

Vilniaus universiteto
Fizikos fakulteto
Lazerinių tyrimų centras

Edvinas Aleksandravičius
NETIESINIŲ REIŠKINIŲ VALDYMAS FOTONINIAIS KRISTALAIŠ

Magistro studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
studijų programa

Studentas

Edvinas Aleksandravičius

Leista ginti

2023-05-26

Darbo vadovas

dr. Darius Gailevičius

Centro direktorė

dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2023

Turinys

Įvadas.....	3
1. Literatūros apžvalga	5
1.1. Netiesiniai efektai kontinuumo generavime	5
1.2. Netiesinio fokusavimosi kompensavimo metodai kontinuumo generavime	6
1.3. Fotoniniai kristalai	7
1.3.1. Erdvinė dispersija	8
2. Tyrimo metodika	12
2.1. Pluošto propagavimo metodas	12
2.1.1. Optimalaus čirpo nustatymas.....	15
2.2. Fotoninių kristalų gamyba femtosekundiniais Beselio impulsais.....	16
2.3. Fotoninių kristalų sklaidos koeficiento charakterizavimas.....	17
3. Tyrimas.....	19
3.1. Erdvinės dispersijos kreivės sąlygojamos fotoninio kristalo	19
3.1.1. Pastovus periodas	19
3.1.2. Čirpuotas periodas	20
3.2. Gauso pluošto savikolimacija tiesiniu atveju.....	22
3.3. Gauso pluošto netiesinio fokusavimosi kompensavimas.....	24
3.3.1. Fotoniniu kristalu su $Q > 1$	24
3.3.2. Fotoniniu kristalu su $Q < 1$	27
3.4. Pagaminti fotoniniai kristalai	29
3.5. Sklaidos koeficiento kalibravimas	30
3.6. Pluošto sąsmaukos padėties poslinkio tiesiniame režime matavimas	32
4. Rezultatai ir išvados	36
5. Literatūros šaltiniai.....	37
Santrauka	39
Summary.....	40

Ivadas

Didelio intensyvumo ultratrumpiems impulsams sklindant skaidrioje terpėje pasireiškia unikalus efektas – femtosekundinių šviesos gijų formavimasis. Jis atsiranda dėl įvairių efektų sąveikos, tiek tiesinių: difrakcija ir medžiagos dispersija, tiek netiesinių: savifokusavimasis, fazės moduliacija, daugiafotonė sugertis, plazminis defokusavimas ir daug kitų, kylančių dėl medžiagos netiesiškumo. Be to, kad ultratrumpasis impulsas pavirsta į šviesos giją, jis taip pat įgyja ir labai išplatėjusį spektrą, vadinamą kontinuumu. Kontinuumo generavimas medžiagos tūryje gali būti kompaktiškas, pigus ir efektyvus metodas norint gauti koherentinę, plataus spektro spinduliuotę. Dėl visų šių naudingų savybių femtosekundiniai kontinuukai yra plačiai taikomi įvairiose srityse kaip spektroskopijoje, fotonikoje, šviesos inžinerijoje. Tačiau daugeliui taikymų yra reikalinga plačiabangė spinduliuotė pasižyminti daug didesniu spektriniu energijos tankiu ar impulsine galia nei tai, ką galima sugeneruoti viena šviesos gija.

Paprasčiausias būdas apeiti šį apribojimą yra naudoti ploną netiesinės medžiagos plokštelę ir platų žadinantį pluoštą. Šiuo atveju galima pilnai išvengti visų erdvinės efektų netrikdant kontinuumo generavimo. Taip pat galimas variantas yra naudoti kelių plokštelių ar kelių perėjimų metodus. Taikant šį metodą spektro plitimas vyksta keliose plonose plokštelėse, kurios tarpusavyje atskirtos oro tarpais. Būtent šiuose tarpuose sklisdamas impulsas gali difraguoti, kas išvalo iš pluošto susidariusius intensyvumo nereguliarumus, dėl kurių pluoštas gali suskilti į mažesnius filamentus.

Yra gerai žinoma, kad periodinė lūžio rodiklio moduliacija esanti arti bangos ilgio mastelio gali stipriai paveikti pluošto sklaidimą. Tokio pobūdžio lūžio rodiklio moduliacijos, dažnai vadinamos fotoniniais kristalais yra tiriamos jau ilgą laiką. Fotoniniai kristalai turi daugybę įdomių savybių pritaikomų įvairiose srityse, jie yra naudojami bangolaidžiuose, fotoninių kristalų šviesolaidžiuose, erdvinuose filtruose ir daugybėje kitų pritaikymų. Tarp šių savybių yra ir fotoninio kristalo gebėjimas valdyti erdvinę dispersiją. Dažnas fotoninio kristalo poveikio erdvinei dispersijai pavyzdys yra savikolimacijos reiškinys. Šiuo atveju pluoštas gali propaguoti visiškai nedifraguodamas. Šį reiškinį galima stebėti esant tam tikroms fotoninio kristalo skersinio ir išilginio periodų kombinacijoms, kurios nulemia erdvinės dispersijos kreivių suplokštėjimą. Be savikolimacijos taip galima stebėti ir difrakcijos susilpnėjimą, sustiprėjimą, ar net ženklų pakeitimą – antidifrakciją.

Taigi galima manyti, kad galima rasti tokius fotoninio kristalo parametrus, kuriems esant fotoninio kristalo sąlygota erdvinė dispersija būtų tokio ženklo ir kreivumo, kad būtų pilnai kompensuojamas pluošto netiesinis fokusavimasis.

Šio darbo **tikslas** yra įvairių fotoninių kristalų įtakos erdvinės dispersijos kreivėms, taigi ir difrakcijos stiprumui tyrimas, ir šių fotoninių kristalų pritaikymas erdvinio pluošto kolapso sustabdymui.

Pagrindiniai uždaviniai:

1. Rasti erdvinės dispersijos priklausomybę nuo fotoninio kristalo parametrų.
2. Derinant fotoninio kristalo parametrus tiksliai suvaldyti pluošto difrakciją.
3. Nustatyti optimalius fotoninio kristalo parametrus erdvinio pluošto kolapso sustabdymui.
4. Pagaminti skaitmeniškai optimizuotus fotoninius kristalus
5. Išmatuoti erdvinės dispersijos kreivumo / difrakcijos stiprumo valdymą fotoniniu kristalu.

1. Literatūros apžvalga

1.1. Netiesiniai efektai kontinuumo generavime

Didelio intensyvumo ultratrumpiems impulsams sklindant skaidrioje terpėje pasireiškia unikalus efektas – femtosekundinių šviesos gijų formavimasis. Jis atsiranda dėl įvairių efektų sąveikos, tiek tiesinių: difrakcija ir medžiagos dispersija, tiek netiesinių: savifokusavimasis, fazės moduliacija, daugiafotonė sugertis, plazminis defokusavimas ir daug kitų, kylančių dėl medžiagos netiesiškumo [1]. Be to, kad ultratrumpasis impulsas pavirsta į šviesos giją, jis taip pat įgyja ir labai išplatėjusį spektrą, vadinamą kontinuumu.

Kontinuumo generavimas medžiagos tūryje gali būti kompaktiškas, pigus ir efektyvus metodas norint gauti koherentinę, plataus spektro spinduliuotę [2]. Dėl visų šių naudingų savybių femtosekundiniai kontinuumai yra plačiai taikomi įvairiose srityse kaip spektroskopijoje [3], fotonikoje [4], šviesos inžinerijoje [5]. Tačiau daugeliui taikymų yra reikalinga plačiabangė spinduliuotė pasižyminti daug didesniu spektriniu energijos tankiu ar impulsine galia nei tai, ką galima sugeneruoti viena šviesos gija.

Paprasčiausiu atveju šviesos gijos susiformavimas gali būti aprašytas savifokusavimosi, plazminio defokusavimo ir difrakcijos pusiausvyra [6]. Savifokusavimasis yra sukliamas optinio Kero efekto, kuris medžiagoje sukuria lūžio rodiklio moduliaciją proporcingą netiesiniam lūžio rodikliui n_{2E} [7]:

$$K(\widehat{|\varepsilon|^2}) = ikn_{2E}(1 - f)|\varepsilon|^2 \quad (1.1.1)$$

čia f yra koeficientas nurodantis pusiausvyrą tarp Ramano sklaidos ir Kero efekto [7], šiuo atveju aproksimuojamas 0.

Plazminis defokusavimas pasireiškia, kai impulsas yra tiek sufokusuotas, kad galėtų efektyviai jonizuoti medžiagą. Plazminio defokusavimo įtaka gali būti aprašyta [6]:

$$\widehat{P}(\rho) = \frac{\rho}{2} \left(\sigma + i \frac{k}{n_0 \rho_c} \right) \quad (1.1.2)$$

čia ρ – laisvųjų elektronų tankis, σ – atvirkštinio Bremsstrahlung skerspjūvis, ρ_c – kritinis plazmos tankis, virš kurio plazma tampa neskaidri. Į plazminio defokusavimo išraišką įeinantys laisvieji elektronai pagrindė yra generuojami daugiafotonės jonizacijos būdu [6]:

$$MPI(\widehat{|\varepsilon|^{2K-2}}, \rho) = \frac{\beta_K}{2} |\varepsilon|^{2K-2} \left(1 - \frac{\rho}{\rho_{nt}} \right) \quad (1.1.3)$$

čia K – fotonų skaičius reikalingas daugiafotonei jonizacijai, ρ_{nt} – neutralių dalelių tankis medžiagoje.

Darbe naudojamame modelyje aprašomi yra ne impulsai, o pluošto kompleksinė gaubtinė. Tai reiškia, kad taikant šį modelį nėra galimybės paskaičiuoti laisvųjų elektronų tankio, todėl ir plazminio defokusavimo įtakos. Tai reiškia, kad šiuo modeliu neįmanoma sugeneruoti realių šviesos gijų. Tačiau atsižvelgiant į tai, kad daugeliui medžiagų naudojant NIR spektro spinduliuotę daugiafotonei jonizacijai įvykti reikia daugelio fotonų K , elektronų tankio, o taip pat ir plazminio defokusavimo įtakos, priklausomybė nuo spinduliuotės intensyvumo bus daug didesnio laipsnio nei Kero fokusavimas. Tai reiškia, kad plazminio defokusavimo įtaka pluošto sklidimui prieš pluošto kolapsą yra nykstamai maža, todėl skaičiavimai šiuo modeliu gali būti laikomi teisingais iki to taško, kai pasiekiamas pluošto kolapsas.

1.2. Netiesinio fokusavimosi kompensavimo metodai kontinuumo generavime

Vienos šviesos gijos galia bus tos pačios eilės kaip ir pluošto kritinė savifokusavimo galia [8]. Ši kritinė galia gali būti išreikšta taip:

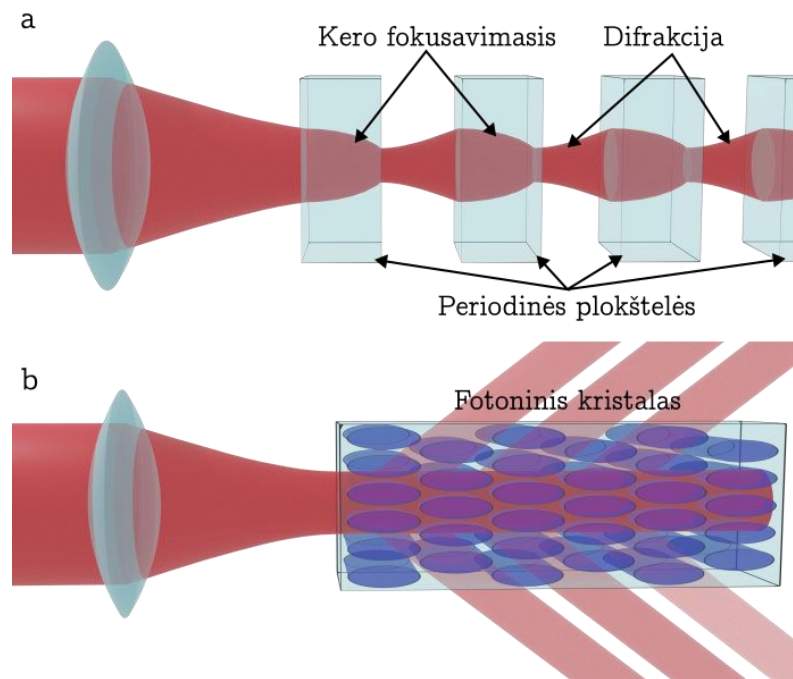
$$P_{cr} = \alpha \frac{\lambda_0}{4\pi n_0 n_2}, \quad (1.2.1)$$

čia α – konstanta priklausanti nuo pluošto profilio, kurios tipinė vertė $\sim 1,9$ [9]. Daugelyje dielektrinių medžiagų, jei naudojama NIR spektro spinduliuotė kritinė galia gali būti kelių MW eilės [10]. Kelių šimtų fs trukmės impulsui tai atitiktų sub- μ J energiją.

Jei yra reikalinga didesnė energija, vienas galimas variantas yra erdvinių ir laikinių efektų atskyrimas slopinant erdvinius efektus (išvengiant erdvinio pluošto kolapso ir filamentacijos), bet netrikdant laikinių efektų. Paprasčiausias būdas tai padaryti netiesinės medžiagos tūryje yra naudoti ploną netiesinės medžiagos plokštelę ir platų žadinantį pluoštą. Šiuo atveju galima pilnai išvengti visų erdvinių efektų netrikdant kontinuumo generavimo [11].

Taip pat galimas variantas yra naudoti kelių plokštelių [12] ar kelių perėjimų [13] metodus, kaip iliustruota 1 pav. a. Taikant šį metodą spektro plitimas vyksta keliose plonose plokštelėse, kurios tarpusavyje atskirtos oro tarpais. Būtent šiuose tarpuose sklisdamas impulsas gali difraguoti, kas išvalo iš pluošto susidariusius intensyvumo nereguliarumus, dėl kurių pluoštas gali suskilti į mažesnius filamentus.

Šiame darbe netiesinio fokusavimosi kompensavimui yra pasitelkiami fotoniniai kristalai. Panaudojant juos galima sustiprinti difrakciją pačiame vientisame netiesinės medžiagos gabale 1 pav. b. Kadangi yra išvengiamas oro tarpų naudojimas, kontinuumo generavimas šiuo metodu galėtų būti daug kompaktiškesnis, nei kelių plokštelių metodu.



1 pav. a – filamentacijos slopinimas kelių plokštelių metodu, įvedant oro tarpus tarp netiesinės medžiagos sričių, taip leidžiant pluoštui tarp jų papildomai difraguoti. b – filamentacijos slopinimas valdant erdvinės dispersijos kreivumą (difrakciją) viena kryptimi 2D fotoniniu kristalu.

1.3. Fotoniniai kristalai

Fotoniniai kristalai yra periodinės struktūros, turinčios unikalių optinių savybių dėl jų gebėjimo valdyti šviesos sklaidimą. Šios struktūros paprastai yra sudarytos iš dielektrinių arba puslaidininkinių medžiagų, kurių lūžio rodiklis periodiškai kinta. Yra gerai žinoma, kad tokia struktūra gali turėti stiprų poveikį spinduliuotės sklaidimui.

Fotoniniai kristalai šviesos elgesį valdo panašiai kaip elektroninės juostos struktūros valdo elektronų judėjimą kristalinėje medžiagoje. Jie turi draudžiamąją juostą, dažnių diapazoną, kuriame šviesa negali sklisti per medžiagą. Šios draudžiamosios juostos atsiranda dėl šviesos bangų interferencijos fotoninio kristalo struktūroje. Periodiškas lūžio rodiklio išsidėstymas fotoniniame kristale sukelia konstruktyvią arba destruktivią šviesos bangų interferenciją tam tikruose bangos ilgiuose, todėl susidaro draudžiamosios juostos. Šias draudžiamąsias juostas galima derinti keičiant fotoninio kristalo geometriją arba sudėtį, kad būtų galima tiksliai valdyti šviesos sklaidimą. Šiame darbe tiriami fotoniniai kristalai veikia Laue režime. Tai reiškia, kad tokiam fotoniniame kristale nėra draudžiamosios juostos. Tai yra pasiekama kai fotoninio kristalo išilginis periodas yra didesnis nei bangos ilgis $d_z > \lambda$. Tokių fotoninių kristalų veikimui pakanka 10^{-2} - 10^{-3} eilės lūžio rodiklio modifikacijos, o tai yra lengvai pasiekama daugelyje stiklų naudojant tiesioginį lazerinį rašymą [14].

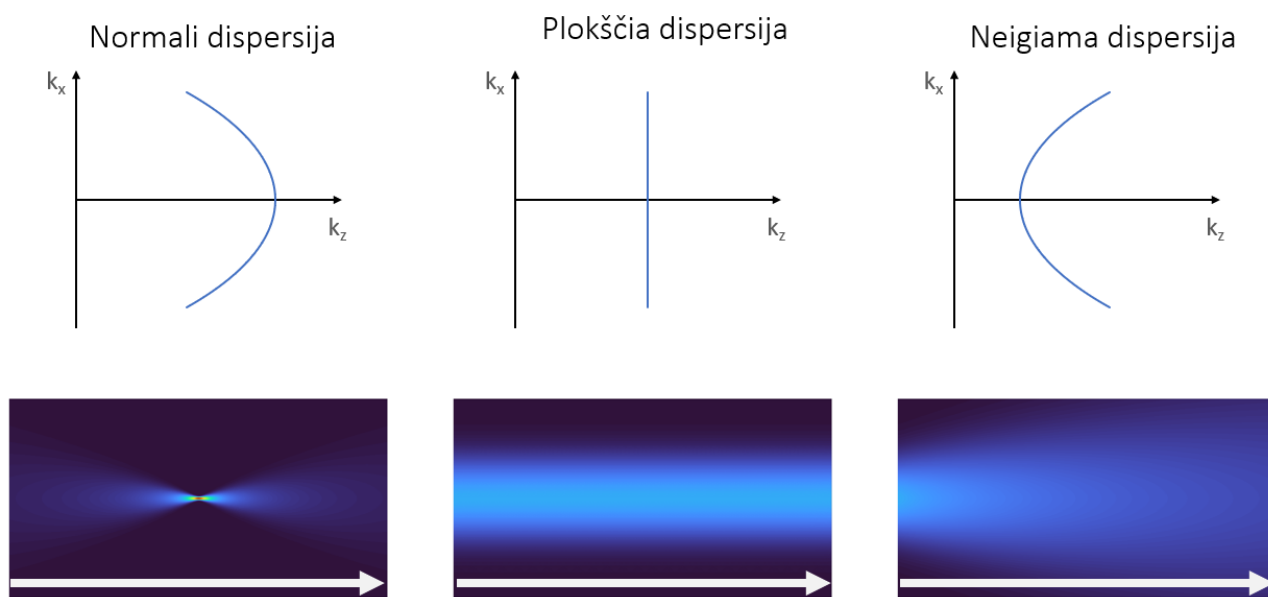
Valdydami šviesos savybes, fotoniniai kristalai turi įvairių pritaikymų. Jie gali būti naudojami valdyti šviesos srautui, nuvesti arba gaudyti šviesos spindulius, sustiprinti šviesos ir medžiagos sąveiką ir kontroliuoti spontaninį spinduliavimą. Nuo pat fotoninės draustinės juostos atradimo

1987 m. [15], [16], fotoniniai kristalai rado daugybę pritaikymų įvairiose srityse, kaip erdvinis filtravimas [17], bangolaidžiai [18], fotoninių kristalų šviesolaidžiai [19] ir kitų. Tokie 2D fotoniniai kristalai gali būti nesunkiai įrašomi daugelio skaidrių medžiagų tūryje tiesioginiu lazeriniu rašymu [20].

1.3.1. Erdvinė dispersija

Dispersija yra fizikinių parametų priklausomybė nuo kitų parametų. Kone geriausiai žinoma yra chromatinė dispersija – medžiagos lūžio rodiklio priklausomybė nuo bangos ilgio. Tuo tarpu čia yra tiriama erdvinė dispersija. Erdvinė dispersija, tai medžiagos ar struktūros lūžio rodiklio (ar bendru atveju bet kokio kito medžiagos parametro) priklausomybė nuo spinduliuotės bangos vektoriaus [21].

Erdvinės dispersijos efektas sklindančiam pluoštui yra iliustruotas 2 pav. Kairėje yra normali erdvinės dispersijos kreivė. Normalios dispersijos atveju, kreivė yra pusė apskritimo (pusė sferos), kurios centras yra ties $k_x = 0$ ir $k_z = 0$ ir kurios kreivumo spindulys yra lygus spinduliuotės bangos skaičiui. Viduryje yra atvaizduota plokščia erdvinės dispersijos kreivė. Pluoštas sklindantis tokios erdvinės dispersijos terpėje sklis visiškai nedifraguodamas, konverguojantis pluoštas ne konverguos, diverguojantis pluoštas ne diverguos. Dešinėje pavaizduota neigiamo ženklo kreivumo erdvinė dispersija. Šiuo atveju įprastai konverguojantis pluoštas diverguoja, o diverguojantis – konverguoja.



2 pav. Įvairių kreivumų erdvinės dispersijos kreivės ir tokios erdvinės dispersijos terpėse sklindantys pluoštai. Kairėje – normali erdvinė dispersija, viduryje – plokščia erdvinė dispersija, dešinėje – priešingo ženklo erdvinė dispersija.

Kaip buvo paminėta anksčiau, fotoniniai kristalai taip pat gali paveikti erdvinės dispersijos kreives. Vienas iš plačiausiai žinomų fotoninių kristalų efektų erdvinei dispersijai yra savikolimacijos efektas. Šiuo atveju pluoštas gali skliti neribotą atstumą visiškai nedifraguodamas. Šis efektas yra stebimas tam tikroms fotoninio kristalo išilginio ir skersinio periodų kombinacijoms, kurios sukelia

erdvinės dispersijos kreivės suplokštėjimą [22]. Šis efektas nėra labai aktualus siekiant kompensuoti netiesinį fokusavimą, tačiau yra ir kitų erdvinės dispersijos režimų pasižyminčių naudingesnėmis savybėmis. Pavyzdžiui, galima gauti erdvinės dispersijos kreivę su didesniu arba mažesniu kreivumu, tai duotų atitinkamai sustiprintą arba susilpnintą difrakciją. Taip pat galima gauti ir erdvinės dispersijos kreivę su neigiamu kreivumu, tai atitiktų antidifrakciją [23].

Analitinis bangų sklidimo per fotoninius kristalus tyrimas reikalauja maksimalaus supaprastinimo. Dėl šios priežasties aproksimuojama, kad lūžio rodiklis harmoniškai moduluojamas tiek skersine x , tiek išilgine z kryptimis taip:

$$\Delta n(x, y) = m(e^{-iq_x x} + e^{iq_x x})(e^{-iq_z z} + e^{iq_z z}) \quad (1.3.1.1)$$

Pluošto sklidimą aprašo netiesinė Schrödingerio lygtis (NLSE), kurios potencialas atitinka lūžio rodiklio profilį [24]:

$$\partial_z A = \frac{\omega^2}{2k_0 c^2} \chi^{(3)} |A|^2 A + \frac{i}{2k_0} \partial_{xx}^2 A + ik \Delta n(x, y) A \quad (1.3.1.2)$$

Pluošto sklidimas NLSE yra paraksialinis – erdvinė dispersija yra parabolinė, t. y. fazės akumuliacijos priklausomybė nuo plokščios bangos sklidimo kampo α yra parabolės formos $\partial_z \varphi = k_z = -k_x^2/2k_0$. Čia sklidimo kampas apibrėžiamas kaip $\sin(\alpha) = k_x/k_0$. Paprastumo dėlei tiriamo tiesinį sklidimą, t. y. $\chi^{(3)} = 0$. Norėdami dar labiau supaprastinti analizę, spėjame, kad sprendinys bus Blocho moda, sudaroma tik iš trijų harmonikų, išmetant aukštesnės eilės harmonikas $|h| \geq 2$:

$$A(x, z) = e^{-ik_x x} (A_0(z) + A_-(z)e^{-iq_x x - iq_z z} + A_+(z)e^{iq_x x - iq_z z}) \quad (1.3.1.3)$$

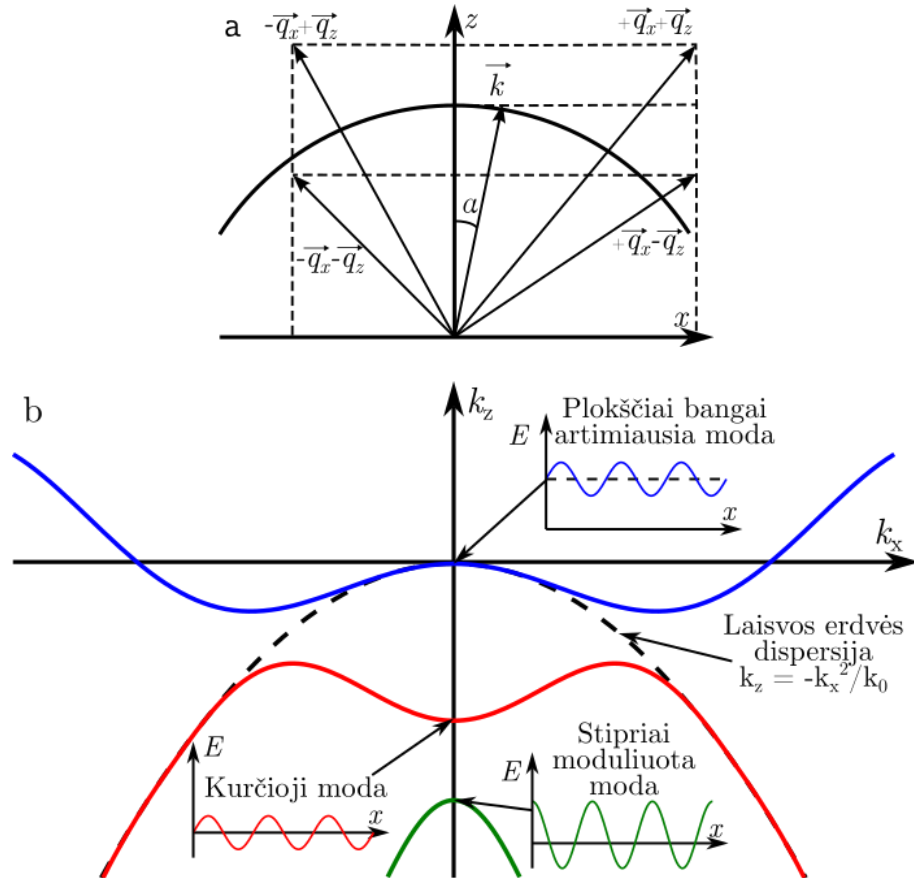
Plokščių bangų triada sudaranti šią Blocho modą yra pavaizduota 3a paveiksle. Čia yra atmetami Blocho modos komponentai turintys $\vec{k}_0 + (\pm q_x, +q_z)$, kadangi šios modos yra per toli nuo normalios erdvinės dispersijos parabolės, todėl spinduliuotė projektuojasi tik į komponentes turinčias $\vec{k}_0 + (\pm q_x, -q_z)$. Šių plokščių bangų sklidimas gali būti aprašomas tokia lygčių sistema:

$$\begin{aligned} \partial_z A_+ &= \left(iq_z - \frac{i(k_x + q_x)^2}{2k} \right) A_+ + ikm A_0 \\ \partial_z A_0 &= -\frac{ik_x^2}{2k} A_0 + ikm (A_- + A_+) \\ \partial_z A_- &= \left(iq_z - \frac{i(k_x - q_x)^2}{2k} \right) A_- + ikm A_0 \end{aligned} \quad (1.3.1.4)$$

Šią lygčių sistemą galima paprasčiau atvaizduoti matricos forma, kur Blocho moda yra stulpelis vektorius $\vec{A} = (A_+, A_0, A_-)^t$, o sklidimo matrica M :

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} iq_z - i \frac{(k_x + q_x)^2}{2k} & ikm & 0 \\ ikm & -i \frac{k_x^2}{2k} & ikm \\ 0 & ikm & iq_z - i \frac{(k_x - q_x)^2}{2k} \end{pmatrix} \quad (1.3.1.5)$$

Tuomet (1.3.1.4) lygtis supaprastinama iki $\partial_z \vec{A} = \hat{M} \vec{A}$. Šios lygties tikrinių vektorių ir tikrinių verčių neįmanoma suskaičiuoti analitiškai, tačiau galima aproksimuoti skaitmeniškai. Taip suskaičiuotos modos pavaizduotos 3b paveiksle.



3 pav. a – Blocho modą sudarančios plokščios bangos, b – trys svarbiausios erdvinės dispersijos šakos sąlygotos Blocho modos.

Rezultatas toks, kad Blocho modos dispersijos kreivės turi sudėtingas formas. Erdvinės dispersijos šakos gali įgyti tiek teigiamus, tiek neigiamus kreivumus nuliniame kritimo kampui. Bendru atveju pastovaus periodo fotoninis kristalas sąlygos erdvinę dispersiją susidedančią iš keleto kreivių, kurių visuma vadinama Blocho moda [25].

Dažniausiai yra nepageidautina turėti kelias skirtingas erdvinės dispersijos kreives, nes tai apsunkina spinduliuotės valdymą, todėl norima visą spinduliuotę projektuoti į vieną erdvinės dispersijos kreivę. Tai gali būti pasiekta į fotoninio kristalo išilginį periodą įvedant adiabatinį čirpą. Jei šis čirpas yra pakankamai lėtas, beveik visa spinduliuotė gali būti suprojektuota į vieną norimą erdvinės dispersijos kreivę.

2. Tyrimo metodika

2.1. Pluošto propagavimo metodas

Skaitmeninėms simuliacijoms atlikti buvo naudojamas pluošto propagavimo metodas (*angl.* beam propagation method) [26]. Šis metodas pasirinktas atsižvelgiant į patirtį įgytą atliekant kitus panašaus pobūdžio tyrimus. Be to, šis metodas gali būti lengvai pritaikytas ne tik tiesiniams skaičiavimams aktualiems šio darbo kontekste, bet ir netiesiniams skaičiavimams aktualiems tolimesniems darbams. Toliau pateikiamas trumpas pluošto propagavimo metodo aprašymas.

Pluošto propagavimo metodas leidžia aproksimuoti, kokia bus pluošto kompleksinė amplitudė, duotam pluoštui nusklidus nurodytą atstumą. Šio metodo implementaciją iš esmės galima išskirstyti į keturias dalis.

Pirmiausia yra apibrėžiama simuliacijos erdvė. Nustatoma skersinio X bei išilginio Z vektorių ilgiai ir žingsniai. Z ilgis tiesiog nurodo fotoninio kristalo ilgį ir gali būti pasirenkamas laisvai. X ilgis nurodo fotoninio kristalo plotį, šis turi būti pakankamai didelis, kad sklindantis pluoštas pilnai tilptų. Z žingsnis turi būti pakankamai mažas, jei norime turėti tikslią pluošto fazės informaciją, tai įprastai yra 10-20 kartų mažesnis nei bangos ilgis. X žingsnis turi būti parinktas taip, kad tiriamą moduliaciją būtų pakankamai tiksliai aproksimuojama, taip pat X žingsnis nurodo ir maksimalų kampą, kuriuo gali sklisti spinduliuotė, todėl jis negali būti per didelis. Šioje srityje taip pat apibrėžiamos simuliacijos konstantos kaip lūžio rodiklis ir netiesiškumo koeficientas.

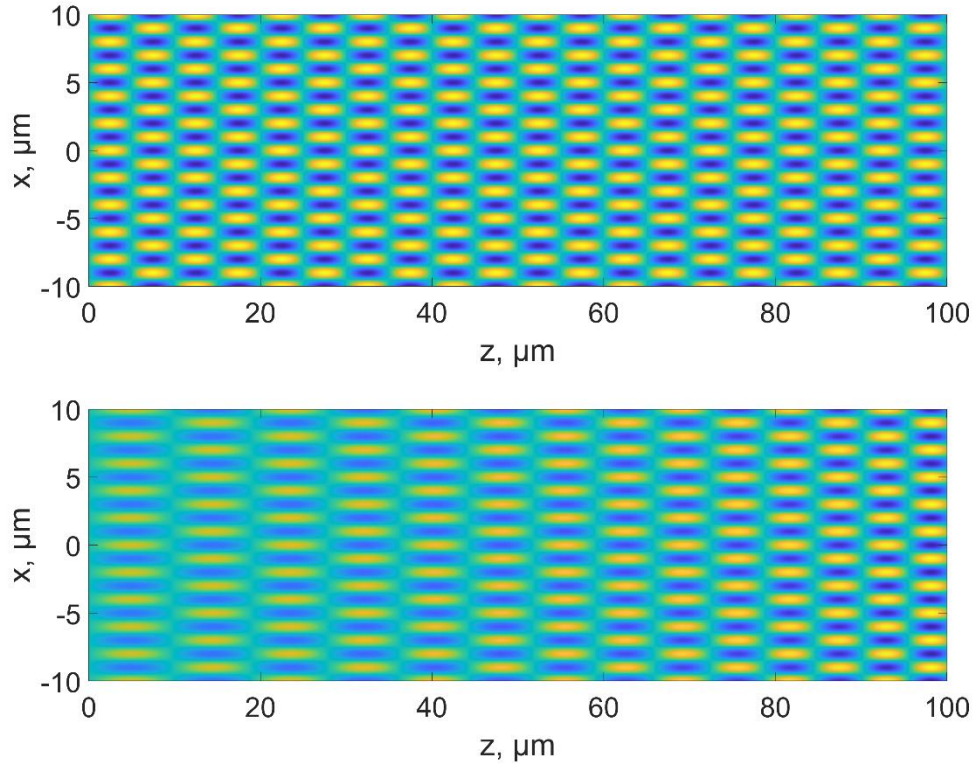
Antras žingsnis yra aprašyti tiriamą fotoninį kristalą. Norint pritaikyti pluošto propagavimo metodą pluoštui sklindančiam fotoniniu kristalu, būtina fotoninį kristalą aprašyti kaip terpės $M(x, z)$ funkciją. Fotoninis kristalas yra aproksimuojamas kaip sinuso – išilgai – ir kosinuso – skersai – funkcijų, turinčių skirtingus periodus, sandauga.

Skersinis ir išilginis periodai yra parenkami ne atsitiktinai – jie yra tarpusavyje susiję per rezonansinį Talboto d_T periodą:

$$d_T \approx \frac{2nd_x^2}{\lambda_0} \quad (2.1.1)$$

čia n – medžiagos ilgis tiesinis lūžio rodiklis, λ_0 – bangos ilgis vakuume, d_x – skersinis moduliacijos periodas. Tuomet išilginis periodas d_z yra apibrėžiamas panaudojant bedimensinį struktūrinį parametą Q :

$$d_z = \frac{d_T}{Q} \quad (2.1.2)$$



4 pav. Fotoninio kristalo modelio naudoto simuliacijose pavyzdžiai. Viršuje – pastovaus periodo fotoninis kristalas, apačioje – fotoninis kristalas su čirpuotu išilginiu periodu ir sklaidos koeficientu.

Šitaip apibrėžtas pastovaus išilginio periodo fotoninio kristalo modelis yra atvaizduotas 4 pav. viršuje. Be pastovaus išilginio periodo fotoninio kristalo, taip pat naudinga apibrėžti ir čirpuoto periodo fotoninio kristalo modelį. Preliminariai galima spėti, kad čirpavimas gali būti įgyvendintas keliais būdais – galima:

- pradėti nuo struktūrinio parametro Q vertės esančios toli nuo rezonanso ($Q = 1$) ir lėtai artėti prie norimos Q vertės;
- pradėti nuo mažos sklaidos koeficiento s vertės ir lėtai artėti prie norimos s vertės;
- sujungti abu aukščiau paminėtus metodus. Būtent tokiu būdu čirpuoto fotoninio kristalo modelis atvaizduotas 4 pav. apačioje.

Trečias žingsnis yra apibrėžti pradinį pluoštą. Šiuose skaičiavimuose visur naudojamas idealus Gauso pluoštas $u_0(x, z_0)$:

$$u(x, z_0) = \frac{w_0}{w(z_0)} \exp\left(\frac{-x^2}{w(z_0)^2}\right) \exp\left(-i\left(kz + k\frac{x^2}{2R(z_0)} - \varphi(z_0)\right)\right) \quad (2.1.3)$$

$$w(z_0) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z_0}{z_R}\right)^2} \quad (2.1.4)$$

$$R(z_0) = z \left(1 + \left(\frac{z_R}{z_0} \right)^2 \right) \quad (2.1.5)$$

$$\varphi(z_0) = \arctg \left(\frac{z_0}{z_R} \right) \quad (2.1.6)$$

kur x – skersinė simuliacijos koordinatė, z – išilginė simuliacijos koordinatė, z_0 – atstumas nuo pluošto sąsmaukos, k – bangos skaičius, w_0 – pluošto sąsmaukos radiusas, z_R – Relėjaus nuotolis.

Paskutinis žingsnis yra pats propagavimo ciklas. Pirmiausia suskaičiuojami sklaidos operatorius ir netiesinis Kero fokusavimas:

$$S(x) = \exp (iM(x, z)s) \quad (2.1.7)$$

$$NL(x) = \exp (ik\Delta zn_{2E}|u(x, z)|^2) \quad (2.1.8)$$

Pluošto kompleksinė gaubtinė yra padauginama iš sklaidos ir netiesinio fokusavimo operatorių ir paskaičiuojama sandaugos Furjė transformacija:

$$U(k_x, z) = FT_x(u(x, z)S(x)NL(x)) \quad (2.1.9)$$

Galiausiai suskaičiuojama ir pritaikoma pernašos funkcija, paskaičiuojama atvirkštinė Furjė transformacija:

$$T(k_x) = \exp \left(i \sqrt{k^2 - k_x^2} \Delta z \right) \quad (2.1.10)$$

$$u(x, z + \Delta z) = IFT_x(U(k_x, z)T(k_x)) \quad (2.1.11)$$

Šis ciklas yra kartojamas, kol pasiekama simuliacijos pabaiga. Turint visą pluošto kompleksinės gaubtinės evoliucijos matricą:

- artimo lauko intensyvumo pasiskirstymas yra lygus

$$I_{Near} = |u(x, z)|^2; \quad (2.1.12)$$

- tolimo lauko intensyvumo pasiskirstymas yra lygus

$$I_{Far} = |FT_x(u(x, z))|^2; \quad (2.1.13)$$

- erdvinės dispersijos kreivės yra randamos pagal

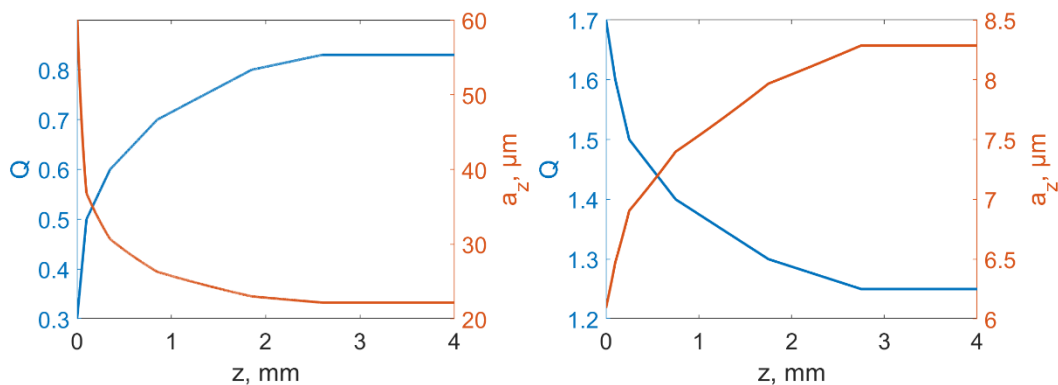
$$ED = |FT_{x,z}(u(x, z))|^2. \quad (2.1.14)$$

Pluošto propagavimo metodas tinkamas naudoti tik tuo atveju, jei pluošto kompleksinė gaubtinė yra lėtai kintanti. Tai yra pasiekama, kai ir terpė, kurioje propaguoja pluoštas, yra lėtai kintanti – galioja aproksimacija, kad per žingsnį Δz terpė beveik nepasikeičia. Tai galima įgyvendinti imant pakankamai mažą žingsnį ir kartojant (2.1.6) ir (2.1.7), kol pluoštas nusklis per visą norimą terpę.

2.1.1. Optimalaus čirpo nustatymas

Bet kokiame praktiniame taikyme norime kiek įmanoma greičiau pasiekti specifinę difrakciją – Q vertę, dėl šios priežasties fotoninio kristalo ilgis, skirtas išilginio periodo čirpavimui, turi būti minimizuotas. Tačiau, tuo pačiu metu norime, kad kiek įmanoma didesnė spinduliuotės dalis projektuotųsi į norimą erdvinės dispersijos kreivę, dėl šios priežasties fotoninio kristalo ilgis skirtas išilginio periodo čirpavimui turi būti maksimizuotas. Šiems tikslams įgyvendinti reikia priešingo efekto. Todėl, naudoti tiesinį periodo čirpą daugeliu atveju yra nepraktiška. Išilginio periodo čirpo profilis turi būti tikslingai parinktas kiekvienam fotoniniam kristalui pagal poreikius ir tam naudojamas optimizavimo algoritmas. Šio algoritmo tikslas – užtikrinti, kad esant užduotam viso čirpo ilgiui, energijos dalis esanti norimoje dispersijos kreivėje yra didžiausia įmanoma. Visą procesą galima trumpai aprašyti taip:

1. Padaromas spėjimas, koks galėtų būti optimalus čirpo profilis, kurio pavyzdys atvaizduotas 5 pav.;
2. Naudojant šį čirpo profilį atliekama simuliacija;
3. Įvertinama energijos dalis norimoje erdvinės dispersijos kreivėje;
4. Čirpo profilis modifikuojamas (pakeičiamas atstumas tarp dviejų čirpo taškų, pridedamas papildomas taškas);
5. Jei spinduliuotės projektavimosi laipsnis pakankamas, naudojamas šis čirpo profilis, jei ne – grįžtama į 2 žingsnį.



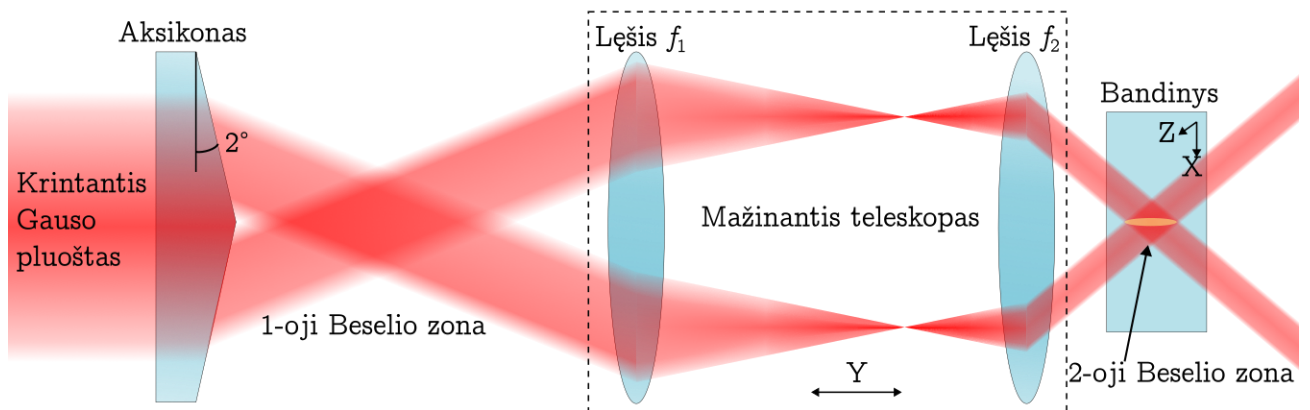
5 pav. Tipinis optimizuotas čirpo profilis. Q – struktūrinis parametras, a_z – išilginis periodas. Kairėje – nulinės difrakcijos režimo čirpo profilis, naudotas 3.2 skyriaus skaičiavime. Dešinėje – sustiprintos difrakcijos čirpo profilis, naudotas 3.3.1 skyriaus skaičiavime.

Tai gali būti implementuota visiškai automatizuotame optimizacijos algoritme, tačiau dažniausiai šis procesas yra greitesnis jį pažingsniui atliekant rankiniu būdu. Optimizuoto čirpo profilio forma įprastai panaši į tą atvaizduotą 5 pav., kur parodyta kaip kinta Q parametras ir atitinkamas išilginis periodas a_z išilgai fotoninio kristalo. Atliekant optimizaciją svarbu nenuvertinti

pirmosios čirpo dalies įtakos, nepaisant to, kokia trumpa ji yra. Išėmus šią dalį iš čirpo profilio, energijos dalis norimoje erdvinės dispersijos kreivėje gali sumažėti 20 %.

2.2. Fotoninių kristalų gamyba femtosekundiniais Beselio impulsais

Ankstesniame skyriuje minėtų fotoninių kristalų gamyba iškelia svarbių iššūkių, į kuriuos reikia atsižvelgti. Pirmiausia reikia įvertinti keletą detalių apie fotoninių kristalų geometriją. Kaip anksčiau buvo paminėta, skersinis periodas privalo būti palyginamas su bangos ilgiu, kuriam gaminamas fotoninis kristalas, Pavyzdžiui, pluoštui, kurio bangos ilgis yra 0,633 μm, didžiausias skersinis periodas, kuriam dar galime valdyti dispersiją, yra apytiksliai 6 μm. Tai kelia gamybos metodo pasižyminčio ganėtinai aukšta rezoliucija poreikį. Kristalo ilgis skirtas išilginio periodo čirpavimui norint adiabatiškai projektuoti spinduliuotę į vieną Blocho modą yra milimetrų eilės. Taip pat reikia atsižvelgti į fotoninio kristalo dalies, turinčios norimą erdvinę dispersiją, ilgį. Be to, pagaminto fotoninio kristalo įėjimo apertūra privalo būti pakankamai didelė tiriamajam pluoštui. Jei tartume, kad įėjimo apertūra turėtų būti bent 500×500 μm² dydžio, viso norimo fotoninio kristalo tūris būtų keleto kubinių milimetrų eilės. Aukšta rezoliucija reikalinga linijos gamybai kartu su dideliu viso fotoninio kristalo tūriu apriboja galimus gamybos metodo pasirinkimus, kadangi daugelis metodų turinčių pakankamai aukštą raišką būtų pernelyg lėti. Atsižvelgiant į šiuos apribojimus buvo nuspręsta fotoninių kristalų gamybą atlikti taikant tiesioginį lazerinį rašymą femtosekundiniais Beselio impulsais, kadangi šiuo metodu vienu impulsu galima sukurti mikrometrų eilės pločio, bet daug didesnio ilgio lūžio rodiklio moduliaciją [27].



6 pav. Fotoninių kristalų tiesioginio lazerinio rašymo Beselio impulsais principinė schema.

Taikant tiesioginį lazerinį rašymą Beselio impulsais, Beselio-Gauso pluoštas yra naudojamas sukelti lūžio rodiklio modifikacijai optiškai skaidrioje terpėje. Ši modifikacija sukuriamą srityje vadinamoje Beselio zona [28]. Šios zonos ilgis ir radiusas gali būti aproksimuoti lygtimis:

$$z_1 = w_0 \frac{\cos \theta_0}{\sin \theta_0} \quad (2.2.1)$$

$$r_1 = \frac{2.4048\lambda}{2\pi \sin \theta_0} \quad (2.2.2)$$

$$\theta_0 = \arcsin(\sin(\alpha) n) - \alpha \quad (2.2.3)$$

čia $w_0 = 3,7 \mu\text{m}$ – krintančio Gauso pluošto $1/e^2$ diametras, $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$ – bangos ilgis, $\alpha = 2^\circ$ – aksikono kampas, $n = 1,44$ – aksikono lūžio rodiklis. Naudojamo pluošto impulso trukmė 215 fs. Įsistačius į (2.2.1-3) lygtis tyrime naudojamus parametrus gauname, kad Beselio zonos radiusas $r_1 = 19 \mu\text{m}$ ir ilgis $z_1 = 120 \text{ mm}$. Norint sumažinti šią Beselio zoną buvo panaudotas mažinantis teleskopas susidedantis iš dviejų lęšių $f_1 = 50 \text{ mm}$ ir $f_2 = 10 \text{ mm}$, atvaizduotas 6 pav. Šis teleskopas sukuria antrą Beselio zoną, kurios ilgis ir radiusas yra [29]

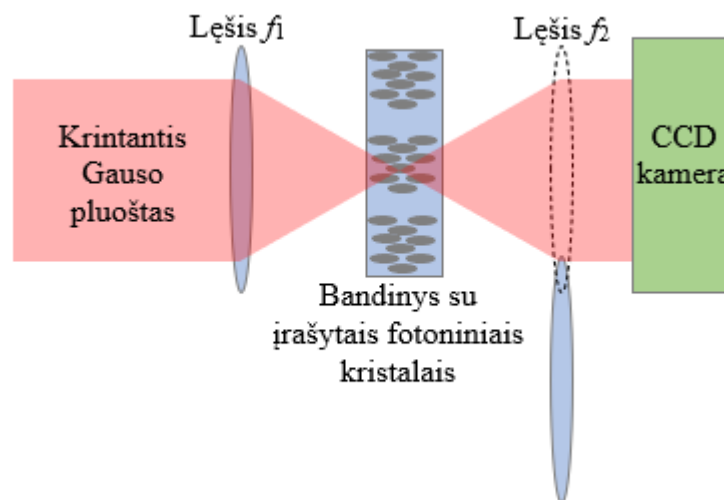
$$z_2 = z_1 \left(\frac{f_1}{f_2}\right)^2 \quad (2.2.4)$$

$$r_2 = r_1 \left(\frac{f_1}{f_2}\right) \quad (2.2.5)$$

Įsistačius parametrus į šias lygtis gauname, kad antrosios Beselio zonos radiusas $r_2 = 3,85 \mu\text{m}$ ir ilgis $z_2 = 4,8 \text{ mm}$. Šios Beselio zonos radiusas vis dar didesnis nei ankščiau minėtas $6 \mu\text{m}$ raiškos reikalavimas, tačiau reikia nepamiršti, kad Beselio zonos dydis neparodo sukuriamos lūžio rodiklio modifikacijos dydžio, kadangi pastaroji taip pat priklauso ir nuo medžiagos modifikacijos slenksčio bei impulso intensyvumo.

2.3. Fotoninių kristalų sklaidos koeficiento charakterizavimas

Pagaminti fotoniniai kristalai pirmiausia buvo apžiūrėti optiniu mikroskopu, siekiant įvertinti ar nėra pažeidimų, gamybos klaidų, ar įėjimo apertūra pakankama tolesniems matavimams. Jei pagamintas fotoninis kristalas tenkina šiuos reikalavimus, jis įstatomas į 7 pav. pavaizduotą matavimo schema, kuri priklauso nuo to, ar norima registruoti artimąjį ar tolimąjį laukus.

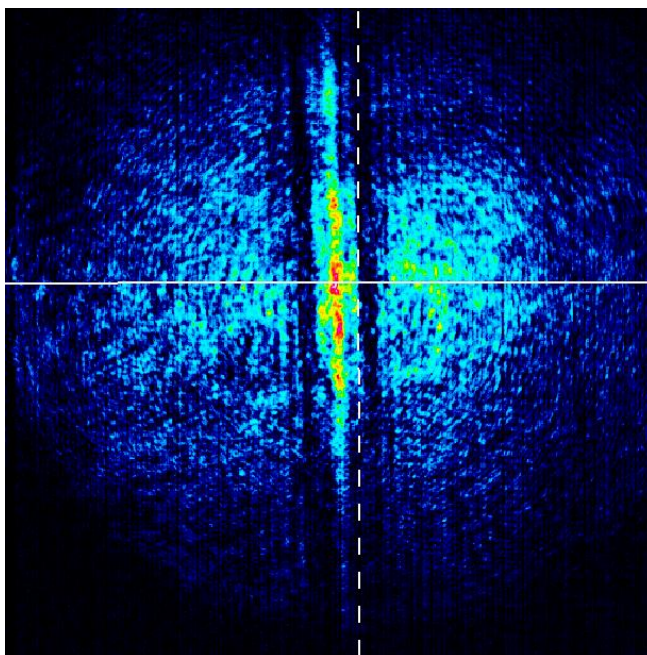


7 pav. Fotoninių kristalų charakterizavimo principinė schema

7 pav. pavaizduota matavimo schema susideda iš tiriamo kolimuoto He-Ne lazerio pluošto, kuris sufokusuojamas lęšiu $f_1 = 10$ mm į fotoninį kristalą. Fokusuoto pluošto pilnas divergencijos kampas $\theta = 7,5^\circ$. Pagal poreikį, jei norima registruoti artimą lauką, taip pat naudojamas antras lęšis $f_2 = 10$ mm. Galiausiai fotoninį kristalą perėjęs pluoštas yra registruojamas naudojant CCD kamera.

Kalibruojant pagamintų fotoninių kristalų sklaidos koeficientą, registruojamas pluošto praėjusio fotoninį kristalą tolimas laukas. Tuo tikslu iš 7 pav. atvaizduotos schemos išimamas lęšis f_2 , o CCD kamera atitraukiama pakankamai toli nuo fotoninio kristalo, kad registruojamas pluoštas kokybiškai nebesikeistų – būtų matomas tik tolimas laukas.

Kokybiniam eksperimento ir simuliacijos palyginimui, registruojamas pluošto artimas laukas už fotoninio kristalo. Tuo tikslu 7 pav. schemoje įstatomas lęšis f_2 , jis laikomas fiksuotu f_2 atstumu nuo kameros. Tuomet kamera kartu su lęšiu f_2 slenkama tolyn nuo fotoninio kristalo, periodiškai užregistruojant į kamerą patenkančią pluoštą. Taip užregistruojama pluošto artimo lauko evoliucija už fotoninio kristalo. Abiem atvejais kameros užregistruotas vaizdas atrodo kaip 8 pav.



8 pav. CCD kameros užregistruotas vaizdas.

Kadangi charakterizavimui naudojamos simuliacijos erdvė yra 2D (1 skersinė ir 1 išilginė dimensijos) ir pagaminti fotoniniai kristalai pluoštą veikia tik viena skersine dimensija X, prieš lyginant simuliacijos ir eksperimento rezultatus, kameros užregistruotą vaizdą dar reikia apdoroti programiškai. Pirmiausia, siekiant sumažinti foninės spinduliuotės įtaką užregistruojamas „tamsinis“ vaizdas – nesant žadinančio pluošto. Šis tamsinis vaizdas yra atimamas iš visų matavimų. Tuomet siekiant pašalinti skersinę dimensiją Y, kurioje fotoninis kristalas neturi įtakos, duomenys suintegruojami išilgai Y dimensijos. Norint sumažinti triukšmo įtaką matavimo rezultatams integruojama ne per visą Y ašį, bet tik toje dalyje, kur vidutinis intensyvumas siekia bent $1/e^2$ lygį.

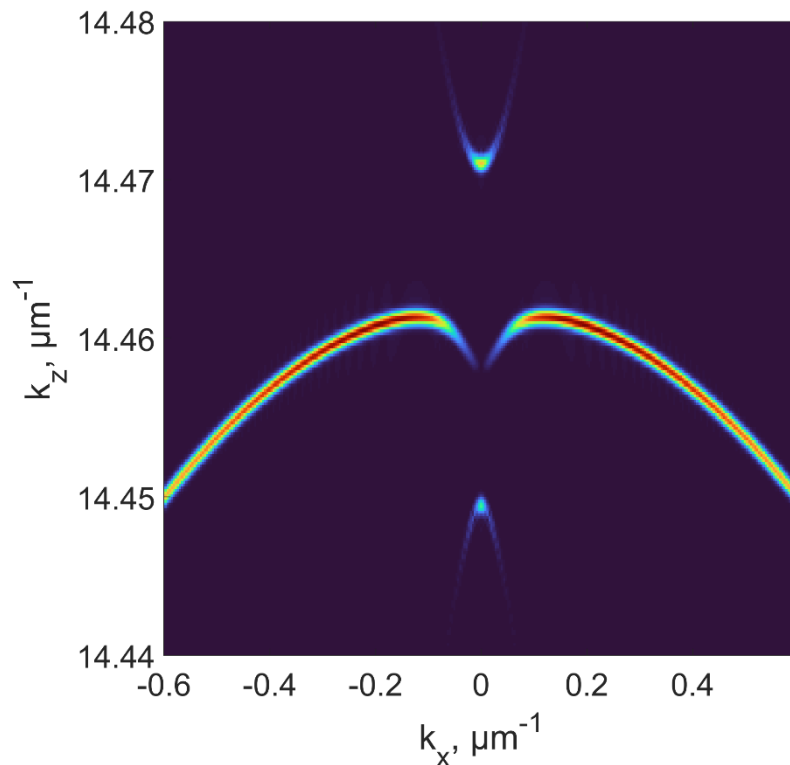
3. Tyrimas

3.1. Erdvinės dispersijos kreivės sąlygojamos fotoninio kristalo

Šiame skyriuje pateikiamos pluošto propagavimo metodu suskaičiuotos erdvinės dispersijos kreivės įvairiems fotoniniams kristalams. Aptariamos erdvinės dispersijos kreivumo priklausomybės nuo fotoninio kristalo struktūrinio parametro Q bei sklaidos koeficiento s . Palyginami tyrimo metodikoje minėti fotoninio kristalo čirpavimo būdai.

3.1.1. Pastovus periodas

Pirmiausia išbandytas paprasčiausias pastovaus periodo fotoninio kristalo atvejis. 9 pav. atvaizduotos erdvinės dispersijos kreivės sąlygotos fotoninio kristalo su $2\ \mu\text{m}$ skersiniu periodu, struktūriniu parametru $0,9$, sklaidos koeficientu $0,6$.



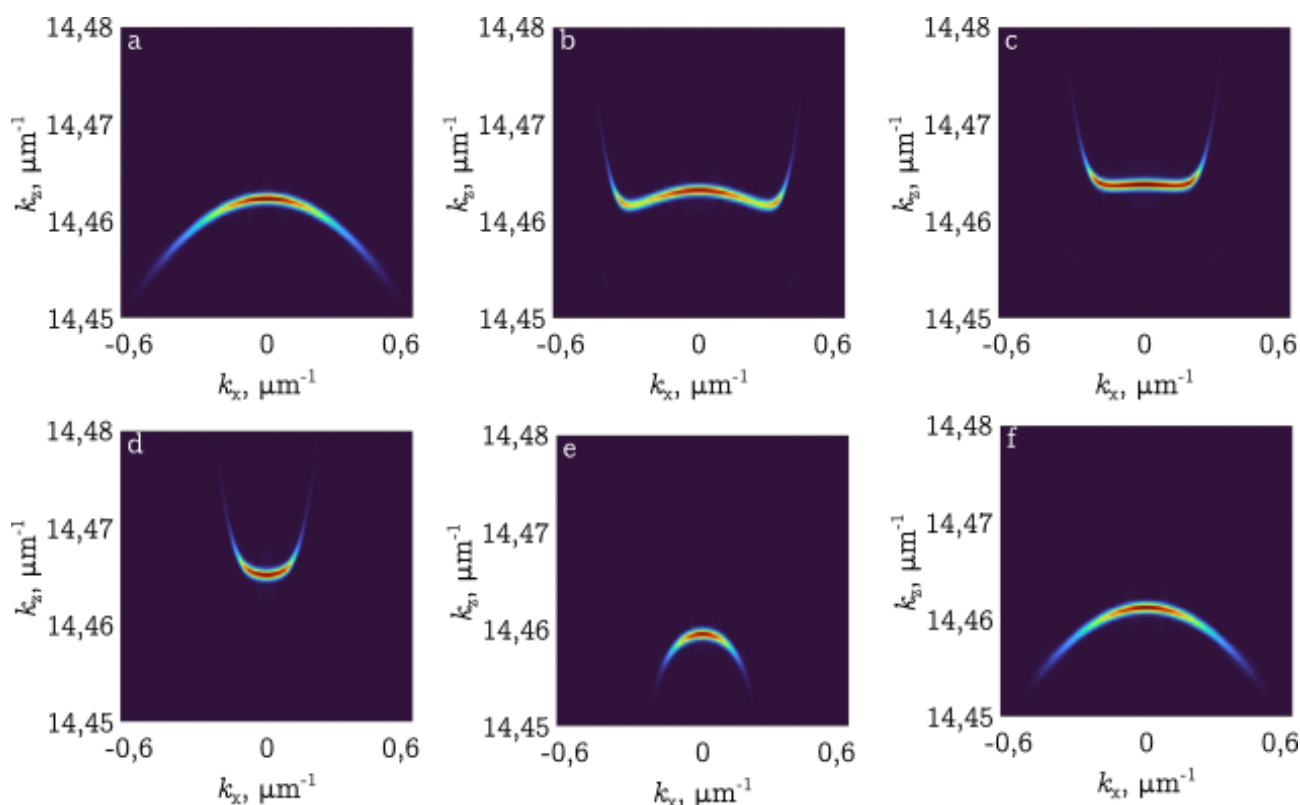
9 pav. Erdvinės dispersijos kreivės pastovaus periodo fotoninio kristalo atžvilgiu.

Kaip ir buvo tikėtasi, kadangi Q parametras yra netoli rezonanso, ryškiausia yra neigiamos dispersijos kreivė, tačiau matomos visos trys erdvinės dispersijos kreivės atitinkančios skirtingas fotoniniu kristalu propaguojančias Blocho modos šakas. Pakartojus skaičiavimus su Q parametru sumažintu iki $0,5$ matoma tik viena erdvinės dispersijos kreivė, beveik idealiai atitinkanti normalią dispersiją. Panašūs rezultatai gaunami perėjus į kitą rezonanso pusę. Kai Q parametras lygus $1,5$, erdvinė dispersija taip pat beveik idealiai atitinka normalią dispersiją. Artėjant prie rezonanso iš kitos pusės, kai Q parametras lygus $1,2$ ryškiausia yra teigiamos dispersijos kreivė, tačiau vėlgi matomos visos trys erdvinės dispersijos kreivės.

Apibendrinant, pastovaus periodo fotoninis kristalas gali leisti keisti erdvinę dispersiją, tačiau tokiu fotoniniu kristalu negalima gauti švaraus pluošto sklaidimo atitinkančio vieną erdvinės dispersijos kreivę.

3.1.2. Čirpuotas periodas

Toliau išbandyti įvairūs čirpuoto išilginio periodo fotoniniai kristalai. 10 pav. atvaizduotos erdvinės dispersijos kreivės sąlygotos fotoninio kristalo su $2\ \mu\text{m}$ skersiniu periodu, įvairioms struktūrinio parametro vertėms, sklaidos koeficientu 0,6, tačiau šįkart prieš erdvinės dispersijos kreivių skaičiavimą fotoninis kristalas papildomai buvo tiesiškai čirpuotas tiek išilginiu periodu, tiek sklaidos koeficientu per 5 mm.

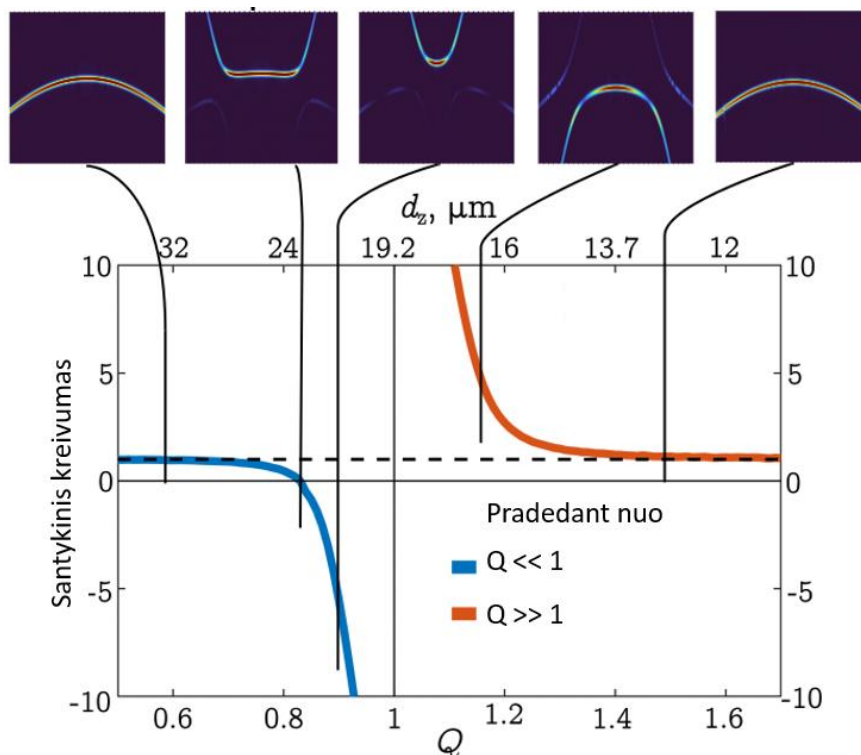


10 pav. Erdvinės dispersijos kreivės sąlygotos čirpuotų fotoninių kristalų su įvairiomis struktūrinio parametro Q vertėmis. **a** – 0,3, **b** – 0,78, **c** – 0,83, **d** – 0,92, **e** – 1,15, **f** – 1,7.

Pagal 10 pav. galime matyti, kad fotoninio kristalo čirpavimas projektuoja visą spinduliuotę į norimą erdvinės dispersijos kreivę. Priklausomai nuo struktūrinio parametro galima išskirti įvairius dispersijos režimus. Esant toli nuo rezonanso, lygiai taip pat kaip ir pastovaus periodo fotoninio kristalo atveju gaunama normali dispersija 10 pav. **a** ir **f**. Pradedant nuo $Q \ll 1$ verčių ir artėjant prie rezonanso erdvinės dispersijos kreivės kreivumas mažėja 10 pav. **b** – gaunama silpna difrakcija. Toliau didinant erdvinės dispersijos kreivę visiškai suplokštėja 10 pav. **c** – stebima savikolimacija. Dar priartėjus prie rezonanso erdvinės dispersijos kreivės ženklas pasikeičia ir gaunama antidifrakcija

10 pav. **d.** Priešingoje rezonanso pusėje erdvinės dispersijos ženklas išlieka nepakitęs, bet kreivumas padidėja 10 pav. **e.**

Norint įsigilinti į fotoninio kristalo įtaką erdvinei dispersijai detaliau, reikia pereiti nuo kokybinio kreivių palyginimo į kiekybinį. Vienas variantas leidžiantis įvesti kiekybinį palyginimą yra erdvinės dispersijos kreivės aproksimavimas apskritimu. Geriausiai erdvinės dispersijos kreivę atitinkančio apskritimo spindulys pats savaime galėtų būti panaudotas kreivėms palyginti, tačiau informatyvesnis gali būti apskritimo spinduliui atvirkščias dydis – kreivumas κ , kadangi difrakcija yra proporcinga kreivumui. Galiausiai, kadangi absoliutinė kreivumo vertė yra sunkiai suprantama, palyginimui naudojamas santykinis kreivumas – fotoninio kristalo sąlygotos erdvinės dispersijos kreivumas κ padalintas iš normalios erdvinės dispersijos kreivumo κ_0 . 11 pav. pateikta kiekybinė erdvinės dispersijos priklausomybė nuo fotoninio kristalo struktūrinio parametro.



11 pav. Fotoninio kristalo sąlygotos erdvinės dispersijos santykinio kreivumo priklausomybė nuo struktūrinio parametro Q . Punktyrinė linija atitinka normalią dispersiją.

Turint būdą kiekybiškai palyginti paskaičiuotas erdvinės dispersijos kreives, galima panagrinėti, kaip kreivumas priklauso nuo kitų fotoninio kristalo parametrų:

- keičiant skersinį periodą ir laikant struktūrinį parametru Q pastovų, erdvinės dispersijos kreivumas nesikeičia. Tai ypač naudinga atliekant dispersijos kreivių kreivumo skaičiavimus, kadangi skaičiavimus galima atlikti su mažesniu skersiniu

periodu, taip sumažinant skaičiavimo erdvę, o šiuos rezultatus pritaikyti didesnio skersinio periodo fotoniniams kristalams;

- keičiant skersinį periodą keičiasi atstumas reikalingas periodo čirpavimui pasiekti efektyvų spinduliuotės projektavimąsi į norimą dispersijos kreivę – mažesniems skersiniams periodams užtenka trumpesnio periodo čirpo ilgio;
- didinant sklaidos koeficientą analogiškas kreivumo pokytis pasiekiamas toliau nuo rezonanso, t. y. visi taškai *11* pav. pasislenka tolyn nuo $Q = 1$.

Nors erdvinės dispersijos kreivumui fotoninio kristalo skersinis periodas įtakos neturi, reikia paminėti kitą jo poveikį – didėjant skersiniam periodui – prastėja spinduliuotės projektavimas į norimą erdvinės dispersijos kreivę. Fotoninio kristalo atitinkančio $Q = 0,9$ efektyviam spinduliuotės projektavimui čirpuojant išilginį periodą ir sklaidos koeficientą, $2 \mu\text{m}$ skersinio periodo atveju reikia $\sim 3 \text{ mm}$, tuo tarpu $4 \mu\text{m}$ atveju jis pailgėja iki $\sim 11 \text{ mm}$.

Tuo tarpu, nors pati sklaidos koeficiento vertė turi didelę įtaką erdvinės dispersijos kreivumui, sklaidos koeficiento čirpavimo įtaka fotoninio kristalo ilgiui reikalingam skirti čirpavimui yra palyginus maža. $2 \mu\text{m}$ skersinio periodo, $Q = 0,9$ fotoninio kristalo čirpavimui tik keičiant išilginį periodą užtenka $\sim 3,6 \text{ mm}$ ilgio, o čirpuojant tik sklaidos koeficientą spinduliuotė niekada nėra pilnai suprojektuojama į vieną erdvinės dispersijos kreivę.

Taigi, fotoninio kristalo čirpavimas leidžia suprojektuoti spinduliuotę į norimą erdvinės dispersijos kreivę. Derinant struktūrinio parametro Q vertę, ties kuria stabdomas čirpavimas, galima tiksliai valdyti erdvinės dispersijos kreivumą.

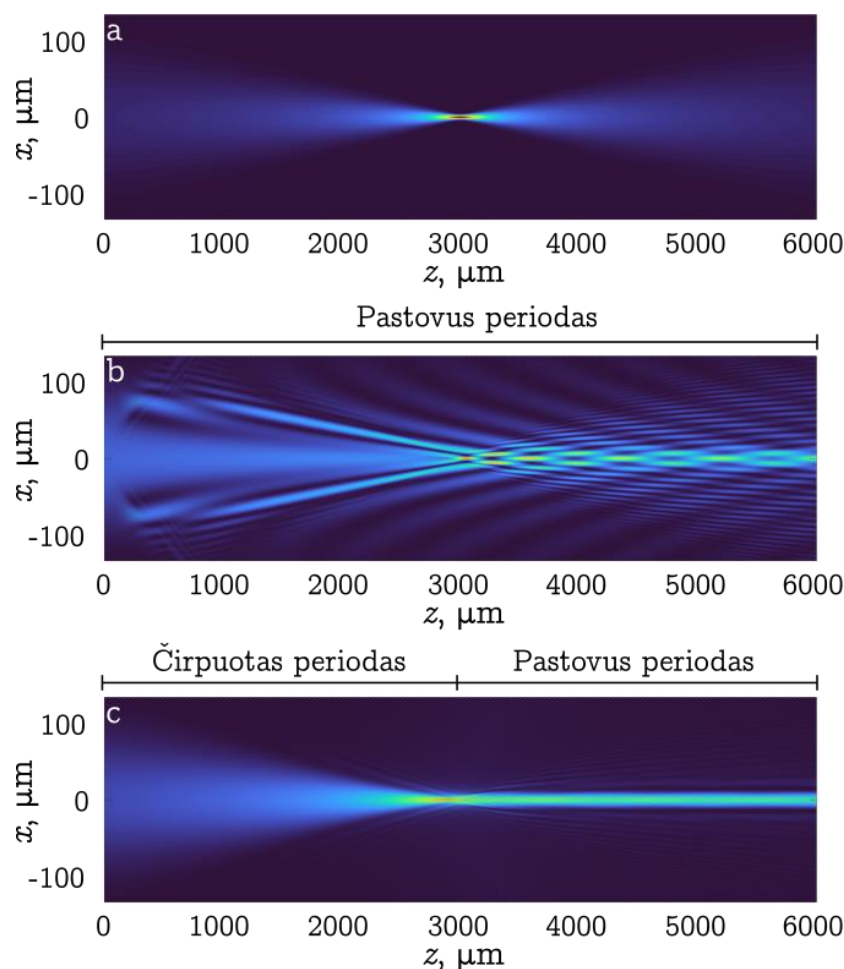
3.2. Gauso pluošto savikolimacija tiesiniu atveju

Šiame skyriuje verifikuojamas *11* pav. erdvinės dispersijos kreivumo tikslumas. Sustiprinta difrakcija nėra lengvai intuityviai išskiriama stebint pluošto intensyvumo profilį. Norėdami patikrinti koncepciją paimekime atvejį, kai galime sukelti savikolimaciją. Todėl ištiriame atvejį, kai sufokusuotas pluoštas sklinda: homogeninėje terpėje, pastovaus periodo fotoniniame kristale ir adiabatiškai čirpuotame fotoniniame kristale su pastovaus periodo antra dalimi.

Pluoštų artimo lauko evoliucija visais atvejais yra pateikta *12* pav. Pirmiausia palyginimui yra pateikiamas pluošto sklindančio homogeninėje terpėje artimas laukas palyginimui *12* pav. a. Tuomet pluoštas su vienodais parametrais yra propaguojamas fotoniniu kristalu su $Q = 0,83$. Pagal rezultatus pateiktus *11* pav. tai turėtų atitikti plokščią dispersijos kreivę ir turėtų gauti kolimuotą pluoštą. Šis pluoštas atvaizduotas *12* pav. b. Galime įžvelgti, kad pluoštas pasižymi periodiniu saviatvaizdavimu primenančiu efektu. Tai gali reikšti, kad spinduliuotė išties galėtų nusklisti didesnę atstumą patirdama mažesnę difrakciją, tačiau tokio pluošto negalime vadinti kolimuotu, kadangi yra sužadintos kelios

dispersijos kreivės. Be to, kad sužadinama suplokštinta dispersijos kreivė, sužadintos ir kitos dvi dispersijos kreivės, kas neleidžia gauti kokybiško pluošto. Taip pat, verta paminėti kad šiuo atveju didelė dalis spinduliuotės yra išsklaidoma iš fotoninio kristalo, dėl ko yra sumažinamas efektyvumas.

Ši problema gali būti išspręsta fotoninio kristalo pradžioje įvedant išilginio periodo čirpą. Pluošto sklindančio fotoniniu kristalu su optimizuotu čirpu artimas laukas pateiktas 12 pav. c. Lyginant pastovaus ir čirpuoto periodo fotoninių kristalų atvejus skirtumas iškart yra akivaizdus. Už čirpuoto periodo dalies galo ties $z = 3000 \mu\text{m}$, pluoštas sklinda visiškai nedifraguodamas, kaip ir tikėtumėmės kolimuoto pluošto atveju. Čirpuoto fotoninio kristalo atveju pluoštas yra daug švaresnis, patiriami energijos nuostoliai dėl sklaidos – mažesni.



12 pav. Simuliuotų pluoštų artimo lauko evoliucijos profiliai. a – pluoštas sklindantis homogeninėje terpėje, b – pluoštas sklindantis pastovaus periodo fotoniniame kristale su $Q = 0,83$, c – pluoštas sklindantis čirpuotame ($0 - 3000 \mu\text{m}$) fotoniniame kristale su $Q = 0,83$.

Taigi, valdydami erdvinės dispersijos kreivumą pagal 11 pav. pateiktus rezultatus ir pritaikydami fotoniniam kristalui optimizuotą išilginio periodo čirpą galime tiksliai valdyti pluošto difrakciją.

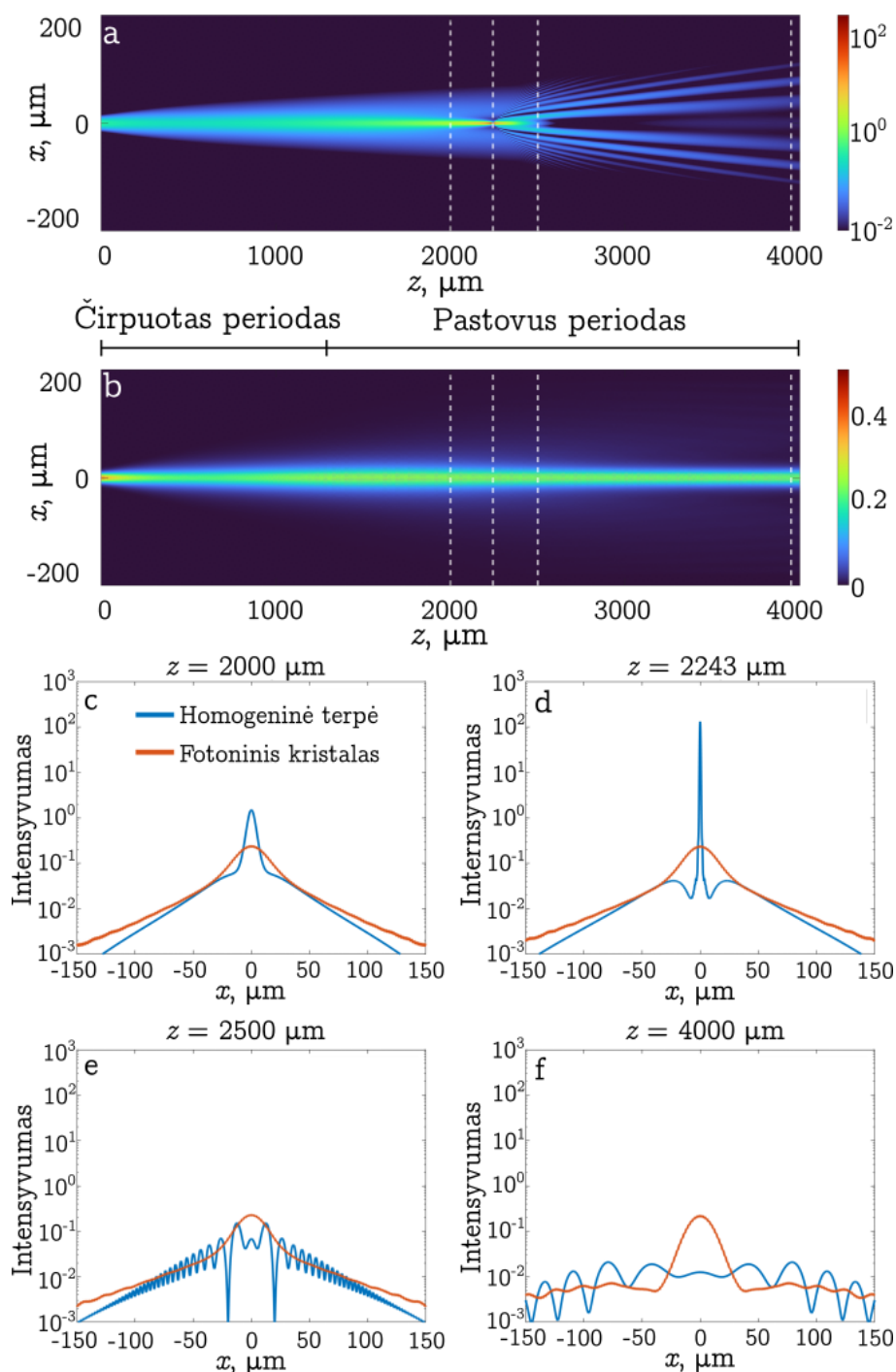
3.3. Gauso pluošto netiesinio fokusavimo kompensavimas

Šiame skyriuje aprašomi bandymai kompensuoti pluošto sklindančio netiesinėje terpėje fokusavimąsi dėl Kero efekto, taip sustabdant pluošto filamentaciją. Kadangi mūsų atveju aktualus yra teigiamas Kero efektas, norint jį kompensuoti turime naudoti sustiprintą difrakciją – didesnį erdvinės dispersijos kreivumo modulį atitinkančius fotoninius kristalus. Atsižvelgiant į 11 pav. galime manyti, kad tai pasiekama dviem atvejais. Galime naudoti sustiprintą difrakciją ir diverguojantį pluoštą – $Q \geq 1$; arba sustiprintą antidifrakciją ir konverguojantį pluoštą – $Q \leq 1$. Taip pat svarbu paminėti, kad kadangi norime kuo labiau sumažinti atstumą, kurį pluoštas sklinda su erdvine dispersija skirtinga nei ta, kurią užduodame, fotoninio kristalo ilgio dalis skirta išilginio periodo čirpavimui privalo būti kuo labiau sumažinta. Dėl šios priežasties tiesinis išilginio periodo čirpas yra nepraktiškas, vietoj to kiekvienai fotoninio kristalo struktūrinio parametro Q vertei čirpas yra optimizuojamas pagal algoritmą pateiktą 2.1.1 skyriuje.

3.3.1. Fotoniniu kristalu su $Q > 1$

Pirmiausia ištiriamas atvejis su sustiprinta difrakcija ir diverguojančiu pluoštu. Kaip specifinį pavyzdį analizuosime atvejį, kai naudojamas čirpuoto periodo fotoninis kristalas su struktūriniu parametru $Q = 1,20$. Lūžio rodiklis yra moduluotas XZ plokštumoje, Y ašyje lūžio rodiklis yra pastovus. Paskaičiuoti pluoštų artimo lauko intensyvumo pasiskirstymai XZ plokštumoje yra pateikti 13 pav. Galime matyti, kad homogeninės terpės atveju pluoštas kolapsuoja ties 2243 μm . Tuo tarpu, protingai parinkus fotoninio kristalo parametrus galime ne tik išvengti pluošto kolapso, bet ir subalansuoti netiesinį fokusavimą ir difrakciją taip, kad gautume kvazi-kolimuotą pluoštą. Labiau įsigilinti į pluošto sklidimą galime žiūrėdami į intensyvumo pasiskirstymo pjūvius įvairiuose atstumuose z : netoli prieš pluošto kolapsą (2000 μm), ties pluošto kolapsu (2243 μm), netoli už pluošto kolapso (2500 μm) ir toli už pluošto kolapso (4000 μm).

Intensyvumo pasiskirstymai abiem atvejais yra panašūs iki prieš pat pluošto kolapsą. Pirmajame pluošte greitai susiformuoja didėjančio intensyvumo, siauras centrinis pikas, tuo tarpu antrasis pluoštas beveik nepakinta. Pirmasis pluoštas kolapsuoja ir yra išsklaidomas, jo intensyvumas greitai krenta. Antrajame pluošte centrinis pikas ir toliau išlieka beveik nepakitusio intensyvumo, tačiau susiaurėja. Toli nuo kolapso pirmasis pluoštas yra visiškai išsklaidomas, o antrojo pluošto centrinis pikas išlieka net po 8 mm sklidimo.



13 pav. Pluoštų artimo lauko intensyvumo evoliucija XZ plokštumoje: a – homogeninėje terpėje ir b – čirpuoto periodo fotoniniame kristale. Spalvų skalė a yra logaritminė, o b – tiesinė. c – f rodo intensyvumo pjūvius paimtus ties įvairiais atstumais z .

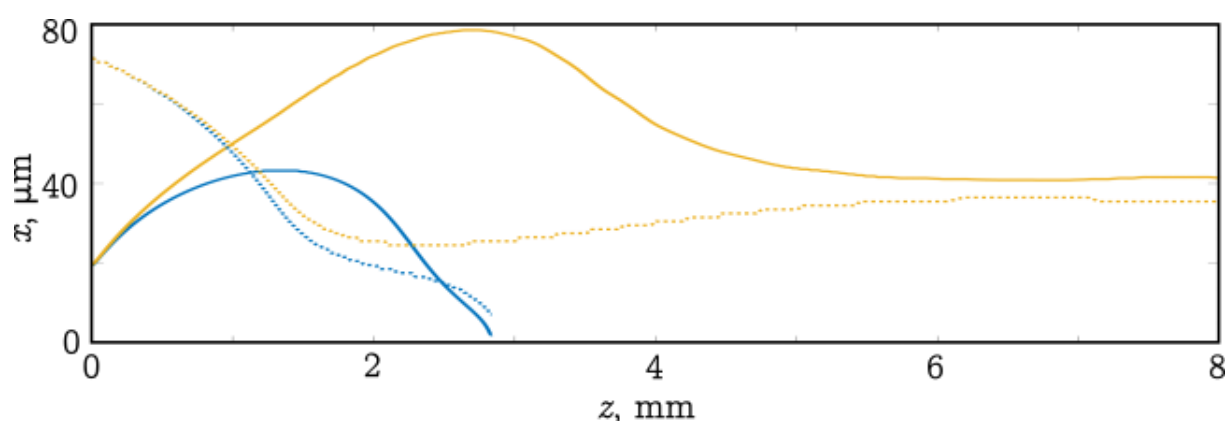
Taip pat verta paminėti tai, kad šis fotoninis kristalas buvo optimizuotas specifinei pluošto galiai ir netiesiškumo koeficientui, tačiau pluoštas išlieka stabilus net ir esant didesnėms galios vertėms. Pluošto kolapsas yra išvengiama pluošto galią padidinus net 30 %. Šiais atvejais nebeišlaikoma pusiausvyra tarp difrakcijos ir netiesinio fokusavimo ir pluoštas yra išsklaidomas, tačiau yra išvengiama pernelyg didelio intensyvumo išaugimo. Tai ypač svarbu eksperimentiniams pritaikymams, nes tai reiškia, kad net netyčia panaudojus per didelę galią bus išvengta negrįžtamų pažeidimų.

Išsamesnė kiekybinė analizė atliekama abiem atvejais žiūrint į pluošto diametro evoliuciją, jam sklindant. Tai parodyta 14 pav.

Kaip buvo paminėta anksčiau homogeninėje, kai pradinė galia padidinama virš kritinės galios, matome, kad pluošto diametras moduliotos dispersijos plokštumoje pirmiausia didėja, bet galiausiai pradeda konverguoti ir kolapsuoja ties $z = 2,84$ mm. Pradinis pluošto divergavimas tikėtinai atsiranda todėl, kad naudojamas pluoštas yra elipsės formos. Naudojant tuos pačius pluošto parametrus, bet šį kartą fotoniniame kristale matome, kad pluošto diametras iš pradžių vėl didėja, tačiau šį kartą pluoštas nekolapsuoja, o tik šiek tiek susifokusuoja ir toliau asimptotiškai artėja prie vertės, kuriai difrakcija ir netiesinis fokusavimas yra subalansuoti. Kaip ir homogeniniu atveju, pradinis pluošto diametro padidėjimas tikėtinas dėl elipsinio pluošto, tačiau šiuo atveju skersmuo dar labiau padidėja dėl sustiprintos difrakcijos moduliotos dispersijos plokštumoje.

Žvelgiant į pluošto diametro evoliuciją normalios dispersijos plokštumoje, galima matyti, kodėl moduliotos dispersijos plokštumoje pluoštas pirmiausiai diverguoja. Taip pat galime matyti, kad normalios dispersijos plokštumoje pluoštas abiem atvejais pirmiausia greitai fokusuojasi. Toliau, homogeninėje terpėje pluoštas nenustoja fokusuotis ir galiausiai kolapsuoja ties $z = 2,84$ mm. Tuo tarpu fotoniniame kristale, pluoštas galiausiai vėl pradeda truputį diverguoti, diametras padidėja ir asimptotiškai artėja prie vertės, kurioje difrakcija ir netiesinis fokusavimas yra subalansuoti.

Pagal pluošto diametro evoliuciją fotoniniame kristale abejomis kryptimis, galime matyti, kad nepaisant pradinio pluošto eliptiškumo, fotoniniu kristalu sklides kristalas galima sakyti susitvarko/susivienodina abiejose ašyse. Vienintelė likusio pluošto diametro abejomis kryptimis priežastis yra difrakcijos stiprumo skirtumas moduliutoje ir nmoduliuotoje plokštumose.



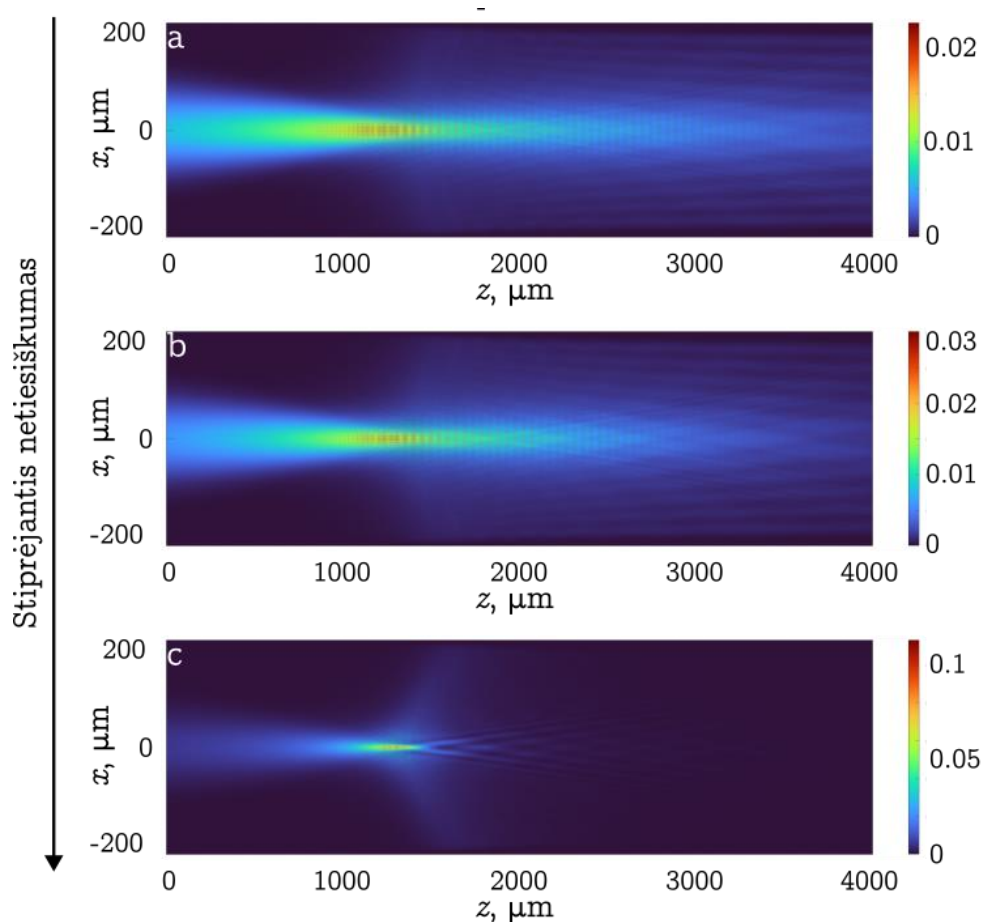
14 pav. Pluoštų diametrai išmatuoti ties e^{-2} . Mėlynos linijos žymi pluoštą sklindantį homogeninėje terpėje, geltonos – fotoniniame kristale. Ištinės linijos rodo pluošto diametrą moduliotos erdvinės dispersijos plokštumoje, punktyrinės – nmoduliuotos.

Taigi, naudojant čirpuoto periodo fotoninius kristalus su $Q > 1$ galime ne tik sustabdyti pluošto kolapsą, bet ir subalansuoti netiesinį fokusavimą ir difrakciją, dėl ko pluoštas sklistų lyg kolimuotas ir galimai būtų sugeneruojamas stipresnis kontinuumas.

3.3.2. Fotoniniu kristalu su $Q < 1$

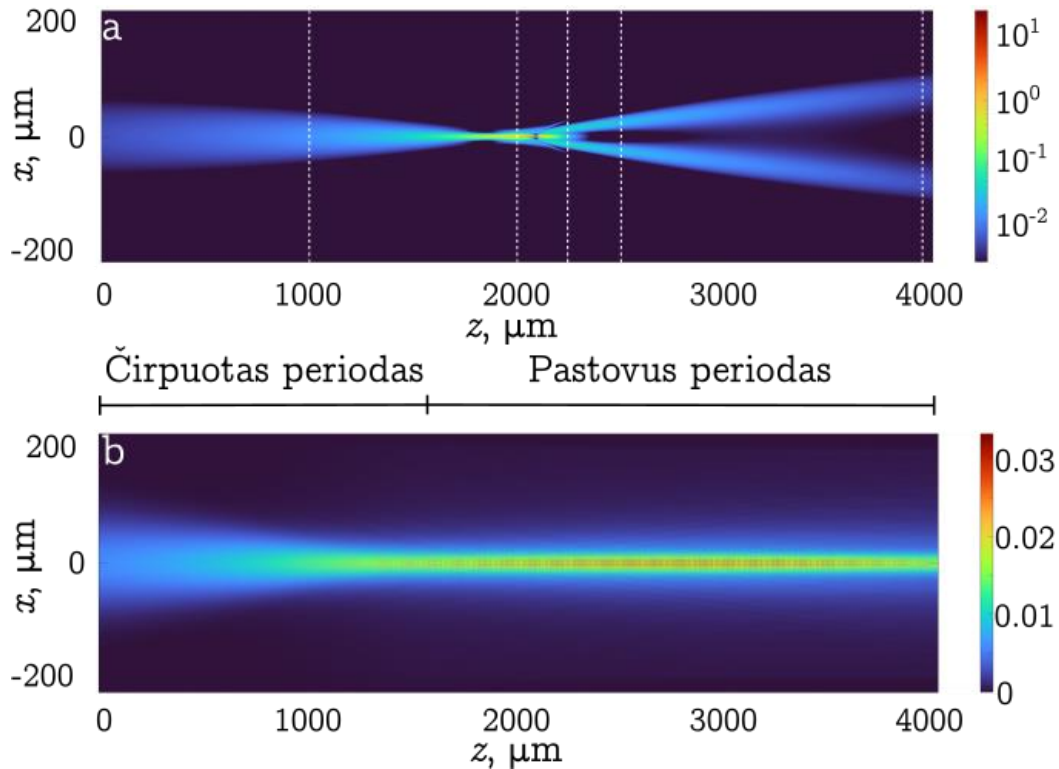
Kitas variantas kuomet galime tikėtis netiesinio fokusavimo kompensavimo yra naudoti fotoninį kristalą su $Q < 1$ ir konverguojančiu pluoštu. Kaip specifinį pavyzdį analizuosime atvejį, kai naudojamas čirpuoto periodo fotoninis kristalas su struktūriniu parametru $Q = 0,90$. Lūžio rodiklis yra moduluotas XZ plokštumoje, Y ašyje lūžio rodiklis yra pastovus. Paskaičiuoti pluoštų artimo lauko intensyvumo pasiskirstymai XZ plokštumoje yra pateikti 15 pav. Galima matyti, kad nei viename iš pateiktų pavyzdžių pluoštas ne kolapsuoja, tačiau, priešingai nei atveju naudojant $Q > 1$ fotoninį kristalą, nei vienu iš atveju nepasiekiami pusiausvyra tarp difrakcijos ir netiesinio fokusavimo.

Didinant galią turėtume pasiekti galios vertę, kuriai esant difrakcija ir netiesinis fokusavimasis pilnai kompensuotų vienas kitą, o pluoštas artėtų prie kolimuoto pluošto, tačiau tai niekada neįvyksta. Toliau didinant galią vyksta pluošto kolapsas.



15 pav. Pluošto artimo lauko intensyvumo pasiskirstymai XZ plokštumoje. Einant žemyn, didėjantis netiesiškumas (pluošto galia).

Fotoninis kristalas su struktūriniu parametru $Q < 1$ turėtų galėti suteikti panašius rezultatus kaip ir fotoninis kristalas su struktūriniu parametru $Q > 1$. Viena iš galimų priežasčių kodėl to nepavyko įgyvendinti yra tai, kad projektavimo efektyvumas į norimą erdvinės dispersijos kreivę yra per mažas dėl pernelyg trumpo išilginio periodo čirpavimui skirtu atstumu. Ši problema neturi lengvo sprendimo, kadangi maksimalus čirpavimo atstumas yra užduodamas netiesinio fokuso nuotolio, kuris priklauso nuo pluošto galios ir pločio. Deja, kaip galima matyti iš 15 pav., pluošto galios mažinimas neišsprendžia šios problemos. Pluošto pločio padidinimas ko gero išspręstų šią problemą, tačiau tai yra sunku įgyvendinti, nes tai stipriai padidintų simuliacijos regioną ir, atitinkamai, kompiuterio skaičiavimo išteklių reikalavimus, kas šiuo metu ir yra ribojantis faktorius. Kita vertus, nors pluošto pločio padidinimas pastumtų netiesinį fokusą tolyn ir leistų naudoti didesnę čirpavimo ilgį, tai taip pat gali nepasiteisinti, nes norint pasiekti sustiprintą antidifrakciją turime fotoninio kristalo išilginį periodą čirpuoti per susilpnintos ir nulinės difrakcijos sritį. Kadangi pluoštas didesnę kelią sklįstų silpnesnės difrakcijos srityje, tai savo ruožtu vėl priartintų netiesinį fokusą.



16 pav. Pluoštų artimo lauko intensyvumo evoliucija XZ plokštumoje: a – homogeninėje terpėje ir b – čirpuoto periodo fotoniniame kristale. Spalvų skalė a yra logaritminė, o b – tiesinė.

Iš tiesų, naudojant fotoninį kristalą su $Q < 1$ buvo gautas panašus efektas kaip ir $Q > 1$ atveju (16 pav.). Tačiau galbūt kiek paradoksaliai tai buvo pasiekta naudojant fotoninį kristalą su $Q = 0,85$, kas žvelgiant į 11 pav. yra labai arti nulinės difrakcijos vertės ties $Q = 0,83$. Atsižvelgiant į naudoto fotoninio kristalo erdvinės dispersijos kreivės santykinį kreivumą, šio fotoninio kristalo sąlygota difrakcija turėtų būti net silpnesnė nei normali difrakcija. Kadangi pluošto intensyvumo

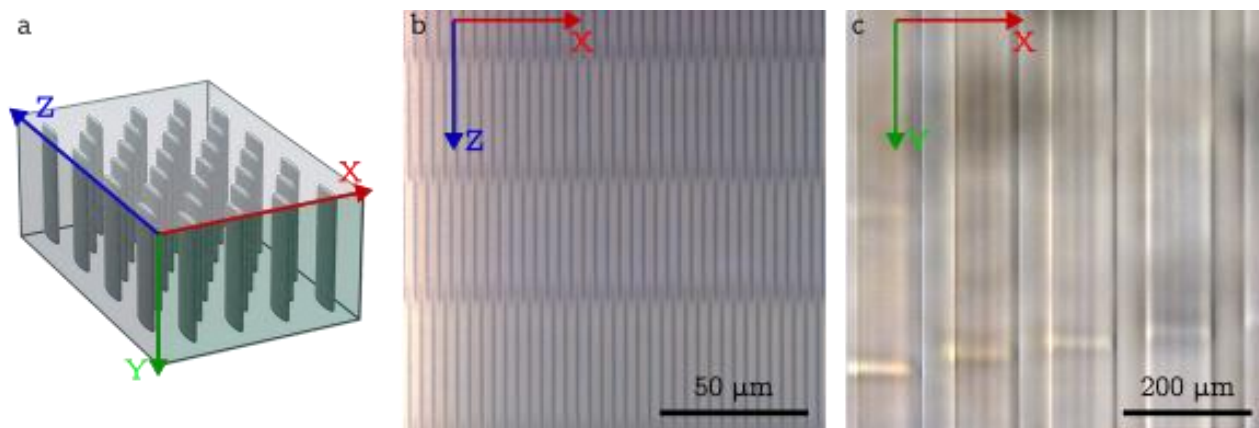
pasiskirstymas yra panašus į kolimuotą pluoštą, galima teigti, kad tai pasiekta tik dėl to, kad sklindant fotoniniu kristalu buvo išsklaidyta pakankamai pluošto energijos. Dėl šios priežasties šis atvejis nėra savaime naudingas, tačiau jis parodo, kad šiame režime pageidaujamas efektas išties yra įmanomas ir suteikia pagrindą, nuo kurio būtų galima ieškoti kitų galimų variantų.

Taigi, naudojant čirpuoto periodo fotoninius kristalus su $Q < 1$ yra daug sudėtingiau subalansuoti netiesinį fokusavimą ir difrakciją, ir sustabdyti pluošto kolapsą nei naudojant fotoninius kristalus su $Q > 1$, tačiau esami rezultatai teikia vilties, kad tai turėtų būti pasiekama.

3.4. Pagaminti fotoniniai kristalai

Šiame skyriuje aprašomi tyrimams pagaminti fotoniniai kristalai. Empiriškai nustatomi optimalūs gamybos parametrai. Darbe tirti fotoniniai kristalai įrašomi stačiakampiuose lydyto kvarco langeliuose. Atsižvelgiant į skaičiavimų rezultatus ir gamybos apribojimus nuspręsta gaminti 4 μm skersinio periodo fotoninius kristalus. 17 pav. b ir c nuotraukose galima matyti šiais parametrais pagamintus fotoninius kristalus.

Kaip buvo paminėta 2.2 skyriuje antrosios Beselio zonos diametras yra beveik 8 μm , tai yra dvigubai daugiau nei norimo pagaminti fotoninio kristalo skersinis periodas. Tačiau kaip ir buvo paminėta, Beselio zonos diametras nebūtinai lygus lūžio rodiklio modifikacijos diametru. Tai taip pat priklauso ir nuo gamybos parametrų. Kadangi atskiros fotoninio kristalo linijos yra gaminamos viena po kitos, o tarpas tarp linijų mažesnis nei antrosios Beselio zonos diametras, pirmiau įrašytos linijos turi poveikį sekančių linijų gamybai. Tai dažniausiai pasireiškia stipria moduliacija išilgai Beselio pluošto sklidimo krypties ką galima matyti 17 pav. c nuotraukoje. Nekeičiant tiesioginiam lazeriniam rašymui naudojamos sistemos šio efekto išvengti neįmanoma, tačiau jį galima sumažinti tinkamai pasirenkant gamybos parametrus. Empiriškai nustatyta, kad su šia sistema optimalūs gamybos parametrai yra 1,5-2 W galia, 5-10 mm/s skenavimo greitis ir 25 kHz pasikartojimo dažnis. Be to, verta paminėti kad 17 pav. c nuotraukoje matoma moduliacija yra daug silpnesnė pagaminto fotoninio kristalo viršuje, todėl, jei įėjimo apertūra yra pakankamai didelė, matavimų metu galima išvengti šios moduliacijos įtakos.



17 pav. **a** – fotoninio kristalo 3D modelis, **b** ir **c** – pagamintų fotoninių kristalų optinio mikroskopo nuotraukos. **b** – fotoninio kristalo vaizdas iš viršaus (XZ plokštuma), **c** – fotoninio kristalo vaizdas iš priekio (XY plokštuma).

Paminėtas šešėliavimas dėl anksčiau pagamintų fotoninio kristalo elementų gali paaiškinti moduliacijos atsiradimą žemesnėje elemento dalyje, tačiau, jei tai būtų vienintelė moduliacijos priežastis, elemento viršus turėtų būti nemoduliuotas. Šios moduliacijos fotoninio kristalo elemento viršuje atsiradimas gali būti sąlygotas dviejų faktorių. Pirmiausia – moduliaciją gali sukelti Beselio pluošto generavimui naudojamo aksikono viršūnės nuapvalinimas. Dėl šio aksikono defekto suformuojamo Beselio pluošto ašinis intensyvumas pluošto priekyje yra užmoduliuojamas. Kita galima moduliacijos priežastis yra netikslus mažinančio teleskopo, naudojamo antros Beselio zonos formavimus, suderinimas. Šis derinimas yra apsunkinamas to, kad dauguma objektyvų gamintojų nepateikia informacijos apie tai kur yra objektyvo galinė židinio plokštuma. Eksperimentiškai rasti šią plokštumą taip pat sudėtinga, kadangi didelio didinimo objektyvų galinė židinio plokštuma yra korpuso viduje. Nepaisant to, keičiant atstumą tarp lęšio f_1 ir objektyvo f_2 nustatytas optimalus atstumas tarp jų, rasta kad moduliacija vis tiek išlieka. Tai leidžia daryti išvadą, kad fotoninio kristalo elemento viršaus moduliacija yra lemiamą aksikono viršūnės užapvalinimo.

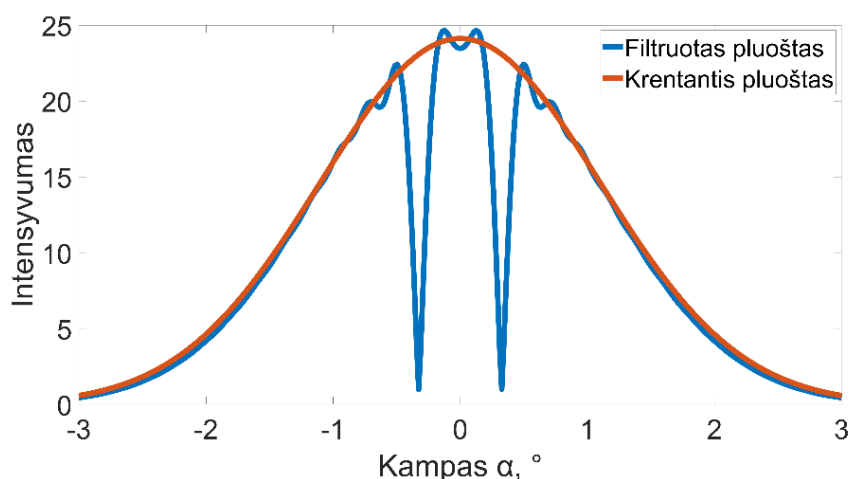
Taigi, tiesioginio lazerinio rašymo Beselio impulsais būdu buvo sėkmingai pagaminti $4 \mu\text{m}$ skersinio periodo fotoniniai kristalai, empiriškai nustatyti optimalūs gamybos parametrai, tačiau jų naudinga įėjimo apertūra išlieka ribota.

3.5. Sklaidos koeficiento kalibravimas

Šiame skyriuje aprašomas fotoninių kristalų, pagamintų 3.4 skyriuje nurodytais gamybos parametrais, sklaidos koeficiento nustatymas. Sklaidos koeficientas priklauso nuo medžiagos, kurioje įrašomas fotoninis kristalas, bei daugybės gamybai naudojamų parametru. Dėl šios priežasties šio koeficiento teorinis paskaičiavimai yra praktiškai neįmanomas, tačiau norint lyginti skaičiavimų ir eksperimentų rezultatus yra būtina jį žinoti. Geriausias būdas jį nustatyti yra empiriškai – sulyginant

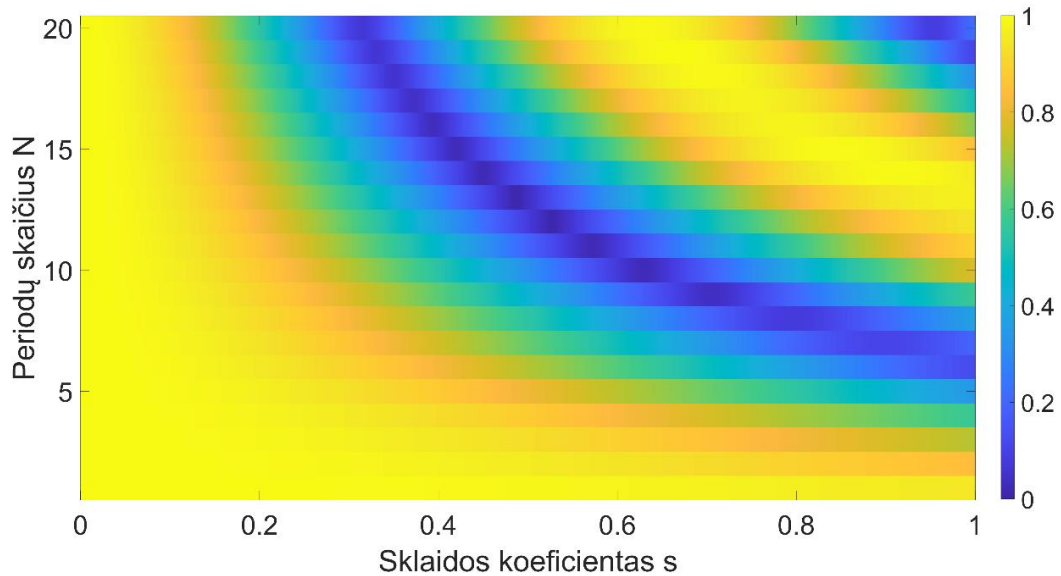
skaičiavimo ir eksperimento rezultatus, ir derinant skaičiavimo parametrus, kol šie rezultatai sutaps. Tuo tikslu buvo pagaminta serija skirtingo ilgio, pastovaus periodo fotoninių kristalų. Kristalų ilgiai nuo 1 iki 20 išilginių periodų.

Kalibravimas yra atliekamas naudojant erdvinio filtravimo efektą. Čia He-Ne lazerio pluoštas yra nukreipiamas į pagamintą fotoninį kristalą. Dėl erdvinio filtravimo dalis pluošto kampinių komponentių yra dalinai išfiltruojamos 18 pav. Pagal tai yra randamas šio fotoninio kristalo filtravimo gylis – išfiltruota tam tikros kampinės komponentės intensyvumo dalis. Šis filtravimo gylis priklauso nuo fotoninio kristalo ilgio (išilginių periodų skaičiaus) ir sklaidos koeficiento (kuris yra proporcingas lūžio rodiklio moduliacijos gyliui) [30]. Kadangi fotoninio kristalo ilgis gali būti lengvai valdomas, filtravimo gylį galime panaudoti empiriniam sklaidos koeficiento nustatymui. Pagal 2.3 skyriuje aprašytą metodą, užregistruotas He-Ne lazerio pluošto kampinis spektras už kiekvieno iš pagamintų fotoninių kristalų.



18 pav. Pluošto propagavimo metodu paskaičiuotas erdvinis filtravimas 10 išilginių periodų ilgio, $s = 0,6$ sklaidos koeficiento fotoniniu kristalu.

Pluošto propagavimo metodu paskaičiuoti kampiniai spektrai analogiškos geometrijos fotoniniams kristalams su įvairiais sklaidos koeficientais 19 pav. Pagal šių skaičiavimų rezultatus įvertinamas tokių fotoninio kristalo filtravimo gylis.



19 pav. Fotoninio kristalo filtravimo gylio priklausomybė nuo sklaidos koeficiento ir išilginių periodų skaičiaus, paskaičiuota pluošto propagavimo metodu.

19 pav. galima matyti, kad erdvinio filtravimo gylis periodiškai auga ir krenta tiek didėjant sklaidos koeficientui, tiek periodų skaičiui. Būtent šis kitimas leidžia sulygtinti eksperimentiškai užregistruoto erdvinio filtravimo gylius su teoriškai paskaičiuotais.

Lyginant eksperimentiškai užregistruotų fotoninių kristalų filtravimo gylius su paskaičiuotais pluošto propagavimo metodu galima įvertinti pagamintų fotoninių kristalų sklaidos koeficientą. Šiuo būdu nustatyta, kad pagamintų fotoninių kristalų sklaidos koeficientas $\sim 0,55$.

3.6. Pluošto sąsmaukos padėties poslinkio tiesiniame režime matavimas

Eksperimentinis netiesinio fokusavimo kompensavimo matavimas vis dar nėra praktiškai įgyvendinamas, nes šiems bandymams reikalingas mažos divergencijos pluoštas, kurio sąsmauka yra pakankamai toli nuo fotoninio kristalo pradžios, kad būtų galima projektuoti didžiąją spinduliutės dalį į norimą erdvinės dispersijos kreivę. Visa tai reiškia, kad šiems eksperimentams yra reikalingas didelio pradinio diametro pluoštas, tačiau kaip jau minėta 3.4 dalyje – pagamintų fotoninių kristalų efektyvi įėjimo apertūra dar yra stipriai apribota – per maža tokiems pluoštams.

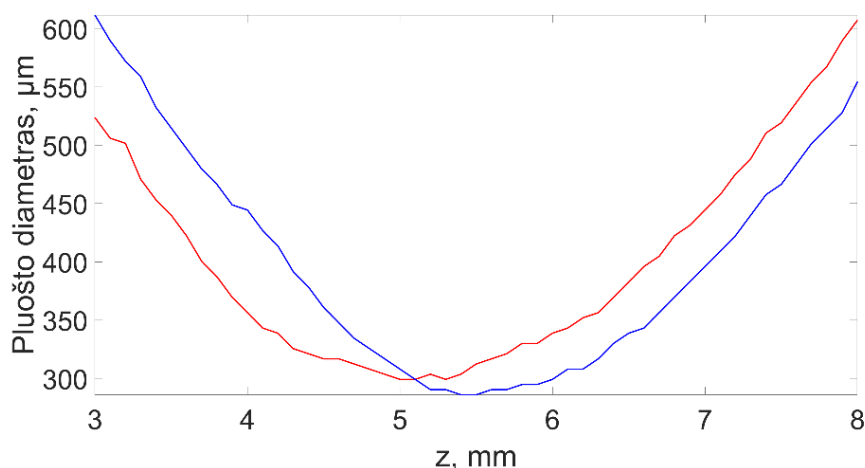
Nepaisant to, yra galimas tiesinis pagamintų fotoninių kristalų erdvinės dispersijos netiesioginis matavimas. Tai galima pasiekti pasitelkiant pluoštą, kuris yra stipriai fokusuojamas kryptimi, kuria erdvinė dispersija nėra valdoma ir švelniai fokusuojamas kryptimi – kuria erdvinė dispersija valdoma. Eksperimentiškai tai yra įgyvendinama pasitelkiant du lęšius: vieną sferinį – fokusuojantį pluoštą abiem kryptimis; ir vieną cilindrinį – fokusuojantį pluoštą tik viena kryptimi.

Tokia sistema iš esmės leidžia daug kartų sumažinti pluošto diametrą kryptimi, kuria įėjimo apertūra yra apribota, išlaikant pakankamai mažą divergenciją statmena kryptimi, kad būtų stebima erdvinės dispersijos moduliacija. Jei tiriamas fotoninis kristalas sėkmingai valdo erdvinę dispersiją, turėtume matyti pluošto astigmatizmą – pluošto sąsmauka moduluojama kryptimi turėtų pasislinkti. Būtent šį poslinkį ir galime išmatuoti. Deja, kadangi tai reikalauja pluošto aštraus sufokusavimo, tai yra naudinga tik tiesiniams matavimams.

Šiam eksperimentui buvo pasirinkta pagaminti nečirpuotą fotoninį kristalą su struktūriniu parametru $Q = 1,30$, skersiniu periodu $a_x = 4 \mu\text{m}$ ir 6 mm ilgio. Tiriamas fotoninis kristalas pasirinktas nečirpuotas, kadangi tai maksimaliai padidina fotoninio kristalo ilgį, kuriame yra norimo kreivumo erdvinė dispersija. Žinoma, tai reiškia kad pluoštas bus padalinamas į visas tris erdvinės dispersijos kreives. Būtent dėl šios priežasties, struktūrinis parametras Q yra pasirenkamas gan toli nuo rezonanso (atitinkantis apytiksliai 1,5 karto didesnę kreivumą nei normali dispersija). Galiausiai, visas fotoninio kristalo ilgis yra pasirenkamas 6 mm, todėl kad apytiksliai tokį atstumą gali nusklisti pluoštas, kol pluošto diametras stipriai fokusuota kryptimi yra mažesnis nei didžiausia įėjimo apertūra, kurią pavyko pasiekti $4 \mu\text{m}$ skersinio periodo fotoniniam kristalui.

Šiam eksperimentui buvo panaudotas He-Ne lazerio pluoštas sufokusuotas 200 mm sferiniu lęšiu, bei papildomai už jo esančiu 75 mm cilindrinio lęšiu. Ši konfigūracija duoda $1,2^\circ$ divergenciją moduluojamos erdvinės dispersijos kryptimi ir visame fotoninio kristalo ilgyje nedidesnę nei $200 \mu\text{m}$ diametro pluoštą statmena kryptimi.

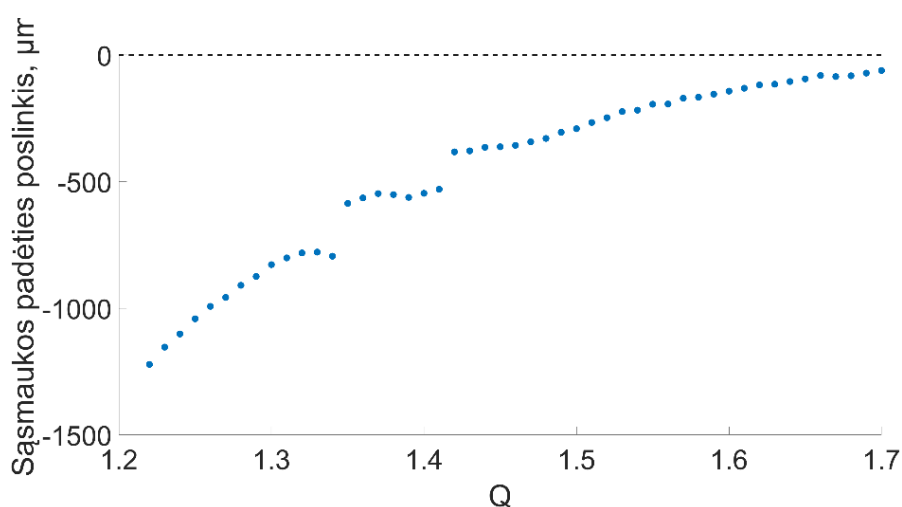
Tokiu fotoniniu kristalu, bei homogeninėje terpėje sklindančių pluoštų diametrai išmatuoti e^{-2} lygyje yra pateikti 20 pav.



20 pav. Pluošto diametro evoliucija aplink sąsmaukos padėtį. Raudona linija – pluoštas sklindantis fotoniniame kristale, mėlyna linija – pluoštas sklindantis homogeninėje terpėje.

Lyginant pluoštus sklindančius fotoniniu kristalu ir homogenine galima aiškiai matyti sąsmaukos padėties skirtumą. Pluošto, sklindančio fotoniniu kristalu sąsmauka yra beveik 0,5 mm arčiau nei to paties pluošto sklindančio homogeninėje terpėje. Be sąsmaukos padėties poslinkio, taip pat galima pastebėti tai, kad pluošto sklindančio fotoniniu kristalu sąsmaukos diametras truputi padidėja, apie 20 μm . Šis sąsmaukos diametro padidėjimas yra visiškai tikėtinas, kadangi pluoštas sklisdamas neidealiu fotoniniu kristalu yra truputį išdardomas – pablogėja pluošto kokybė.

Šiems rezultatams palyginti su tuo ko tikimės pagal modelį, buvo atliktas modeliavimas pluošto propagavimo metodu fotoninių kristalų turinčių panašius parametrus. Buvo nustatytas 4 μm skersinis periodas ir 6 mm ilgis, bei $1,2^\circ$ divergencija. Skaičiavimai buvo atlikti įvairioms struktūrinio parametro Q vertėms. Skaičiavimų rezultatai pateikti 21 pav.



21 pav. Sąsmaukos padėties poslinkio priklausomybė nuo tiriamo fotoninio kristalo struktūrinio parametro Q . Šie taškai išsidėstė ne vienoje kreivėje, todėl kad modeliuojamas nečirpuotas fotoninis kristalas – stebimas kelių skirtingų erdvinės dispersijos kreivių indėlis.

Žvelgiant į skaitmeniškai gautas sąsmaukos poslinkio vertes, galima iškart matyti, kad sąsmaukos poslinkis kurį turėjo sukurti tiriamasis fotoninis kristalas ($Q = 1,30$) yra apie 800 μm . Tai reiškia, kad pagamintas fotoninis kristalas dar nepilnai atitinka teorinius skaičiavimus, bet nepaisant to, skirtumas nėra didelis. Pagaminto fotoninio kristalo erdvinė dispersija atitinka, tokio teorinio fotoninio kristalo, kurio struktūrinis parametras $Q = 1,40$.

Viena iš priežasčių kodėl galėjo atsirasti šis neatitikimas tarp eksperimento ir skaitmeninio skaičiavimo yra fotoninio kristalo gamybos defektai, bei baigtinis pagaminto fotoninio kristalo plotis. Skaičiavimuose nustatyta, kad visa spinduliuotė nusklidusi toli nuo fotoninio kristalo centro yra sugerama ir pašalinama iš skaičiavimo, tačiau eksperimente spinduliuotė pasiekusi fotoninio kristalo kraštą yra labiau linkusi nuo jo atsispindėti atgal link fotoninio kristalo centro.

Kita galima neatitikimo priežastis yra fotoninio kristalo optinės ašies nustatymo paklaidos. Eksperimente naudojamas $1,2^\circ$ divergencijos pluoštas beveik visiškai apima erdvinės dispersijos sritį,

kurią dar galima valdyti 4 μm skersinio periodo fotoniniu kristalu. Tai reiškia, kad bet koks nukrypimas nuo šios ašies žymiai sumažina spinduliuotės projektavimosi į norimą erdvinės dispersijos kreivę efektyvumą. Tai savo ruožtu padidina šalutinių erdvinės dispersijos kreivių indėlį į matavimą ir sumažina stebimą sąsmaukos padėties poslinkį.

Galiausiai, šis neatitikimas galėjo atsirasti dėl netikslaus fotoninio kristalo naudingos įėjimo apertūros nustatymo. Ši apertūra buvo nustatoma stebint susidariusią nepageidaujamą moduliaciją optiniu mikroskopu. Nustatytas įėjimo apertūros aukštis apie 250 μm . Tačiau moduliacija buvo stebima tik fotoninio kristalo paviršiuje. Tai reiškia, kad jei fotoninio kristalo tūryje pasikeičia moduliacijos periodiškumas ar ji pasislenka vertikaliai, stipriai padidėtų fotoninio kristalo sklaida ir sumažėtų stebimas sąsmaukos poslinkio efektas.

Taigi, pasitelkiant tiesiniu sąsmaukos padėties poslinkiu buvo netiesiogiai išmatuotas fotoninio kristalo sąlygotas erdvinės dispersijos moduliavimas. Eksperimentiškai stebėtas sąsmaukos poslinkis truputį mažesnis nei nustatytas skaičiavimu, tačiau galima teigti, kad fotoniniu kristalu difrakcija buvo sustiprinta, taigi ir erdvinės dispersijos kreivumas buvo padidintas.

4. Rezultatai ir išvados

1. Adiabatiškai čirpuojant fotoninio kristalo išilginį periodą, spinduliuotę galima suprojektuoti į vieną norimą erdvinės dispersijos kreivę.
2. Erdvinės dispersijos kreivumą ir difrakcijos stiprumą galima derinti keičiant fotoninio kristalo struktūrinį parametą Q . Kai Q parametras mažesnis nei 1, gaunama antidifrakcija, kai Q parametras didesnis už 1 – gaunama sustiprinta difrakcija.
3. Netiesinis diverguojančio pluošto fokusavimasis gali būti pilnai kompensuotas pasitelkiant fotoninius kristalus, taip sukuriant kvazi-kolimuotą pluoštą.
4. Tiesioginio lazerinio rašymo Beselio pluoštu metodas įgalina greitai pagaminti fotoninius kristalus, kuriais valdoma erdvinė dispersija, tačiau pagaminto kristalo efektyvi įėjimo apertūra yra apribota.

5. Literatūros šaltiniai

- [1] A. Couairon and A. Mysyrowicz, “Femtosecond filamentation in transparent media,” *Phys. Rep.*, vol. 441, no. 2–4, pp. 47–189, 2007, doi: 10.1016/j.physrep.2006.12.005.
- [2] A. Dubietis and A. Couairon, *Ultrafast Supercontinuum Generation in Transparent Solid-State Media*. Cham: Springer International Publishing, 2019. doi: 10.1007/978-3-030-14995-6.
- [3] A. M. Stingel, H. Vanselow, and P. B. Petersen, “Covering the vibrational spectrum with microjoule mid-infrared supercontinuum pulses in nonlinear optical applications,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 34, no. 6, p. 1163, 2017, doi: 10.1364/josab.34.001163.
- [4] P. T. Rakich *et al.*, “Nano-scale photonic crystal microcavity characterization with an all-fiber based 1.2 - 2.0 μm supercontinuum,” *Opt. Express*, vol. 13, no. 3, p. 821, 2005, doi: 10.1364/opex.13.000821.
- [5] K. Yin, R. Zhu, B. Zhang, T. Jiang, S. Chen, and J. Hou, “Ultrahigh-brightness, spectrally-flat, short-wave infrared supercontinuum source for long-range atmospheric applications,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 18, p. 20010, 2016, doi: 10.1364/oe.24.020010.
- [6] K. Lim, “Laser Filamentation - Beyond Self-focusing and Plasma Defocusing,” no. 2014, pp. 2004–2019, 2014.
- [7] Y. Wang, O. Uteza, Q. Shu, Z. Cui, Z. Cong, and M. Sentis, “Numerical construction of nonlinear optical evolution of femtosecond laser pulse propagation in air based on 2d+1 nlse full model,” *J. Laser Micro Nanoeng.*, vol. 12, no. 1, pp. 28–33, 2017, doi: 10.2961/jlmn.2017.01.0006.
- [8] N. T. Nguyen, A. Saliminia, W. Liu, S. L. Chin, and R. Vallée, “Optical breakdown versus filamentation in fused silica by use of femtosecond infrared laser pulses,” *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 17, p. 1591, 2003, doi: 10.1364/ol.28.001591.
- [9] G. Fibich and A. L. Gaeta, “Critical power for self-focusing in bulk media and in hollow waveguides,” *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 5, p. 335, Mar. 2000, doi: 10.1364/OL.25.000335.
- [10] V. P. Kandidov, S. A. Shlenov, and O. G. Kosareva, “Filamentation of high-power femtosecond laser radiation,” *Quantum Electron.*, vol. 39, no. 3, pp. 205–228, 2009, doi: 10.1070/qe2009v039n03abeh013916.
- [11] M. Hemmer, M. Baudisch, A. Thai, A. Couairon, and J. Biegert, “Self-compression to sub-3-cycle duration of mid-infrared optical pulses in dielectrics,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 23, p. 28095, 2013, doi: 10.1364/oe.21.028095.
- [12] Y.-C. Cheng, C.-H. Lu, Y.-Y. Lin, and A. H. Kung, “Supercontinuum generation in a multi-plate medium,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 7, p. 7224, 2016, doi: 10.1364/oe.24.007224.
- [13] J. Schulte, T. Sartorius, J. Weitenberg, A. Vernaleken, and P. Russbuedt, “Nonlinear pulse compression in a multi-pass cell,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 19, p. 4511, Oct. 2016, doi: 10.1364/OL.41.004511.
- [14] D. Gailevičius, “Photonic crystal for manipulation of spatial propagation of light beams [Doctoral dissertation],” Vilnius university, 2019.
- [15] E. Yablonovitch, “Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 20, pp. 2059–2062, May 1987, doi: 10.1103/PhysRevLett.58.2059.
- [16] S. John, “Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 58, no. 23, pp. 2486–2489, 1987, doi: 10.1103/PhysRevLett.58.2486.

- [17] 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.*, vol. 94, no. 18, 2009, doi: 10.1063/1.3127443.
- [18] S.-Y. Lin, E. Chow, V. Hietala, P. R. Villeneuve, and J. D. Joannopoulos, "Experimental Demonstration of Guiding and Bending of Electromagnetic Waves in a Photonic Crystal," *Science* (80-.), vol. 282, no. 5387, pp. 274–276, Oct. 1998, doi: 10.1126/science.282.5387.274.
- [19] J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell, and D. M. Atkin, "All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding," *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 19, p. 1547, Oct. 1996, doi: 10.1364/OL.21.001547.
- [20] D. Gailevičius, E. Aleksandravičius, V. Purlys, and K. Staliūnas, "Supercollimation of Light Beams by Axisymmetric Aperiodic Photonic Structures," *Ann. Phys.*, vol. 533, no. 12, p. 2100235, Dec. 2021, doi: 10.1002/andp.202100235.
- [21] L. Maigyte, "Shaping of light beams with photonic crystals : spatial filtering , beam collimation and focusing Lina Maigyte," no. May, 2014.
- [22] H. Kosaka *et al.*, "Self-collimating phenomena in photonic crystals," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 74, no. 9, pp. 1212–1214, 1999, doi: 10.1063/1.123502.
- [23] H. S. Eisenberg, Y. Silberberg, R. Morandotti, and J. S. Aitchison, "Diffraction Management," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 9, pp. 1863–1866, Aug. 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.85.1863.
- [24] A. Mahalov and S. K. Suslov, "Solution of paraxial wave equation for inhomogeneous media in linear and quadratic approximation," *Proc. Am. Math. Soc.*, vol. 143, no. 2, pp. 595–610, Oct. 2014, doi: 10.1090/S0002-9939-2014-12295-7.
- [25] K. Staliunas and R. Herrero, "Nondiffractive propagation of light in photonic crystals," *Phys. Rev. E*, vol. 73, no. 1, p. 016601, Jan. 2006, doi: 10.1103/PhysRevE.73.016601.
- [26] T.-C. Poon and T. Kim, *Engineering Optics with MATLAB*, vol. 25, no. C. WORLD SCIENTIFIC, 2017. doi: 10.1142/9984.
- [27] D. Gailevičius, V. Purlys, and K. Staliunas, "Photonic crystal spatial filters fabricated by femtosecond pulsed Bessel beam," *Opt. Lett.*, vol. 44, no. 20, p. 4969, Oct. 2019, doi: 10.1364/OL.44.004969.
- [28] F. Courvoisier, "Ultrafast Laser Micro-Nano Structuring of Transparent Materials with High Aspect Ratio," in *Handbook of Laser Micro- and Nano-Engineering*, Cham: Springer International Publishing, 2020, pp. 1–37. doi: 10.1007/978-3-319-69537-2_33-1.
- [29] J. Dudutis, P. Gečys, and G. Račiukaitis, "Non-ideal axicon-generated Bessel beam application for intra-volume glass modification," *Opt. Express*, vol. 24, no. 25, p. 28433, 2016, doi: 10.1364/oe.24.028433.
- [30] V. Purlys, L. Maigyte, D. Gailevičius, M. Peckus, M. Malinauskas, and K. Staliunas, "Spatial filtering by chirped photonic crystals," *Phys. Rev. A - At. Mol. Opt. Phys.*, vol. 87, no. 3, pp. 1–6, 2013, doi: 10.1103/PhysRevA.87.033805.

Santrauka

Šiame darbe tiriama galimybė kompensuoti optinio Kero efekto indukuotą savifokusavimąsi tiksliai valdant erdvinę dispersiją pasitelkiant fotoninius kristalus. Tuo tikslu parašytas pluošto propagavimo metodu paremtas algoritmas. Išanalizuotos erdvinės dispersijos kreivės sąlygotos fotoninių kristalų. Ištirta fotoninio kristalo parametrų įtaka erdvinės dispersijos kreivėms. Išnagrinėta sąveika tarp fotoninio kristalo sąlygotos erdvinės dispersijos ir netiesinio savifokusavimo. Galiausiai, buvo išbandyta pagaminti fotoninius kristalus, turinčius reikalingus parametrus.

Taikant pluošto propagavimo metodą, buvo ištirtos įvairių fotoninių kristalų sąlygotos erdvinės dispersijos kreivės. Kaip ir tikėtasi, buvo pademonstruota, kad fotoninis kristalas su pastoviu periodu ir struktūriniu parametru Q artimu 1 duoda erdvinę dispersiją susidedančią iš trijų kreivių. Pademonstruota, kad fotoninio kristalo pradžioje pridėdant adiabatinių čirpų galima suprojektuoti spinduliuotę į norimą erdvinės dispersijos kreivę. Nustatyta, kad efektyviausia čirpuoti kartu išilginį periodą ir sklaidos koeficientą, čirpuojant tik išilginį periodą vis dar gaunamas geras projektavimo efektyvumas, tačiau čirpuojant tik sklaidos koeficientą projektavimas yra ganėtinai neefektyvus. Iš viso galima išskirti penkis skirtingus gaunamus difrakcijos režimus, tačiau svarbiausi yra du: fotoniniams kristalams su $Q > 1$ galima gauti sustiprintą difrakciją, tuo tarpu fotoniniams kristalams su $Q < 1$ galima gauti sustiprintą antidifrakciją. Abiem atvejais stipriausia difrakcija gaunama, kai Q parametras yra arčiau Talboto rezonanso.

Tiesiniai 2D skaičiavimai parodo, kad čirpavimas padeda ne tik valdyti difrakcijos stiprumą, bet ir sumažina energijos nuostolius dėl sklaidos fotoninio kristalo įėjimo apertūroje. Netiesinės 3D simuliacijos su fotoniniais kristalais su struktūriniu parametru $Q > 1$ leidžia kompensuoti netiesinį savifokusavimąsi. Naudojant fotoninį kristalą su $Q = 1,20$ buvo gautas kolimuotas pluoštas išlaikantis intensyvumo maksimumą net nusklidęs 8 mm. Be to, erdvinis pluošto kolapsas išvengiamas net pluošto galią padidinus 30 % nuo optimalios vertės. Didelė pluošto intensyvumo lokalizacija leidžia manyti, kad fotoninis kristalas gerai tiktų kontinuumo generavimui. Tuo tarpu simuliacijos su fotoniniais kristalais su $Q < 1$ duoda prastesnius rezultatus. Tai gali būti dėl to, kad norint pasiekti sustiprintos antidifrakcijos sritį pirmiausia reikia pereiti nulinės difrakcijos sritį.

Apibendrinant, varijuojant fotoninio kristalo struktūrinį parametru Q galima tiksliai derinti erdvinę dispersiją, kas leidžia valdyti pluoštų difrakciją. Čirpuojant išilginį periodą galima didžiąją dalį spinduliuotės projektuoti į norimą erdvinės dispersijos kreivę. Tinkamas fotoninio kristalo parametrų pasirinkimas leidžia pilnai kompensuoti netiesinį savifokusavimąsi.

Summary

This work investigates the possibility of compensating the optical Kerr-induced self-focusing by precise control of spatial dispersion using photonic crystals. To this end, a split-step beam propagation method algorithm was written. The spatial dispersion curves formed by photonic crystals were analysed. The effects of photonic crystal parameters on spatial dispersion curvature were investigated. The interaction of the modified spatial dispersion and nonlinear self-focusing was analysed. Finally, attempts to fabricate photonic crystals as those described were made.

Using the beam propagation method, the spatial dispersion curves formed by various photonic crystals were investigated. As expected, it was shown that a photonic crystal with a constant period and a geometric constant near 1 induces spatial dispersion with three separate curves. It is shown that applying an adiabatic chirp to the start of the photonic crystal makes it possible to project the radiation to a specific spatial dispersion curve. It was determined that while chirping both the longitudinal period and the scattering coefficient is the best way to do it, chirping solely the longitudinal period also provides good results, whereas chirping only the scattering coefficient is ineffective. Five distinct spatial dispersion regimes are attainable using such photonic crystals, though most importantly, for geometric constant values $Q > 1$ – strengthened diffraction is possible, while for values $Q < 1$ – strengthened anti-diffraction is possible, with the strongest diffraction being at values closer to the Talbot resonance.

2D linear simulations show that chirping helps control the strength of diffraction and reduces the amount of energy scattered at the front interface of the photonic crystal. 3D nonlinear simulations with photonic crystals with a geometric constant $Q > 1$ show promise for compensation of nonlinear self-focusing. Indeed, using a photonic crystal with $Q = 1,20$ an almost perfectly collimated beam is achieved, retaining reasonably high peak intensity as far as 8 mm from the start while successfully preventing spatial beam collapse even using beam power 30 % higher than designed. The high beam intensity localization is a good sign for potential supercontinuum generation. Simulations with photonic crystals with $Q < 1$ show poorer results. Nonlinear self-focusing compensation was only achievable with significant energy losses. This is likely because to reach the strengthened anti-diffraction regime; we first have to pass the zero-diffraction regime.

In conclusion, varying the photonic crystal geometric constant Q allows the fine-tuning of spatial dispersion, giving control of beam diffraction. Chirping the longitudinal period allows most incident radiation to project to the desired spatial dispersion curve. Proper selection of photonic crystal parameters allows for full compensation of nonlinear self-focusing.