

VILNIAUS UNIVERSITETAS
FIZIKOS FAKULTETAS
KVANTINĖS ELEKTRONIKOS KATEDRA

Lukas Trišauskas

**Teigiamos dispersijos įtaka sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos
generatoriaus spektrinėms ir energetinėms charakteristikoms**

Magistro studijų baigiamasis darbas

(studijų programa – Lazerinė fizika ir optinės technologijos)

Studentas	Lukas Trišauskas
Darbo vadovas	Dr. Domas Paipulas
Konsultantė	Dokt. Karolina Stankevičiūtė
Recenzentas	Dr. Rytis Butkus
Katedros vedėjas	Prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2016

Turinys

Įvadas	1
1. Teorinė dalis	3
1.1 Netiesinė optika	3
1.2 Parametrinė šviesos generacija ir stiprinimas.....	4
1.3 Parametrinė fluorescencija	7
1.4 Optiniai parametriniai prietaisai.....	8
1.5 Sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai.....	10
1.6 Bangos ilgio keitimo metodai	11
1.7 Šviesos dispersija.....	14
1.8 Dispersiją kompensuojantys veidrodžiai	14
2. Eksperimentinė dalis	17
2.1 Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus eksperimento schema	17
2.2 Eksperimentų rezultatai ir aptarimas.....	20
2.2.1 Derinimas ir spektrinės charakteristikos.....	20
2.2.2 Naudingumas ir išvadinė galia	26
3. Pagrindiniai rezultatai ir išvados.....	28
Santrauka	29
Summary.....	30
Literatūros sąrašas.....	31

Įvadas

Mokslo srityse kaip spektroskopija, fotochemija ar puslaidininkų tyrimuose yra labai svarbūs didelio impulsų pasikartojimo dažnio, derinamo bangos ilgio ir ultratrumpus impulsus generuojantys koherentiniai šviesos šaltiniai [1,2]. Būtent tokie yra femtosekundiniais impulsais sinchroniškai kaupinami optiniai parametriniai generatoriai [3].

Sukūrus didelio impulsų pasikartojimo dažnio lazerius (pvz. Ti:Safyro), galima kurti optinius parametrinius prietaisus veikiančius tokiu pat ar net spartesniu pasikartojimo dažniu. Ultratrumpų impulsų parametrinei generacijai galima naudoti bėgančios bangos parametrinį šviesos generatorių arba sinchroniškai kaupinamą parametrinį šviesos generatorių. Kurį naudosime, priklausys nuo kaupinimo lazerio charakteristikų. Bėgančios bangos parametrinis šviesos generatorius naudojamas esant mažam pasikartojimo dažniui (Hz - kHz eilės) ir santykinai didelei kaupinimo impulsų energijai [4]. Sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai kaupinami didelio pasikartojimo dažnio (didesnio nei 50 MHz, kadangi esant mažesniai pasikartojimo dažniui, sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus rezonatorius tampa labai ilgas) ir mažos energijos (\sim nJ eilės) impulsais. Pastarasis rezonatorius leidžia pasiekti mažesnę generacijos slenkstį, kas ir leidžia jame naudoti didelio pasikartojimo dažnio mažos energijos impulsus [4]. Tokių rezonatorių bangos ilgio derinimas priklauso nuo fazinio sinchronizmo sąlygų ir rezonatoriaus grupinio vėlinimo dispersijos. Grupinio vėlinimo dispersija taip pat įtakoja ir rezonatoriaus išvadinę galią [5]. Sinchroninė veika (t. y. kaupinimo impulsų pasikartojimo dažnis turi sutapti su laiku, kurio reikia impulsui vieną kartą apeiti rezonatorių) užtikrina tinkamą kaupinimo ir generuojamų impulsų persiklojimą netiesiniame kristale bei efektyvų stiprinimą.

Šiuo metu dauguma optinių parametrinių prietaisų yra kaupinami ultratrumpųjų impulsų Ti:Safyro lazeriais. Tačiau Ti:Safyro osciliatoriai yra kaupinami kitu kietojo kūno lazeriu, todėl tokios optinės parametrinės sistemos yra labai brangios ir užima daug vietos. Taip pat šio lazerio išvadinė galia yra ribojama didelio šilumos išsiskyrimo aktyviojoje terpėje [2]. Dėl to yra kuriamos optinės parametrinės sistemos kurios būtų kaupinamos iterbio pagrindu veikiančiomis kietakūnėmis [2] arba šviesolaidinėmis lazerinėmis sistemomis [6].

Potenciali sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus taikymo sritis yra netiesinė mikroskopija, kuriai reikia plačioje spektro srityje derinamos spinduliuotės. Vaizdinant bandinius būtinas aukštas intensyvumas pasiekiamas naudojant sistemas kompensuojančias mikroskopo įnešamą dispersiją. Dėl šios priežasties netiesiniai mikroskopijai naudojamas koherentinis šviesos šaltinis nebūtinai turi generuoti spektriškai ribotus impulsus. Svarbiausia yra pasiekti aukštą impulsų energiją, turėti tolygią bangos ilgio derinimo juostą ir gebėti valdyti spinduliuotės spektrą. T. Lang su kolegomis parodė, kad SKPŠG su veidrodžiais, kurių grupinio vėlinimo dispersijos (GVD) kreivės nemonotoniškos, greitą bei tolygų bangos ilgio derinimą galima pasiekti į rezonatorių įnešus teigiamos dispersijos [2,7]. Visgi šiuose darbuose netyrinėtos SKPŠG generuojamos spinduliuotės impulsų energijos priklausomybė nuo rezonatoriaus suminės dispersijos. Dėl šių priežasčių šiame darbe yra tiriamos, Yb:KGV „Flint“ femtosekundinio osciliatoriaus antrąja harmonika sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus, kuriame buvo naudotas beta bario borato (BBO) netiesinis kristalas, veikiančio skirtingos dispersijos srityse, pagrindinės charakteristikos.

Darbo tikslas:

1. Ištirti sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus, skirtingose dispersijos srityse, energetines charakteristikas.
2. Ištirti sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus, skirtingose dispersijos srityse, spektrines charakteristikas.

1. Teorinė dalis

1.1 Netiesinė optika

Šviesa yra elektromagnetinės bangos susidedančios iš elektrinio ir magnetinio laukų. Kalbant apie optinius vyksmus, dažniausiai užtenka aprašyti elektromagnetinės bangos elektrinį lauką $E^{(\sim)}$, kur indeksas \sim žymi greitai kintanti elektrinį lauką [8,9].

Elektrinį monochromatinį lauką sklindantį z ašimi galima aprašyti tokia formule:

$$\vec{E}^{(\sim)} = E_0(r, t) \exp[i(\vec{k}\vec{z} - \omega t)] + k.j., \quad (1)$$

kur $E_0(r, t)$ yra elektrinio lauko amplitudė laike ir erdvėje, \vec{k} - bangos vektorius, ω yra bangos dažnis.

Kai stiprus elektrinis laukas veikia dielektrinę medžiagą, medžiagos atomų elektronų debesėliai atitolsta nuo branduolių ir atsiranda dipolinis momentas kuris kinta elektrinio lauko dažniu. Medžiagos poliarizacija bus nusakoma kaip visų, elektriniu lauku, indukuotų dipolių vidurkis tūrio vienetė. Esant labai stipriam elektriniam laukui, medžiagos poliarizacija kis nebetiesiškai dėl žymios elektronų debesėlio deformacijos, todėl medžiagos poliarizuotumą galima užrašyti, kaip tiesinės ir netiesinės dalies sumą:

$$\vec{P}^{(\sim)} = \vec{P}_T + \vec{P}_{NT}, \quad (2)$$

kur $\vec{P}_T = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}_0$ yra tiesinis poliarizuotumas, o \vec{P}_{NT} - netiesinis. $\varepsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$ F/m yra vakuomo dielektrinė skvarba, o $\chi^{(1)}$ - tiesinis optinio jautrio tenzorius, kuris izotropinėms medžiagoms yra skaliarinis dydis.

Medžiagos poliarizuotumas gali būti išreikštas trikdiniu artiniu. Jei laikysime, kad medžiagoje nėra sugerties, medžiagos atsakas momentinis ir netiesinė poliarizuotumo dalis yra maža (2) išraišką galima išskleisti laipsnių eilute [8,9]:

$$\vec{P}(t) = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E}(t) + \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) + \chi^{(3)} \vec{E}^3(t) + \dots) = \vec{P}^{(1)}(t) + \vec{P}^{(2)}(t) + \vec{P}^{(3)}(t) + \dots, \quad (3)$$

kur $\vec{P}^{(1)}(t)$ atitinka tiesinę poliarizuotumo dalį, o likę nariai netiesinę. Čia $\vec{P}^{(2)}(t)$ ir $\vec{P}^{(3)}(t)$ atitinkamai antros ir trečios eilės netiesiniai poliarizuotumai, pasižymintys skirtingomis savybėmis. Aukštesnių eilių poliarizuotumai mūsų nedomina, kadangi tarėme, jog netiesinio poliarizuotumo dalis yra nedidelė, todėl aukštesnės eilės nariai yra nykstamai maži dydžiai. Netiesinio optinio jautrio vertės (eilės tikslumu) labai skiriasi [9]:

$$\begin{aligned}\chi^{(1)} &\approx \frac{\pi}{2}, \\ \chi^{(2)} &\approx 2 \times 10^{-12} m/V, \\ \chi^{(3)} &\approx 4 \times 10^{-24} m^2/V^2.\end{aligned}\tag{4}$$

Medžiagos poliarizacija vaidina svarbų vaidmenį netiesinių optinių reiškinių aprašyme, kadangi dielektrinėse medžiagose, laike kintantis poliarizuotumas yra naujų elektromagnetinių bangų šaltinis. Netiesinėse, dispersijos neturinčiose terpėse, bangų sklidimas yra aprašomas:

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P_{NT}}{\partial t^2}.\tag{5}$$

Iš (5) lygties, galime matyti, kad dešinei pusei esant nelygiai nuliui, krūviai yra greitinami. Žinoma, kad greitinami krūviai spinduliuoja elektromagnetines bangas. (3) eilutė diverguoja elektrinio lauko stipriui esant palyginamam su atomo vidiniu elektriniu lauku. Tokio stiprio elektrinis laukas jonizuos medžiagą. Eilutė diverguos ir tuo atveju, kai spinduliuotės dažnis yra artimas rezonansiniam dažniui. Tokiu atveju didelė dalis medžiagos atomų bus sužadinti.

1.2 Parametrinė šviesos generacija ir stiprinimas

Netiesiniai optiniai reiškiniai skirstomi į parametrinius ir neparimetrinius. Parametrinių procesų metu, medžiagos atomai yra sužadunami į virtualius lygmenis. Procesui pasibaigus, medžiaga lieka toje pačioje kvantinėje būsenoje. Tokių procesų metu galioja energijos ir judesio kiekio tvermės dėsniai. Neparimetrinių procesų metu, atomai per virtualius lygmenis yra sužadunami į realius lygmenis, todėl šių procesų metu, medžiagos kvantinė būseną kinta ir dalis

energijos gali būti atiduota medžiagai. Toliau kalbėsime tik apie parametrinius $\chi^{(2)}$ netiesiškumo reiškinius.

Tarkime į medžiagą iš dviejų skirtingų šaltinių krinta ω_1 ir ω_2 dažnio spinduliuotė. Tokios spinduliuotės elektrinį lauką galima aprašyti [8]:

$$\vec{E}(t) = \vec{E}_1 e^{-i\omega_1 t} + \vec{E}_2 e^{-i\omega_2 t} + k.j., \quad (6)$$

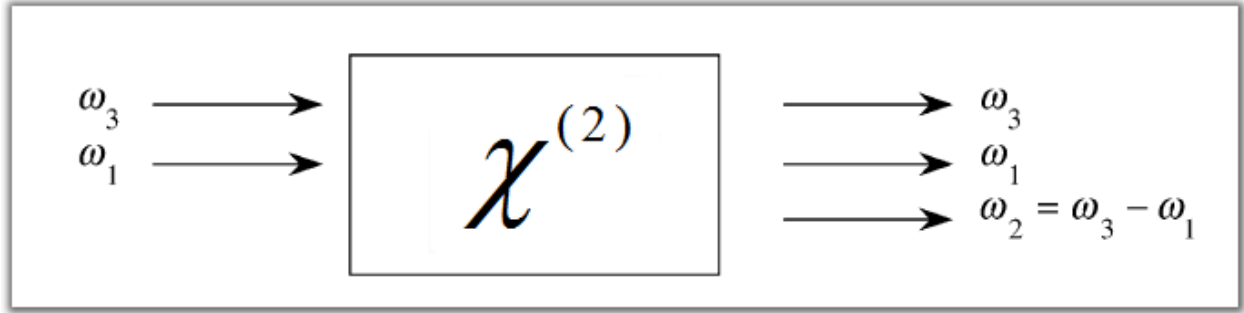
kuris medžiagoje kurs netiesinį kvadratinį poliarizuotumą lygų:

$$\begin{aligned} \vec{P}^{(2)}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(t) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} [\vec{E}_1^2 e^{-2i\omega_1 t} + \vec{E}_2^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2\vec{E}_1 \vec{E}_2 e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + \\ + 2\vec{E}_1 \vec{E}_2^* e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + k.j.] + 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} [\vec{E}_1 \vec{E}_1^* + \vec{E}_2 \vec{E}_2^*] \end{aligned} \quad (7)$$

Suskirstę skirtingų dažnio komponentų kuriamus poliarizuotumus gauname:

$$\begin{aligned} \vec{P}(2\omega_1) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1^2(t), \\ \vec{P}(2\omega_2) &= \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_2^2(t), \\ \vec{P}(\omega_1 + \omega_2) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1 \vec{E}_2, \\ \vec{P}(\omega_1 - \omega_2) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}_1 \vec{E}_2^*, \\ \vec{P}(0) &= 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} [\vec{E}_1 \vec{E}_1^* + \vec{E}_2 \vec{E}_2^*]. \end{aligned} \quad (8)$$

Atskiri poliarizuotumo komponentai yra atsakingi už skirtingus procesus. Pirmieji du nariai aprašo antrosios harmonikos generaciją, trečias ir ketvirtas aprašo atitinkamai suminio ir skirtuminio dažnių generacijas. Paskutinis narys jokios naujos optinės spinduliuotės komponentės neprideda, tačiau jis aprašo statinį lauką, kuris susidaro medžiagoje ir būna kol medžiagą veikia spinduliuotė. Šiuo atveju medžiagoje gali atsirasti keturios skirtingo dažnio spinduliuotės komponentės, tačiau kurios atsiradimas priklauso nuo to, kuriam procesui bus tenkinamos fazinio sinchronizmo sąlygos. Suminio dažnio procesą galima suprasti, kaip antrosios harmonikos generaciją, kai abi dažnių komponentės sutampa. Panašus procesas yra ir skirtuminio dažnio generacija. Yra ir dar vienas procesas, tai parametrinė šviesos generacija ir stiprinimas. Pirmiausia aptarkime stiprinimą.



1 pav. Skirtuminio dažnio generacija. Parametrinės generacijos atveju kristalo įėjime ω_2 bangos neturime.

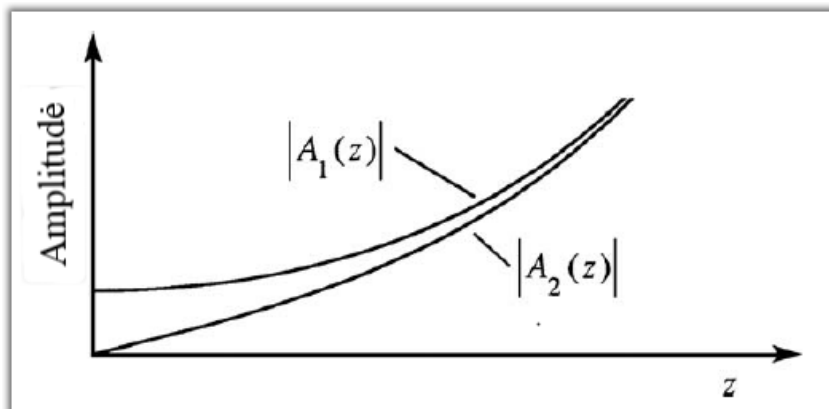
Tarkime ω_3 ir ω_1 dažnių bangos krinta į nuostolių neturinčią medžiagą ir joje sąveikauja kurdamos ω_2 dažnio bangą (1 pav.). Tarus, kad ω_3 banga yra stipri ir lėtai kinta, t.y. bangai nusklidus atstumą lygų bangos ilgiui, bangos amplitudės pokytis yra nykstamai mažas, nesant kaupinimo nuskurdinimo, bangos yra monochromatinės ir sklinda z kryptimi bei, pradiniu laiko momentu, ω_2 bangos medžiagoje nėra, tribangį maišymą aprašo surištųjų amplitudžių lygtys:

$$\begin{aligned} \frac{A_1}{dz} &= \sigma_1 A_3 A_2^* \exp[i\Delta kz], \\ \frac{A_2}{dz} &= \sigma_2 A_3 A_1^* \exp[i\Delta kz]. \end{aligned} \quad (9)$$

ω_1 ir ω_2 dažnio bangos atitinkamai vadinamos signaline ir šalutine bangomis. Pagal susitarimą signaline banga vadinama ta, kurios dažnis didesnis. $\Delta k = \vec{k}_3 - \vec{k}_2 - \vec{k}_1$ yra bangos vektorių nederinimas, $\sigma_i = \frac{2i\omega_i^2 d_{eff}}{k_i c^2}$ šis dydis bus proporcingas terpes netiesiškumui ir vadinamas netiesinio ryšio koeficientu [8], A_1, A_2, A_3 yra atitinkamai signalinės, šalutinės ir kaupinimo bangų amplitudės. Šių lygčių sprendiniai:

$$\begin{aligned} A_1(z) &= A_1(0) \cosh \kappa z, \\ A_2(z) &= i \sqrt{\frac{n_1 \omega_2}{n_2 \omega_1}} \frac{A_3}{|A_3|} A_1^*(0) \sinh \kappa z, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\text{kur } \kappa = \sqrt{\frac{4d_{eff}^2 \omega_1^2 \omega_2^2}{k_1 k_2 c^4} |A_3|^2}. \quad (11)$$



2 pav. A_1 ir A_2 bangų augimas, skirtuminio dažnio generacijos atveju, laikant, kad A_3 banga nepatiria nuskurdinimo ir $\Delta k = 0$.

Galime pastebėti, kad signalinė ir šalutinė bangos auga eksponentiškai (2 pav.). Iš (10) lygties A_1 bangai, galime matyti, kad ji išlaiko savo pradinę fazę, o A_2 bangos amplitudė priklauso nuo kaupinimo ir A_1 bangų amplitudžių. Eksponentinį signalinės ir šalutinės bangų augimą galima suprasti taip. Kristalo pradžioje kaupinimo ω_3 banga sąveikauja su signaline ω_1 banga. Ši sąveika generuoja ω_2 dažnio šalutinę bangą. Toliau ω_2 banga keliaudama per kristalą sąveikauja su ω_3 banga ir generuoja ω_1 bangą. Sąveika kartojasi per visą kristalo ilgį, dėl to abi bangos auga eksponentiškai. Abi, šalutinė ir signalinė, bangos yra stiprinamos skirtuminio dažnio generacijos proceso metu, kuris yra parametrinis procesas, todėl šis stiprinimas vadinamas parametriniu stiprinimu [9].

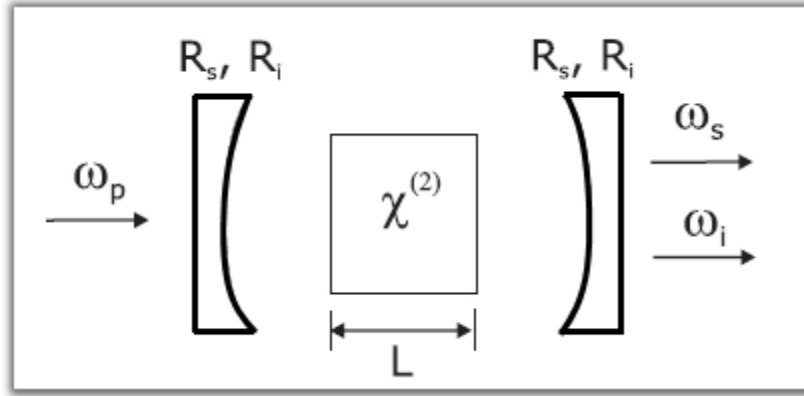
1.3 Parametrinė fluorescencija

Skirtuminio dažnio generavimo procesas ir parametrinė fluorescencija skiriasi tuo, kad kristalo įėjime, parametrinės fluorescencijos atveju turime tik kaupinimo bangą. Signalinė ir

šalutinė bangos gimsta iš kvantinių triukšmų. Vykstant parametrinei šviesos generacijai, galimi visi dažnių deriniai, kurie tenkina sąlygą $\omega_p = \omega_s + \omega_s$. Sukūrus netiesinę poliarizaciją, atomų sistema gali spinduliuoti, bet kokio dažnio bangas skirtingomis kryptimis. Optinė spinduliuotė gimusi iš optinių triukšmų, vadinama parametrine fluorescencija [8]. Parametrinė fluorescencija yra spontaninis reiškinys, kurio išvadinė galia priklauso tiesiškai, nuo kaupinimo galios, todėl jo efektyvumas yra labai mažas ir išvadinė galia gali būti net dešimt eilių mažesnė, nei kaupinimo galia. Prie didelio kaupinimo intensyvumo, fluorescencijos signalas pradeda kartu ir stiprėti. Pradiniu laiko momentu dėl parametrinės fluorescencijos atsiradusi spinduliuotė ima sąveikauti su intensyvia kaupinimo spinduliuote ir generuoja skirtuminio dažnio bangą, kuri taip pat sąveikauja su kaupinimo banga. Taip parametrinės spinduliuotės amplitudė pradeda augti eksponentiškai. Tokia spinduliuotė vadinama parametrine superfluorescencija ir gali turėti efektyvumą iki kelių dešimčių procentų [8].

1.4 Optiniai parametriniai prietaisai

Pirmiausia aptarsime stovinčios bangos parametrinį šviesos generatorių (PŠG). Iš praėjusio skyrelio, galime pastebėti, kad skirtuminio dažnio proceso metu yra stiprinamos žemesnio dažnio, šalutinė ir signalinė, bangos. Toks stiprinimas, jau buvo minėta prieš tai, vadinamas parametriniu stiprinimu ir jo pagrindu galima sukonstruoti PŠG. Iš abiejų netiesinio optinio kristalo pusių pastačius signalinę ir/arba šalutinę bangą atspindinčius veidrodžius (gali būti ir kaupinimo), sukonstruojamas optinis rezonatorius. Esant išoriniam kaupinimui, galima gauti spinduliuotės osciliacijas, kaip parodyta 3 pav. Rezonatorius reikalingas dėl dviejų priežasčių:



3 pav. Principinė stovinčios bangos parametrinio šviesos generatoriaus schema.

R_s ir R_i yra atitinkami veidrodžiu atspindžio koeficientai signalinei ir šalutinei bangoms.

1. Norint pasiekti didelį stiprinimą, reikalingas didelis kaupinančios spinduliuotės intensyvumas, todėl rezonatorius naudojamas energijos kaupimui ir grįžtamajam ryšiui sudaryti.
2. Dėl skersinių modų atrankos rezonatoriuje, yra suformuojamas aukštos erdvinės kokybės spinduliuotės pluoštas.

Bendresniu atveju, laikant, kad $\Delta k = 0$, veidrodžių atspindžiai ir sugertis skirtingo dažnio bangoms yra skirtingi, generacijos slenkščio sąlygą PŠG galima užrašyti taip [8]:

$$\cosh gL = 1 + \frac{l_i l_s}{2 - l_i - l_s}, \quad (12)$$

kur L netiesinio kristalo ilgis, $l_j = 1 - R_j \exp[-\alpha_j L]$, ($j = s, i$) amplitudės nuostoliai, per vieną rezonatoriaus apėjimą, R_j - atspindžio koeficientas atitinkamai bangai, α_j - sugerties koeficientas atitinkamai bangai. Jei rezonatoriaus veidrodžiai gerai atspindi abi, signalinę ir šalutinę bangas, turime dvibangio rezonatoriaus konfigūraciją, jei tik vieną – vienbangio rezonatoriaus konfigūraciją. Dvibangis rezonatorius yra pranašesnis už vienbangį, tuo, kad jo generacijos slenkstis gali būti mažesnis net dviem eilėmis, tačiau jo generuojama spinduliuotė yra sudaryta iš atskirų klasterių ir gali būti nestabili [10] ir visa derinimo sritis dažniausiai nėra išnaudojama dėl veidrodžių spektrinių atspindžio savybių ar kristalo skaidrumo srities [8]. Todėl, nors ir generacijos slenkstis yra daug didesnis, bet šiuo metu labiau paplitę vienbangiai rezonatoriai.

Tokio tipo sinchroniškai kaupinamas PŠG yra tiriamas šiame darbe. Apie sinchroniškai kaupinamus rezonatorius kalbėsime vėliau.

Toliau aptarsime bėgančios bangos parametrinius šviesos generatorius. Pagrindinis jų skirtumas nuo stovinčios bangos PŠG yra tas, kad jie neturi rezonatoriaus ir praėjimų skaičius per netiesinį kristalą yra mažas, o stiprinimas didelis [8], pasiekama išėjimo galia yra didelė. Derinimo diapazono neriboja spektrinės veidrodžių atspindžių savybės. Tokio prietaiso principinę schemą sudaro du kristalai, viename jų yra generuojama superfluorescencija, kitame gautas superfluorescencijos signalas yra stiprinamas. Tokio prietaiso pagrindinis trūkumas yra, kad sunku gauti geras erdvines ir spektrines išėjimo impulso charakteristikas, nes superfluorescencijos impulsas turi platų dažnių spektrą ir nedifraccinę skėstį. Kaip užkrato šaltinis gali būti naudojamas baltos šviesos kontinuumo signalas.

1.5 Sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai

Sinchroniškai kaupinami parametriniai šviesos generatoriai (SKPŠG) naudojami didelio pasikartojimo dažnio ultratrumpų impulsų generacijai. Sinchroninis kaupinimas reiškia, kad impulsas apeina SKPŠG rezonatorių per trukmę atitinkančią kaupinimo lazerio impulsų pasikartojimo dažnį. Parametrinės generacijos metu, intensyvaus impulso sukurtos netiesinio poliarizuotumo gyvavimo trukmė yra apie 10^{-16} s eilės dydis [8], todėl, kad vyktų efektyvi sąveika, rezonatoriuje keliaujantis impulsas turi, kartu su kaupinimo impulsu, persikloti netiesiniame kristale vienu metu. Dėl labai trumpos netiesinio poliarizuotumo gyvavimo trukmės, femtosekundiniais impulsais sinchroniškai kaupinamas PŠG rezonatorius, turi būti suderintas mikrometrų eilės tikslumu.

Sinchroniškai kaupinamiems parametriniams šviesos generatoriams naudojami sinchronizuotų modų lazeriai, kurių pasikartojimo dažnis yra didesnis nei 50 MHz. Taip yra todėl, kad rezonatoriaus ilgis reikalingas sistemoms, kaupinamoms mažesniu dažniu būtų per didelės. Šiuo metu pagrindinis lazeris naudojamas kaupinti SKPŠG, yra titanu legiruotas safyro sinchronizuotų modų lazeris. Yra išbandyta ir daug netiesinių kristalų: tarp jų $LiNbO_3$, KTP ,

$KNbO_3$, ir jiems izomorfiški $KTiOAsO_4$ (KTA), $CsTiOPO_4$ (CTA) ir $RbTiOPO_4$ (RTA) [11]. Šie kristalai leido femtosekundinių šviesos impulsų bangos ilgį derinti 1 - 5,5 μm diapazone. Pasitelkus antrosios harmonikos, suminio bei skirtuminio dažnio generacijos procesus Ti:safyro lazerio spinduliuotei bangos ilgio derinimo diapazoną su $\beta - BaB_2O_4$ (BBO) kristalu galima išplėsti nuo 0,3 μm iki 11 μm [8]. Šiame darbe buvo tiriamas rezonatorius su BBO kristalu, kaupinamas iterbiu legiruoju kalio gadolinio volframato ($Yb:KGd(WO_4)_2$ arba trumpiau $Yb:KGV$) lazeriu.

Spektro plotis, kuriame galimas bangos ilgio derinimas SKPŠG rezonatoriuje, labai priklauso nuo fazinio sinchronizmo sąlygų netiesiniame kristale ir nuo spektro intervalo kuriame rezonatoriaus veidrodžiai turės didelį atspindį. Bangos ilgio derinimas ir išvadinė galia yra labai priklausomi nuo optinių elementų, naudojamų SKPŠG rezonatoriuje, įnešamos dispersijos [5].

1.6 Bangos ilgio keitimo metodai

Bangos ilgio derinimas yra vienas iš pagrindinių optinių parametrinių prietaisų savybių. Pagal fazinio derinimo sąlygą, signalinė banga osciliatoriuje bus efektyviausiai stiprinama, esant tiksliam faziniam sinchronizmui. Todėl keičiant fazinio derinimo sąlygas galime keisti ir generuojamos signalinės bangos ilgį.

1. Signalinės bangos ilgį galima keisti dvejopai: sukant plokštumoje, kurioje yra kristalo optinė ašis. Čia apsiribosime tik vienašiais kristalais. Bet kokioms netiesinėms bangų sąveikoms optiniuose kristaluose reikalingas fazinis derinimas. Apsiribojant skaliarine sąveika, kai bangų kryptys vienodos:

$$\Delta k = k_3 - k_2 - k_1, \quad (13)$$

kur $k_i = \frac{\omega_i n(\omega_i)}{c}$ yra bangos skaičiai. Šią sąlygą galime perrašyti kaip:

$$\omega_3 n(\omega_3) = \omega_1 n(\omega_1) + \omega_2 n(\omega_2). \quad (14)$$

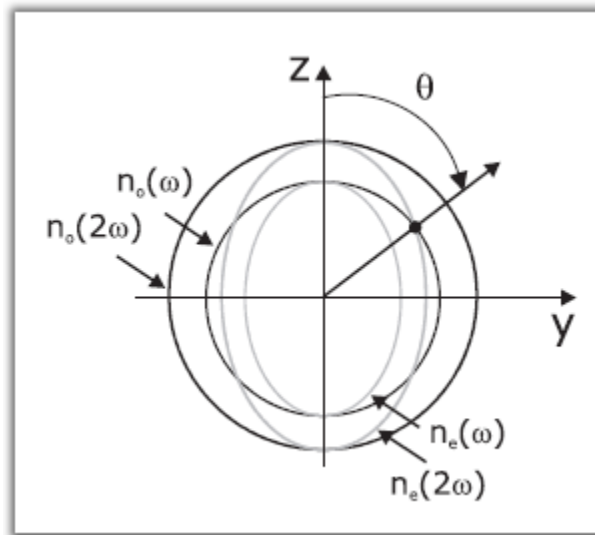
Išsigimusiu atveju, kai signalinės ir šalutinės bangos dažniai vienodi, gauname [8]:

$$n(2\omega_1) = n(\omega_1). \quad (15)$$

Šią sąlygą išpildyti galima tik dvejetainiuose kristaluose. Juose egzistuoja dvi galimos spinduliuotės sklaidimo modos – paprastoji (o) ir nepaprastoji (e) kurioms lūžio rodikliai skiriasi. Nepaprastajai lūžio rodiklis priklauso nuo sklaidimo krypties kristalo optinės ašies atžvilgiu. 4 pav. pavaizduota lūžio rodiklio priklausomybė neigiamame vienašiam kristale skirtingoms poliarizacijoms. Taigi (15) sąlygą tokiuose kristaluose galima išpildyti tada, kai kaupinimo banga yra e poliarizacijos, o generuojama banga yra o poliarizacijos. Užtenka tik rasti tikslų kampą θ (4 pav.), kuriam tenkinama lygybė [8]:

$$n(2\omega, \theta) = n(\omega) \quad (16)$$

Taigi galime matyti, kad sukdami kristalą, keisime spindulių keliaujančių kristalu sklaidimo krypties kampą, kristalo optinės ašies atžvilgiu, taigi keisime ir fazinio sinchronizmo sąlygas, kurios bus tenkinamos skirtingo centrinio bangos ilgio impulsams.



4 pav. Lūžio rodiklio elipsoidas neigiamam vienašiam kristalui ir fazinio sinchronizmo kryptis antrosios harmonikos generacijos atveju.

2. Signalinės bangos ilgį taip pat galima keisti, keičiant kaupinimo bangos ilgį. Tokiu atveju dėl pasikeitusio kaupinimo bangos ilgio, signalinė banga turi atitinkamai kisti, kad išlaikyti fazinį sinchronizmą.
3. Netiesinio kristalo lūžio rodiklis yra temperatūros funkcija, todėl keičiant kristalo temperatūrą, galima keisti kristalo lūžio rodiklį. Temperatūrinis fazinio sinchronizmo keitimas, galimas kristaluose, kurių lūžio rodiklis žymiai priklauso nuo temperatūros, pvz. $LiNbO_3$. Tokiuose kristaluose keičiant temperatūrą galima realizuoti nekritinį arba 90° fazinį sinchronizmą. Tokiu

atveju kaupinimo banga kristale keliauja 90° kampu su kristalo optine ašimi. Pagrindinis jo privalumas yra tas, kad paprastoji ir nepaprastoji bangos kristale nenunešamos.

4. Labiausiai šiame darbe mus domina bangos ilgio derinimas keičiant rezonatoriaus ilgį. Norint gauti efektyvią sąveiką, sinchroniškai kaupinamo PŠG, rezonatoriaus ilgis turi tiksliai sutapti su kaupinimo lazerio rezonatoriaus ilgiu. Taip netiesinis poliarizuotumas, kuriamas kaupinimo bangos, persiklos laike su į kristalą krintančia signaline banga. Kiekvieno bangos ilgio spinduliuotė sklisdama per optinį kristalą rezonatoriuje patiria vėlinimą. Vėlinimą taip pat prideda ir atspindžiai nuo veidrodžių. Dėl šių priežasčių skirtingo centrinio bangos ilgio signaliniai impulsai rezonatoriuje turės skirtingą rezonatoriaus apėjimo trukmę, o grupinio vėlinimo dispersiją rezonatoriuje galime užrašyti:

$$GVD_{PŠG} = GVD_{čV} + GVD_{Krist}. \quad (17)$$

kur $GVD_{PŠG}$ yra pilna rezonatoriaus grupinių vėlinimo dispersija, $GVD_{čV}$ yra čirpuotų veidrodžių įnešama grupinio vėlinimo dispersija ir GVD_{Krist} yra kristalo įnešama grupinio vėlinimo dispersija. Grupinio vėlinimo dispersiją pagal apibrėžimą gali būti apskaičiuota pagal formulę:

$$GVD = \frac{d\tau}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\tau}{d\lambda} \quad (18)$$

kur τ yra grupinis vėlinimas, c šviesos greitis vakuume, ω kampinis dažnis ir λ bangos ilgis. Pailginus rezonatorių, kuris sinchroniškai veikė ties bangos ilgiu λ_0 , dydžiu $\Delta L_{PŠG}$, signalas ties bangos ilgiu λ_0 yra pavėlinamas [12]:

$$\tau = \frac{\Delta L_{PŠG}}{c} \quad (19)$$

Iš (17)-(19) formulių seka, kad PŠG gali palaikyti sinchroninį kaupinimo režimą, keičiant signalinės bangos ilgį į λ_1 , kuris apibrėžiamas:

$$\Delta L_{PŠG} = -c \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} \frac{d\tau}{d\lambda} d\lambda = -2\pi c^2 \int_{\lambda_0}^{\lambda_1} \frac{GVD_{PŠG}}{\lambda^2} d\lambda \quad (20)$$

Kai rezonatoriaus ilgis yra keičiamas, signalo centrinis bangos ilgis turi taip pat keistis, kad naujo signalo rezonatoriaus apėjimo laikas sutaptų su kaupinimo lazerio pasikartojimo dažniu. Remiantis (20) išraiška, įvertinti GVD galime, kai centrinį signalo spektro bangos ilgį galima tiksliai nustatyti ir nevyksta spektrą moduluojantys reiškiniai, tokie kaip fazės

moduliavimasis, bei impulso spektras turi vieną aiškiai išreikštą smailę. Hegenbarth et al. parodė, kad vienalaikis dviejų skirtingų spinduliuotės bangos ilgių generavimas rezonatoriuje yra galimas, kai rezonatoriaus GVD pasiekia nulinę vertę [13].

1.7 Šviesos dispersija

Medžiagos lūžio rodiklio priklausomybė, nuo bangos dažnio (arba ilgio) vadinama šviesos dispersija. Ši priklausomybė aprašoma formule [14]:

$$n^2 = \varepsilon = 1 + \frac{Ne^2}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \quad (21)$$

Iš (21) lygties matyti, kad lūžio rodiklis bus visada daugiau už 1 srityje nuo $\omega = 0$ iki reikšmės netoli $\omega = \omega_0$ kur prasideda medžiagos sugertis ir didėjant ω didėja kol pradeda reikštis sugertis. Toliau nuo reikšmės arti $\omega = \omega_0$, kur baigiasi medžiagos sugertis iki $\omega = \infty$, lūžio rodiklis mažesnis už 1, tačiau auga didėjant ω . Ši dispersijos sritis vadinama normaliaja ir spektriniais komponentai su didesniu dažniu patirs didesnę lūžio rodiklį skaidrioje terpėje, nei spektriniais komponentai su mažesniu dažniu. Sugerties srityje netoli ω_0 , lūžio rodiklis mažėja, didėjant dažniui. Ši sritis vadinama anomaliaja dispersija.

1.8 Dispersiją kompensuojantys veidrodžiai

Brego veidrodis, tai veidrodis sudarytas iš besikeičiančios aukšto ir žemo lūžio rodiklio optinių medžiagų sekos. Dažniausiai naudojama ketvirčio bangos ilgio struktūra. Tokioje struktūroje kiekvienas optinis sluoksnis yra ketvirčio bangos ilgio, kuriam veidrodis yra gaminamas, storio, kur bangos ilgiu laikomas bangos ilgis medžiagoje (bangos ilgis vakuume padalintas iš medžiagos lūžio rodiklio). Tokie veidrodžiai puikiai atspindi tik statmenai krentančią spinduliuotę [15].

Brego veidrodžių veikimo principą galima paaiškinti taip. Kiekviena dviejų sluoksnių sandūra sukelia Frenelio atspindį. Šviesos banga eidama iš didesnio lūžio rodiklio terpės į mažesnio lūžio rodiklio terpę atsispindi keisdama fazę per π . Tokie Brego veidrodžiai yra pagrįsti atspindžių konstruktyvia interferencija, dėl fazių skirtumo lygaus 2π . Jis susideda iš: bangai du kartus praėjus veidrodžio sluoksnį jis atsispindi, bangos fazė dėl vėlinimo pasikeičia per π ir bangai atsispindėjus nuo sluoksnių sandūros, einant iš sluoksnio su didesniu lūžio rodikliu į sluoksnį su mažesniu lūžio rodikliu bangos fazė pasikeičia per π . Todėl visos atspindėtos bangos interferuos konstruktyviai. Atspindžio koeficientas bus tuo didesnis, kuo bus daugiau sluoksnių porų. Atspindžio koeficientas taip pat didės esant nelyginiam sluoksnių skaičiui. Taip pat atspindžio koeficientas bus gaunamas didesnis, jei pirma ant stiklo bus garinama didelio lūžio rodiklio optinė medžiaga, o paskui garinti pasikartojančias mažo ir didelio lūžio rodiklio sluoksnių poras. Spekro plotis kuriame veidrodis turės didelį atspindį priklauso nuo lūžio rodiklių kontrasto apibrėžiamo:

$$\Delta = \frac{(n_{\max}^2 - n_{\min}^2)}{2n_{\max}^2} \quad (22)$$

Čirpuoti veidrodžiai yra dielektriniai veidrodžiai skirti valdyti dispersiją ultratrumpų impulsų lazeriuose. Jie taip pat gali gerai atspindėti platesnį spinduliuotės spektrą [16,17,18].

Čirpuotų veidrodžių veikimo principas remiasi tuo, kad skirtingo bangos ilgio optiniai komponentai atsispindi skirtingame veidrodžio optinės dangos gylyje. Veidrodį gaminant iš skirtingo storio žemo ir aukšto lūžio rodiklio sluoksnių porų, skirtingų bangos ilgių šviesa prasiskverbs į skirtingą veidrodžio gylį ir patirs skirtingą grupinį vėlinimą.

Pagrindinis tokių čirpuotų veidrodžių trūkumas yra nepageidaujami atspindžiai riboje oras-danga, kurie dažnių juostai esant platesnei nei $0,3 \omega_0$, sukelia dideles grupinio vėlinimo osciliacijas [17]. Pasiekęs veidrodžio dangą, impulsas yra dalinai atspindimas, o likusi dalis prasiskverbia į veidrodį. Prasiskverbusi dalis veidrodyje, dėl jo struktūros yra suspaudžiama ir atsispindėjusi keliauja link danga-oras ribos, kur vėl yra dalinai atspindimas į vidų. Taip kritęs pluoštas yra išskaidomas į atsispindėjusią nesuspaustą satelitinę impulso dalį, suspaustą pagrindinę impulso dalį ir perspaustą satelitinę impulso dalį.

Šių problemų galima išvengti naudojant dvigubai čirpuotus veidrodžius. Tokie veidrodžiai yra sudaryti iš trijų dalių. Pirmoji arčiausiai padėklo esanti dalis yra skirtingo storio sluoksnių porų

struktūra, skirta dispersijai valdyti. Antrasis sluoksnis yra sudaromas iš storėjančio žemo lūžio rodiklio storio sluoksnių ir plonėjančio aukšto lūžio rodiklio sluoksnių, einant nuo padėklo link viršutinio veidrodžio sluoksnio. Idealiu atveju, jei aukšto lūžio rodiklio sluoksnių storis būtų lygus nuliui, impulsui besiskverbiamiam į veidrodžio vidų, turėtumėme ištisą žemo lūžio rodiklio sluoksnį ir atspindžio nebūtų. Todėl sluoksnio storis kiekvienoje poroje yra po truputį didinamas, kol atkartoja $\lambda/4$ seką. Viršutinis sluoksnis yra skaidrinanti danga, mažinanti nesuspaustą satelitinę impulso dalį.

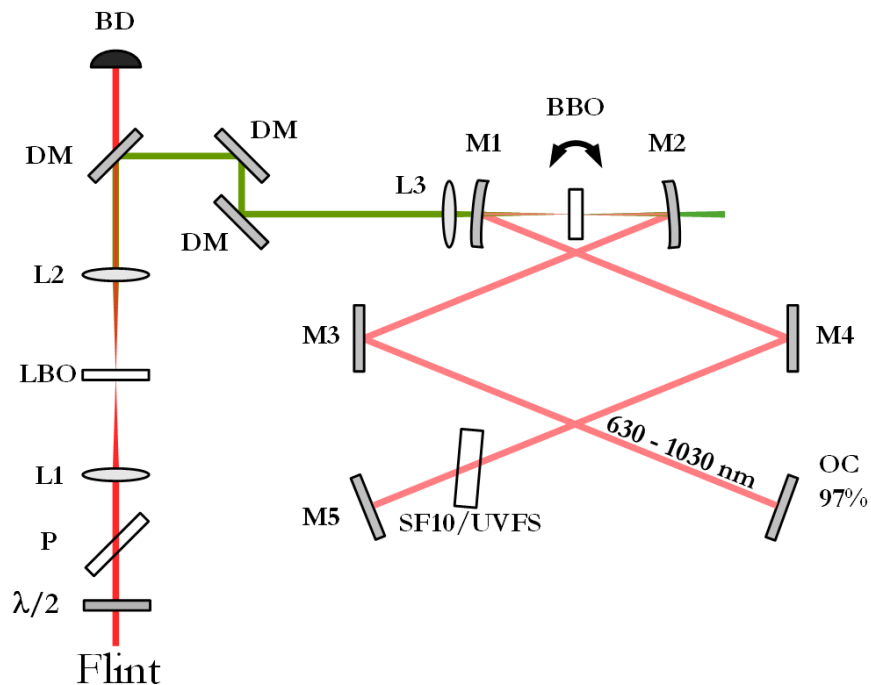
Kaip jau buvo minėta prieš tai, dėl nepageidaujamų atspindžių oras-danga riboje, atsiranda grupinių greičių dispersijos osciliacijos. Norint šias osciliacijas sumažinti dar labiau, yra naudojamos specialiai suprojektuotos veidrodžių poros. Projektuojant tokių veidrodžių dangas vienu metu optimizuojamos dvi struktūros atsižvelgiant į jų atspindžio ir dispersijos charakteristikas. Dangos kuriamos taip, kad vieno veidrodžio GVD osciliacijos minimizuotų kito poros veidrodžio GVD osciliacijas. Suprojektuotos struktūros yra garinamos dviejų atskirų procesų metu. Atsižvelgiant į tai, kad garinimo proceso paklaidos daro didelę įtaką dangos GVD charakteristikoms, būtina griežtai kontroliuoti procesą.

2. Eksperimentinė dalis

2.1 Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus eksperimento schema

Trumpai aptarsime SKPŠG tirti skirtą schemą. Pati eksperimento principinė schema pateikta 5 pav. Iš Flint osciliatoriaus išeinanti 6 W vidutinės galios ir 76 MHz pasikartojimo dažnio spinduliuotė yra fokusuojama lęšiu ($f = 50$ mm) į 2,5 mm storio ličio triobato (LBO) netiesinį kristalą, kuris yra skaidrintas pirmai (1030 nm) ir antrai (515 nm) harmonikoms. LBO kristale buvo generuojama antroji harmonika, kurios vidutinė galia buvo iki 3,6 W (galios matavimai buvo atliekami prieš L3 lęšį). $\lambda/2$ plokštelė buvo skirta antrosios harmonikos galiai reguliuoti. LBO kristale vyko pirmo tipo fazinis sinchronizmas ($o + o \rightarrow e$), todėl $\lambda/2$ plokštele sukant tiesiškai poliarizuotos bangos kryptį, keičiasi ir procese dalyvaujančios spinduliuotės dalis, dėl ko kinta antrosios harmonikos galia. Poliarizatorius buvo įstatytas, taip, kad praleistų tiesiškai poliarizuotą šviesą. Pluoštas kolimuojamas lęšiu L2. Spektriniais dalikliais DM gerai atspindi tik antrąją harmoniką (HR > 99,5% @ $\lambda = 515$ nm, HT > 99,5% @ $\lambda = 1030$ nm, kritimo kampas (AOI) = 45°), todėl pirmoji harmonika toliau nedalyvauja netiesiniuose procesuose. Pirmosios harmonikos pluoštas praėjęs pro pirmąjį pluošto daliklį patenka į gaudyklę, o antrosios harmonikos pluoštas toliau sklinda iki lęšio L3 ($f = 77$ mm) kur yra fokusuojamas į 3 mm storio BBO netiesinį kristalą skirtą parametrinei generacijai. Kristalas buvo pritvirtintas ant rotacinio stalelio. BBO kristalas buvo padengtas skaidrinančia signalinei spinduliuotei (600 – 1030 nm) dielektrine danga. Kaupinamajai spinduliuotei (515 nm) pralaidumas siekė 80%. M1 ir M2 yra meniskiniai, 100 mm kreivumo spindulio, veidrodžiai, kurių išgaubti paviršiai skaidrinti kaupinimo spinduliuotei (515 nm), o įgaubti paviršiai padengti atspindį signalinei (630 – 1030 nm) spinduliuotei didinančia dielektrine danga. M1 ir M2 meniskiniai veidrodžiai buvo įtvirtinti ant mikrometrinio tikslumo stalelio, kad būtų galima tiksliai reguliuoti jų padėtį BBO kristalo atžvilgiu. M3-M4 suderinta plokščių čirpuotų veidrodžių pora. Veidrodžiai padengti didelių atspindžių turinčia (630 – 1030 nm) dielektrine danga. M5 čirpuotas plokščias veidrodis, padengtas didelių atspindžių turinčia (630 – 1030 nm) dielektrine danga. Jis buvo pastatytas ant motorizuoto stalelio, kuris galėjo judėti išilgai spindulių sklaidimo

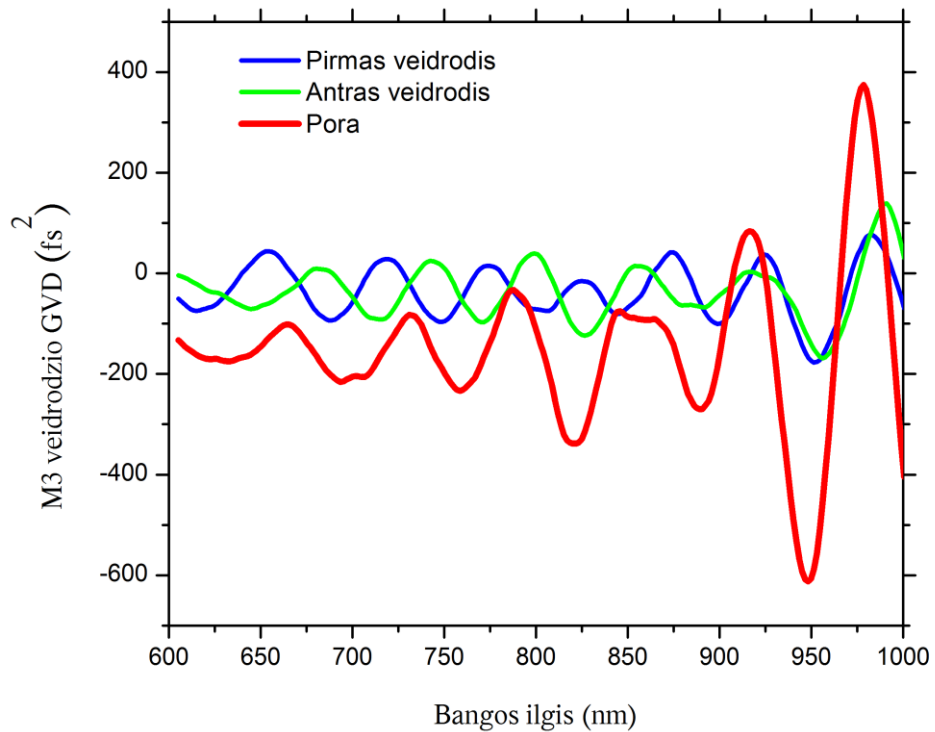
krypčiai. OC rezonatoriaus išvadinis veidrodis, padengtas 97% atspindį turinčia (630 – 1030 nm) dielektrine danga. SF10 – didelės dispersijos stiklas, UVFS – vidutinės dispersijos stiklas. Abu jie į schemą buvo įstatomi Briusterio kampu osciliuojančiai spinduliutei.



5 pav. Sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus eksperimentinė schema: **L1** – $f=50$ mm lęšis, **L2** – $f=250$ mm lęšis, **L3** – $f=77$ mm lęšis, **DM** – spektriniai dalikliai $HR>99.5\%$ ($\lambda=510 - 525$ nm), **M1** ir **M2** – meniskiniai veidrodžiai, **M3** – **M5** - $HR>99.8\%$ ($\lambda=630 - 1030$ nm), **OC** – $HR>97\%$ ($\lambda=630 - 1030$ nm), **SF10** – didelės dispersijos stiklas, **UVFS** - vidutinės dispersijos stiklas, $\lambda/2$ – $\lambda/2$ plokštelė, **P** – poliarizatorius, **BD** – pluošto gaudyklė.

Čirpuotų veidrodžių poros GVD pateikiama 6 pav. Galime pastebėti, kad čirpuoti veidrodžiai įneša labai dideles GVD osciliacijas, nuo 900 nm. Taip pat SKPŠG generuojant signalinę spinduliuotę apie 860 nm ir toliau, pradedamas stebėti parazitinis signalinės spinduliuotės antros harmonikos generavimas. Dėl šių priežasčių, buvo nuspręsta sinchroniškai kaupinamą parametrinį šviesos generatorių tirti 630 – 850 nm spektro ruože. Pateiktame grafike mėlyna ir žalia kreivės rodo atskirų poros veidrodžių sukeltą GVD po vieno atspindžio, raudona kreivė rodo veidrodžių

poros įnešamą suminę GVD po dviejų atspindžių. Atskirų čirpuotų veidrodžių poros GVD buvo įvertinta laboratorijoje baltos šviesos interferometru. Reiktų atkreipti dėmesį į tai, kad dėl apytikslių skaičiavimo rezultatų, 6 pav. pateiktos rezonatoriaus GVD minimumų ir maksimumų pozicijos, bei jų dydis, galėjo truputį pasislinkti.



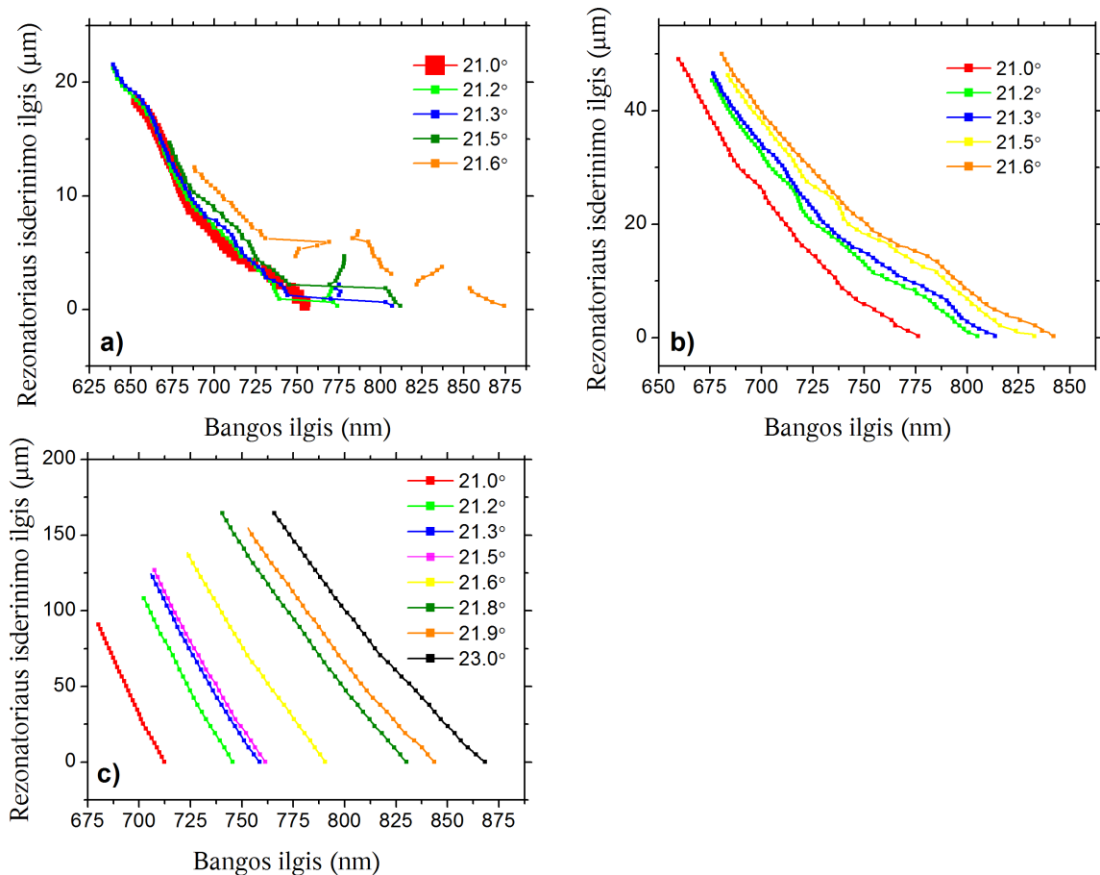
6 pav. Vieno rezonatoriaus apėjimo GVD, rezonatoriuje su vidutinės dispersijos UVFS stiklu.

2.2 Eksperimentų rezultatai ir aptarimas

2.2.1 Derinimas ir spektrinės charakteristikos

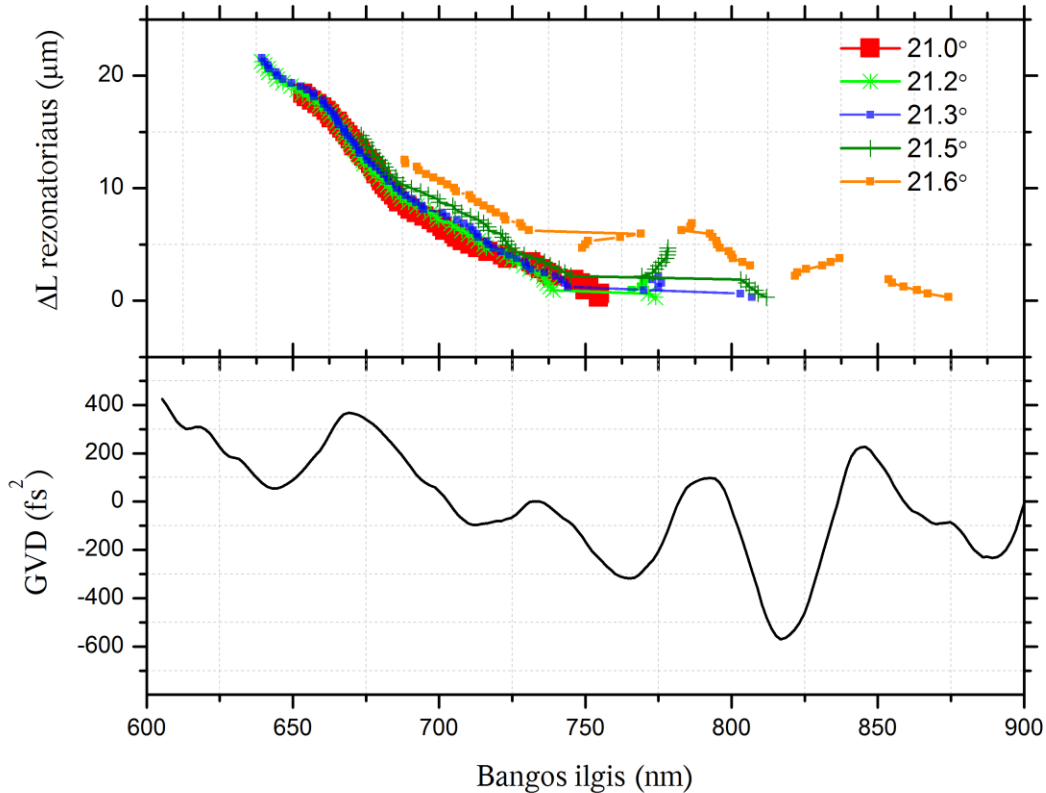
Eksperimento schema buvo suderinta naudojant HeNe lazerio spinduliuotę, sukolimuojant ir nukreipiant ją kolinearai su kaupinimo spinduliuote. Sujustiravus rezonatoriaus veidrodžius, toliau buvo keičiamas rezonatoriaus ilgis, kol buvo išpildyta sinchroninio kaupinimo sąlyga. Suderinus sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus rezonatorių pagal 5 pav. pateiktą schemą, pirmiausia buvo atliktas SKPŠG spektrinių charakteristikų vertinimas.

Eksperimente buvo naudotos trys SKPŠG (5 pav.) konfigūracijos. Pirmoje nebuvo naudojamas stiklas, antroje buvo naudojamas vidutinės dispersijos 5 mm UVFS stiklas ir trečioje buvo naudojamas 10 mm SF10 stiklas. Centrinio bangos ilgio priklausomybė, nuo rezonatoriaus ilgio išderinimo visiems trimis atvejams pateikta 7 pav. Matavimai buvo atliekami motoriniu staleliu judinant M5 veidrodį (5 pav.) išilgai spindulių sklidimo kryptį 0,3125 μm žingsniu ir registruojant generuojamos spinduliuotės spektrą kiekviename žingsnyje. Toliau buvo keičiamas kristalo pasukimo kampas, rezonatorius buvo suderinamas maksimaliai išvadinei galiai ir matavimai buvo kartojami. Rezonatoriaus ilgio išderinimas, ties kuriuo generacija baigėsi, buvo laikomas nuliniu išderinimu. Centrinis bangos ilgis buvo apskaičiuojamas, skaičiuojant spektrų masės centrus. Spektro masės centrai buvo skaičiuojami todėl, kad generuojamų impulsų spektrai buvo čirpuoti.



7 pav. Centrinio bangos ilgio priklausomybė nuo rezonatoriaus ilgio išderinimo rezonatoriuje (a) be stiklo, (b) su vidutinės dispersijos UVFS stiklu ir (c) su didelės dispersijos SF10 stiklu.

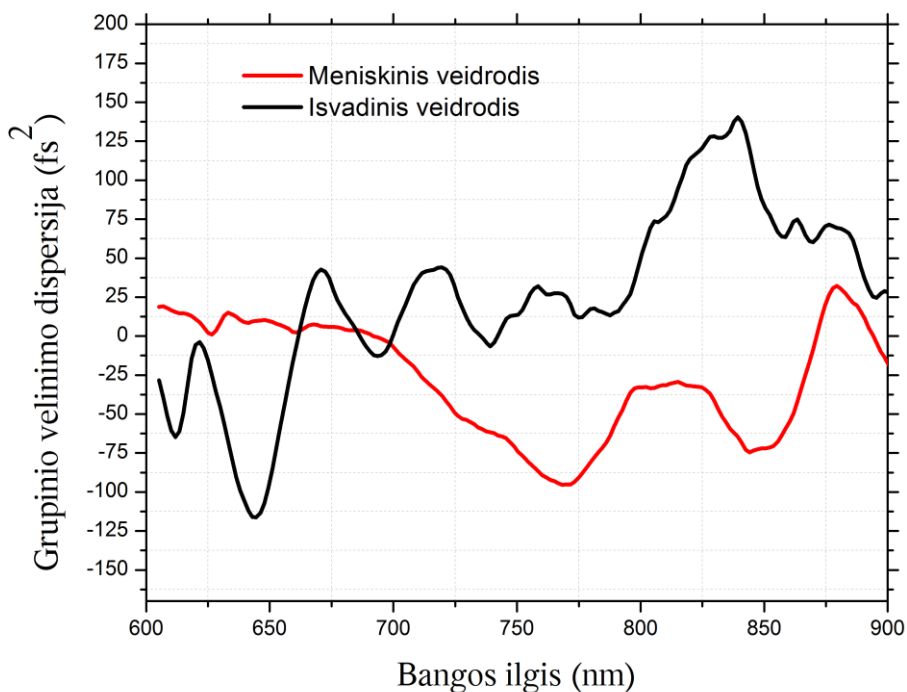
SKPŠG su didesne sumine rezonatoriaus dispersija yra galimas daug didesnis rezonatoriaus ilgio išderinimas (7 pav.). Tokią elgseną galima suprasti galvojant taip. Dėl sinchroninio kaupinimo spinduliuotės bangos ilgis keisis, keičiant rezonatoriaus ilgį. Rezonatoriuje su didele sumine GVD, dėl sukuriama vėlinimo tarp skirtingų spektrinių komponentų impulsas išplinta. Norint pakeisti signalinės bangos ilgį, rezonatoriaus ilgį teks keisti daugiau, nei rezonatoriuje su mažesne GVD, kad galėtume stebėti tokį pat generuojamos spinduliuotės bangos ilgio pasikeitimą.



8 pav. Sąryšis tarp (viršuje) signalinės bangos, rezonatoriaus išderinimo ir (apačioje) vieno rezonatoriaus apėjimo GVD.

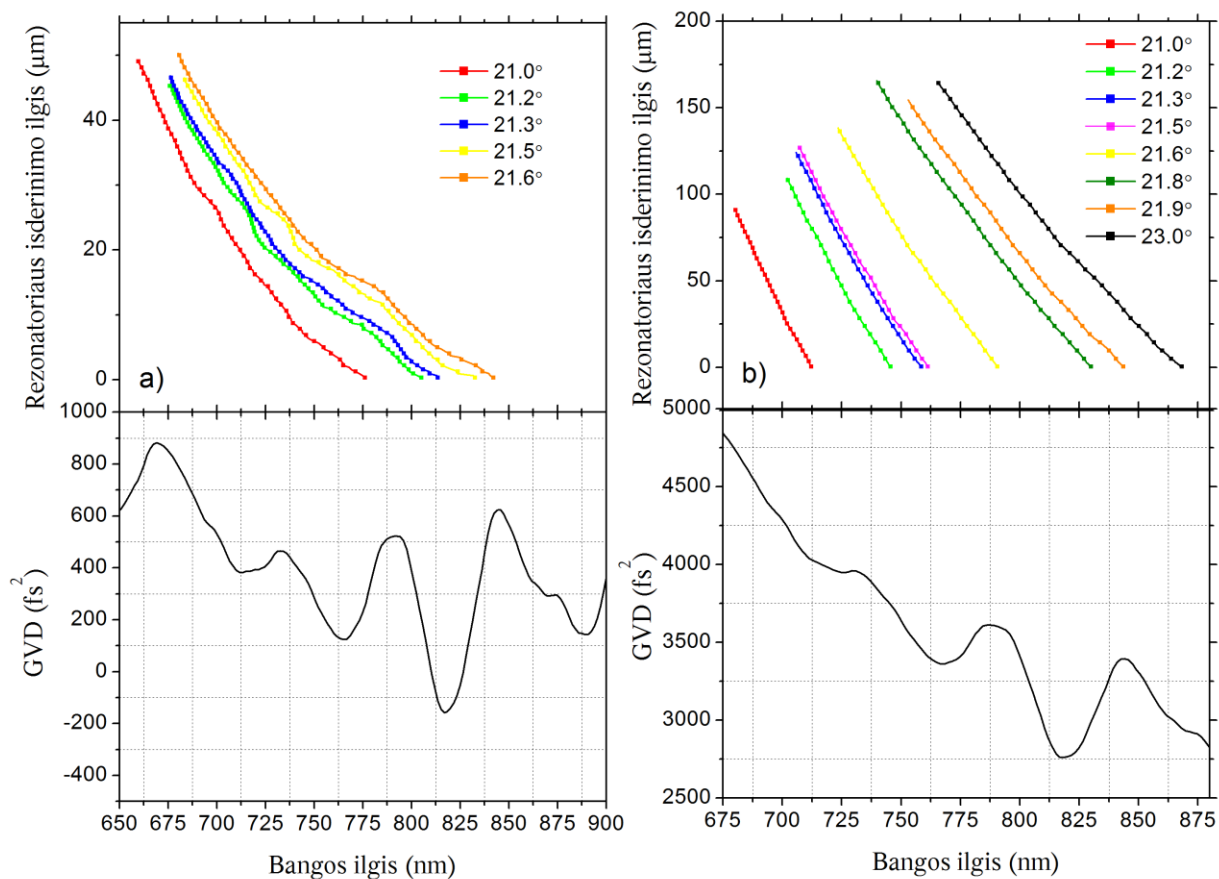
SKPŠG be stiklo, bangos ilgio priklausomybės nuo rezonatoriaus ilgio išderinimo (viršuje) ir bendrą vieno rezonatoriaus apėjimo GVD (apačioje), kreivės pateikiamos 8 pav. GVD kreivė buvo suskaičiuota įvertinus BBO kristalo bei rezonatoriaus veidrodžių GVD, išmatuotą baltos šviesos interferometru. Derinimo sparta šiame darbe buvo apibrėžta kaip impulso centrinio bangos ilgio pasikeitimas priklausomai nuo rezonatoriaus ilgio išderinimo. Galime matyti, kad GVD didesnėje derinimo srities dalyje yra neigiama. Toliau derinimo diapozoną analizuosime dalimis. Tolygus derinimas šioje rezonatoriaus konfigūracijoje buvo galimas 638 - 727 nm spektro srityje. Toliau derinimas tapo nestabilus ir specifiniai bangos ilgiai buvo sunkiai pasiekiami 728 – 860 nm spektro srityje. 727 – 778 nm srityje bendra rezonatoriaus GVD pasiekia pirmą įdubimą. Čia stebima vienalaikė dviejų bangos ilgių generacija aplink grupinio vėlinimo ekstremumą, todėl dviejų skirtingų bangos ilgių spinduliuotė tenkina sinchroninio kaupinimo sąlygą. Norint stebėti bichromatinę emisiją, parametrinis stiprinimas turi būti pakankamai didelis, nes vienam iš bangos

ilgių nebus tenkinama tiksli fazinio sinchroninio sąlyga ($\Delta k \neq 0$). Taip pat stebimas bangos ilgio šioje srityje didėjimas, mažinant rezonatoriaus ilgį, kai prieš tai buvo stebimas trumpėjimas (BBO kristalo pasukimo kampas fiksuotas). Tai paaiškinti galima GVD ženklo kitimu: teigiamoje grupinio vėlinimo dispersijos srityje, didinant rezonatoriaus ilgį, to paties bangos ilgio impulsas rezonatorių užtruks apeiti lėčiau, todėl impulso bangos ilgis turi didėti, kad būtų toliau tenkinama sinchroninio kaupinimo sąlyga. Esant neigiamai grupinio vėlinimo dispersijai, bangos ilgis trumpėja. Pažvelgę į 9 pav. pastebėsime, kad šis GVD įdubimas atsirado dėl keturių atspindžių nuo meniskinio veidrodžio, kurie pervedė bendrą rezonatoriaus GVD į neigiamą sritį. Toliau 775 – 800 nm srityje vėl stebimas viena laikis dviejų bangų generavimas, iš ko galima teigti, kad šioje srityje GVD pereina maksimumą vėl keisdama ženklą iš neigiamos į teigiamą. 790 – 830 nm vėl stebimas viena laikis dviejų bangų ilgių generavimas. Šioje srityje GVD įdubumą įtakojo čirpuotų veidrodžių pora (6 pav.). 830 – 860 nm spektro srityje stebima ta pati tendencija.



9 pav. Meniskinio ir išvadinio veidrodžių GVD.

Tam, kad užtikrinti stabilumą SKPŠG derinime buvo nuspręsta į rezonatorių įnešti papildomos teigiamos dispersijos. Toliau rezonatoriaus derinimas charakterizuojamas dviem konfigūracijoms su 5 mm UVFS vidutinės dispersijos stiklu ir su 11 mm SF10 didelės dispersijos stiklu.

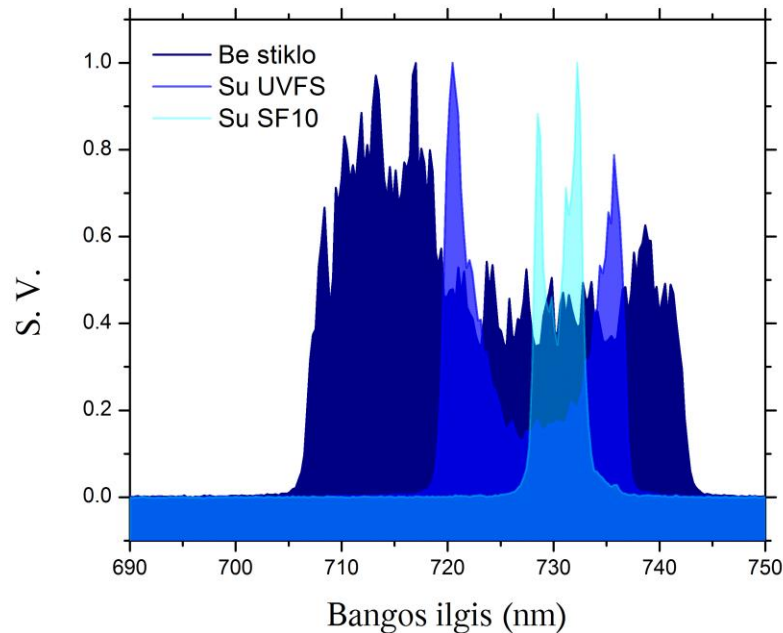


10 pav. Sąryšis tarp bangos ilgio, rezonatoriaus išderinimo ir GVD rezonatoriuje su a) vidutine dispersija ir b) didele dispersija.

Pirmiausia aptarkime rezonatoriaus su UVFS (10(a) pav. viršuje) stiklu bangos ilgio derinimą. Šiuo atveju, buvo galimas tolygus derinimas 660 – 850 nm spektro srityje. Pažiūrėję į apskaičiuotas GVD kreivę (10(a) pav. apačioje) matome, jog 805 – 838 nm srityje GVD kreivė pereina į neigiamą sritį, tačiau nebuvo registruojamas vienalaikis dviejų bangos ilgių generavimas. Šį neatitikimą siejome su prieš tai minėtais GVD skaičiavimo netikslumais, dėl ko minimumo reikšmė galėjo pasislinkti į neigiamą pusę. Rezonatoriaus su SF10 stiklu (10(b) pav.) derinimas buvo stabilus 680 – 870 nm spektro ruože. Šiuo atveju nebuvo jokių matomų derinimo spartos pokyčių.

Kaip kito generuojamas spektras rezonatoriuose su skirtingomis dispersijomis parodyta 11 pav. Kaip ir buvo tikėtasi, didėjant rezonatoriaus dispersijai generuojamas spektras siaurėja. Taip

yra todėl, kad efektyviam stiprinimui reikia, kad generuojamas ir kaupinimo impulsai persiklotų laike. Tai reiškia, kad dėl didesnės dispersijos išplitęs signalinės bangos impulsas laike gali persikloti nepilnai su kaupinimo impulsu ir dėl to nebe visas impulsas bus stiprinamas, dėl ko siaurės generuojamos spinduliuotės spektras.



11 pav. Generuojami spektrai SKPŠG su skirtinga dispersija.

Generuojamos spinduliuotės spektro plotis susiaurėjo nuo 34 nm rezonatoriuje veikiančiame ties $\sim 0 \text{ fs}^2$ grupinio vėlinimo dispersijoje, iki 17 nm rezonatoriuje veikiančiame ties $\sim 400 \text{ fs}^2$ GVD ir iki 4 nm rezonatoriuje veikiančiame ties $\sim 4000 \text{ fs}^2$ GVD. Spektro pločiai buvo vertinami $1/e^2$ intensyvumo aukštyje (buvo pasirinkta matuoti $1/e^2$, o ne pusės intensyvumo aukštyje, nes impulsai buvo čirpuoti). Grupinio vėlinimo dispersija įvertintą pagal gautus GVD rezultatus, centriniam impulsų bangos ilgiui. Impulsų trukmės buvo išmatuotos autokoreliatoriumi (Geco, Šviesos konversija). Rezonatoriuje veikiančiame mažoje dispersijoje impulso trukmė buvo 329 fs, vidutinėje dispersijoje 382 fs ir didelėje dispersijoje 635 fs. Tokio spektro pločio Gauso pavidalo spektriškai ribotų impulsų trukmė būtų 22,7 fs, 45,9 fs ir 196 fs. T. Lang atliktame eksperimente parodė, kad SKPŠG su 200 fs^2 rezonatoriaus dispersija generuojančio 11 nm spektro pločio impulsus, kurių spektriškai ribota trukmė kito nuo 65 iki 85 fs, pavyko suspausti iki 90 fs trukmės su SF10 stiklo prizmėmis.

2.2.2 Naudingumas ir išvadinė galia

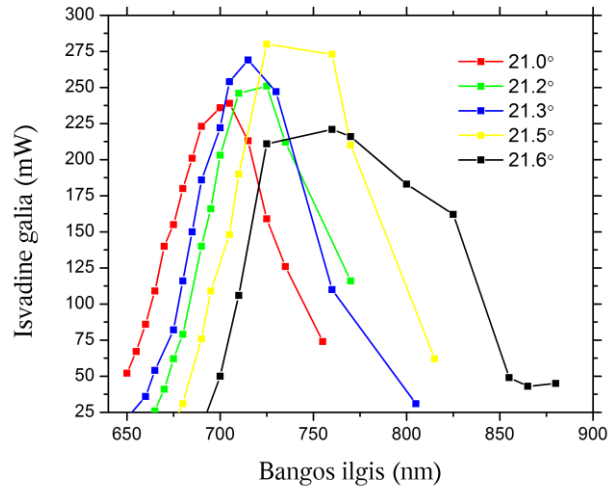
Toliau pateikiami trijų SKPŠG schemų, su skirtinga bendra vieno rezonatoriaus apėjimo dispersija, išvadinių galių eksperimentiniai rezultatai. Bendra rezonatoriaus GVD buvo apskaičiuota sudėjus atskirų optinių elementų grupinio vėlinimo dispersijos charakteristikas. Jos buvo gautos baltos šviesos interferometru išmatavus šių elementų įnešamą grupinį vėlinimą ir gautas vertes išdiferencijavus pagal spektrinių komponentų dažnį.

Išmatuotos galios pateikiamos 12 ir 13 paveiksluose. Pateikti rezultatai buvo gauti sukant kristalą skirtingais fazinio sinchronizmo kampais ir keičiant rezonatoriaus ilgio išderinimą. Galime pastebėti, SKPŠG išvadinė galia didėja, didėjant bangos ilgiui. Taip yra todėl, kad einant į infraraudonąją pusę, bendra rezonatoriaus GVD mažėja, todėl signalinė spinduliuotė rezonatoriuje išplinta mažiau ir vyksta efektyvesnis persiklojimas su kaupinimo impulsu. Reiktų atkreipti dėmesį į 12 ir 13(a) pav., išvadinės galios kreives ties $21,6^\circ$ fazinio sinchronizmo kampu (abiejuose grafikuose juoda linija). Čia pastebimas išvadinės galios sumažėjimas, nors spinduliuotės bangos ilgis padidėjo. Taip galėjo atsitikti todėl, kad mažėjant GVD rezonatoriuje, jis tampa jautresnis bent kokiam derinimui, todėl galėjo nepavykti jo tinkamai suderinti.

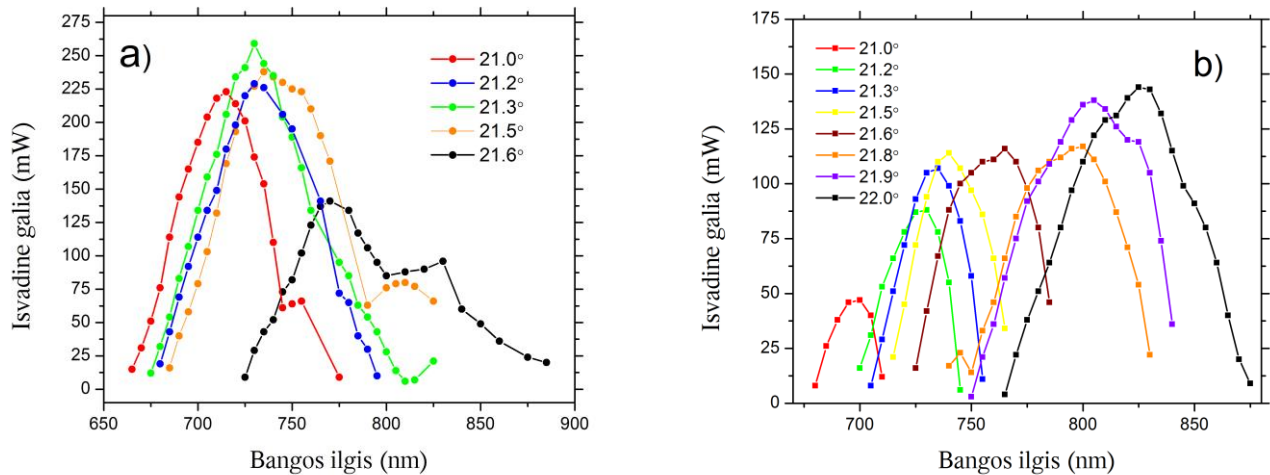
Didžiausia išvadinė galia rezonatoriuje be stiklo, rezonatoriuje su UVFS stiklu ir rezonatoriuje su SF10 stiklu buvo atitinkamai 280 mW (12 pav.) ties 725 nm, 259 mW (13(a) pav.) ties 730 nm ir 144 mW (13(b) pav.) ties 825 nm. Tai atitinka 15,1%, 14% ir 7,8% kaupinimo į signalinę spinduliuotę keitimo efektyvumą. Šiame darbe buvo naudojamas 3% pralaidumo veidrodis. Panašios konstrukcijos SKPŠG, naudojančiame 13% ir 15% naudinguosius nuostolius, buvo pasiekta 27% [5] ir 23% [2] kaupinimo į signalinę bangą keitimo efektyvumas.

Rezonatoriaus su SF10 stiklu išvadinės galios priklausomybės nuo rezonatoriaus išderinimo, nėra simetriškos maksimalios išvadinės galios atžvilgiu. Taip yra todėl, kad rezonuojantys signalinės spinduliuotės impulsai rezonatoriuje dėl didelės GVD išplinta. Tokiu atveju svarbu kada į BBO kristalą ateina kaupinimo ir signalinės spinduliuotės impulsai. Kaupinimo impulsas dėl trumpesnio bangos ilgio, BBO kristale visada sklis lėčiau nei signalinis impulsas. Jei signalinė spinduliuotė į kristalą pateks anksčiau nei kaupinimo spinduliuotė, signalinė ir kaupinimo spinduliuotės persiklojimas bus neefektyvus, nes signalinė spinduliuotė

kristale judės greičiau ir tols nuo kaupinimo spinduliuotės. Jei signalinė spinduliuotė į BBO kristalą pateks vėliau nei kaupinimo spinduliuotė, tokiu atveju ji vysis kaupinimo spinduliuotę ir persiklojimas bus efektyvesnis, nei prieš tai minėtu atveju. Būtent dėl šios priežasties ir atsiranda minėtas asimetriškumas. Rezonatoriuose su mažesne vidine GVD, tai nebuvo taip akivaizdu, nes rezonuojantys impulsai nebuvo taip išplitę.



12 pav. Išvadinės spinduliuotės galia skirtingiems vidiniams kristalo kampams, rezonatoriuje be stiklo.



13 pav. Išvadinės spinduliuotės galia skirtingiems vidiniams kristalo kampams, rezonatoriuje su UVFS vidutinės dispersijos stiklu (a), rezonatoriuje su SF10 didelės dispersijos stiklu (b).

3. Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Šiame darbe buvo pristatytas sinchroniškai, femtosekundiniais impulsais kaupinamas, parametrinis šviesos generatorius su suderintais čirpuotais veidrodžiais. Tačiau dėl rezonatoriuje esančių veidrodžių, bendra rezonatoriaus vieno apėjimo GVD buvo osciliuojanti apie nulinę vertę. Dėl to derinimas 630 – 850 nm spektro ruože buvo labai apsunkintas. Į rezonatorių įvedus stiklo ir rezonatoriaus GVD pervedus į teigiamą pusę, šios problemos buvo išvengta ir derinimas tapo tolygus.
2. Rezonatoriuje veikiančiame mažoje dispersijos srityje maksimali išvadinė galia buvo 280 mW, vidutinėje dispersijoje 259 mW, didelėje dispersijoje 144 mW. Iš gautų rezultatų buvo pastebėta, kad išvadinė galia didėjo, didinant generuojamų impulsų bangos ilgį, dėl generacijos mažesnėje GVD srityje ir geresnio kaupinimo bei signalinio impulsų persiklojimo.
3. Impulsų trukmės rezonatoriuje veikiančiame ties $\sim 0 \text{ fs}^2$ GVD, $\sim 400 \text{ fs}^2$ GVD ir $\sim 4000 \text{ fs}^2$ GVD generuojamų impulsų spektrai buvo 34 nm, 17 nm ir 4 nm, o trukmės 329 fs, 382 fs, 635 fs atitinkamai.

Santrauka

Lukas Trišauskas

Teigiamos dispersijos įtaka sinchroniškai kaupinamo parametrinio šviesos generatoriaus spektrinėms ir energetinėms charakteristikoms

Spektroskopijos, fotochemijos, puslaidininkių tyrimų mokslo srityse reikalingi koherentiniai šviesos šaltiniai, derinami plačioje spektro srityje ir veikiantys dideliu pasikartojimo dažniu (>50 MHz). Šiame darbe buvo tirtas sinchroniškai kaupinamas parametrinis šviesos generatorius, su BBO netiesiniu kristalu. Šiuo metu dauguma tokių optinių parametrinių prietaisų yra kaupinami ultratrumpųjų impulsų Ti:Safyro lazeriais. Tačiau Ti:Safyro optinės parametrinės sistemos yra labai brangios ir užima daug vietos, o šio lazerio išvadinė galia yra ribojama didelio šilumos išsiskyrimo aktyviojoje terpėje. Dėl to norima sukonstruoti parametrinį generatorių kaupinamą Yb:KGV femtosekundinio lazerio osciliatoriaus antrąją harmoniką (515 nm).

Šiame darbe pasiektas tolygus signalinės bangos derinimas 630 – 850 nm spektro srityje. Maksimali išvadinė galia buvo 280 mW rezonatoriuje veikiančiame žemoje dispersijoje, 259 mW rezonatoriuje su vidutine dispersija ir 144 mW rezonatoriuje veikiančiame aukštoje dispersijoje. Kaupinimo bangos galios keitimas į signalinės bangos galią atitinkamai siekė 15,1%, 14% ir 7,8%. Impulsų kurių centrinis bangos ilgis yra ties 725 nm, veikiančių neigiamoje ties $\sim 0 \text{ fs}^2$, vidutinėje ties $\sim 400 \text{ fs}^2$ ir aukštoje dispersijoje ties $\sim 4000 \text{ fs}^2$, o spektro plotis atitinkamai buvo 34 nm, 17 nm ir 4 nm. Išmatuotos impulsų trukmės šiems impulsams buvo 329 fs, 382 fs ir 635 fs.

Summary

Lukas Trišauskas

Influence of positive dispersion on synchronously pumped optical parametric oscillator's spectral and power characteristics

There is a great need for coherent light source, that could be tunable in wide spectral range and could work at high repetition rates (> 50 MHz) in many scientific areas such as spectroscopy, photochemistry, material science and others. In this work we investigate synchronously pumped optical parametric oscillator based on BBO nonlinear crystal. Most of the optical parametric systems at the moment are pumped with Ti:Sapphire lasers. However Ti:Sapphire optical parametric systems have some disadvantages, such as they require a lot of space and are expensive, plus their output power is restricted due to high Ti:Sapphire heat load. That is why we are presenting an investigation on synchronously pumped optical parametric oscillator pumped with femtosecond Yb:KGV laser oscillator's second harmonic (515nm).

In this work we presented a synchronously pumped optical parametric oscillator tunable over 630 – 850 nm spectral range. Maximum output power of oscillator operating in low dispersion regime was 280 mW. Output power decreased to 259 mW and 144 mW as group delay dispersion was increased. Signal to pump power conversion efficiency was 15,1%, 14% and 7,8% correspondingly. We also measured spectral width of pulses around 725 nm signal wavelength, oscillating in low, medium and high group delay dispersion which corresponded to 34, 17 and 4 nm and corresponding pulses durations were 329, 382 and 635 fs.

Literatūros sąrašas

- [1] K. Stankevičiūtė, I. Pipinytė, I. Stasevičius, J. Vengelis, G. Valiulis, R. Grigonis, M. Vengris, M. Bardauskas, L. Giniūnas, O. Balachninaite, R. C. Eckardt, V. Sirutkaitis, *Femtosecond optical parametric oscillator synchronously pumped by Yb:KGW oscillator*, Lithuanian Journal of Physics, 53(1), 41–56 (2013).
- [2] T. Lang, *Ultrashort Laser Pulses from Optical Parametric Amplifiers and Oscillators*, Doctor dissertation (2014).
- [3] D. T. Reid et al., *Advances in ultrafast optical parametric oscillators*, Laser Phys. Lett. 8, 8–15 (2011).
- [4] M. Ebrahim-Zadeh, M. H. Dunn, Optical Parametric Oscillators in *Handbook of Optics*, Vol. 4. (McGraw-Hill, New York, 2000).
- [5] K. Stankevičiūtė, M. Vengris, S. Melnikas, S. Kičas, R. Grigonis, V. Sirutkaitis, *Tuning characteristics of femtosecond optical parametric oscillator with broadband chirped mirrors*, Optical Engineering 54(12), 126111-126118 (2015).
- [6] T. P. Lamour, L. Kornaszewski, J. H. Sun, and D. T. Reid, *Yb: fiber-laser-pumped high-energy picosecond optical parametric oscillator*, Opt. Express 17(16), 14229–14234 (2009).
- [7] T. Lang, T. Binhammer, S. Rausch, G. Palmer, M. Emons, M. Schultze, A. Harth, U. Morgner, *High power ultra-widely tunable femtosecond pulses from a non-collinear optical parametric oscillator (NOPO)*, Opt. Express 20, 912-917 (2012).
- [8] A. Dubietis, *Netiesinė Optika* (Vilniaus Universitetas, Vilnius, 2011).
- [9] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics 3rd Edition* (Academic press, Boston, 2008).
- [10] R. C. Eckardt, C. D. Nabors, W. J. Kozlovsky, and R. L. Byer, *Optical parametric oscillator frequency tuning and control*, J. Opt. Soc. Am. B, 8(3), 646-667 (1991).
- [11] G.W. Baxter, M.A. Payne, B.D.W. Austin, C.A. Halloway, J.G. Haub, Y.He, A.P. Milce, J.F. Nibler, B.J. Orr, *Spectroscopic diagnostics of chemical processes: applications of tunable optical parametric oscillators*, Appl. Phys. B 71(5), 651-663 (2000).
- [12] Xinping Zhang, *High-repetition-rate Femtosecond Optical parametric Oscillator Based on KTP and PPLN*, Doctor dissertation (2002).

- [13] R. Hegenbarth et al., *Two-color femtosecond optical parametric oscillator with 1.7 W output pumped by a 7.4 W Yb:KGW laser*, J. Opt. Soc. Am. B 28, 1344–1352 (2011).
- [14] V. A. Šalna, *Optika* (Enciklopedija, Vilnius, 2004).
- [15] K. Juškevičius, S. Kičas, T. Tolenis, R. Buzelis, R. Drazdys, *Metaly oksidų ir jų mišinių panaudojimas kintamo lūžio rodiklio optinėms dangoms formuoti*, SCIENCE – FUTURE OF LITHUANIA, 3(6), 85–90 (2011).
- [16] http://www.rp-photonics.com/bragg_mirrors.html (Žiūrėta 2015 – 12 – 17).
- [17] N. Matuschek, *Theory and design of doubly-chirped mirrors*, Doctor dissertation (1999).
- [18] A. M. Weiner, *Ultrafast Optics* (John Wiley & Sons, Inc 2011).