

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.886>

<https://orcid.org/0009-0007-5857-7426>

VILNIAUS UNIVERSITETAS

FIZINIŲ IR TECHNOLOGIJOS MOKSLŲ CENTRAS

Jaroslav Kodz

# Neapgręžiamo šviesos perdavimo pagrįsto Sanjako efektu tyrimai

**DAKTARO DISERTACIJA**

Technologijos mokslai,  
Medžiagų inžinerija (T 008)

VILNIUS 2025

Mokslo daktaro disertacija rengta 2019–2025 m. Fizinių ir technologijos mokslų centre, Lazerinių technologijų skyriuje, Skaidulinių lazerių laboratorijoje.

**Mokslinis vadovas** – dr. Kęstutis Regelskis (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T008).

Gynimo taryba:

**Pirmininkas** – Dr. Mindaugas Gedvilas (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T 008).

**Nariai:**

Prof. dr. Aidas Matijošius (Vilniaus universitetas, gamtos mokslai, fizika, N 002),

Dr. Sergej Orlov (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T 008),

Dr. Audrius Pugžlys (Vienos technikos universitetas, gamtos mokslai, fizika, N 002),

Dr. Aleksėj Rodin (Fizinių ir technologijos mokslų centras, technologijos mokslai, medžiagų inžinerija, T 008).

Disertacija ginama viešame Gynimo tarybos posėdyje 2026 m. sausio mėn. 26 d. 11 val. Fizinių ir technologijos mokslo centro lazerių korpuso posėdžių salėje. Adresas: (Savanorių pr. 231, Vilnius, Lietuva), tel. +370 645 15 557; el. paštas [info@ftmc.lt](mailto:info@ftmc.lt).

Disertaciją galima peržiūrėti Vilniaus universiteto bibliotekoje ir VU interneto svetainėje adresu:

<https://www.vu.lt/naujienos/ivykiu-kalendorius>

<https://doi.org/10.15388/vu.thesis.886>

<https://orcid.org/0009-0007-5857-7426>

VILNIUS UNIVERSITY

CENTER FOR PHYSICAL SCIENCES AND TECHNOLOGY

Jaroslav Kodz

# Research on Non-Reciprocal Light Transmission Based on the Sagnac Effect

**DOCTORAL DISSERTATION**

Technology Sciences,  
Material Engineering (T 008)

VILNIUS 2025

The doctoral dissertation was prepared in the Center of Physical Sciences and Technology, Department of Laser Technologies, Fiber Lasers Laboratory from 2019 to 2025.

**Academic Supervisor** – Dr. Kęstutis Regelskis, (Center of Physical Sciences and Technology, Technology Sciences, Material Engineering, T 008).

This Doctoral Dissertation will be Defended in a Public/Closed Meeting of the Dissertation Defence Panel:

**Chairman** – Dr. Mindaugas Gedvilas (Center for Physical Sciences and Technology, Technology Sciences, Material Engineering, T 008).

**Members:**

Prof. Dr. Aidas Matijošius (Vilnius University, Natural Sciences, Physics, N 002),

Dr. Sergej Orlov (Center for Physical Sciences and Technology, Technology, Technology Sciences, Material Engineering, T 008),

Dr. Audrius Pugžlys (Technical University of Vienna, Natural Sciences, Physics, N 002),

Dr. Aleksėj Rodin (Center for Physical Sciences and Technology, Technology Sciences, Material Engineering, T 008).

The dissertation shall be defended at a public meeting of the Dissertation Defence Panel at 11:00 on 26-th of January 2026 in the main meeting room of the laser campus of the Center for Physical Sciences and Technology.

Address: Savanoriu ave. 231 Vilnius, Lithuania

Tel. +370 645 15 557; e-mail: [info@ftmc.lt](mailto:info@ftmc.lt).

The text of this dissertation can be accessed at the libraries of Vilnius University as well as on the website of Vilnius University:

[www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius](http://www.vu.lt/lt/naujienos/ivykiu-kalendorius)

## SANTRUMPOS

NRPS – neapgėžiamo fazės poslinkio įrenginys (*angl. Non-Reciprocal Phase Shifter*)

SBS – priverstinė Briliueno sklaida (*angl. Stimulated Brillouin Scattering*)

SRS – priverstinė Ramano sklaida (*angl. Stimulated Raman Scattering*)

TGG – terbio galio granatas

YIG – itrio geležies granatas

MZI – Mach-Zehnderio interferometras

RF – radijo dažnis (*angl. radio frequency*)

MEMS – mikro-elektro-mechaninė sistema (*angl. micro electronic mechanical systems*)

CW – pagal laikrodžio rodykle (*angl. clockwise*)

CCW – prieš laikrodžio rodyklę (*angl. counter-clockwise*)

BS – pluošto daliklis (*angl. beam splitter*)

PBS – poliarizacinis pluošto daliklis (*angl. polarizing beam splitter*)

NPBS – nepoliarizuojantis pluošto daliklis (*angl. non-polarizing beam splitter*)

HWP – pusės bangos ilgio fazinė plokštelė (*angl. half-wave retardation plate*)

QWP – ketvirčio bangos ilgio plokštelė (*angl. quarter-wave retardation plate*)

PC – poliarizacinis kubas (*angl. polarizing cube*)

CIRC – cirkulatorius (*angl. circulator*)

PD – fotodetektorius (*angl. photodetector*)

HALT/HASS – specifiniai pagreitinto sendinimo ir mechaninio atsparumo testai

PER – poliarizacijos kontrastas (*angl. polarization extinction ratio*)

IL – įvedimo nuostoliai (*angl. insertion losses*)

FOC – skaidulinis pluošto daliklis (*angl. fiber optical coupler*)

PM – (šviesolaidis) išlaikantis poliarizaciją (*angl. polarization maintaining*)

LD – lazerinis diodas

FWHM – pilnas plotis pusės aukštyje (*angl. full width at half maximum*)

## TURINYS

|                                                                                                         |    |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| IVADAS.....                                                                                             | 9  |
| LITERATŪROS APŽVALGA .....                                                                              | 16 |
| 1.1. Optiniai izoliatoriai ir jiems keliami reikalavimai .....                                          | 16 |
| 1.2. Magnetooptiniu Faradėjaus efektu pagrįsti izoliatoriai.....                                        | 19 |
| 1.2.1. Laisvos erdvės Faradėjaus izoliatoriai .....                                                     | 19 |
| 1.2.2. Faradėjaus izoliatoriai realizuoti skaidulose ir integruotos fotonikos schemose .....            | 26 |
| 1.3. Kitais fizikiniais efektais pagrįsti laisvos erdvės izoliatoriai .....                             | 29 |
| 1.3.2. Priverstinė Ramano sklaida pagrįsti optiniai izoliatoriai .....                                  | 31 |
| 1.3.3. Kerro efektu pagrįsti optiniai izoliatoriai .....                                                | 32 |
| 1.3.4. Optiniai izoliatoriai pagrįsti dinamine terpės moduliacija .....                                 | 33 |
| 1.3.5. Mechaniniais metodais pagrįsti optiniai izoliatoriai .....                                       | 34 |
| 1.3.6. Fizo efektu pagrįsti optiniai izoliatoriai .....                                                 | 36 |
| 1.4. Sanjako efektas ir jo panaudojimas kuriant optinį izoliatorių arba cirkuliatorių .....             | 37 |
| 2. LAISVOS ERDVĖS SANJAKO EFEKTU PAGRĮSTAS OPTINIS CIRKULIATORIUS .....                                 | 42 |
| 2.1. Žiedinis interferometras su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu .....                              | 42 |
| 2.2. Žiedinis interferometras su geometriškai atskirtais pluoštais .....                                | 43 |
| 2.3. Žiedinio interferometro schema su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu .....                        | 45 |
| 2.4. Žiedinio interferometro schema su poliarizaciniu pluošto dalikliu....                              | 47 |
| 2.5. Izoliatoriaus pagrįsto Sanjako efektu savybių modeliavimas .....                                   | 49 |
| 2.6. Pluošto perdavimas tarp stacionarios ir besisukančios sistemos dalių                               | 59 |
| 2.7. Skyriaus apibendrinimas .....                                                                      | 61 |
| 3. SKAIDULINIS SANJAKO EFEKTU PAGRĮSTAS OPTINIS CIRKULIATORIUS SU POLIARIZACINIU PLUOŠTO DALIKLIU ..... | 63 |

|                                                                                                                                                     |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| 3.1. Skaidulinio cirkulatoriaus konstrukcijos ypatumai ir problematika lyginant su laisvos erdvės dizainu .....                                     | 63 |
| 3.2. Fazės poslinkio skaiduloje valdymo būdai .....                                                                                                 | 66 |
| 3.2.1. Šiluminis fazės poslinkio skaiduloje valdymo būdas.....                                                                                      | 66 |
| 3.2.2. Mechaninis fazės poslinkio skaiduloje valdymo būdas .....                                                                                    | 68 |
| 3.3. Sanjako efekto imitacija stacionarioje schemoje .....                                                                                          | 69 |
| 3.4. Sanjako efektu pagrįsto optinio cirkulatoriaus eksperimentinė demonstracija ir tyrimai.....                                                    | 72 |
| 3.4.1. Rezultatų apžvalga panaudojant siaurajuostį lazerinės spinduliuotės šaltinį .....                                                            | 77 |
| 3.4.2. Rezultatų apžvalga panaudojant plačiajuostį lazerinės spinduliuotės šaltinį .....                                                            | 80 |
| 3.5. Rezultatų aptarimas.....                                                                                                                       | 81 |
| 4. SANJAKO EFEKTU PAGRĮSTAS OPTINIS NEAPGRĘŽIAMOS FAZĖS POSLINKIO ĮRENGINYS .....                                                                   | 83 |
| 4.1. Skaidulinis neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginys .....                                                                                       | 83 |
| 4.2. Skirtumo tarp grynojo Sanjako ir Fizo „šviesos tempimo“ efektų išaiškinimas .....                                                              | 84 |
| 4.3. Eksperimentinis neapgręžiamo fazės poslinkio mechanizmo nustatymas .....                                                                       | 85 |
| 4.4. Neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginio pritaikymas optinio izoliatoriaus schemoje.....                                                         | 88 |
| 4.5. Rezultatų aptarimas.....                                                                                                                       | 92 |
| 5. SKAIDULINIS CIRKULATORIUS PAGRĮSTAS SANJAKO EFEKTU, SU NEPOLIARIZUOJANČIU PLUOŠTO DALIKLIU PRITAIKYTAS PLAČIAJUOSČIAI POLIARIZUOTAI ŠVIESAI..... | 93 |
| 5.1. Skaidulinio optinio cirkulatoriaus schema su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu.....                                                          | 93 |
| 5.2. Skaidulinio optinio cirkulatoriaus su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu tyrimų rezultatai ir jų aptarimas .....                              | 97 |
| 5.3. Rezultatų aptarimas.....                                                                                                                       | 99 |

|                          |     |
|--------------------------|-----|
| IŠVADOS.....             | 101 |
| SANTRAUKA / SUMMARY..... | 102 |
| CURRICULUM VITAE .....   | 140 |
| LITERATŪROS SĄRAŠAS..... | 141 |



## IVADAS

XIX amžiaus pradžioje buvo suformuluota Lorencio (Hendrik Lorentz) apgrėžiamumo teorema, kuri teigia jog elektromagnetinis sužadėjimas tam tikrame taške A ir atsakas į jį kitame taške B yra susieti simetriniu sąryšiu [1]. Kitaip tariant – sukeitus elektromagnetinio lauko šaltinį ir detektorių vietomis, atsakas išliks tas pats. Šis principas buvo plačiai naudojamas antenų, veikiančių radijo bangų diapazone, konstravimui. Tačiau jis yra taipogi pritaikomas kitose elektromagnetinio dažnio spektro ruožuose, pvz. optiniame diapazone [2]. Tam, kad Lorencio apgrėžiamumo principas galėtų, sistema, pro kurią sklinda elektromagnetinės bangos, turi būti tiesinė, nekintanti laike, nepasižyminti nuostoliais ar stiprinimu bei turinti simetrines sklaidos matricas [3]. Dauguma optinių elementų, skirtų šviesai valdyti, pasižymi šiomis savybėmis, tačiau ne visi. Panaudojant tam tikrus fizikinius reiškinius, pvz.: magnetooptinį Faradėjaus efektą [4], netiesinę šviesos ir medžiagos sąveiką [5] arba efektus atsirandančius dinamiškai moduluojant medžiagos savybes [6], yra įmanoma sukurti prietaisus, kurie pasižymi aukštu šviesos pralaidumu tam tikra kryptimi, tačiau efektyviai ją blokuoja priešinga kryptimi. Tokie prietaisai yra vadinami optiniais izoliatoriais, arba, priklausomai nuo jų dizaino, cirkuliatoriais. Jie dažnai yra taikomi lazerinėse sistemose, tam kad apsaugoti jas nuo nepageidautinų grįžtančių atspindžių [7]. Kita pritaikymų sritis yra telekomunikacija, kur parazitiniai optinių grandinių atspindžiai tampa signalo triukšmų šaltiniu [8].

Daugumos šiandien plačiai naudojamų optinių izoliatorių bei cirkuliatorių veikimas yra pagrįstas magnetooptiniu Faradėjaus efektu [9]. Nors paprastai tokiu principu veikiantys prietaisai tinka daugumai lazerinės pramonės bei telekomunikacijos taikymų, tačiau egzistuoja praktinės parametrų ribos, už kurių jų pritaikymas tampa sudėtingas arba netgi neįmanomas. Faradėjaus izoliatorių bei cirkuliatorių efektyvumas tam tikrame bangos ilgių diapazone, priklauso nuo pasirinktos magnetooptinės medžiagos fundamentinių savybių tokių kaip Verdeto konstanta ir skaidrumas, bei technologinių apribojimų gaminant optinius elementus – kristalų auginimas, stiklų gamyba, bei vėlesnis šių medžiagų apdirbimas [10]. Ryšium su tuo yra sudėtinga sukurti prietaisus veikiančius plačiame bangos ilgių diapazone, turinčius galimybę paderinti spektrinį veikimo langą, arba tinkamus naudoti su egzotiniais bangos ilgiais, pvz. gilaus ultravioletinio ar vidutinio bei tolumo infraraudonojo spektro diapazonuose [11,12]. Kitas ribojantis veiksnys yra medžiagos sugertis, kuri savo ruožtu sukelia daugybę nepageidaujamų efektų tokių kaip: poliarizacijos

kontrasto (ir su tuo susijusios šviesos izoliacijos) pablogėjimas, pluošto iškraipymai ir net optinis pažeidimas [9,12]. Tai tampa ribojančiu veiksniu, kuris neleidžia didinti optinių sistemų, kuriose toks prietaisas naudojamas, vidutinės bei smailinės galių.

Egzistuoja ir kiti optinių izoliatorių tipai, tačiau visos technologijos turi tam tikrų privalumų bei trūkumų. Kita izoliatorių grupė yra pagrįsta netiesine šviesos ir medžiagos sąveika. Čia yra panaudojami tokie efektai kaip: priverstinė Briliueno sklaida [13], Kerro efektas [14], Ramano stiprinimas [15] ar harmonikų generavimas [16]. Tokie prietaisai gali efektyviai veikti tik su aukštu smailiniu šviesos intensyvumu. Taipogi daugelyje šių procesų pakinta praėjusios šviesos bangos ilgis arba kitos spektrinės charakteristikos, kas ne visada yra pageidautina. Todėl realiuose sistemose dažnai tokie sprendimai yra pasirenkami dėl kitų priežasčių, o šviesos izoliavimas yra tik šalutinis efektas.

Dar viena optinių izoliatorių grupė yra pagrįsta dinaminiais procesais, kurie sukelia medžiagos savybių kitimą laike. Jie paprastai gali būti kelių tipų: optomechaniniai, elektrooptiniai ir akustooptiniai. Šių tipų optiniuose izoliatoriuose neapgrėžiamumas yra pasiekiamas pažeidžiant laiko inversijos simetriją, taikant išorinę sąveiką sukeliančią medžiagos moduliaciją – mechaninius virpesius, elektrooptinę fazės moduliaciją arba bėgančias akustines bangas [6]. Pagrindiniai tokių izoliatorių apribojimai: siaura spektrinė juosta (ypač rezonansinių optomechaninių arba Briliueno efektu pagrįstų sistemų atveju), žemas efektų našumas (ir kas su tuo susiję – naudingos šviesos perdavimas) arba optinių bangų savybių iškraipymai sąveikaujant su akustinėmis bangomis. Taipogi reikalingos aktyvios sistemos, kurios sugeneruoja reikiamo profilio optinių savybių moduliacijas medžiagoje. Tai didina sudėtingumą, reikalauja papildomos energijos ir tam tikrais atvejais gali kelti triukšmą bei vibracijas.

Šiame darbe pasiūlytas ir eksperimentiškai pademonstruotas visiškai naujo tipo prietaisas, pasižymintis neapgrėžiamu šviesos perdavimu, kurio veikimo principas yra pagrįstas Sanjako efektu. Šis efektas pirmą kartą buvo pademonstruotas prancūzų fiziko Džordžo Sanjako (Georges Sangac) siekiant patvirtinti arba paneigti liuminoforinio eterio egzistavimą. Sanjako efektas pasižymi tuo, kad dvi šviesos pluošto replikos, praėjusios pro besisukantį žiedinį interferometrą tais pačiais keliais, bet priešinga kryptimi, įgyja skirtingą santykinę fazės poslinkį [17]. Tai yra sąlyga, kai šviesos perdavimas per sistemą yra asimetrinis ir ji gali būti panaudota šviesos izoliatoriaus arba cirkuliatoriaus konstravimui. Prietaisai veikiantys tokiu principu pasižymėtų fundamentaliai kitokiomis savybėmis negu aukščiau išvardinti optiniai izoliatoriai. Bent jau

teoriškai jie galėtų išspręsti tam tikrus apribojimus, būdingus kitiems izoliatorių tipams. Visų pirma – Sanjako efektas yra pritaikomas iš principo bet kokiai elektromagnetinei spinduliutei, todėl pati prietaiso koncepcija yra universali skirtingoms optinio diapazono sritims ir net spinduliutei už optinio diapazono ribų. Antra – priešingai negu visuose kituose optinių izoliatorių tipuose, kur veikimo efektyvumas priklauso nuo konkrečios pasirinktos medžiagos savybių, šituo atveju prietaiso veikimas remiasi paties erdvėlaikio fundamentaliosiomis savybėmis. Todėl teoriškai yra įmanoma sukonstruoti prietaisą, kuriame šviesa didžiąją dalį kelio sklistų ore (arba vakuume) ir sąveikautų su medžiaga tik praeinant pro pluošto daliklį ir dalinai įsiskverbiant į veidrodžių dangas. Tai savo ruožtu gali sumažinti sugerties problemą ir leisti taikyti prietaisą su didelėmis smailinėmis bei vidutinėmis šviesos galiomis. Trečia – fazės poslinkis dėl Sanjako efekto yra tiesinis procesas, t. y. nepriklauso nuo šviesos intensyvumo. Tai leidžia lengvai pritaikyti prietaisą mažoms bei didelėms šviesos galioms (tiek smailinėms, tiek vidutinėms) be principinių konstrukcijos pakeitimų. Egzistuoja ir daugiau šios technologijos privalumų, kurios yra detaliau aptartos antrame skyriuje.

Taigi, Sanjako efektu pagrįstas šviesos izoliavimas yra perspektyvi technologija, turinti potencialiai daug privalumų lyginant su kitomis šiandien egzistuojančiomis. Jos pagrindu sukurti prietaisai galėtų tiek išplėsti esamų optinių izoliatorių galimybes, tiek dėl savo išskirtinių savybių galbūt atrasti naujas panaudojimo sritis. Šiame darbe aprašyti tyrimai buvo orientuoti į fundamentalius Sanjako efektu pagrįstų optinių izoliatorių ir cirkuliatorių savybių bei efektų išnagrinėjimą, bet taipogi ir į tam tikrus praktinius aspektus susijusius su tokių prietaisų konstrukcinių sprendimų realizacija. Darbo metu buvo ištirtos kelios alternatyvios skaidulinio žiedinio interferometro schemos, kurios gali būti pasirinktos priklausomai nuo konkrečių uždavinių ir keliamų reikalavimų. Šių tyrimų rezultatai ir išvados gali būti panaudotos ateityje konstruojant komercinius prietaisus.

### Darbo tikslas ir uždaviniai

Šio darbo tikslas – eksperimentiškai pademonstruoti ir ištirti naujo tipo optinį izoliatorių/cirkuliatorių, kurio veikimo principas yra pagrįstas Sanjako efektu, išnagrinėti pralaidumo charakteristikas skirtingose konfigūracijose optimizuojant pasirinktus sistemos parametrus. Pagrindiniai uždaviniai:

1. Eksperimentiškai pademonstruoti optinį izoliatorių, kurio veikimo principas yra pagrįstas Sanjako efektu.

2. Ištirti skaidulinio optinio izoliatoriaus/cirkuliatoriaus schemą su poliarizaciniu pluošto dalikliu panaudojant siauro spektro lazerinį bei plataus spektro nekoherentinį šviesos šaltinius.
3. Ištirti skaidulinį optinį neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginį, kurio pagrindą sudaro besisukanti skaidulos ritė, nustatyti fazės poslinkio mechanizmo prigimtį ir pademonstruoti minėto įrenginio pritaikomumą optiniams izoliatoriams bei cirkuliatoriams.
4. Ištirti skaidulinio optinio izoliatoriaus/cirkuliatoriaus schemą su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu panaudojant siauro spektro lazerinį bei plataus spektro nekoherentinį šviesos šaltinius.
5. Išspręsti praktinius tiriamo prietaiso dizaino aspektus tokius kaip: poliarizacijos būsenos tarp stacionarios bei judančios sistemos dalių valdymas, šiluminio stabilumo pagerinimas, pralaidumo charakteristikų optimizavimas.

### Darbo naujumas

- Mūsų žiniomis pirmą kartą buvo eksperimentiškai realizuotas optinis izoliatoriaus/cirkuliatorius veikiantis vien tik Sanjako efekto principu.
- Buvo sukurtas ir sukonstruotas neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginys, kurio pagrindą sudaro besisukanti skaidulos ritė, bei detaliai ištirta fazės poslinkį lemiančio reiškinio kilmė.
- Buvo pademonstruota, jog įterpus neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginį į stacionarų žiedinį interferometrą galimą sukurti optinį izoliatorių/cirkuliatorių.

### Darbo praktinė reikšmė

- Buvo pasiūlytas ir eksperimentiškai pademonstruotas optinis izoliatorius, kurio veikimas pagrįstas Sanjako efektu. Nustatyta, kad jo izoliacija ir pralaidumas yra palyginami su komerciškai prieinamais Faradėjaus izoliatoriais. Siūlomam izoliatoriui nereikia magnetooptinių medžiagų, todėl jis gali būti lengvai pritaikytas bet kuriam bangos ilgiui ir bet kokiai optinei galiai.
- Teoriškai sumodeliuotos ir eksperimentiškai patikrintos skirtingos Sanjako efekto principu veikiančio izoliatoriaus schemos yra svarbus pagrindas toliau vystant jo konstrukciją, leidžiantis tiksliau numatyti naujų konfigūracijų savybes.

- Buvo atrasta ir eksperimentiškai patikrinta optinio izoliatoriaus konfigūracija, leidžianti naudoti prietaisą esant plataus spektro šviesai, kurioje pluošto daliklio faziniai iškraipymai neturi įtakos izoliatoriaus pralaidumui ir izoliavimui.
- Buvo numatytas ir eksperimentiškai patvirtintas efektas, rodantis, kad tarp vienu pasirinktų izoliatoriaus prievadų pralaidumas nepriklauso nuo pluošto daliklio dalinimo santykio, o izoliacija priklauso, tuo tarpu tarp kitų gretimų prievadų – priešingai, izoliacija nepriklauso, tačiau pralaidumas priklauso nuo pluošto daliklio dalinimo santykio. Tai rodo, kad tam tikruose praktiniuose uždaviniuose, kuriose vienas iš šių parametrų nėra kritinis, galima naudoti pluošto daliklį, kurio dalinimo santykis nebūtinai yra tiksliai 50/50.

### Ginamieji teiginiai

1. Neapgęžiamo šviesos perdavimo įrenginys – optinis izoliatorius/cirkuliatorius, veikiantis Sanjako efekto pagrindu gali būti realizuotas besisukančiame skaiduliniame žiediniame interferometre. Tokio prietaiso pralaidumo priešingomis kryptimis santykis bei izoliacija naudojant siauro spektro šviesą (t. y. mažiau negu 1 nm pločio ties apie 1  $\mu\text{m}$  centriniu bangos ilgiu) yra sulyginamos su komerciniais Faradėjaus izoliatoriais.
2. Besisukančioje skaidulos ritėje fazės poslinkis atsiranda vien tik dėl Sanjako efekto, tuo tarpu Fizo efektas fazės poslinkiui įtakos neturi.
3. Skaidulinis izoliatorius, pagrįstas Sanjako efektu, su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu, gali veikti su plataus spektro šviesa (t. y. kelių dešimčių nanometrų pločio ties apie 1  $\mu\text{m}$  centriniu bangos ilgiu).

### Autoriaus publikacijos

- S1. K. Regelskis, **J. Kodz**, N. Gavrilinas, and J. Želudevičius, “Polarization-dependent four-port fiber optical circulator based on the Sagnac effect,” *Opt. Express* **31**(3), (2023), 3897-3907, <https://doi.org/10.1364/OE.476262>
- S2. **J. Kodz**, K. Regelskis, N. Gavrilinas, and J. Želudevičius, “Non-reciprocal optical phase shifter based on the Sagnac effect and its implementation as an optical isolator,” *Journal of the Optical*

#### Autoriaus mokslinių pranešimų sąrašas

- K1. **J. Kodz**, K. Regelskis, N. Gavrilinas, and J. Želudevičius, „Sanjako efektu pagrįstas optinis izoliatorius“, *44-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija*, Vilnius, Lietuva (2021). (stendinis)
- K2. **J. Kodz**, K. Regelskis, J. Želudevičius, and N. Gavrilinas, „Optical isolator based on Sagnac effect“, *SPIE Photonics Europe, Fiber Lasers and Glass Photonics: Materials through Applications III*, Strasbourg, France (2022). (žodinis)
- K3. **J. Kodz**, K. Regelskis, N. Gavrilinas, and J. Želudevičius, „Sanjako efektu pagrįstas neapgręžiamas optinis fazės variatorius“, *45-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija*, Vilnius, Lietuva (2023). (stendinis)
- K4. **J. Kodz**, K. Regelskis, N. Gavrilinas, and J. Želudevičius, „Optical isolator based on the Sagnac effect and its possible application in the terahertz range“, *International Traveling Summer School on Terahertz Sciences and Technology*, Vilnius, Lietuva (2024). (stendinis)
- K5. **J. Kodz**, K. Regelskis, N. Gavrilinas, and J. Želudevičius, „Optical isolators and circulators based on the Sagnac effect“, *Baltic Photonics*, Vilnius Lietuva (2024). (žodinis)

#### Autoriaus indėlis

Disertacijoje aprašyti darbai buvo atlikti Fizinių ir technologijos mokslų centre, Lazerinių technologijų skyriuje, Skaidulinių lazerių laboratorijoje 2019-2025 metais vadovaujant dr. Kęstučiui Regelskiui. Autorius sukonstravo, surinko bei ištyrė visas eksperimentines schemas su besisukančiu žiediniu interferometru ir dalį stacionarių schemų, atliko kritinių komponentų charakterizavimą, dalį teorinių skaičiavimų, eksperimentinius ir teorinius palyginimus. Pagal gautus rezultatus autorius parengė publikaciją S2, ženkliai prisidėjo rengiant publikaciją S1.

#### Bendraautorijų indėlis

Autorius taip pat yra labai dėkingas už svarų indėlį šiems žmonėms:

- dr. Kęstutis Regelskis vadovavo šioms doktorantūros studijoms, sugalvojo Sanjako efektu pagrįsto optinio izoliatoriaus koncepciją, atliko didelę dalį paruošiamųjų darbų su stacionariu žiediniu interferometru, konsultavo moksliniais ir technologiniais klausimais, svariai prisidėjo ruošiant publikacijas S1 ir S2.
- dr. Julijanas Želudevičius konsultavo tam tikrais praktiniais darbo aspektais, ypač susijusiais su skaiduline optika, padėjo dirbti su laboratorijos įranga, pasidalino svarbia patirtimi apie disertacijos ruošimą.
- Goda Binkytė ir Marek Ščerbuk padėjo su specializuotų komponentų gamyba.

### Disertacijos struktūra

Disertaciją sudaro penki skyriai. Pirmame skyriuje yra apibrėžiami neapgretiamo šviesos perdavimo sistemai keliama reikalavimai bei apžvelgiami plačiausiai taikomų izoliatorių bei cirkuliatorių tipai. Antrame skyriuje yra pasiūloma naujo tipo neapgretiamo šviesos perdavimo prietaiso koncepcija, kurios veikimo principas yra pagrįstas Sanjako efektu. Yra išnagrinėtos tris laisvos erdvės modifikuoto žiedinio Sanjako interferometro konfigūracijos: a) su geometriškai atskirtais šviesos pluoštais, b) su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu bei c) su poliarizaciniu pluošto dalikliu. Taipogi yra pasiūlyti konkrečių techninių problemų sprendimo būdai.

Tolesniuose skyriuose yra aprašomos eksperimentinės skaidulinių izoliatorių bei cirkuliatorių pagrįstu Sanjako efektu schemų realizacijos. Trečiame skyriuje yra aprašytas optinis cirkulatorius/izoliatorius, kurio pagrindą sudaro skaidulinis žiedinis interferometras su poliarizaciniu pluošto dalikliu. Jis buvo ištirtas panaudojant tiek siaurajuosčią lazerinę, tiek plačiąjuosčią nekoherentinę šviesą. Taipogi buvo išbandyti du alternatyvūs būdai valdyti šviesos bangos fazę skaiduloje. Ketvirtame skyriuje yra pasiūlomas neapgretiamos fazės poslinkio įrenginys bei detaliai išnagrinėjamas fazės poslinkio atsiradimo mechanizmas. Taipogi yra pademonstruotas šio įrenginio pritaikymas kaip optinio izoliatoriaus, integravus jį į stacionarų žiedinį interferometrą. Penktame skyriuje yra tiriamas modifikuotas skaidulinis žiedinis interferometras su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu optimizuotas plačiajuosčiai spinduliuotei.

## LITERATŪROS APŽVALGA

### 1.1. Optiniai izoliatoriai ir jiems keliami reikalavimai

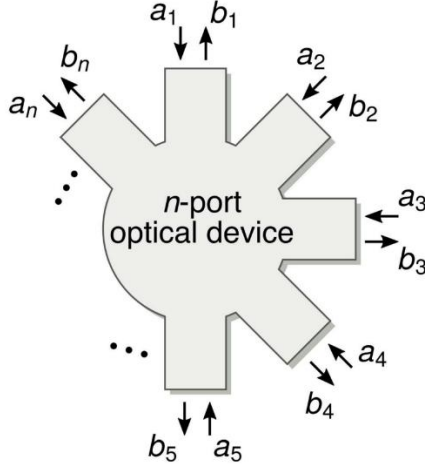
Optiniai izoliatoriai pasižymi tuo, kad gerai praleidžia šviesą tam tikra kryptimi, o priešinga – efektyviai ją blokuoja. Jų veikimą galima palyginti su diodais elektronikos grandinėse arba mechaniniais ventiliais skysčių ar dujų paskirstymo sistemose. Kiti, panašūs pagal savo savybes, optiniai prietaisai yra cirkulatoriai. Skirtingai negu izoliatoriai, kurie turi tik du prievadus, cirkulatoriai paprastai jų turi tris arba keturis. Į tam tikrą prievadą įvesta šviesa yra nukreipiama į sekantį paeiliui, tuo tarpu jos sklaidymas tarp prievadų priešinga eilės tvarka yra blokuojamas. Kadangi dažnai tiek optinių izoliatorių, tiek cirkuliatorių vidinė konstrukcija ir veikimo principai yra panašūs (arba yra numatytas nepageidautinos šviesos nukreipimas į kitą prievadą, arba ji yra tiesiog blokuojamas prietaiso viduje), toliau, kalbant apie technologijas arba prietaisų tipus apibendrintai, bus vartojamas bendrinis terminas: „izoliatorius“. Tuo tarpu kalbant apie konkretaus prietaiso schemą bus vartojami terminai „izoliatorius“ arba „cirkulatorius“ priklausomai nuo funkcinių (tinkamų naudoti) prievadų skaičiaus (t. y. cirkulatoriais bus vadinami prietaisai su trimis funkciniais prievadais arba didesniu jų skaičiumi).

Ne kiekvienas optinis prietaisas pasižymintis asimetrinę pralaidumo charakteristika gali būti laikomas optiniu izoliatoriumi. Paprasčiausias pavyzdys yra sandūra tarp vienamodžio ir daugiamodžio šviesolaidžių [18]. Kai šviesa yra įvedama per vienamodį šviesolaidį, praėjusi pro sandūrą jos galia pasiskirsto tarp skirtingų modų daugiamodžiam šviesolaidyje, o sandūros pralaidumas yra artimas 100%. Tuo tarpu, jeigu šviesą įvesime pro daugiamodį šviesolaidį, pasirinkę tik vieną, tam tikrą modą, arba atsitiktinę jų kombinaciją, tai sandūros pralaidumas bus labai mažas. Tačiau visada galima parinkti tokią modų kombinaciją, kai galia bus perduota iš daugiamodžio šviesolaidžio į vienamodį praktiškai be nuostolių. Kadangi vienas pagrindinių izoliatoriaus uždavinių yra apsaugoti sistemą nuo parazitinių atspindžių, kurių atspindžio charakteristikos yra sunkiai prognozuojamos, tai tokia skirtingų šviesolaidžių tipų sandūra negali būti laikoma izoliatoriumi.

Siekiant analizuoti optinių įrenginių perdavimo savybes, patogu taikyti sklaidos matricų formalizmą [18-21]. Konceptualiai optinis įrenginys yra įsivaizduojamas kaip uždara erdvė sujungta su aplinka tam tikrais energijos mainų kanalais (prievadais), kuriais šviesa gali patekti į įrenginį arba iš jo išeiti. Tai, pavyzdžiui, gali būti šviesolaidžiai, arba laisvos erdvės kanalai.



Kiekvienam įvedimo/išvedimo prievadui yra priskiriamos viena arba kelios šviesos savaiminio sklaidimo modos (angl. *guided propagation modes*). Aplink įrenginį nubraižomas fiktyvus ribinis paviršius  $\Omega$ , toks, kad visa energijos apykaita tarp įrenginio ir aplinkos gali vykti tik per šiuos prievadus.



**1 pav.** Principinė optinio įrenginio su  $n$  įvesties/išvesties prievadų konceptuali schema atitinkanti sklaidos matricų formalizmą.  $a_i$  ir  $b_i$  atitinkamai yra  $i$ -tojo prievado, įeinančių ir išeinančių bangų kompleksinės amplitudės [20].

Bendrą elektromagnetinį lauką kiekviename prievade galima išreikšti kaip pirmyn ir atgal sklindančių bangų superpoziciją. Jų kompleksinės amplitudės yra žymimos atitinkamai  $a_\mu$  ir  $b_\mu$ , kur  $\mu$  žymi atitinkamą modą. Šios amplitudės, atitinkančios visus įėjimo ir išėjimo prievadus yra užrašomos kartu vertikalų vektorių  $\mathbf{A}$  ir  $\mathbf{B}$  pavidalu. Dėl Maksvelo lygčių teisiškumo laike nekintančioje sistemoje egzistuoja tiesinis sąryšis tarp  $\mathbf{A}$  ir  $\mathbf{B}$ , kurį galima užrašyti matricų forma:

$$\mathbf{B} = \mathbf{S} \mathbf{A}. \quad (1)$$

Matrica  $\mathbf{S}$ , vadinama sklaidos matrica, visiškai apibūdina stacionarios sistemos atsaką tam tikrai sužadavimo modų kombinacijai. Visi šios matricos įstrižainės elementai aprašo atspindžius į tą pačią modą, o kiti nariai – galios perdavimą tarp skirtingų modų ar prievadų. Jei modų amplitudės yra normuotos taip, kad  $|a_\mu|^2$  ir  $|b_\mu|^2$  atitiktų jų santykinę galias, tai skirtuminė galia (angl. *net power*) pasiekianti įrenginį yra išreiškiama formule:

$$\sum_\mu (|a_\mu|^2 - |b_\mu|^2) \quad (2)$$

Jei įrenginys neturi nuostolių ir jame nevyksta sugertis arba stiprinimas, energijos tvermės dėsnis reikalauja, kad sklaidos matrica būtų unitarioji (angl. *unitary matrix*), t. y. galiojūt sąlyga:

$$\mathbf{S}\mathbf{S}^\dagger = \mathbf{I} . \quad (3)$$

Ši sąlyga užtikrina, kad ribiniame paviršiuje  $\Omega$  energija neišnyksta ir nėra generuojama. Vykstant sugerčiai ar stiprinimui, unitarumo sąlyga nebegalioja, tačiau tiesinis ryšys tarp  $\mathbf{A}$  ir  $\mathbf{B}$  išlieka. Papildomą apribojimą įnešą apgręžiamumo principas. Pagal Lorencio apgręžiamumo teoremą, galiojančią tiesinėms ir laike nekintančioms sistemoms su simetriniais dielektriniais ir magnetiniais tenzoriais, sklaidos matrica privalo būti simetrinė:

$$\mathbf{S} = \mathbf{S}^T . \quad (4)$$

Tai reiškia, kad perdavimas tarp dviejų prievadų ar modų yra identiškas abiem kryptimis. Jeigu toks prietaisas turi tik du įvedimo/išvedimo prievadus, jo nediagonaliniai perdavimo koeficientų moduliai privalo sutapti, t. y.  $|\mathbf{S}_{12}| = |\mathbf{S}_{21}|$ . Iš to seka, kad optinio izoliatoriaus, kurio paskirtis yra efektyviai perduoti šviesą viena kryptimi ir ją slopinti priešinga kryptimi, neįmanoma realizuoti apgręžiamoje ir be nuostolių veikiančioje sistemoje.

Paprasčiausiai idealaus izoliatoriaus gali būti aprašytas dviejų prievadų sklaidos matrica:

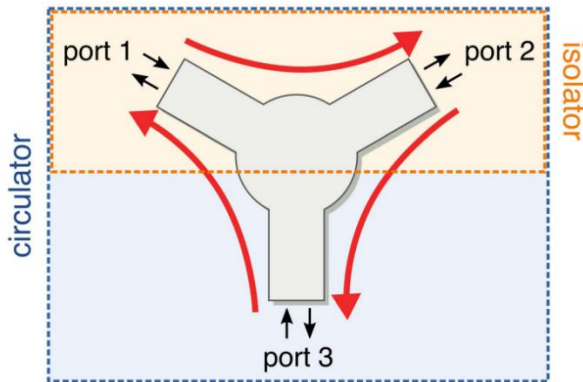
$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} . \quad (5)$$

Ši matrica rodo visos galios perdavimą iš 1-ojo prievado į 2-ąjį, visišką slopinimą priešinga kryptimi ir atspindžių nebuvimą (diagonaliniai matricos elementai lygūs nuliui). Vis dėlto tokia matrica yra neunitarinė, nes į 2-ąjį prievadą įvesta galia neatsiranda 1-ajame, bet yra prarandama. Todėl realiame įrenginyje izoliatorius turi remtis nuostoliais arba turėti papildomus prievadus, į kuriuos ši galia būtų nukreipiama. Panašus ir praktiškai realizuojamas įrenginys yra cirkuliatorius, kuris nukreipia energiją paeiliui į sekantį prievadą trijų ar daugiau prievadų sistemoje. Idealus trijų prievadų cirkuliatorius yra aprašomas sekančio pavidalo matrica:

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} . \quad (6)$$

Ši matrica yra ir unitarinė, ir neapgręžiama, nes perdavimas vyksta tik viena kryptimi, paeiliui tarp prievadų. Izoliatorių galima laikyti cirkuliatoriaus potipiu, kur papildomas prievadas yra nepasiekiamas iš išorės ir tarnauja tik kaip vidinis nuostolių kanalas atgalinei bangai (pavyzdžiui sistemos viduje spinduliuotė gali būti sugerama arba išsklaidoma).

Panašias sklaidos matricas, kaip pateikta (6) formulėje, galima gauti tik tada, kai pažeidžiamas apgręžiamumo principas. Tokias sąlygas galima užtikrinti naudojant magnetooptines medžiagas, kurių dielektrinis tenzorius priklauso nuo išorinio magnetinio lauko, ir keičia ženklą pritaikius laiko inversijos transformaciją. Taipogi – taikant dinaminio moduliavimo schemas, kai medžiagos parametrai kinta laike. Tokiu atveju analizė turi būti išplėsta iki Fliques sklaidos matricos, kur kiekvienas fizinis prievadas išskaidomas į „Flique prievadų“ rinkinį, atitinkantį šalutinius dažnius  $\omega + p\Omega$ , kur  $\Omega$  yra moduliacijos dažnis.



**2 pav.** Dviejų prievadų izoliatoriaus ir trijų prievadų cirkuliatoriaus principinės schemos vadovaujantis sklaidos matricų formalizmu. Raudonos rodyklės žymi nenulinius sklaidos matricos, pateiktos (6) formulėje, elementus [20].

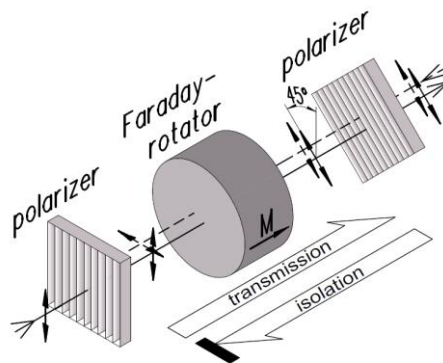
Apibendrinant, sklaidos matricos formalizmas suteikia griežtą, tačiau glaudų aprašymą, kaip šviesa pasiskirsto tarp optinio įrenginio prievadų. Apgręžiamumo sąlyga yra užtikrinama, kai sklaidos matrica yra simetriška, o neapgręžiamumas pasireiškia kai atsiranda asimetrija tarp perdavimo koeficientų, atitinkančių galios perdavimą tarp prievadų abiem kryptimis. Optiniai izoliatoriai ir cirkuliatoriai yra neapgręžiamo šviesos perdavimo įrenginių pavyzdžiai, kuriuos paprasta aprašyti tokiomis sklaidos matricomis.

## 1.2. Magnetooptiniu Faradėjaus efektu pagrįsti izoliatoriai

### 1.2.1. Laisvos erdvės Faradėjaus izoliatoriai

Viena iš plačiausiai šiandien naudojamų šviesos izoliavimo technologijų yra pagrįsta magnetooptiniu Faradėjaus efektu [22]. Šis efektas pasireiškia kai

kuriose medžiagose patalpintose magnetiniame lauke kaip cirkuliarinis dvejopas spindulių lūžis, kuris yra išilginio Zeemano efekto rezultatas [23]. Esminė šio efekto savybė, kuri įgalina tokių medžiagų panaudojimą optiniuose izoliatoriuose, yra tiesinės poliarizacijos pasukimo krypties priklausomybė nuo šviesos sklaidimo per medžiagą krypties, t. y. vienu atveju ji yra pasukama pagal laikrodžio rodyklę, o kitu – prieš. Šis poliarizacijos pasukimo mechanizmas gali būti paaiškintas sekančiu būdu. Tiesinė poliarizacija gali būti išreikšta kaip dvejų apskritiminių poliarizacijų: kairinės ir dešinės, superpozicija. Šios poliarizacinės komponentės turi skirtingus fazinius sklaidimo greičius magnetooptinėje medžiagoje patalpintoje magnetiniame lauke. Šviesai praėjus pro medžiagą tam tikrą atstumą atsiranda fazinis vėlinimas tarp abiejų apskritiminių poliarizacinių komponentių, kurio rezultatas yra tiesinės poliarizacijos kampo pokrypis. Toks optinis prietaisas, pasukantis tiesinę poliarizaciją tam tikra kryptimi, priklausomai nuo šviesos sklaidimo krypties, yra vadinamas Faradėjaus rotatoriumi. Tam, kad jo pagrindu sukonstruoti izoliatorių reikia papildomai abejose Faradėjaus rotatoriaus galuose patalpinti poliarizatorius (įėjime orientuotą  $0^\circ$  kampu, o išėjime -  $45^\circ$  kampu, kaip yra parodyta 3 paveiksle). Praleidus pro tokį prietaisą atsitiktinės poliarizacijos šviesą pralaidumo kryptimi pro pirmą poliarizatorių praeina tik tos komponentės, kurios turi poliarizacijos kryptį sutampančią su poliarizatoriaus pralaidumo orientacija. Toliau Faradėjaus rotatoriuje ji yra pasukama  $45^\circ$  kampu ir su minimaliais nuostoliai (atsiradusiais dėl sugerties, sklaidos ar parazitinių atspindžių) ji praeina pro antrą poliarizatorių (analizatorių). Tuo tarpu paleidus šviesą priešinga kryptimi Faradėjaus rotatoriuje poliarizacija pasisuka į priešingą pusę ir tampa statmena pradinei poliarizacijai, todėl yra užblokuojama.



**3 pav.** Laisvos erdvės Faradėjaus izoliatoriaus principinė schema [24].

Poliarizacijos pokyčio kampas  $\theta$  yra suskaičiuojamas pagal formulę [25]:

$$\theta = VBd, \quad (7)$$

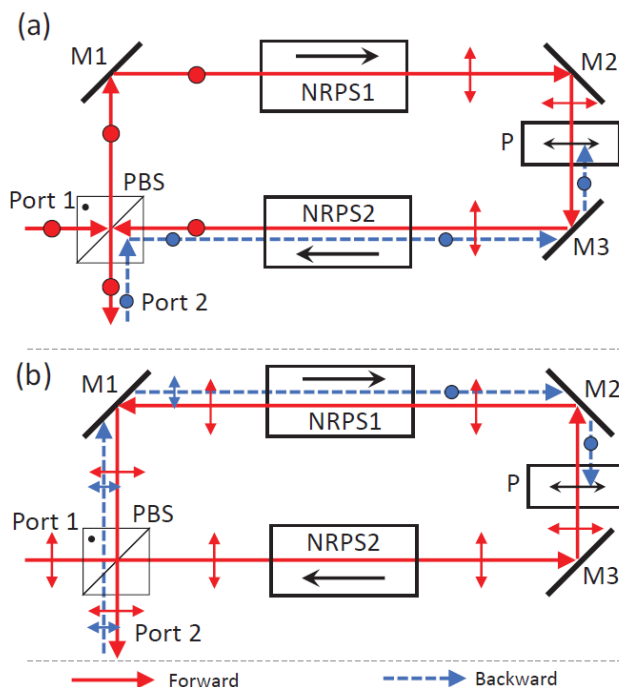
čia  $V$  yra Verdeto konstanta nusakanti medžiagos gebėjimą sukti poliarizaciją veikiant ja magnetiniu lauku,  $B$  – magnetinio srauto tankis, o  $d$  – rotatoriaus terpės ilgis. Svarbu paminėti, kad Verdeto konstanta paprastai pasižymi gan reikšminga priklausomybe nuo bangos ilgio – ji yra mažesnė ilgesnėms bangoms.

Magnetinis laukas paprastai yra sukuriamas nuolatiniais magnetais, kurie turi užtikrinti žemiau išvardintas sąlygas [26]:

- Magnetinio lauko stipris turi būti kuo didesnis, kad pasiekti reikiamą poliarizacijos sukimo kampą (paprastai  $45^\circ$ ) kuo trumpesnėje Faradėjaus rotatoriaus terpėje. Tokiu būdu yra sumažinami nepageidaujami efektai šviesai sąveikaujant su medžiaga (pagrindė – sugertis, kuri sukelia šiluminius pluošto iškraipymus; taipogi – netiesiškumai, kai yra naudojama didelio intensyvumo spinduliuotė).
- Kuo tolygesnis magnetinis srautas toje srityje, kur keliauja šviesa per rotatoriaus terpę. Priešingu atveju poliarizacijos posūkis bus netolygus per visą pluošto plotą.

Atsižvelgiant į šiuos reikalavimus paprastai yra pasirenkami tam tikri konstrukciniai kompromisai. Didelių apertūrų optiniai elementai su stipriu ir tolygiai paskirstytu magnetiniu lauku reikalauja didelių ir sunkių magnetų. Todėl prietaisai skirti didelėms galioms yra stambūs ir kaip taisyklė – brangūs. Tuo tarpu egzistuoja gerokai pigesni miniatiūriniai variantai skirti mažoms galioms.

Aukščiau aprašyta Faradėjaus izoliatoriaus schema yra skirta tik tiesiškai poliarizuotai šviesai. Bet egzistuoja ir kitos optinių izoliatorių schemas, kurios yra tinkamos naudoti su nepoliarizuota arba atsitiktinės poliarizacijos šviesa. Viena iš tokių schemų yra pateikta 4 paveiksle [27].



**4 pav.** Nuo poliarizacijos nepriklausančio optinio izoliatoriaus principinė schema. Yra pateikti du ribiniai atvejai, kai įeinanti poliarizacija yra: a) statmena spindulių kritimo plokštumai, b) lygiagreti spindulių kritimo plokštumai. Schemoje PBS žymi poliarizacinį pluošto daliklį, NRPS1,2 – neapgręžiami fazės poslinkio įrenginiai (konkrečiu atveju tai yra Faradėjaus rotatoriai su papildoma pusės bangos ilgio fazine plokštele), P – poliarizatorių, M1-3 – veidrodžius [27].

Ši schema turi žiedinę konfigūraciją ir joje yra panaudotas poliarizacinis pluošto daliklis bei du neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginiai (NRPS, angl. Non-Reciprocal Phase Shifter), o tarp jų patalpintas poliarizatorius. Kiekvieną NRPS sudaro Faradėjaus rotatorius ir pusės bangos ilgio fazinė plokštelė, orientuota tokiu būdu, kad tiesiogine kryptimi sklindančios šviesos poliarizacija pasisuktų  $90^\circ$  kampų, o priešinga kryptimi – liktų nepakitusi. Schemoje yra parodyti du ribiniai atvejai, kai įeinančios šviesos poliarizacija statmena arba lygiagreti spindulių kritimo plokštumai, tačiau ji gali veikti ir su bet kokia kita poliarizacija (tiesine orientuota kitu kampų, apskritimine ar elipsine). Įeinantis šviesos pluoštas yra nukreipiamas į tam tikrą atšaką priklausomai nuo jo poliarizacijos (arba atitinkamai išdalinamas tarp atšakų). Toliau jo poliarizacija NRPS pagalba yra pasukama  $90^\circ$  kampų, tačiau dėl jų

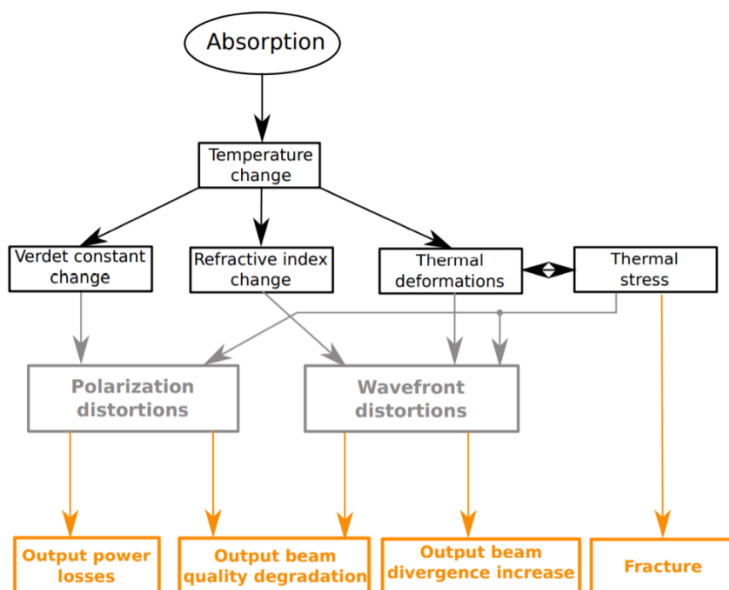
konstrukcijos poliarizacija yra pasukama tik tam tikra kryptimi sklindančiai šviesai. Tarp NRPS 1 ir NRPS 2 patalpintas poliarizatorius yra orientuotas tokiu būdu, kad praleidžia tam tikros poliarizacijos šviesą tiesiogine kryptimi ir užblokuoja – atgalinę kryptimi, nepriklausomai nuo įvadinės šviesos poliarizacijos orientacijos.

Dar viena nuo poliarizacijos nepriklausančio Faradėjaus izoliatoriaus schema, kurioje yra panaudotas dvejopo šviesos lūžio kristaluose efektas, yra aprašyta 1.2.2 skyriuje kalbant apie Faradėjaus izoliatorius realizuotus skaidulinėse schemose.

Tam, kad Faradėjaus izoliatoriai galėtų būti taikomi praktikoje jie turi tenkinti eilę reikalavimų: aukštas optinės terpės skaidrumas (maža sugertis) darbiname bangos ilgių diapazone, magnetooptinio efekto stiprumas, optinė medžiagos tūrio ir paviršių kokybė, aukštas optinio pramušimo slenkstis, cheminis ir mechaninis stabilumas. Optiniams izoliatoriams, veikiantiems artimoje infraraudonoje srityje, dažnai pasirenkamos medžiagos yra terbio galio granato  $Tb_3Ga_5O_{12}$  (TGG) kristalas ir terbiu legiruotas borosilikatinis stiklas [28]. Telekomunikacijos bangos ilgių diapazonui 1,3  $\mu m$  ir 1,5  $\mu m$  gerai tinka itrio geležies granato  $Y_3Fe_5O_{12}$  (YIG) kristalas [29]. Šios medžiagos turi dideles Verdeto konstantas ir gerai tenkina kitus aukščiau išvardintus reikalavimus.

Kitas ribojantis faktorius yra pačių magnetooptinių kristalų gamyba. Kiekvienam monokristalui egzistuoja praktinės ribos, kokių maksimalių matmenų struktūrą galima išauginti neviršijant leistino defektų skaičiaus. Vienas iš galimų sprendimų yra naudoti amorfinės, polikristalines arba keramines medžiagas. Taipogi yra tobulinamos monokristalų auginimo technologijos pvz. panaudojant lazerinį slankios zonos metodą [30] (angl. *laser floating zone method*).

Egzistuoja ir kitas priėjimas – išnaudojant turimą apertūrą didinti šviesos galios tankį fokusuojant ir tuo pačiu pasiekti didesnes vidutines galias. Tokiu atveju pagrindiniu ribojančiu veiksniu tampa šviesos sugertis. 5 paveiksle yra pateikta diagrama paaiškinti tam tikrų parazitinių reiškinių atsiradimą optinėje sistemoje.



**5 pav.** Sugerties sukelti reiškiniai sklindant šviesai pro Faradėjaus izoliatorių [23].

Šviesos sugertis sukelia temperatūros pokytį medžiagoje. Su juo yra tiesiogiai susiję tokie fizikiniai reiškiniai kaip: a) poliarizacijos pasukimo pokytis, kurio rezultate blogėja šviesos pralaidumas ir blokavimas, b) bangos fronto iškraipymai, kurių rezultate blogėja pluošto kokybė ir/arba keičiasi pluošto skėstis, c) pagaliau gali įvykti optinės medžiagos struktūros pažeidimas (skilimas, sutrupėjimas) sukeltas stiprių mechaninių įtempimų.

Ieškant naujų medžiagų Faradėjaus rotatoriams ir norint jas tarpusavyje palyginti, svarbu yra atsižvelgti į visus svarbiausius reikalavimus. Tam kartais yra naudojamas išvestinis parametras nusakantis Verdeto konstantos ir tiesinio sugerties koeficiento santykį [31]:

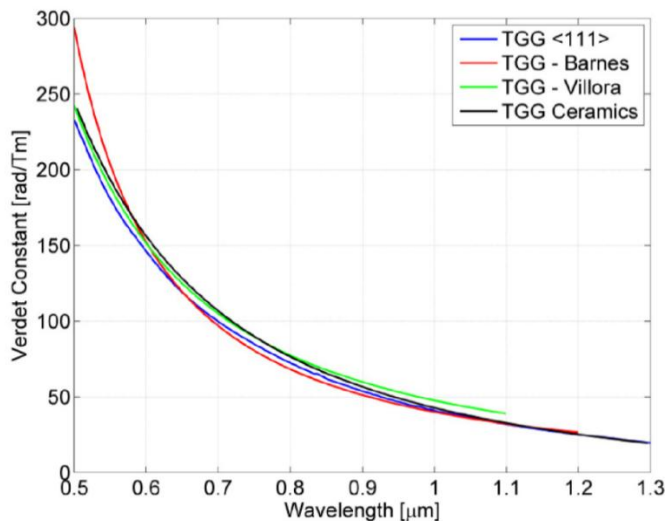
$$FoM = \frac{V}{\alpha}, \quad (8)$$

čia FoM - angl. *magneto-optical figure of merit*; matavimo vienetai – rad/T.

Tai yra svarbus medžiagos rodiklis, iš kurio galime spręsti kokio suminio poveikio šviesai galime tikėtis pasiekę tam tikrus ribinius vidutinės galios parametrus, kur sugerties įtaka tampa svarbi. Kaip pavyzdys yra pateikiama terbio galio granato (TGG) keramika, kurios savybės yra lyginamos su tos pačios medžiagos monokristalais. TGG keramika yra įdomi tuo, kad jos Verdeto konstanta yra sulyginamos su TGG monokristalu, tačiau technologija



leidžia pagaminti gerokai didesnių matmenų optinius elementus. Lyginant tik šių abiejų medžiagų Verdeto konstantas (6 pav.) ir jų priklausomybes nuo bangos ilgio galima būtų daryti išvada, kad šiuo atveju keramika yra puiki alternatyva kristalams.



**6 pav.** TGG monokristalų (mėlyna, raudona, žalia kreivės) ir TGG keramikos (juoda kreivė) priklausomybė nuo bangos ilgio [31].

Tačiau straipsnio autorius pažymi, jog TGG keramikos tiesinis sugerties koeficientas yra apie 1,5 - 2 kartus didesnis, negu monokristaluose (pvz. bangos ilgių srityje apie 1 μm TGG keramikos FoM = 250 rad/T, tuo tarpu TGG monokristalams šis koeficientas pagal įvairius šaltinius yra nurodomas 384 rad/T ir 514 rad/T atitinkamai). Tai reiškia, kad Faradėjaus izoliatoriuje pagamintame iš keramikos, parazitinių efektų susijusių su optinio elemento šilimu galime tikėtis prie mažesnių vidutinių galių negu naudojant monokristalą. Kitą vertus monokristalo tiesinė sugertis priklauso nuo defektų skaičiaus, o gaminant didelių matmenų kristalus sudėtinga yra užtikrinti aukštą struktūros kokybę. Tuo tarpu keramikos gamybos technologija leidžia gaminti gerokai didesnių gabaritų optinius elementus gerai kontroliuojant jų optines savybes. Taigi ieškant sprendimo tinkamo didelėms optinėms galioms pasirinkimas nėra akivaizdus.

Dar vienas visų magnetooptinių medžiagų ypatumas yra Verdeto konstantos gan stipri priklausomybė nuo bangos ilgio [32]. Tam tikrais atvejais, kai naudojama spinduliuotė yra siauro spektro, tai nėra problema. Tačiau sukurti gerų parametrų izoliatorių veikiantį plačiame bangos ilgių diapazone

yra problematiška. Tai yra aktualu naudojant femtosekundinių impulsų lazerius, kurių spektro plotis gali siekti nuo keliasdešimt net iki kelių šimtų nanometrų, derinamo bangos ilgio šaltinius, taipogi koherentinius ir nekoherentinius baltos šviesos šaltinius, kurie yra plačiai naudojami įvairiose spektroskopiniuose matavimuose. Tam tikrais atvejais šią problemą galima išspręsti inžinieriniais būdais. Yra gaminami Faradėjaus rotatoriai, kuriuose veiklios medžiagos optinis elementas yra stumdomas magnetiniame lauke paderinant lauko poveikį medžiagai ir tuo pačiu poliarizacijos pasukimą ties tam tikru bangos ilgiu. Tokiu būdu problema yra dalinai išsprendžiama derinamo bangos ilgio siaurajuosčiams šaltiniams, kurie konkrečiu momentu spinduliuoja šviesą tik tam tikrame siaurame diapazone. Tačiau toks sprendimas netinka platų šviesos spektrą spinduliuojančių šaltinių atveju. Tai sukelia poreikį ieškoti naujų stiprių magnetooptinio efekto pasižyminčių medžiagų bei naujų optinio izoliavimo metodų.

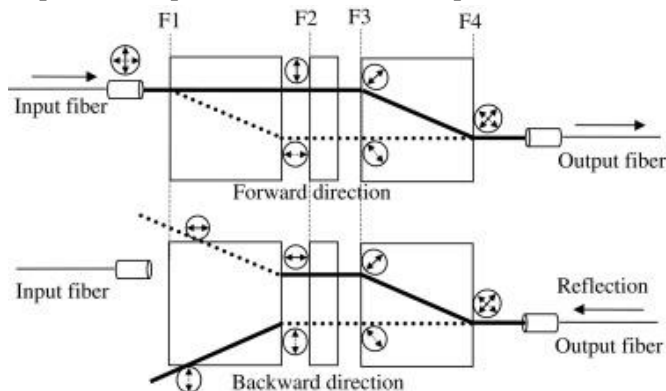
#### 1.2.2. Faradėjaus izoliatoriai realizuoti skaidulose ir integruotos fotonikos schemose

Vystantys technologijoms prietaisai tampa vis mažesni ir kompaktiškesni. Laisvos erdvės schemas pakeičia skaidulinės grandinės, kuriose šviesa valdoma bangolaidinių struktūrų arba mikrooptinių elementų pagalba. Vėliau jas taipogi pakeičia fotoniniai lustai, kuriose atskiri optiniai elementai yra išauginami ant plokštelių, kaip nanostruktūros sukurtos iš skirtingų optinių medžiagų. Tačiau poreikis užtikrinti vienkryptį šviesos sklaidimą išlieka visose miniatiūrizacijos lygmenyse. Faradėjaus efektas gali būti pritaikomas skirtingo dydžio elementams, tačiau tai papildomai reikalauja tam tikrų adaptacijų. Pavyzdžiui šviesolaidžiuose gali būti išnaudotas itin ilgas sąveikos ilgis, nes sukauptas Faradėjaus efekto poveikis stiprėja didėjant sklaidymo atstumui [33]. Tačiau praktiškai šį pranašumą atsveria keli technologiniai trūkumai. Lydytas stiklas, medžiaga kuri yra plačiausiai naudojama optinių skaidulų gamyboje, turi labai mažą Verdeto konstantą. Todėl norint pasiekti reikiamą poliarizacijos pasukimą, reikia arba labai stiprių išorinių magnetinių laukų, arba skaidulų, legiruotų retųjų žemių ar pereinamųjų metalų jonais, siekiant sustiprinti magnetooptinio efekto poveikį. Taigi praktikoje, tokie izoliatoriai gali būti net didesni nei jų laisvos erdvės atitikmenys, nes ilgos skaidulų atkarpos turi būti kruopščiai susuktos į vijas ir patalpintos tarp gan stambių magnetų.

Norint sumažinti Faradėjaus efekto pagrindu veikiančio izoliatoriaus gabaritus, kaip taisyklė yra pasirenkami du keliai: 1) arba naudojami

mikrooptiniai komponentai, o šviesa šviesolaidžių pagalba yra tik įvedama į prietaisą ir išvedama iš jo, 2) arba yra naudojamos schemos be išorinių pastovių magnetų, o Faradėjaus efektas yra aktyvuojamas kitais būdais. Žemiau yra pateikti keli konkrečių sprendimų pavyzdžiai.

Skaidulinėse schemose galima panaudoti mikrooptinius komponentus ir dvejopu spindulių lūžiu pasižyminčius kristalus pluoštams atskirti. Tokios schemos pavyzdys yra pateiktas 7 paveiksle [34]. Šiuo atveju spinduliuotė įvedama į prietaisą ir išvedama iš jo šviesolaidžių pagalba. Kadangi pluoštai į šviesolaidžius yra fokusuojami aštriai (ypač kalbant apie vienamodžius šviesolaidžius) ir jų diametrai ant šviesolaidžių apertūrų yra itin maži, net nedidelis pluošto krypties pokytis visiškai eliminuoja šviesos patekimą į šviesolaidį, pro kurį ji yra išvedama. Dvejopo spindulių lūžio kristalų geometrija ir orientacija yra parenkama tokiu būdu, kad pralaidumo kryptimi sklindančios šviesos skirtingų poliarizacijų dedamosios pradžia išsiskiria erdvėje, o pasisukus poliarizacijai  $45^\circ$  kampą pakartotinai sueina į vientisą pluoštą, kuris yra sufokusuojamas į kitą šviesolaidį. Poliarizacijos pasukimui čia taipogi yra naudojamas Faradėjaus rotatorius. Sklindant šviesai priešinga kryptimi atskirų poliarizacinių komponentų poliarizacija pasisuka priešinga kryptimi, todėl jų sklaidimas dvejopo spindulių lūžio kristale yra kitoks ir sufokusuotas pluoštas nepataiko į šviesolaidžio apertūrą.



7 pav. Skaiduloms optimizuota Faradėjaus rotatoriaus schema [34].

Integruotos fotonikos schemose Faradėjaus efektu pagrįstas šviesos izoliavimas realizuojamas įterpiant plonas magnetooptinių medžiagų plėveles į silicio, silicio nitrido (SiN) ar indžio fosfido (InP) bangolaidžius. Dažniausiai, kaip magnetooptinės medžiagos yra naudojamos itrio geležies granatas (YIG), bismutu legiruotas geležies granatas (Bi:YIG) arba ceriu legiruotas granatas (Ce:YAG). Bangolaidžiu sklindanti optinė moda persikloja su magnetooptinės

medžiagos plėvele ir per tam tikrą atstumą sukaupia reikiamą poliarizacijos pasisukimą, kuris, kaip ir klasikinio Faradėjaus rotatoriaus atveju, priklauso nuo sklaidimo krypties. Taip sukuriamas tiesioginis analogas tūriniam Faradėjaus izoliatoriui, tik lustų lygmeniu. Pagrindinis šios technologijos iššūkis yra granato plėvelių magnetizacija. Siekiant išvengti stambių nuolatinų magnetų naudojimo yra pasirenkamos kelios strategijos: 1) išnaudojama liekamoji magnetizacija magnetooptinių medžiagų plėvelėse, kuri yra indukuojama gamybos proceso metu 2) integruojami mikro-magnetai (pvz. sluoksniai geležies arba kobalto) tiesiogiai luste, kad užtikrinti nuolatinį magnetinį lauką, 3) integruojami maži aktyvūs elektromagnetai. Išvardyti metodai leidžia šiems izoliatoriui veikti be didelių išorinių magnetų.

Eksperimentiškai buvo pademonstruota, kad Bi:YIG dengtų silicio bangolaidžių izoliacija siekia 20 dB ties 1,55  $\mu\text{m}$ , kai įvedimo nuostoliai yra apie 5 dB [35]. Pagrindinis iššūkis šiuo atveju buvo medžiagų integracija: aukštos kokybės granato plėvelės nėra gerai suderinamos su silicio pagrindais todėl jų sujungimo (angl. *bonding*) procesas yra sudėtingas. Kitą vertus šių medžiagų nusodinimas dažnai padidina jų sugertį ir sklaidą.

Norint sustiprinti santykinai silpną Faradėjaus efektą plonose plėvelėse, naudojami optiniai žiediniai mikro-rezonatoriai ar diskai. Cirkuliuojančios modos daug kartų sąveikauja su magnetooptinės medžiagos plėvele, kas leidžia sukurti kompaktiškus įrenginius pasižyminčius aukšta izoliacija. Pavyzdžiui, naudojant Bi:YIG dengtus žiedinius mikro-rezonatorius ant silicio plokštelių buvo pademonstruotas neapgrėžiamas šviesos perdavimas su kontrastu viršijančiu 20 dB [36]. Panašiai, granatu dengti diskiniai rezonatoriai ant InP platformų buvo panaudoti integruotiems izoliatoriui ir cirkulatoriams [37]. Trūkumas – rezonatorių pagrindu veikiančių įrenginių siaurajuosčių skumas, dažnai  $< 1$  nm aplink rezonanso bangos ilgį, kas riboja jų panaudojimą plačiajuosčiuose telekomunikaciniuose tinkluose.

Dar vienas metodas yra magnetooptinių segmentų derinimas su Mach–Zehnderio interferometrais (MZI). Į vieną interferometro šaką įvedus bangolaidį padengtą magnetooptine medžiaga, įvedamas neapgrėžiamas fazių poslinkis. Išėjime abi interferometro šakos interferuoja, o apsiradusi fazių poslinkio asimetriją užtikrina vienkryptį šviesos sklaidimą. Tokios konstrukcijos optinis izoliatorius buvo pademonstruotas panaudojant silicio pagrindu sukonstruotą MZI su integruotomis Ce:YIG plėvelėmis [38]. Naujausiuose darbuose yra integruojami nuolatiniai mikro-magnetai su interferometrais padengtais magnetooptinėmis medžiagomis [39]. Ši architektūra suteikia

spektrinio diapazono paderinimo galimybę ir kiek platesnį veikimo dažnių diapazoną nei siaurajuosčiai rezonatoriai.

Integruoti Faradėjaus efektu pagrįsti izoliatoriai atveria kelią šviesos neapgręžiamumui luste, kuris yra suderinamas su silicio lustais ir kitomis integruotomis fotoninėmis platformomis. Šie sprendimai eliminuoja stambius išorinius magnetus ir teoriškai gali veikti plačiuose bangos ilgių ruožuose. Tačiau didžiausias iššūkis yra medžiagų pasirinkimas. Granato plėvelių auginimas ar jungimas prie silicio yra sudėtingas, o nuostoliai dažnai viršija priimtinus telekomunikacijų ar kvantinių taikymų reikalavimus. Mikro-rezonatoriai sumažina ilgų sąveikos atkarpų poreikį, bet veikia tik siaurame dažnių diapazone. Nepaisant technologinių kliūčių integruoti magnetooptiniai izoliatoriai šiandien laikomi viena perspektyviausių krypčių integruotoje fotonikoje.

### 1.3. Kitais fizikiniais efektais pagrįsti laisvos erdvės izoliatoriai

Šiame skyriuje yra apžvelgti optiniai izoliatoriai, kurių veikimo principas yra pagrįstas:

- priverstine Briliueno sklaida
- priverstine Ramano sklaida
- Kerro efektu
- dinamine optinės terpės moduliacija
- kitais opto-mechaniniais metodais
- Fizo efektu

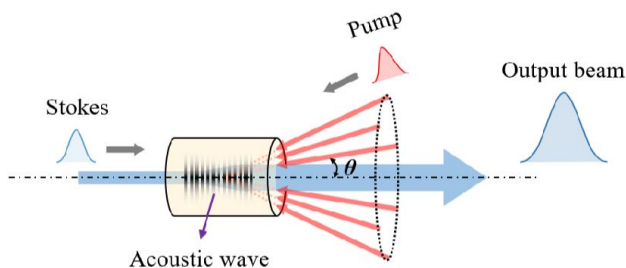
#### 1.3.1. Priverstine Briliueno sklaida pagrįsti optiniai izoliatoriai

Priverstinė Briliueno sklaida (SBS, angl. *Stimulated Brillouin Scattering*) yra netiesinis optinis procesas, kai šviesa sąveikauja su akustiniais fononais optinėje terpėje. Aukšto intensyvumo optinio kaupinimo pluoštas sukuria koherentines akustines bangas per elektrostrikcijos mechanizmą, savo ruožtu šios bangos išsklaido priešinga kryptimi sklindančią šviesą, sugeneruodamos paslinkto dažnio Stokso bangą. Šio proceso efektyvumas priklauso nuo sklindančios bangos krypties, taigi SBS pagrindu galima sukurti magneto nereikalaujančius optinius izoliatorius. Nors SBS procesas optiniuose skaidulose yra žinomas jau kelis dešimtmečius, pastaruoju metu šios technologijos vystymas įgijo pagreitį pritaikant ją integruotos fotonikos grandinėse ir rezonatoriuose [40–42].

Tipiniame SBS izoliatoriuje kaupinimo pluoštas yra paleidžiamas viena kryptimi, o signalas – priešinga kryptimi. Dėl energijos ir impulso tvermės dėsnio kaupinimas efektyviai sąveikauja tik su priešinga kryptimi sklindančiomis bangomis. Todėl šviesa, sklindanti priešinga kryptimi negu kaupinimas, yra stiprinama arba slopinama, o šviesa sklindanti ta pačia kryptimi kaip kaupinimas, lieka beveik nepaveikta. Ši asimetrija sukuria mechanizmą šviesai izoliuoti. Tipiniai Briliueno bangos ilgio poslinkiai, kuriuos lemia terpės akustinės savybės, yra 1–10 GHz diapazone. Spektrinės linijos plotis yra siauras (dažnai dešimtys MHz), jį lemia akustinių fononų gyvavimo trukmė [43–44].

Lyginant su Faradėjaus izoliatoriais, SBS pagrindu veikiantys izoliatoriai, nereikalauja magnetų ir gali būti realizuoti integruotos fotonikos grandinėse. Jose šviesos izoliavimo efektas nėra „įsiūtas“ į pačią konstrukciją, nes izoliacijos laipsnį galima dinamiškai reguliuoti keičiant kaupinimo galią ar bangos ilgį (arba visai išjungti). SBS izoliatoriai yra aktyvūs prietaisai, kas didina jų sudėtingumą ir reikalauja papildomų energijos sąnaudų kaupinimo spinduliuotei. Taipogi jie iš esmės išlieka siaurajuosčiai dėl akustinių rezonansų prigimties, o tai savo ruožtu riboja jų pritaikomumą plačiajuosčiuose telekomunikaciniuose tinkluose. Dėl proceso netiesiškumo jų veikimui yra reikalinga santykinai didelio intensyvumo kaupinimo spinduliuotė, o veikimo langas paprastai yra ribotas. Dėl tos pačios priežasties atsiranda parazitinių netiesinių efektų rizika [41,43,45].

Šiuo metu SBS izoliatoriai naudojami integruotos fotonikos grandinėse, kuriose magnetai yra nepageidaujami arba nepraktiški. Galimi kiti pritaikymai: lazerių apsauga, izoliatoriai mikrobangų fotonikos grandinėse, derinamo veikimo fotoninis signalų apdorojimas ir kompaktiški cirkulatoriai. Skaidulinėse sistemose SBS leidžia kurti specializuotus izoliatorius, pavyzdžiui, režimo arba bangos ilgio selektyvius įrenginius [40,42].



**8 pav.** Nekolineari Briliueno stiprintuvo su keliais kaupinimo pluoštais schema. Kaupinimo pluoštai yra įvedami į terpę kampu  $\theta$  [46].

### 1.3.2. Priverstinė Ramano sklaida pagrįsti optiniai izoliatoriai

Priverstinė Ramano sklaida (SRS, angl. *Stimulated Raman Scattering*) yra netiesinis procesas, kurio metu didelio intensyvumo kaupinimo šviesos fotonai sąveikauja su molekulių vibracijomis (optiniais fononais). Tokiu būdu jie yra išsklaidomi į paslinkto dažnio Stokso fotonus. Skirtingai nuo Briliueno sklaidos, kurioje dalyvauja akustiniai fononai ir kuri lemia siaurajuostę sąveiką, Ramano sklaidos atveju šviesa sąveikauja su daug aukštesnio dažnio optiniais fononais ir dėl to gaunamas platesnis stiprinimo juostos plotis. SRS principu pagrįstuose optiniuose izoliatoriuose pirmyn ir atgal sklindanti šviesa asimetriškai sąveikauja su kaupinimu. Tai leidžia selektyviai ją stiprinti arba slopinti. Nors ši koncepcija dešimtmečius tyrinėta skaidulinėje optikoje, jos praktinis pritaikymas lieka laboratorinių demonstracijų lygmenyje [47].

SRS principu pagrįstuose izoliatoriuose didelės smailinės galios kaupinimas įvedamas į terpę, pvz. šviesolaidį. Dėl fazinio sinchronizmo sąlygų kaupinimas daugiausia stiprina priešpriešiais sklindančią Stokso bangos ilgio šviesą. Dėl to šviesa, sklindanti viena kryptimi, perduodama beveik be pakitimų, o priešinga kryptimi, kuri sutampa su kaupinimu, ji patiria reikšmingą stiprinimą arba slopinimą. Ramano stiprinimo spektrinis atsakas paprastai apima kelis terahercus. Tai padaro šiuos įrenginius iš prigimties platesnio dažninio diapazono nei Briliueno izoliatorius [15,48].

Ramano izoliatoriai yra aktyvūs įrenginiai, kurių pagrindinis trūkumas yra papildomas didelės smailinės galios kaupinimo šaltinis. Palyginti su Briliueno izoliatoriais, Ramano efektų pagrįsti įrenginiai reikalauja didesnių smailinių kaupinimo galių, nes Ramano stiprinimo koeficientai paprastai yra mažesni, o itin siauro rezonanso nebuvimas apsunkina didelio izoliacijos kontrasto pasiekimą. Kadangi Ramano procesai yra plačiajuosčiai, gerai izoliacijai turi būtų kruopščiai derinamas stiprinimo ir slopinimo balansas veikimo bangos ilgių diapazone. Šių prietaisų savybes dažnai pablogina savaiminis triukšmas dėl spontaninės Ramano sklaidos [49,50].

Potencialios taikymų sritys apima šviesolaidines ryšių sistemas, kuriose Ramano stiprinimas jau naudojamas ir teoriškai šis efektas galėtų būti papildomai panaudotas ir šviesos izoliavimui. Lustiniai Ramano izoliatoriai gali būti naudojami integruotų lazerių apsaugai, ypač schemose su stipriais Ramano atsakais, tačiau jų integracija į lustinio mastelio įrenginius yra mažiau pažengusi nei SBS, nes Ramano aktyvių fononų suvaldymas yra sudėtingesnis uždavinys. Specializuotose jutiklių ar spektroskopijos sistemose Ramano

pagrindu veikianti izoliacija galėtų suteikti plačiajuosčius, be magnetų veikiančius apsauginius elementus [51,52].

### 1.3.3. Kerro efektu pagrįsti optiniai izoliatoriai

Optinis Kerro efektas yra trečiosios eilės netiesinis reiškiny, kai terpės lūžio rodiklis lokaliai priklauso nuo terpėje sklindančios šviesos intensyvumo. Prie didelių šviesos intensyvumų šis efektas gali sukelti fazinę savimoduliaciją arba kryžminę fazės moduliaciją (kai vienas didelio intensyvumo pluoštas keičia kito, kartu sklindančio pluošto fazę). Kerro efektas gali pasitarnauti realizuojant neapgretžiamą šviesos perdavimą panaudojant netiesinę asimetriją: pirmyn ir atgal sklindanti šviesa sąveikauja su skirtingais lūžio rodiklio profiliais medžiagoje. Viena iš šio efekto pritaikymo pavyzdžių yra optiniai mikro-rezonatoriai. Kai jie kaupinami tam tikra kryptimi, intensyvus cirkuliarinis laukas pakeičia rezonanso dažnį, leisdamas perduoti pirmyn sklindančią šviesą, bet tuo pačiu metu atgal sklindančiai šviesai rezonansas yra išderinamas. Kitas pavyzdys – šviesolaidžiai, kuriuose kartu sklindantis didelio intensyvumo kaupinimas indukuoja kryžminę fazės moduliaciją, selektyviai pakeisdamas fazinio sinchronizmo sąlygas pirmyn ir atgal sklindančioms bangoms [14,53,54].

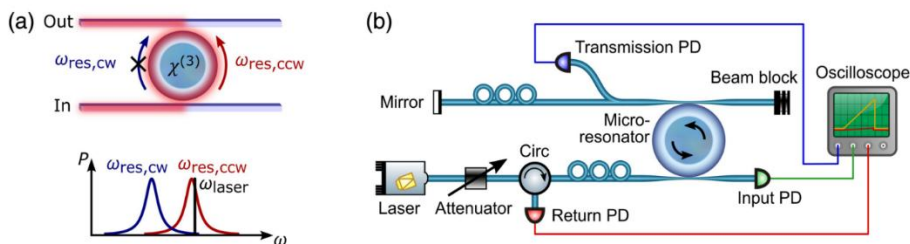


Fig. 1.

**9 pav.** Kerro efektu pagrįstas neapgretžiamas šviesos sklidas; principinė veikimo schema mikro-rezonatoriuje (a) eksperimentinė optinio izoliatoriaus schema (b). [14]

Pagrindiniai reikalavimai šios technologijos pritaikomumui: didelis optinis intensyvumas, maži efektyvūs modų plotai ir ilgi sąveikos ilgiai, paprastai pasiekiami aukštos kokybės rezonatoriuose arba panaudojant aukštą netiesiškumą pasižyminčias medžiagas, tokias kaip silicis, chalkogenidiniai stiklai ar III–V grupių puslaidininkiai [55]. Pagrindinis Kerro efekto izoliatorių trūkumas – priklausomybė nuo didelio optinio intensyvumo. Norint pasiekti reikšmingą lūžio rodiklio moduliaciją, paprastai reikalingas didelio



intensyvumo kaupinimas, kuris gali sukelti nepageidaujamą šilumos išsiskyrimą mažoje erdvėje arba parazitinius netiesinius efektus, tokius kaip keturbangis maišymas. Įrenginiai dažniausiai yra siaurajuosčiai dėl rezonatorių naudojimo, o jų veikimas stipriai kinta dėl įėjimo galios svyravimų. Konstruojant Kerro efektu pagrįstus izoliatorius dažnai tenka taikytis su kompromisais tarp izoliacijos santykio, įvedimo nuostolių ir reikalingos kaupinimo galios. Šie iššūkiai riboja praktinį Kerro izoliatorių pritaikymą už koncepcijos demonstravimo ribų.

Nepaisant apribojimų, Kerro efekto izoliatoriai yra perspektyvūs specifiniuose taikymuose. Jie gali būti naudingi apsaugant integruotus lazerius, kur smailinės galios lygiai yra pakankami, arba mikrobangų fotonikos bei kvantinės fotonikos sistemose, kur yra būtini miniatūriniai, be magnetų veikiančys komponentai. Be to, jų netiesinis pobūdis gali būti panaudotas optinio signalo maršrutizavimui. Yra vykdomi tyrimai, skirti atrasti naujas dar aukštesnio netiesiškumo medžiagas ir specialias rezonatorių konstrukcijas su itin aukšta kokybe, kurie potencialiai gali sumažinti reikiamą smailinės galios lygį [56,57]. Nors Kerro efekto principu veikiančių izoliatorių technologija dar nepasiekė komercializavimo lygio, tačiau jie atveria įdomią kryptį kuriant pasyvius įrenginius pritaikomus integruotoje fotonikoje.

#### 1.3.4. Optiniai izoliatoriai pagrįsti dinamine terpės moduliacija

Šviesos neapgretijamas perdavimas gali būti pasiektas ir moduliuojant optinės terpės savybes laike. Dinaminės moduliacijos schemos remiasi laiko inversijos simetrijos pažeidimu naudojant išorinius laike kintančius laukus. Šią koncepciją galima įgyvendinti panaudojant akustooptinę moduliaciją, elektrooptinę moduliaciją ar kitus dinامينius lūžio rodiklio valdymo būdus. Tokie įrenginiai ypač patrauklūs integruotos fotonikos grandinėse, nes nereikalauja didelių magnetų ir gali būti gaminami naudojant šiai dienai prieinamas technologijas [6,20,58].

Dinamiškai moduliuojamose sistemose neapgretijamumas atsiranda tada, kai moduliacija asimetriškai sujungia pirmyn ir atgal sklindančias bangas. Pavyzdžiui, akustooptiniame izoliatoriuje naudojama bėganti akustinė banga, sukurianti judančią lūžio rodiklio gardelę. Šviesa, sklindanti ta pačia kryptimi kaip ir akustinė banga, patiria faziškai suderintą difrakciją, o priešpriešiais sklindanti šviesa – ne. Analogiškai elektrooptinėse schemose radijo dažnių (RF) lygmens lūžio rodiklio moduliacija sukelia netiesioginius fotoninius perėjimus, kurie priklauso nuo krypties.

Dinaminės moduliacijos izoliatoriai pasižymi tam tikrais privalumais, nes yra suderinami su esamomis fotoninių lustų gamybos technologijomis, o izoliacijos savybės galima reguliuoti keičiant moduliacijos dažnį ar amplitudę. Vis dėlto, panašiai, kaip ir prieš tai aprašyti SBS izoliatoriai, jie irgi yra aktyvūs, nes reikalauja nuolatinio elektrinio (radijo dažnio) ar akustinio signalo, o dėl to yra ir sudėtingesni eksploatacijoje. Taipogi trūkumas yra dideli įvedimo nuostoliai dėl nepakankamo moduliacijos efektyvumo. Papildomi inžineriniai iššūkiai – šilumos nuvedimas bei efektyvių akustooptinių arba elektrooptinių moduliatorių integracija. Šių izoliatorių izoliacijos juostos plotį dažnai riboja moduliacijos dažnis bei fazinio sinchronizmo sąlygos, nors daugiajuostė ar plačiajuostė moduliacija gali išplėsti šias galimybes [59,60].

Šie izoliatoriai yra taikomi integruotų lazerių apsaugoje bei mikrobangų fotonikos grandinėse. Hipotetiškai, dinamiškai moduluojama izoliacija galėtų būti naudinga ir programuojamuose fotoniniuose procesoriuose bei optinėse ryšių sistemose, kuriose lankstumas ir aktyvus valdymas yra svarbesni už vien pasyvią šviesos izoliaciją [61].

#### 1.3.5. Mechaniniais metodais pagrįsti optiniai izoliatoriai

Mechaninis judėjimas suteikia dar vieną būdą realizuoti neapgrėžiamą šviesos sklaidimą optinėse sistemose. Šiuo atveju šviesa sąveikauja su fiziškai judančiais komponentais – nuo besisukančių stambių dalių iki mikro-elektro-mechaninių (MEMS) sistemų arba opto-mechaninių rezonatorių. Kadangi judančios terpės arba mechanškai moduluojamos erdmės skirtingai veikia pirmyn ir atgal sklindančių bangų fazę, jos iš esmės gali užtikrinti neapgrėžiamą šviesos perdavimą. Istorškai makroskopinė mechaninė rotacija buvo naudojama ankstyvuosiuose optiniuose ir mikrobangų izoliatoriuose, tačiau šiuolaikiniai tyrimai persikėlė į mikroskopinio mastelio rezonatorių ir MEMS pagrindu veikiančių fotoninių įrenginių sritį [62].

Pagrindinis mechanizmas yra grindžiamas Doplerio efektu: banga, sąveikaudama su judančia terpe, patiria dažnio poslinkį, proporcingą terpės greičiui. Pirmyn ir atgal sklindančių bangų atveju šie santykiniai dažnio poslinkiai skiriasi ženkle, todėl gaunamas kryptingas šviesos perdavimas. Praktikoje mechaniniu judėjimu paremti optiniai izoliatoriai gali būti realizuoti keliais būdais:

- Besisukantys stambūs elementai, tokie kaip pavyzdžiui fazinių plokštelių pora (dėl vėlinimo per kurį šviesa įveikia atstumą tarp plokštelių, antra plokštelė šviesos kelyje kažkiek pasisuka, o šio

pasisukimo santykinė kryptis priklauso nuo šviesos sklaidimo krypties) [63].

- MEMS įrenginiai, kuriuose vibruojančios membranos ar sijos periodiškai moduliuoja lūžio rodiklį, sudaro efektyvias judančias gardeles, kurios skirtingai sąveikauja su priešpriešine šviesa [64].
- Opto-mechaniniai rezonatoriai, kuriuose cirkuliuojanti optinė galia sužadina mechaninį judėjimą, gali lemti asimetrinę sąveiką tarp pirmyn ir atgal sklindančių modų [65].

Tipiniai moduliacijos dažniai MEMS įrenginiuose yra kHz – MHz diapazone, o tai riboja izoliacijos pralaidumo juostą palyginti su akustooptiniais ar elektrooptiniais moduliatoriais.

Mechaniniai izoliatoriai lyginant su magneto-optiniais Faradėjaus izoliatoriais, paprastai yra lėtesni ir mažiau patikimi, pasižymintys mažesniu izoliacijos kontrastu bei siauresne pralaidumo juosta. Skirtingai nei Kerro ar Ramano pagrindu veikiantys izoliatoriai, mechaniniai įrenginiai nereikalauja didelių optinių intensyvumų, tačiau jų veikimą stipriai riboja mechaninis stabilumas, vibracijos ir gamybos tikslumai.

Pagrindiniai iššūkiai – ribotas greitis ir pralaidumo juosta dėl mechaninių rezonansų apribojimų, jautrumas triukšmui ir aplinkos trikdžiams bei iki šiol pademonstruotas gana žemas izoliacijos efektyvumas. MEMS įrenginiai reikalauja kruopštaus hermetizavimo, kad būtų sumažintas mechaninis slopinimas, o opto-mechaniniai rezonatoriai gali patirti šiluminių nestabilumų. Be to, judančių dalių patikimumas ir ilgaamžiškumas kelia rūpesčių praktiniam taikymui.

Mechaniniai izoliatoriai vis dar dažniausiai lieka eksperimentinių prototipų lygyje, o praktiškai veikiančių įrenginių yra nedaug. Vis dėlto galimos taikymo sritys apima nišines integruotas fotonikos sistemas, kuriuose nepageidaujamos magnetinės medžiagos ir pakanka tik nedidelės izoliacijos – pavyzdžiui, mažos galios integruotų lazerių apsauga, derinami fotoniniai filtrai ar derinamos mikrobangų fotoninės jungtys. Kvantinėje optikoje ir jutikliuose mechaniniai izoliatoriai gali suteikti naujų funkcionalumų, jungdami optinius ir mechaninius laisvės laipsnius kompaktiškuose įrenginiuose. Hipotetiškai MEMS pagrindu veikiančių izoliatorių masyvai galėtų būti naudojami programuojamuose fotoniniuose tinkluose, nors masinės gamybos problema išlieka reikšmingu iššūkiu.

### 1.3.6. Fizo efektu pagrįsti optiniai izoliatoriai

Fizo efektas numato šviesos „tempimą“ judančioje dielektrinėje terpėje, kuri sukelia asimetrinis efektinio lūžio rodiklio pokytis priklausantis nuo šviesos sklaidimo krypties. Nors pats reiškinys buvo atrastas ir aprašytas dar XIX a. viduryje, praktinis jo panaudojimas optinei izoliacijai ilgą laiką buvo iš principo nerealizuotinas dėl reikalingų itin didelių sukimosi greičių, reikalingų reikšmingam sklindančių šviesos bangų fazės poslinkiui pastebėti. Tik visai neseniai buvo sukonstruoti besisukantys dielektriniai mikro-sferų rezonatoriai, kurie kartu su paplonintomis skaidulomis (angl. *tapered fibers* arba „*flying fiber couplers*“) leido sukurti optines sistemas pasižyminčias pakankamu šviesos „tempimu“, kad būtų pasiekta aukšto lygio šviesos izoliacija [66].

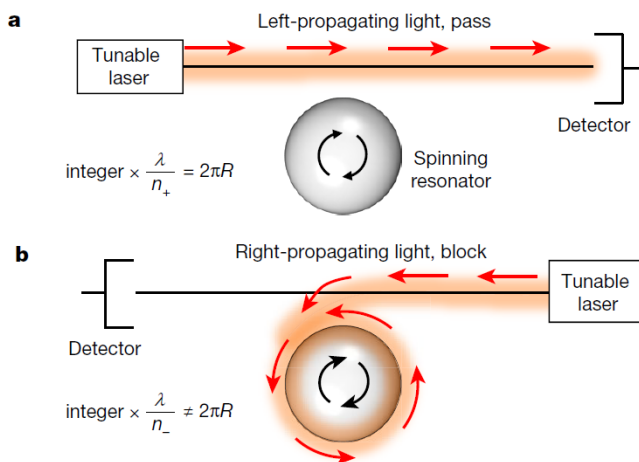
Viena iš svarbių sąvokų leidžianti geriau suprasti tokio įrenginio veikimo principą yra specifinės mikro-sferos rezonatoriuje besiformuojančios modos (angl. *whispering-gallery modes*, *WG modes*). Jos pasireiškia dėl visiško vidinio atspindžio, kai šviesa cirkuliuoja aplink išlenktą dielektriko ribą (panašiai kaip akustiniai šnabždesiai sklinda po katedros kupolų; iš čia kilo šio reiškinio pavadinimas). Rezonansas atsiranda tada, kai optinis kelio ilgis aplink sferą atitinka šviesos bangos ilgio kartotinį:

$$m\lambda = 2\pi R n_{eff} \quad , \quad (9)$$

kur  $m$  – sveikas modų skaičius,  $\lambda$  – šviesos bangos ilgis,  $R$  – mikro-sferos spindulys,  $n_{eff}$  – efektinis lūžio rodiklis. WG modos pasižymi itin dideliais rezonatoriaus kokybės koeficientais ir egzistuoja tiek šviesai sklindant pagal laikrodžio rodyklę, tiek prieš laikrodžio rodyklę. Stacionariame rezonatoriuje šie du režimai yra destruktivūs, tačiau besisukančiame rezonatoriuje dėl Fizo efekto jų rezonansiniai dažniai pasislenka priešingomis kryptimis.

Maayani su bendraautoriais [66] pirmą kartą pademonstravo izoliatorių, kurio veikimas yra tiesiogiai paremtas Fizo efekto principu. Aprašytą įrenginį sudaro silicio dioksido mikro-sfera, pagaminta išlydant silicio dioksido strypo galą, kuri yra sumontuota ant dideliu greičiu besisukančios turbinos. Besisukant mikro-sferai Fizo šviesos „tempimas“ pažeidžia WG modų simetriją, sukeldamas rezonansinius poslinkius priklausančius nuo šviesos sklaidimo krypties. Šviesa yra įvedama į rezonatorių ir išvedama iš jo panaudojant optinę paplonintą skaidulą, patalpintą vos kelių dešimčių nanometrų atstumu virš besisukančios sferos. Eksperimentams autoriai naudojo 1,1 mm spindulio silicio dioksido mikro-sferą, kuri buvo mechaniškai sukama iki 6,6 kHz dažniu. Arti besisukančios mikro-sferos buvo patalpinta standartinė vienamodė skaidula su paplonintu (angl. *tapered*) segmentu. Šviesos bangos ilgis – 1,55

µm. Principinė eksperimento schema yra pateikta 10 paveiksle. Tokioje konfigūracijoje buvo pasietas išskirtinis  $99,6 \pm 1,6$  % izoliacijos lygis.



**10 pav.** Fizo efektu pagrįsto optinio izoliatoriaus principinė schema su besisukančia silicio dioksido sfera. Šviesa sklindanti iš kairės į dešinę yra praleidžiama praktiškai be nuostolių (a), tuo tarpu šviesa sklindanti iš dešinės į kairę yra nukreipiama dėl šviesos tempimo ir blokuojama (b). [66]

Šis eksperimentas įrodė, kad judanti dielektrinė struktūra gali užtikrinti stiprią šviesos izoliaciją telekomunikacijų bangos ilgių ruože. Čia panaudotas metodas yra fundamentaliai skirtingas nuo ankščiau aprašytų. Praktiniu požiūriu Fizo efektu pagrįsti izoliatoriai turi eilę iššūkių, tokių kaip stabilus sukimosi dideliais greičiais bei mechaninio tikslumo užtikrinimas. Todėl, nors praktikoje Fizo izoliatoriai greičiausiai nekonkuruos su Faradėjaus, Briliueno ar Kerro izoliatoriais, šis darbas yra svarbus, nes įrodo pačią naujo fizikinio principo panaudojimo galimybę.

#### 1.4. Sanjako efektas ir jo panaudojimas kuriant optinį izoliatorių arba cirkuliatorių

Praeitame poskyryje buvo apžvelgti izoliatoriai, kurių veikimas yra pagrįstas Fizo efektu. Panašus neapgretžiamas šviesos perdavimas gali būti realizuotas taipogi panaudojant gryną Sanjako efektą. Sanjako efektas buvo atrastas tyrinėjant hipotetinį luminoforinį eterį [67], o šiuo metu yra plačiai pritaikomas optiniuose giroskopuose [68]. Tuo metu, kai buvo rašomas šis

darbas, nepavyko surasti kitų publikuotų darbų apie šio efekto pritaikymą optiniuose izoliatoriuose.

Sanjako efektas pasireiškia kaip fazės skirtumas, atsiradęs tarp bangų sklindančių priešpriešiais besisukančiame žiediniame interferometre. Nors yra įprasta asocijuoti Sanjako efektą tik su optinio diapazono elektromagnetinę spinduliuotę, tačiau jis buvo taipogi pademonstruotas su radijo bangomis [69], Rentgeno spinduliais [70] ir neelektromagnetinės prigimties de Broilio medžiagos dalelių bangomis: elektronais [71], neutronais [72], kalcio [73], natrio [74] bei cezio atomais [75]. Egzistuoja keli šiek tiek skirtingi Sanjako efekto paaiškinimai ir fazės poslinkio formulės išvedimai, kurie yra pritaikomi atskirais atvejais, pvz. įskaičiuojant reliatyvistinius efektus, kai disko sukimosi greitis yra artimas šviesos greičiui, arba priešingai – kai interferuojančių bangų sklidimo greitis yra labai mažas, t. y. daug mažesnis už šviesos greitį.

Šio darbo tikslams pakanka paprasčiausios Sanjako efekto interpretacijos, paremtos klasikinės mechanikos principais. Visais atvejais, kurie bus nagrinėjami šiame darbe, interferometro sukimosi greitis yra daug eilių mažesnis už šviesos greitį:

$$\frac{v}{c} = \frac{\Omega R}{c} \ll 1. \quad (10)$$

Tokiomis veikimo sąlygomis reliatyvistinės korekcijos neįtakoja rezultato eksperimento tikslumo ribose [68,76].

Sanjako efektas yra paprastai aiškinamas nagrinėjant idealizuotą apskritimo formos žiedinį interferometrą (taisyklingo daugiakampio formos interferometro su didelių kraštinių skaičiumi ribinis atvejis), kurio spindulys yra  $R$ , ir kuris sukasi tolygiu kampiniu greičiu  $\Omega$ . Interferometro perimetras tokiu atveju yra  $L = 2\pi R$ . Pluošto daliklio, kuris padalina įeinantį pluoštą į dvi replikas, tangentinis greitis yra išreiškiamas  $v = \Omega R$ . Dvi pluošto daliklio išskirtos bangos pradeda sklįsti vienu metu priešingomis kryptimis uždaru keliu palei interferometro kontūrą. Per sklidimo laiką pluošto daliklis pasislenka  $\pm vt_{\pm}$ , todėl efektyvūs kelio pailgėjimas inercinėje sistemoje (pvz. laboratorijos atžvilgiu) yra:

$$l_{\pm} = L \mp v t_{\pm} \quad (11)$$

čia viršutinis ženklas atitinka bangą judančią pagal interferometro sukimosi kryptį, o apatinis – bangą sklindančią prieš sukimosi kryptį.

Tegul  $u_{\pm}$  žymi bangų sklidimo greitį inercinėje sistemoje. Atitinkamai laikai, per kurį bangos įveikia visą kelią iki pakartotino susitikimo ant pluošto daliklio yra:

$$t_{\pm} = \frac{\ell_{\pm}}{u_{\pm}} \quad (12)$$

Bendruoju atveju, kai šviesa sklinda kartu su interferometru besisukančioje terpėje, kurios lūžio rodiklis  $n$ , bangos greitis inercinėje sistemoje yra išreiškiamas naudojant Frenelio šviesos „tempimo“ (angl. *Fresnel light drag*) formulę:

$$u_{\pm} \approx \frac{c}{n} \pm v \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \quad (13)$$

Remiantis išraiškomis (9)-(11) ir turint omeny, kad  $v/c$  yra nereikšmingai mažas, galima išreikšti laiko skirtumą, kuris atsiranda tarp priešpriešiais sklindančių bangų frontų per vieną apėjimą sekančiu pavidalu:

$$\Delta t \equiv t_+ - t_- = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2} = \frac{4A\Omega}{c^2} \quad (14)$$

čia  $A = \pi R^2$  yra interferometro plotas apibrėžtas kontūro, kuriuo sklinda šviesa.

Svarbu pažymėti, kad (14) lygtis sutampa su išraiška, kuri yra gaunama kai šviesa sklinda vakuume, nes joje nelieta lūžio rodiklio.

Padauginus šį laiko skirtumą iš sklindančių bangų kampinio dažnio gaunamas stebimas fazės skirtumas tarp dviejų priešpriešiais sklindančių bangų jų pakartotino susitikimo taške (t. y. ant pluošto daliklio). Jis yra išreiškiamas sekančia formule:

$$\Delta\Phi = \omega\Delta t = \frac{8\pi A\Omega v}{c^2}, \quad (15)$$

kur  $\omega = 2\pi v$  yra kampinis bangos dažnis, o  $v$  – laikinis bangos dažnis.

Paprastai Sanjako fazės poslinkio formulėje patogumo dėlei laikinis dažnis yra pakeičiamas bangos ilgiu, kuris yra plačiai naudojamas optiniame dažnių diapazone:

$$\Delta\Phi = \frac{8\pi A\Omega}{\lambda_0 c}. \quad (16)$$

Čia  $\lambda_0$  yra bangos ilgis vakuume. Jeigu šviesa sklinda terpėje, judančioje kartu su interferometru, kurios lūžio rodiklis yra  $n$ , bangos ilgis terpėje pasidaro  $\lambda = \lambda_0/n$ . Tačiau iš formulės (15) matosi, kad Sanjako fazės poslinkis nepriklauso nuo lūžio rodiklio.

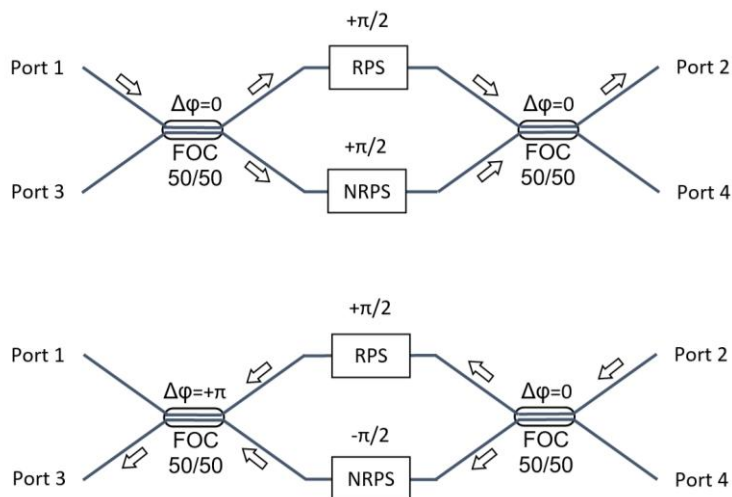
Galutinė išraiška rodo, kad Sanjako fazės poslinkį lemia išskirtinai interferometro geometrija, jo kampinis sukimosi greitis ir naudojamos spinduliuotės dažnis. Iš to galima padaryti dvi svarbias išvadas. Pirma, fazės poslinkis priklauso nuo šviesos bangos dažnio arba jos bangos ilgio vakuume (kas yra susiję per išraišką  $\lambda_0 = c/v$ ), bet ne nuo bangos ilgio medžiagoje. Tai paaiškinama tuo, kad interferometre stebimas dydis yra svyravimų ciklų skaičius tarp bangų atsiskyrimo ir jų pakartotino apsijungimo ant pluošto daliklio. Ciklų skaičius gaunamas iš šviesos laikinio dažnio ir sklidimo laiko sandaugos. Kadangi šį dažnį užduoda šviesos šaltinis, taigi jis nekinta sklidimo

metu ir nepriklauso nuo bangos sklaidimo (fazinio) greičio. Antra, kartu su interferometru judančios terpės lūžio rodiklis neturi įtakos fazės poslinkiui. Frenelio šviesos tempimo indėlis (13) formulėje užtikrina, kad visi su lūžio rodikliu susiję nariai susipaprastina ir galutinėje formulėje gaunamas tas pats laiko skirtumas kaip ir vakuume. Tas galioja pirmos eilės artinyje, kai interferometro sukimosi greitis yra daug mažesnis už šviesos greitį. Intuityviai tą galima paaiškinti taip – kadangi šviesos dažnis nepakinta, kai šviesa patenka į kartu su interferometru judančią optinę terpę, o laiko skirtumą, reikalingą abiem bangom užbaigti pilną apėjimą, nulemia tik interferometro geometrija ir jo sukimosi greitis, medžiagos lūžio rodiklis ir dėl jo sutrumpėjęs faktinis bangos ilgis terpės viduje neturi jokios įtakos galutiniam fazės poslinkiui. Todėl Sanjako fazės poslinkis turi tą pačią išraišką interferometruose, kur šviesa sklinda laisvojoje erdvėje, šviesolaidžiuose ar kitose skaidriose kartu su juo judančiose terpėse.

Apibendrinant, (15) formulė ir jos išvedimas patvirtina geometrinį Sanjako efekto pobūdį: fazės poslinkis yra proporcingas interferometro perimetro apibrėžtam plotui, jo kampiniam sukimosi greičiui ir spinduliuotės dažniui, bet nepriklauso nuo judančios terpės lūžio rodiklio nei nuo spinduliuotės fazinio greičio.

Taigi egzistuoja fizikinis efektas, kuris sukelia neapgrėžiamą šviesos fazės poslinkį, t. y. kai fazės poslinkio ženklas priklauso nuo šviesos sklaidimo krypties besisukančio žiedinio interferometro atžvilgiu. Jeigu būtų patenkintos sąlygos, kai tam tikram bangos ilgiui dėl Sanjako efekto susidaręs fazių skirtumas gautųsi tiksliai  $\pm \frac{\pi}{2}$  ir papildomai būtų įvestas fiksuotas  $\frac{\pi}{2}$  fazės skirtumas, tai suminis fazių skirtumas priešingomis kryptimis sklindančiai šviesai būtų  $\pi$  ir 0. Tai yra tinkamos sąlygos sukonstruoti optinį izoliatorių panaudojant pluoštų interferencijos reiškinių. Principinė tokio prietaiso schema realizuota Mach-Zehnderio interferometro konfigūracijoje yra pateikta 11 paveiksle.





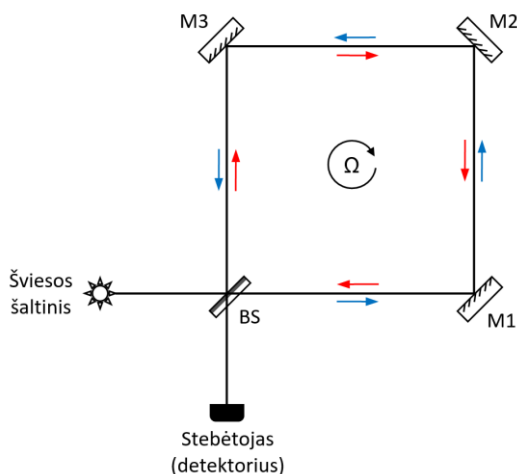
**11 pav.** Principinė optinio cirkulatoriaus schema realizuota Mach-Zehnderio interferometro konfigūracijoje. Čia RPS žymi fiksuotą fazės poslinkį įnešantį prietaisą, NRPS – neapgręžiamo fazės poslinkio prietaisą, FOC – 50/50 skaidulinis pluošto daliklis.

Praktinis Mach-Zehnderio interferometro panaudojimas konstruojant izoliatorius yra šiuo atveju nepraktiškas, nes prietaiso viduje šviesos pluoštai keliauja skirtingais keliais. Tam, kad prietaisas veiktų kaip izoliatorius, reikia užtikrinti abiejų nepriklausomų kanalų optinio kelio stabilumą daug kartų geresnį negu sklindančios šviesos bangos ilgis. Panašūs sprendimai, kaip parodytas 11 paveiksle yra naudojami telekomunikacijoje (pvz. Mach-Zehnderio moduliatoriuose [77]), tačiau tokie prietaisai paprastai būna mikroskopinių dydžių. Tuo tarpu šiuo atveju yra kalbama apie makroskopinius prietaisus, kurie gali būti realizuoti arba laisvoje erdvėje arba šviesolaidžiuose, todėl šiame darbe bus nagrinėjami tik Sanjako tipo žiediniai interferometrai. Jų privalumas lyginant su Mach-Zehnderio interferometrais yra tas, kad optiniai keliai yra tie patys priešingomis kryptimis sklindančiai šviesai. Sekančiose skyriuose yra detalčiau ištirtinėtos konkrečios konstrukcijos ir techniniai reikalavimai.

## 2. LAISVOS ERDVĖS SANJAKO EFEKTU PAGRĮSTAS OPTINIS CIRKULIATORIUS

### 2.1. Žiedinis interferometras su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu

Klasikinė laisvos erdvės Sanjako interferometro schema yra pateikta 12 paveiksle. Šviesa išėjusi iš šviesos šaltinio yra padalinama pluošto daliklyje į dvi replikas, kurios veidrodžių pagalba yra nukreipiamos sklįsti uždaru kontūru, viena – pagal laikrodžio rodyklę, o kita prieš. Jos yra pakartotinai suvedamos ant to paties pluošto daliklio, kur interferuoja ir priklausomai nuo interferencijos rezultato šviesa yra padalinama tarp išėjimų (vienas iš kurių yra tas, pro kurį šviesa buvo įvesta; kitame paprastai yra patalpinamas detektorius).



**12 pav.** Principinė Sanjako interferometro schema. BS – pluošto daliklis, M1-M3 – veidrodžiai.

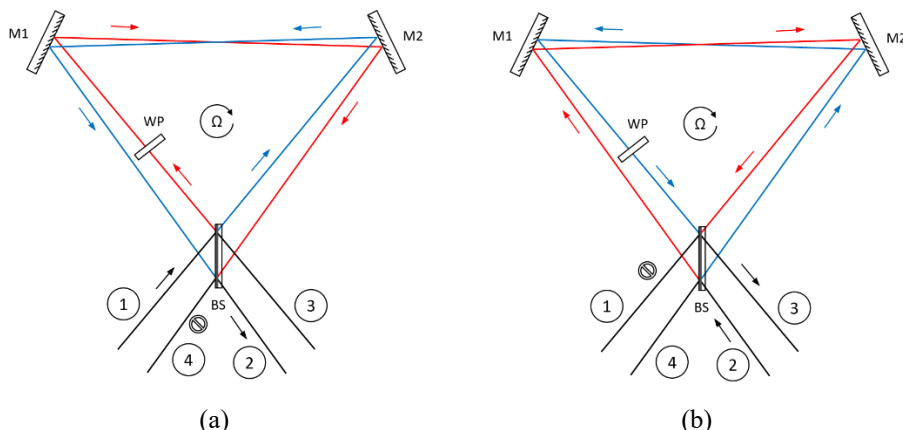
Kai interferometras yra stacionarus, o pluošto daliklio dalinimo santykis yra lygiai 50/50, tai visa šviesa yra nukreipiama atgal link šviesos šaltinio. Taip yra todėl, nes pilną kontūrą pagal ir prieš laikrodžio rodyklę apėjusių pluoštų fazių skirtumas yra lygus nuliui (jų optiniai keliai yra visiškai vienodi). Papildomai reikia įvertinti, kad viename iš atspindžių nuo pluošto daliklio (kai pluoštas ateina iš didesnio lūžio rodiklio terpės pusės ir atspindi riboje su mažesnio lūžio rodiklio terpe) banga invertuojasi, t. y. atsiranda papildomas fazės poslinkis per  $\pi$  radianų. Kai Sanjako interferometras pradeda sukis spindulių sklaidimo plokštumoje, priešingomis kryptimis sklindantys pluoštai patiria papildomus fazės poslinkius, kurių absoliutūs dydžiai yra vienodi, tačiau

ženklas skiriasi. Tokiu atveju tarp pluoštų atsiranda papildomas fazės skirtumas ir tam tikra dalis šviesos yra nukreipiamą į kitą išėjimą (link detektoriaus). Tarp kitko, šis fazių skirtumas atsiranda ir tada, kai sukimosi plokštumos orientacija ne visai sutampa su interferometro plokštuma. Svarbu, kad interferometro kontūro projekcijos į sukimosi plokštumą plotas būtų nenulinis.

Nors klasikinio Sanjako interferometro atveju yra stebimas neapgręžiamas fazės poslinkis (t. y. tokį, kurio ženklas priklauso nuo šviesos sklaidimo krypties), tačiau šioje konfigūracijoje negalima vienu metu pasiekti šviesos blokavimo tam tikra kryptimi ir pralaidumo priešinga, kas yra būtina sąlyga izoliatoriui. Kad ir koks būtų absoliutus fazių skirtumas tarp priešpriešiais sklindančių pluoštų, sukeitus šaltinį ir detektorių vietomis yra gaunamas visiškai simetriškas optinės grandinės pralaidumas. Problema yra tame, kad Sanjako interferometras turi tik du šviesos įvedimo ir išvedimo prievadus, tuo tarpu yra reikalingi bent trys, kad blokuojamą šviesą kažkur nukreipti. Priešingu atveju ji turėtų būti sugerta arba išsklaidyta, tuo tarpu šis izoliavimo metodas numato tik neapgręžiamą fazės poslinkio panaudojimą. Todėl šią schemą yra būtina modifikuoti ir yra keli variantai kaip tą galima padaryti.

## 2.2. Žiedinis interferometras su geometriškai atskirtais pluoštais

Pirmas būdas, yra atskirti pluoštus erdvėje, kaip parodyta 13 paveiksle. Tokiu atveju yra gaunami keturi prievadai, pro kuriuos galima įvesti arba išvesti šviesą.



**13 pav.** Modifikuota Sanjako interferometro schema, kuri gali veikti kaip keturių prievadų optinis cirkuliatorius. BS – pluošto daliklis, WP – fazinė plokštelė.

Pavaizduotas šviesos perdavimas tarp prievadų: įvedus šviesą per prievadą nr.1 (a), įvedus šviesą per prievadą nr.2 (b).

Tam, kad panaikinti pralaidumo simetriją, kuri pasireiškia klasikiniame Sanjako interferometre, vienoje iš vidinių interferometro šakų yra įdėta fazinė plokštelė, kuri įnešą pastovų fazės poslinkį  $\frac{\pi}{2}$  radianų (čia ženklas nepriklauso nuo pluoštų sklaidimo krypties). Kai interferometras sukasi tam tikrų greičiu, dėl Sanjako efekto tarp priešpriešiais sklindančių pluoštų susidaręs fazių skirtumas yra  $\pm \frac{\pi}{2}$  radianų (patogumo dėlei galima jį matematiškai išskaidyti kaip santykinį fazės poslinkį  $\pm \frac{\pi}{4}$  radianų kiekvienam pluoštui per pilną interferometro apėjimą), tai suminis fazių skirtumas tarp pagal laikrodžio rodyklę ir prieš laikrodžio rodyklę sklindančių pluoštų išėjimo prievaduose tampa 0 arba  $\pi$  radianų (arba jų kartotiniai, 1 lentelė). Tokiu atveju šviesa įvesta pro pirmą prievadą yra nukreipiama į antrą, tuo tarpu įvesta į antrą – nukreipiama į trečią ir taip toliau. Visa pralaidumo tarp prievadų seka atrodo taip:  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ . Tokia schema gali veikti, kaip keturių prievadų cirkulatorius.

**1 lentelė.** Šviesos perdavimas tarp skirtingų prievadų modifikuotame Sanjako interferometre. Trumpiniai CW ir CCW reiškia atitinkamai pagal laikrodžio rodyklę (angl. *clockwise*) ir prieš laikrodžio rodyklę (angl. *counter-clockwise*).

| Prievadai, tarp kurių šviesa yra perduodama | Sukauptas fazės poslinkis CW kryptimi, rad | Sukauptas fazės poslinkis CCW kryptimi, rad | Fazių skirtumas išėjimo kanale, rad | Interferencijos rezultatas |
|---------------------------------------------|--------------------------------------------|---------------------------------------------|-------------------------------------|----------------------------|
| $1 \rightarrow 2$                           | $7\pi/4$                                   | $-\pi/4$                                    | $2\pi$                              | konstruktyvi               |
| $1 \rightarrow 4$                           | $3\pi/4$                                   | $-\pi/4$                                    | $\pi$                               | destruktyvi                |
| $2 \rightarrow 3$                           | $5\pi/4$                                   | $5\pi/4$                                    | 0                                   | konstruktyvi               |
| $2 \rightarrow 1$                           | $\pi/4$                                    | $5\pi/4$                                    | $-\pi$                              | destruktyvi                |
| $3 \rightarrow 4$                           | $3\pi/4$                                   | $3\pi/4$                                    | 0                                   | konstruktyvi               |
| $3 \rightarrow 2$                           | $7\pi/4$                                   | $3\pi/4$                                    | $\pi$                               | destruktyvi                |
| $4 \rightarrow 1$                           | $\pi/4$                                    | $\pi/4$                                     | 0                                   | konstruktyvi               |
| $4 \rightarrow 3$                           | $5\pi/4$                                   | $\pi/4$                                     | $\pi$                               | destruktyvi                |

Ši cirkulatoriaus konfigūracija gali veikti tiek su poliarizuota tiek su nepoliarizuota šviesa. Esant nepoliarizuotai šviesai pluošto daliklio pralaidumo-atspindžio charakteristikos turi mažai priklausyti nuo kamu krentančios šviesos poliarizacijos. Principinėje schemoje pateiktoje 13 paveiksle yra parodytas paprasčiausias trikampio formos interferometras, kurio maksimalus ploto ir perimetro santykis yra pasiekiamas lygiakraščio trikampio atveju. Tokiu atveju pluoštų kritimo į pluošto daliklį kampas būtų 60 laipsnių.

Didelis kritimo kampas apsunkina technologinę užduotį pagaminti mažai nuo poliarizacijos priklausančias dangas, ypač jeigu eina kalba apie plačiajuostes dangas. Tačiau interferometras gali būti ir kitokios formos. Pridėjus papildomų veidrodžių galima gauti daugiau kraštinių turinčius daugiakampius, kas leistų užvesti spindulius į pluošto daliklį mažesniais kampais. Taipogi nebūtina, kad šio daugiakampio forma būtų taisyklinga; tokiu atveju įmanoma sukonstruoti interferometrą, kur pluoštų kritimo kampas į pluošto daliklį būtų artimas nuliui.

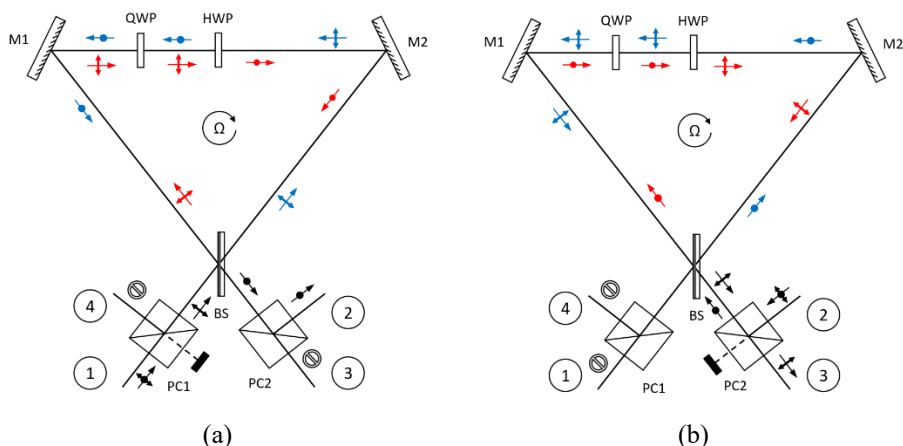
Tačiau ši konfigūracija taipogi turi trūkumų. Klasikinis Sanjako interferometras pasižymi išskirtine savikompensacijos savybe. Priešingomis kryptimis sklindanti šviesa nusklinda tą patį optinį kelią, taigi absoliutus interferometro perimetro ilgio pokytis neturi įtakos fazių skirtumui tarp interferuojančių pluoštų. Kai priešpriešiais sklindantys pluoštai yra geometriškai atskirti, jų optiniai keliai jau savaime nesusikompensuoja. Į tai svarbu atsižvelgti konstruojant realius prietaisus, nes interferometro optika submikrometrinėje skalėje juda dėl vibracijų bei temperatūrinio plėtimosi. Taipogi įtaką gali turėti optinių elementų paviršiaus plokštiškumas, kurį praktikoje galima pasiekti tikslumu  $\lambda/20$ . Vėl gi, tai nebuvo labai aktualu klasikinio Sanjako interferometro atveju, nes kai atskiros pluošto vietos sukaupdavo šiek tiek skirtingą fazinį vėlinimą, tai jos interferuodavo su atitinkamomis kito pluošto vietomis, kurios sklindant priešinga kryptimi nukeliaudavo tą patį optinį kelią ir sukaupdavo lygiai tokį patį fazinį vėlinimą. Tačiau modifikuotoje interferometro scheme tai jau pasidaro svarbu.

### 2.3. Žiedinio interferometro schema su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu

Jeigu optinis cirkulatorius būtų skirtas turėtų tik tiesiškai poliarizuotai šviesai (kas galioja daugumai kitų tipų optinių izoliatorių), tada ortogonalias poliarizacijas galima panaudoti pluoštų atskyrimui, neišskiriant jų geometriškai. Tokio modifikuoto Sanjako interferometro schema yra pateikta 14 paveiksle.

Tiesiškai poliarizuotas pluoštas yra įvedamas į žiedinį interferometrą per vieną iš dvejų poliarizacinių kubų. Kadangi per kiekvieną kubą į interferometrą galima įvesti dvi statmenas poliarizacijas, iš viso gaunasi keturi nepriklausomi prievadaai. Interferometre yra įdėtos papildomos pusės bangos ilgio ir ketvirčio bangos ilgio fazinės plokštelės. Pusės bangos ilgio fazinės plokštelės tikslas pasukti abiejų priešpriešiais sklindančių pluoštų poliarizacijas 90 laipsnių kampu. Taigi šios fazinės plokštelės optinė ašis turi būti orientuota 45 laipsnių

kampu spindulių sklaidimo plokštumos atžvilgiu. Ketvirčio bangos ilgio plokštelė skirta įnešti papildomą fazių skirtumą tarp priešpriešiais interferometre sklindančių, statmenai poliarizuotų šviesos pluoštų. Jos optinė ašis sutampa su vienos iš ortogonalinių poliarizacijų kryptimi. Taigi, kalbant apie santykinę fazės vėlinimą, ji įneša papildomą  $\frac{\pi}{2}$  radianų fazės poslinkį tik tam tikros poliarizacijos pluoštui.



**14 pav.** Optinio cirkulatoriaus su nepoliarizuojančių pluošto dalikliu schema. BS – nepoliarizuojantis pluošto daliklis, QWP – ketvirčio bangos ilgio plokštelė, HWP – pusės bangos ilgio plokštelė, PC1, PC2 – poliarizaciniai kubai,  $\uparrow$  - s poliarizacija,  $\rightarrow$  - p poliarizacija. Pavaizduotas šviesos perdavimas tarp prievadų: įvedus šviesą per prievadą nr.1 (a), įvedus šviesą per prievadą nr.2 (b).

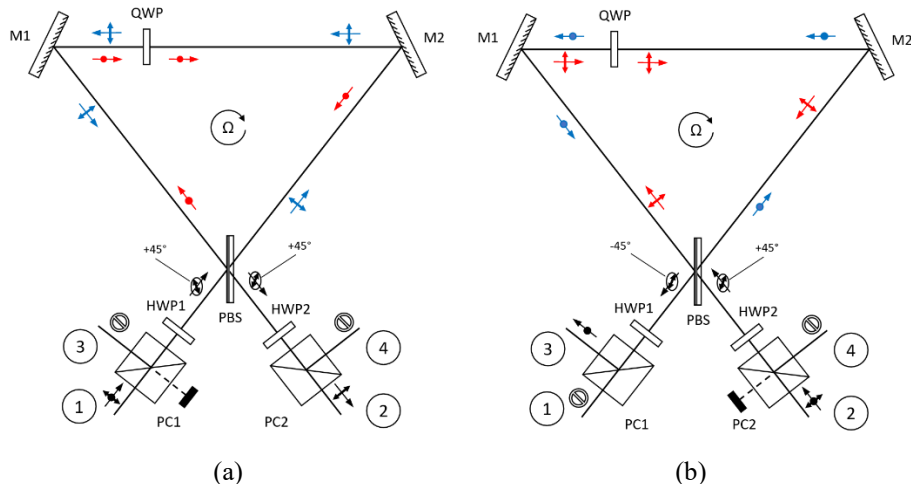
Nors optinė schema iš esmės pasikeitė, tačiau suminių fazių skirtumo ir interferencijos rezultatų atskiriems prievadams lentelė yra visiškai analogiška kaip ir prieš tai aprašytam atvejui (1 lentelė). Taip yra todėl, nes ketvirčio bangos ilgio fazinė plokštelė įneša papildomą fazinį vėlinimą tik vienam iš dviejų pluoštų sklindančių interferometru (situacija analogiška kaip ir su geometriškai atskirtais pluoštais). Tuo tarpu pusės bangos ilgio plokštelė įneša vienodą fazės poslinkį  $\pi$  abiem kryptimis sklindantiems pluoštams, dėl to ji neturi įtakos fazių skirtumui tarp jų.

Ankstesniuose darbuose šios konfigūracijos cirkulatoriaus imitacija buvo surinkta ir ištestuota eksperimentiškai [78]. Interferometras buvo stacionarus, o Sanjako efektas buvo imituojamas įdėjus dar vieną papildomą ketvirčio bangos ilgio plokštelę šalia jau esančios. Ją orientavus tam tikru kampu irgi galima įnešti papildomą  $\frac{\pi}{2}$  radianų fazės skirtumą tarp priešingomis kryptimis

sklindančių pluoštų, kaip ir interferometro sukimosi atveju. Tačiau šis poslinkis yra apgręžiamas, t. y. nepriklauso nuo pluoštų sklaidimo krypties. Tokia konfigūracija yra netinkama optiniam izoliatoriui, tačiau tai yra artimiausia analogija realiam Sanjako efektu pagrįstam izoliatoriui. Jos pagalba galima suimituoti prietaiso veikimą ir ištirti tam tikras optinės schemos savybes. Buvo nustatyta, jog esant suderintam žiediniam interferometrui, jo pralaidumas tiesiogine ir atgaline kryptimis buvo atitinkamai 90% ir 0,9% (izoliacija 20,5 dB) [78]. Išderinus veidrodį apie 100 mikroradianų izoliacija nukrito iki 18 dB. Tai parodo, jog schemos jautrumas yra priimtinas, kad būtų galima sukonstruoti realiai veikiantį prietaisą naudojant šią konfigūraciją. Beje, izoliatorius nėra jautrus šviesos pluošto kritimo kampo ir kritimo pozicijos pokyčiui.

## 2.4. Žiedinio interferometro schema su poliarizaciniu pluošto dalikliu

Dar viena cirkulatoriaus schema, kurią galima realizuoti laisvoje erdvėje numato poliarizacinio pluošto daliklio panaudojimą. Ji taip pat yra skirta tik poliarizuotai šviesai. Tokio prietaiso schema yra pateikta 15 paveiksle.



**15 pav.** Optinio cirkulatoriaus su poliarizaciniu pluošto dalikliu schema. PBS – poliarizacinis pluošto daliklis, QWP – ketvirčio bangos ilgio plokštelė, HWP1, HWP2 – pusės bangos ilgio plokštelės, PC1, PC2 – poliarizaciniai kubai, ↑ - s poliarizacija, → - p poliarizacija. Pavaizduotas šviesos perdavimas tarp prievadų: įvedus šviesą į prievadą nr.1 (a), įvedus šviesą į prievadą nr.2 (b).

Ji primena prieš tai aprašytą optinį cirkuliatorių su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu, tik čia tiesinė poliarizacija yra įvedama į interferometrą 45

laipsnių kampų interferometro plokštumos atžvilgiu. Poliarizacinis pluošto daliklis padalina įeinantį pluoštą į dvi vienodo intensyvumo, statmenai orientuotų poliarizacijų replikas, kurios sklinda žiediniu interferometru priešingomis kryptimis ( $p$  poliarizacija yra praleidžiama,  $s$  poliarizacija – atspindima). Panašiai kaip ankstesnėje schemoje ketvirčio bangos ilgio plokštelė yra naudojama paslinkti vieno iš pluoštų fazę per  $\frac{\pi}{2}$  radianų. Jos optinė ašis sutampa su vienos iš ortogonalinių poliarizacijų kryptimi, todėl ji nekeičia pluoštų poliarizacijos orientacijos. Kai po pilno interferometro apėjimo abu pluoštai pakartotinai susitinka ant poliarizacinio pluošto daliklio, jie yra nukreipiami į kitą išėjimą (vėl  $p$  poliarizacija yra praleidžiama, o  $s$  poliarizacija – atspindima, tačiau šiuo atveju abu pluoštai ateina į pluošto daliklį iš kitos pusės). Pluoštu interferencijos rezultatas yra poliarizacijos būseną, kuri priklauso nuo abiejų pluoštų fazių skirtumo. Priklausomai nuo pasirinkto interferometro sukimosi greičio išėjimo poliarizacija gali būti tiesinė, apskritiminė, arba elipsinė.

Tam, kad ši konfigūracija veiktų kaip optinis cirkulatorius, reikia parinkti žiedinio interferometro sukimosi greitį, kuris įvestų papildomą  $\frac{\pi}{2}$  radianų fazės skirtumą tarp priešpriešiais sklindančių pluoštų dėl Sanjako efekto. Tokiu atveju bendras fazių skirtumas interferometro išėjime bus 0, kas reiškia, kad išėjimo poliarizacija bus lygiai tokia, kokia buvo įvesta. Du poliarizaciniai kubai interferometro išėjimuose kartu su pusės bangos ilgio fazinėmis plokštelėmis yra išstatyti tokiu būdu, kad praleisti tik numatytos orientacijos tiesinę poliarizaciją ir užblokuoti visas kitas. Įvedus šviesą į prietaisą iš kitos pusės, nepriklausomai nuo jos pradinės poliarizacijos būsenos, įėjime esantis poliarizacinis kubas PC2 praleidžia griežtai tik tam tikros orientacijos tiesinę poliarizaciją. Ji yra analogiškai išdalinama į dvi vienodo intensyvumo replikas, kurios apėjus žiedinį interferometrą ir pakartotinai susitikus ant poliarizacinio pluošto daliklio yra nukreipiamas link poliarizacinio kubo PC1. Skirtumas yra tame, kad pluoštas su tam tikra poliarizacijos orientacija, kuris prieš tai sklido pagal laikrodžio rodyklę, dabar sklinda prieš laikrodžio rodyklę, ir atvirkščiai. Tai reiškia, kad dėl Sanjako efekto atsiradęs fazės skirtumas keičia ženklą ir tampa  $-\frac{\pi}{2}$  radianų, tuo tarpu ketvirčio bangos ilgio fazinės plokštelė įneštas fazinių skirtumas ženklo nesikeičia ir lieka  $+\frac{\pi}{2}$  radianų. Tokiu atveju fazių skirtumas tampa  $\pi$  radianų, kas atitinka poliarizacijos pasukimą 90 laipsnių kampą. Taigi įvedus iš kito galo tiesinę poliarizaciją 45 laipsnių kampą interferometro plokštumos atžvilgiu, išėjime irgi turėsime tiesinę poliarizaciją,



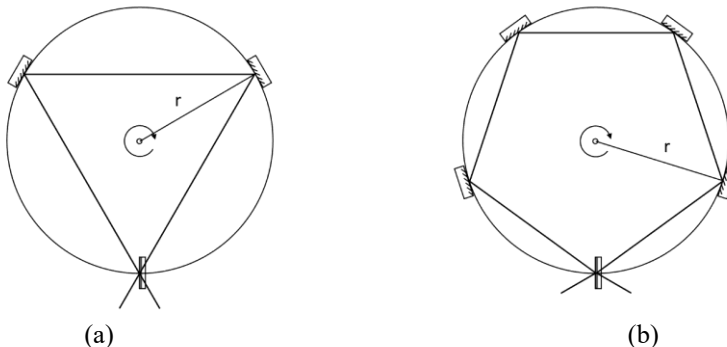
bet orientuota  $-45$  laipsnių kampu. Ji bus atspindėta poliarizacinio kubo PC1 ir nukreipta į kitą cirkulatoriaus prievadą.

Ši schema irgi buvo išbandyta eksperimentiškai imituojant Sanjako efektą papildomos ketvirčio bangos ilgio fazinės plokštelės pagalba. Jos optinės charakteristikos buvo nežymiai geresnės, negu schemos su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu. Izoliatoriaus pralaidumas tiesiogine ir atgaline kryptimis buvo atitinkamai 93% ir 0,63% (izoliacija 22 dB) [78].

## 2.5. Izoliatoriaus pagrįsto Sanjako efektu savybių modeliavimas

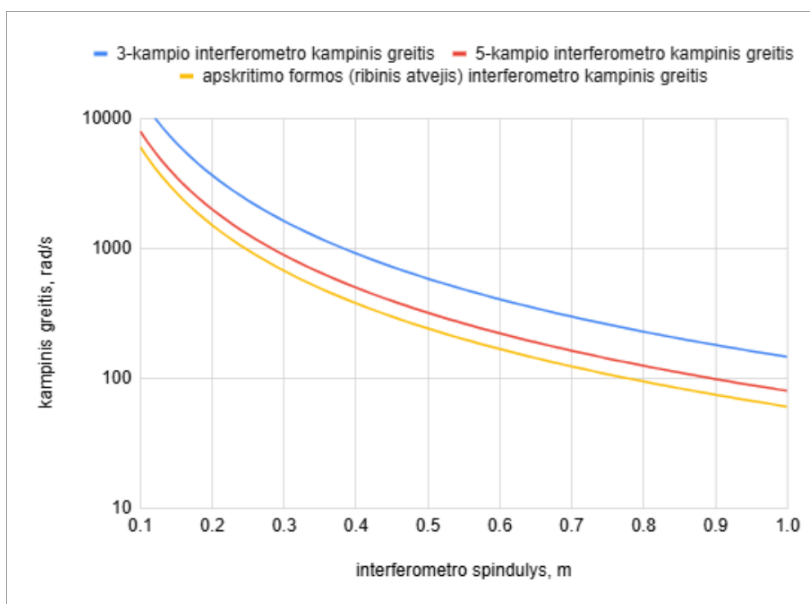
Prieš konstruojant Sanjako efektu pagrįstą optinį izoliatorių reikėtų išsiaiškinti, ar šiai schemai keliami techniniai reikalavimai yra praktiškai įgyvendinami. Vienas iš esminių klausimų yra interferometro sukimosi greitis, kuris nėra mažas. Sanjako tipo optiniuose giroskopuose tipiška matuojami fazės poslinkiai yra apie  $10^{-7} - 10^{-5}$  radianų ribose [79]. Izoliatoriaus atveju tikslas yra pasiekti  $\frac{\pi}{2}$  radianų fazės poslinkį, t. y. penkiomis eilėmis didesnę. Fazės poslinkis skaičiuojamas pagal Sanjako formulę (13), iš kurios matosi, kad jis yra tiesiogiai proporcingas interferometro plotui bei sukimosi greičiui ir atvirkščiai proporcingas bangos ilgiui.

Interferometro ploto padidinimas leidžia mažinti sukimosi greitį, tačiau padidina jo gabaritų ir tam tikru momentu padaro konstrukciją nepraktišką. Taipogi reikėtų įvertinti įcentrinės jėgos poveikį į optinius elementus, kurie dėl jos gali išsiderinti veikimo metu. Taigi svarbu yra parinkti optimalų prietaiso dydį, kuris būtų visais požiūriais praktiškas. Tam buvo sumodeliuoti du atskiri atvejai, kai interferometro forma yra lygiakraščio trikampio ir taisyklingo penkiakampio. Interferometro spinduliu buvo laikomas atstumas nuo veidrodžių centro iki interferometro sukimosi ašies (16 pav.).

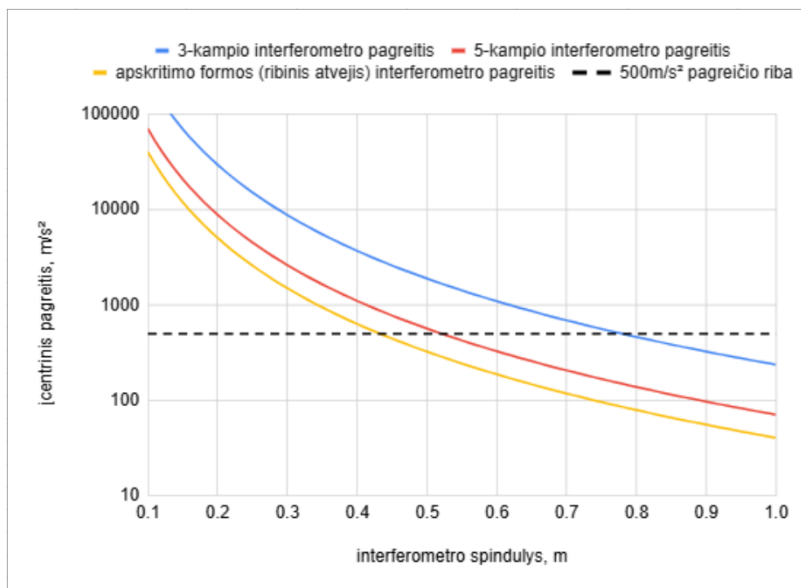


**16 pav.** Modeliavimuose naudotos interferometrų formos: lygiakraštis trikampis (a), taisyklingas penkiakampis (b).

Modeliavimo rezultatai fiksuotam bangos ilgiui  $\lambda = 1064$  nm yra pateikti 17 ir 18 paveiksluose. Iš kreivių matosi, kad įcentrinės jėgos sukeltas pagreitis didėjant interferometro spinduliui sparčiai mažėja. Tam, kad turėti kažkokį atskaitos tašką, galima sulyginti šį pagreitį su pagreičiais, kuriuos patyria prietaisai testuojami pagal industrinius pagreitinto degradavimo standartus HALT/HASS. Ten kratymo metu trumpalaikiai pagreičiai siekia  $500 \text{ m/s}^2$  [80]. Ši vertė yra pažymėta 18 paveiksle juoda brūkšnine linija. Tai nereiškia, kad neįmanoma pagaminti interferometro, kuris veiktų prie didesnių pagrečių, tačiau tai jau reikalauja ypatingų technologinių sprendimų ir ženkliai padidina gamybos kainą. Taigi dizainus, kurie atsidūrė virš brūkšninės linijos, galima laikyti nepraktiškais.



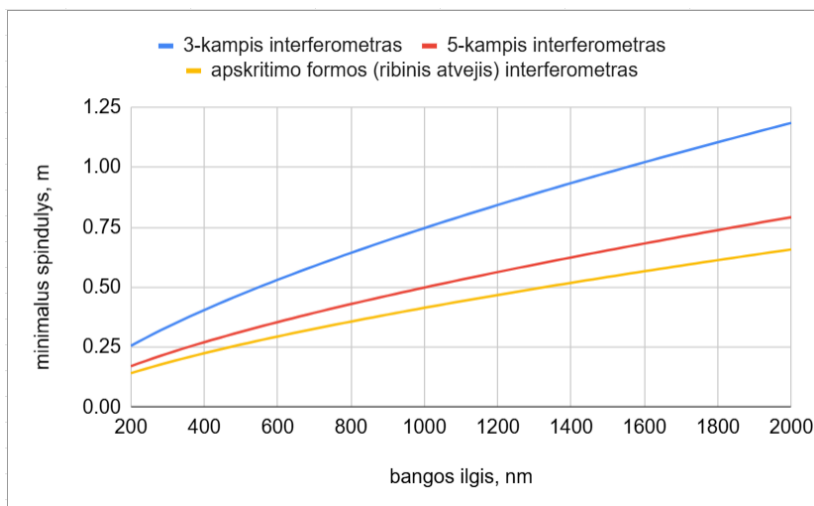
**17 pav.** Skirtingų formų interferometrų greičio, reikalingo  $\pi/2$  radianų fazės poslinkiui pasiekti, priklausomybė nuo jų matmenų. Modeliavimai padaryti  $\lambda=1064$  nm bangos ilgiui.



**18 pav.** Skirtingų formų interferometrų maksimalaus komponentių patiriamo pagreičio priklausomybė nuo jų matmenų. Modeliavimai padaryti  $\lambda=1064$  nm bangos ilgiui.

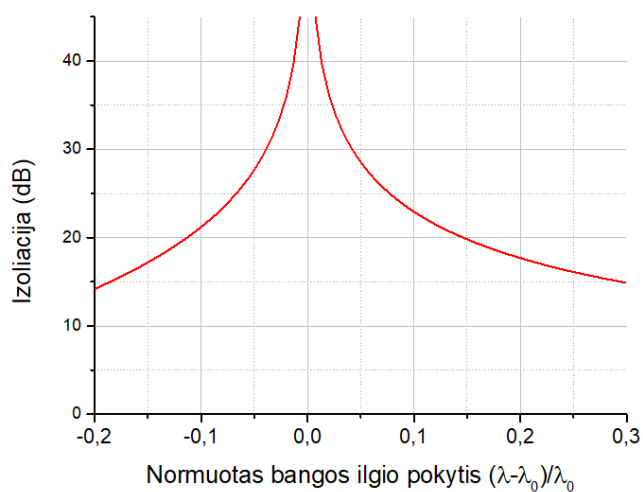
Ankstesniuose darbuose buvo teoriškai sumodeliuotas ir eksperimentiškai ištirtas trikampio formos Sanjako interferometras, kurio dvejų kraštinių ilgių buvo 20 cm, o trečios 14,14 cm. Buvo nustatyta, kad naudojant 1064 nm bangos ilgio šviesą optinių elementų toleruojamas išderinimas yra iki 100 mikroradianų pasukant optinį elementą ir iki 100 mikrometrų paslenkant optinį elementą [78]. Tačiau šiame modelyje nebuvo įvertinta oro turbulencijos įtaka.

Kitas įdomus aspektas – kaip šios priklausomybės keičiasi keičiantis bangos ilgiui. Juk Sanjako efektu pagrįsti izoliatoriai teoriškai gali veikti labai plačiame spektriniame diapazone. 19 paveiksle yra pavaizduota kaip keičiasi minimalus interferometro spindulys prie skirtingų bangos ilgių, jeigu laikytume, kad  $500 \text{ m/s}^2$  yra maksimalus leistinas pagreitis, kuris praktiškai neleidžia mažinti prietaiso. Mažėjant bangos ilgiui galima konstruoti mažesnio dydžio interferometrus neviršijant nustatytų apribojimų. Kitą vertus mažėjant bangos ilgiui didėja jautrumas išsiderinimui, nes santykinis fazės poslinkis, kuris yra kritiškas prietaiso veikimui, tiesiogiai priklauso nuo bangos ilgio. O tai reiškia, kad tokiam atvejui prielaida, jog prietaisas galėtų sėkmingai atlaikyti  $500 \text{ m/s}^2$  perkrovą, nebūtinai būtų teisinga.

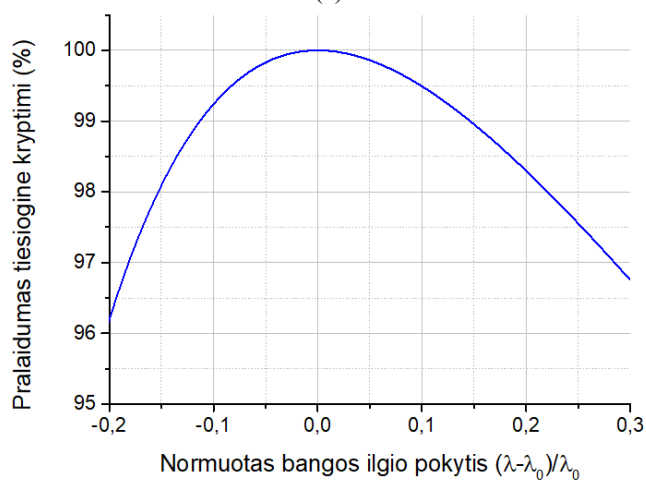


**19 pav.** Skirtingų formų interferometrų minimalaus spindulio priklausomybė nuo bangos ilgio, kai palei perimetrą esantys elementai patiria maksimalų įcentrinės jėgos sukeltą pagreitį  $500 \text{ m/s}^2$ .

Kalbant apie optinius izoliatorius svarbus parametras yra šviesos izoliacija (slopinimas) ir spektrinis diapazonas, kuriame izoliatorius slopina šviesą efektyviai. 20 paveiksle yra parodytos teorinės slopinimo ir pralaidumo kreivės, kai bangos ilgis nėra optimalus pasirinktam sukimosi greičiui (konkrečiam bangos ilgiui galima parinkti tikslų sukimosi greitį, prie kurio Sanjako efekto sukeltas fazės skirtumas bus  $\frac{\pi}{2}$  radianų, tačiau kitiems bangos ilgiams optimalus greitis bus kitoks). Iš šių kreivių matosi, kad pakitus bangos ilgiui apie  $\pm 4\%$ , šviesos slopinimas sumažėja iki 30 dB, tuo tarpu  $>20 \text{ dB}$  slopinimo lygis yra išlaikomas spektriniame diapazone  $\pm 10\%$  nuo centrinio bangos ilgio [78]. Tai atliktų 720 – 880 nm spektrinį diapazoną prie 800 nm centrinio bangos ilgio. Tame pačiame spektriniame diapazone izoliatoriaus pralaidumas tiesiogine kryptimi būtų virš 99%. Palyginimui 21 paveiksle yra pavaizduotos komerciškai prieinamo plačiajuosčio Faradėjaus izoliatoriaus (mks Newport ISO-04-785-BB-W), veikiančio panašiam spektriniame diapazone, šviesos pralaidumo ir slopinimo kreivės [81]. Nors izoliacija yra pasiekama geresnė negu 30 dB, tačiau pralaidumas tiesiogine kryptimi nėra toks geras. Viename spektrinio diapazono kraštų jis sumažėja iki 70%.

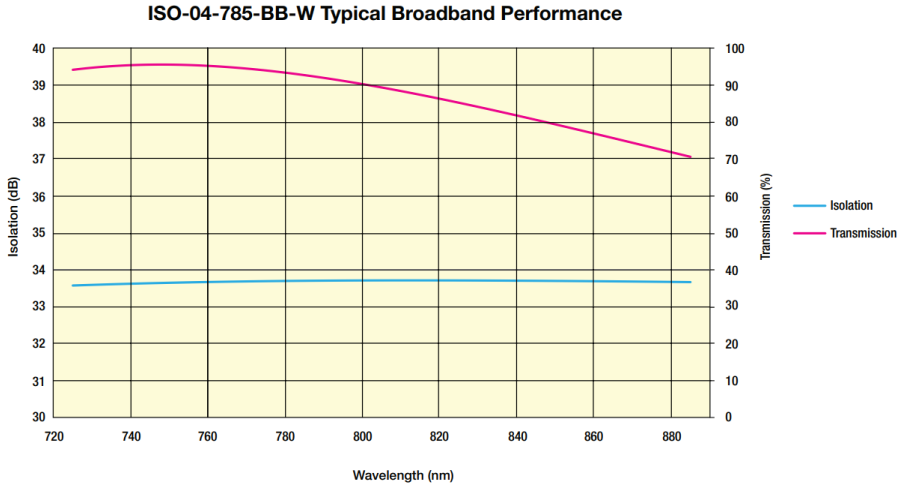


(a)



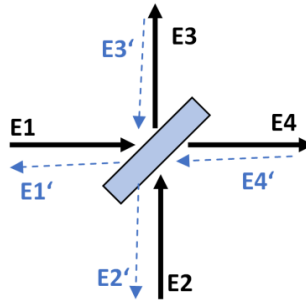
(b)

**20 pav.** Sanjako efektu pagrįsto izoliatoriaus izoliacijos (a) ir pralaidumo (b) priklausomybės nuo normuoto bangos ilgio pokyčio [78].



**21 pav.** Plačiajuosčio Faradėjaus izoliatoriaus (mks Newport) pralaidumo ir izoliacijos priklausomybės nuo bangos ilgio [81].

Iki šiol buvo nagrinėjami atvejai, kai pluošto daliklis idealiai padalina pluoštą į dvi replikas santykiu 50/50. Praktikoje galima susidurti su problema, kad dalinimo santykis bus šiek tiek kitoks. Taip gali nutikti pavyzdžiui, jeigu poliarizacijai jautrioje schemoje pluošto daliklio pralaidumo-atspindžio charakteristikos priklausys nuo poliarizacijos. Tam kad suprasti, kaip keisis prietaiso šviesos pralaidumo-atspindžio charakteristikos galima pasinaudoti pluošto daliklio matematiniu aprašymu [82,83]. Tarkime turime pluošto daliklį į kurį krenta du šviesos pluoštai ( $E_1$ ,  $E_2$ ), o kiti du pluoštai ( $E_3$ ,  $E_4$ ) yra atspindėję arba praėję pluošto daliklį (22 pav.).



**22 pav.** Šviesos pluošto daliklio schema [84].

Laukai  $E_1$  ir  $E_2$  su išeinančiais laukais  $E_3$  ir  $E_4$  yra tiesiškai susiję sąryšiu:

$$\begin{bmatrix} E_3 \\ E_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} re^{i\phi_{13}} & te^{i\phi_{23}} \\ te^{i\phi_{14}} & re^{i\phi_{24}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_1 \\ E_2 \end{bmatrix} \quad (17)$$

Čia  $r$  ir  $t$  yra pluošto daliklio amplitudinis atspindys ir pralaidumas. Apsibrėžiant, kad šviesos sąveika su pluošto dalikliu yra be sugerties, galioja sekantys sąryšiai:

$$|r|^2 + |t|^2 = 1 \quad (18)$$

ir

$$i\Phi_{14} - i\Phi_{24} + i\Phi_{23} - i\Phi_{13} = \pi \quad (19)$$

Po to, kai pluoštai sąveikauja su pluošto dalikliu pirmą kartą, jie apeina žiedinį interferometrą ir susitinka ant to paties pluošto daliklio antrą kartą. Jie krenta į pluošto daliklį iš priešingų pusių todėl interferuojantys laukai  $E'_3$  ir  $E'_4$  yra išreiškiami taip:

$$E'_3 = E_4 \quad (20)$$

$$E'_4 = E_3 e^{i\varphi} \quad (21)$$

Kadangi pluoštai apėję interferometrą sukaupia dėl Sanjako efekto atsiradusį ir ketvirčio bangos ilgio plokštelės įneštą fazių skirtumą, tai suminis fazių skirtumas yra išreiškiamas taip:

$$\varphi = \pm \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} \quad (22)$$

Taigi  $\varphi$  gali turėti dvi diskretines vertes – 0 ir  $\pi$  radianų. Analogiškai suskaičiuojami laukai  $E'_1$  ir  $E'_2$  apjungiamiems pluoštams  $E'_3$  ir  $E'_4$ :

$$\begin{bmatrix} E'_1 \\ E'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Re^{i\Phi_{31}} & Te^{i\Phi_{41}} \\ Te^{i\Phi_{32}} & Re^{i\Phi_{42}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E'_3 \\ E'_4 \end{bmatrix} \quad (23)$$

Tam, kad nesusipainioti skaičiavimuose ir korektiškai interpretuoti modeliavimo rezultatus išnagrinėkime atvejį, kai pluoštai  $E_1$ ,  $E_2$ ,  $E'_1$  ir  $E'_2$  yra geometriškai atskirti, kas atitinka keturis atskirus interferometro pateikto 13 paveiksle prievadus. Pagal šią schemą prievadų žymėjimas būtų toks:

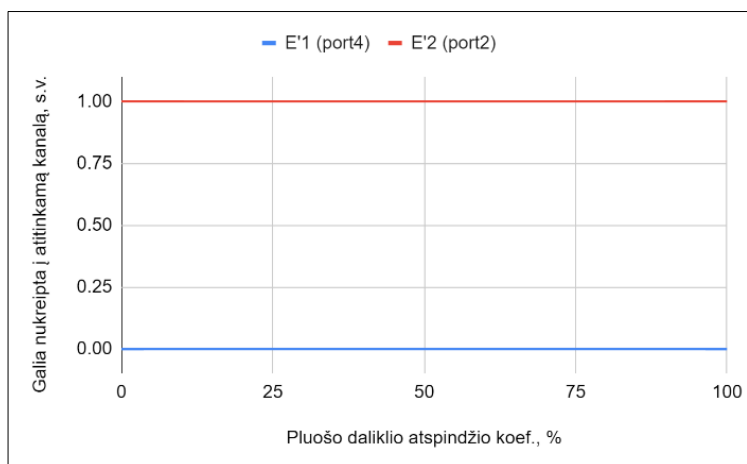
$E_1$  – prievadas nr.1

$E'_1$  – prievadas nr.4

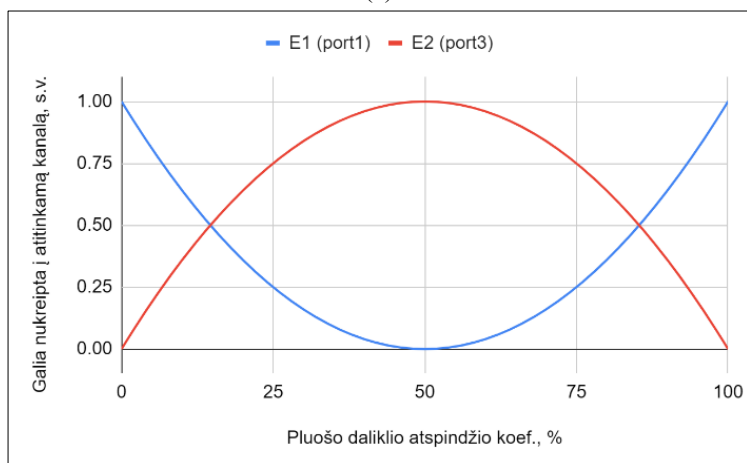
$E_2$  – prievadas nr.3

$E'_2$  – prievadas nr.2

Naudojantis išvestomis formulėmis galima sumodeliuoti kaip keisis galios perdavimas tarp konkrečių prievadų, kai pluošto daliklio šviesos dalinimo santykis nukrypsta nuo optimalaus 50/50. 23 paveiksle yra pateikti keturių atskirų atvejų rezultatai, kai pluoštas yra įvedamas per kiekvieną prievadą pačiai.

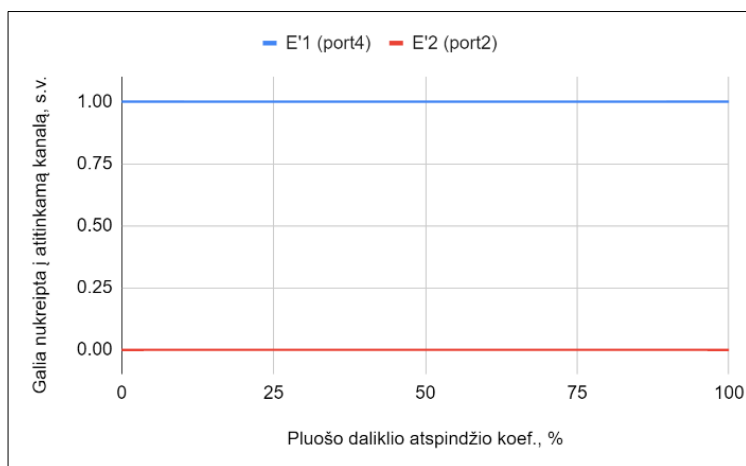


(a)

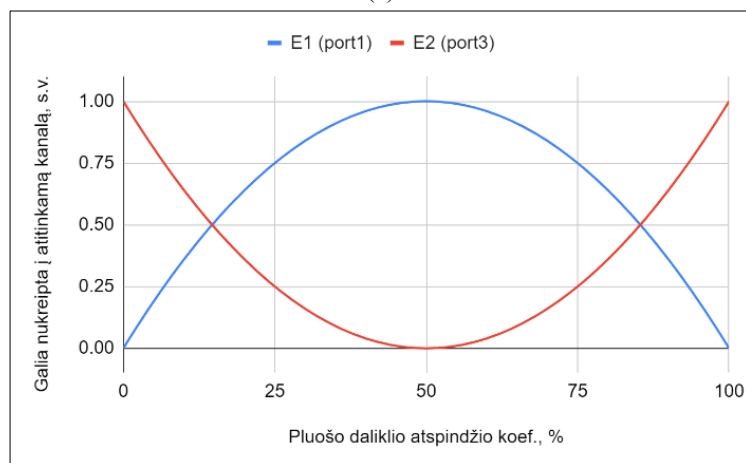


(b)





(c)



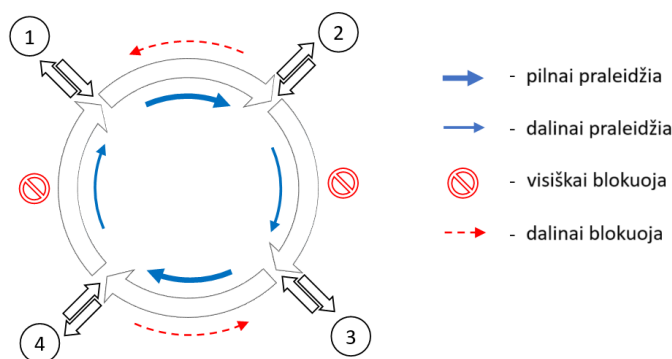
(d)

**23 pav.** Galios pasiskirstymo tarp pluoštų priklausomybė nuo pluošto daliklio dalinimo santykio. Atskiruose grafikuose yra pavaizduoti atvejai kai šviesa įvedama per skirtingus prievadus: prievadą nr.1 (a), prievadą nr.2 (b), prievadą nr.3 (c), prievadą nr.4 (d).

Dvejuose iš keturių išnagrinėtų atvejų šviesos pralaidumo ir blokavimo kokybė tarp konkrečių kanalų priklauso nuo pluošto padalinimo santykio, o kituose dvejuose visiškai nepriklauso. Suvestinė su atitinkamų prievadų žymėjimų (pagal 13 paveikslą) yra pateikta 2 lentelėje ir grafiškai pateikta 24 paveiksle.

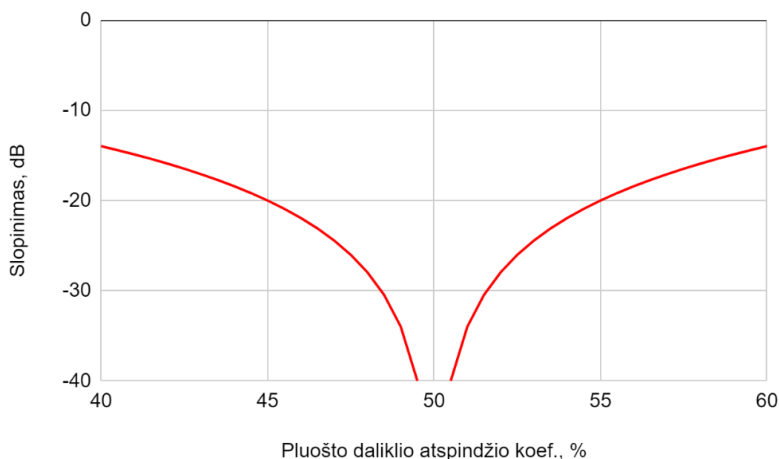
**2 lentelė.** Šviesos perdavimas tarp skirtingų prievadų, kai pluošto daliklio santykis yra nukrypęs nuo idealaus 50/50.

| Prievadai, tarp kurių perduodama šviesa                                                      | Perdavimas, kai pluošto daliklis nėra idealus | Prievadai, tarp kurių perduodama šviesa                                                      | Perdavimas, kai pluošto daliklis nėra idealus |
|----------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------|
| $1 \rightarrow 2$ ( $E_1 \rightarrow E'_2$ )<br>$1 \rightarrow 4$ ( $E_1 \rightarrow E'_1$ ) | pilnai praleidžia<br>visiškai blokuoja        | $3 \rightarrow 4$ ( $E_2 \rightarrow E'_1$ )<br>$3 \rightarrow 2$ ( $E_2 \rightarrow E'_2$ ) | pilnai praleidžia<br>visiškai blokuoja        |
| $2 \rightarrow 3$ ( $E'_2 \rightarrow E_2$ )<br>$2 \rightarrow 1$ ( $E'_2 \rightarrow E_1$ ) | dalinai praleidžia<br>dalinai blokuoja        | $4 \rightarrow 1$ ( $E'_1 \rightarrow E_1$ )<br>$4 \rightarrow 3$ ( $E'_1 \rightarrow E_2$ ) | dalinai praleidžia<br>dalinai blokuoja        |



**24 pav.** Schematiškai pavaizduotas šviesos perdavimas tarp cirkuliatoriaus kanalų, kai pluošto daliklio dalinimo santykis nėra optimalus.

Iš šios lentelės ir schemos matosi, kad konstruojant optinį izoliatorių su pluošto dalikliu turinčiu neoptimalų dalinimo santykį, tarp tam tikrų dviejų prievadų galima turėti tik aukštą šviesos pralaidumą tiesioginę kryptimi, arba tik stiprų šviesos slopinimą atgalinę kryptimi. Taigi galima pasirinkti kas yra svarbiau konkrečiu atveju. Dar svarbu paminėti, kad nors šviesos pralaidumo kreivės tiesiogine ir atgaline kryptimis atrodo simetriškos, tačiau praktikoje izoliatoriaus pralaidumo tiesiogine kryptimi pablogėjimas vienu procentu iki 99% dažniausiai yra toleruotinas. Tuo tarpu 1% parazitinės šviesos skvarba atgalinę kryptimi atitinka izoliatoriaus slopinimo pablogėjimą iki 20 dB, kas atitinka jau gan prastą izoliatorių [78]. Norint išlaikyti >30 dB slopinimą pluošto daliklio dalinimo santykis turi nukrypti ne daugiau negu  $\pm 1,5\%$  nuo optimalaus, t. y. 50/50 (25 pav.).



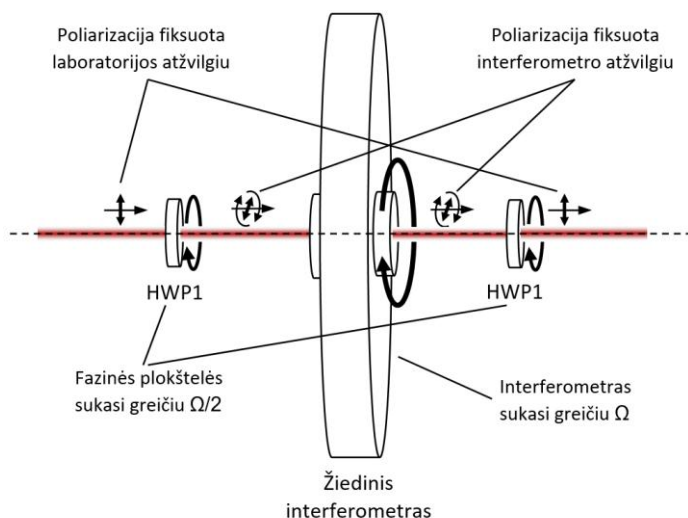
**25 pav.** Izoliatoriaus maksimalaus šviesos slopinimo atgalinę kryptimi priklausomybė nuo pluošto daliklio dalinimo santykio [78].

## 2.6. Pluošto perdavimas tarp stacionarios ir besisukančios sistemos dalių

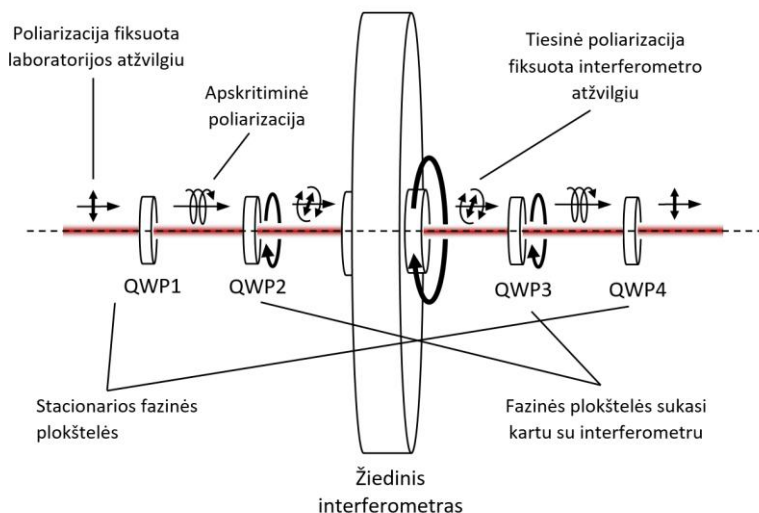
Kad ir kokią Sanjako efektu pagrįsto izoliatoriaus konstrukciją pasirinktume, jos visos turės bendrą savybę – žiedinis interferometras privalo sukis, tuo tarpu šviesos įvedimo ir išvedimo prievadai turi likti stacionarūs (kitaip mažai būtų iš jo praktinės naudos). Taigi svarbu yra surasti būdą, kaip perduoti šviesą tarp stacionarios ir besisukančios dalių. Dar reiktų prisiminti, kad patraukliausios praktiniu požiūriu yra schemos pritaikytos poliarizuotai šviesai (schema su geometriškai išskirtais pluoštais greičiausiai būtų sunkiai realizuojama dėl daugybės priežasčių). Taigi reiktų numatyti tokią šviesos perdavimo grandinę, kuri leistų perduoti į interferometrą reikiamos poliarizacijos orientacijos šviesą.

Ko gero vienintelis praktinis būdas įvesti pluoštą į besisukančią interferometrą yra sutapatinus jo optinę ašį su sukimosi ašimi. Šiek tiek sudėtingiau yra su poliarizacijos išlaikymu. Galima irgi naudoti apskritiminę, radialinę arba azimutinę poliarizacijas, kurios yra simetriškos optinės ašies atžvilgiu. Tačiau dauguma pasiūlytų interferometro schemų veikia tik su tiesine šviesos poliarizacija. Be to kalbant konkrečiai apie poliarizuotą šviesą, būtent tiesiškai poliarizuota yra plačiausiai naudojama praktiniuose taikymuose. Buvo surasti du būdai, kaip galima įvesti tiesiškai poliarizuotą šviesą į besisukančią interferometrą išlaikant pastovią poliarizacijos orientaciją interferometro viduje.

Pirmas būdas numato dvejų besisukančių pusės bangos ilgio fazinių plokštelių panaudojimą (26 pav.). Tačiau šio metodo trūkumas yra tas, poliarizacija pasisuka dvigubai didesnis kampas, negu yra pasukama fazinė plokštelė. Tai reiškia, kad norint išlaikyti pastovią poliarizacijos orientaciją interferometro viduje, plokštelės reikėtų sukuti atskirai nuo interferometro dvigubai mažesniu greičiu. Praktiniu požiūriu tai yra gan nepatogu. Antras būdas numato dvejų porų ketvirčio bangos ilgio fazinių plokštelių panaudojimą (27 pav.). Dvi kraštuose esančios plokštelės yra stacionarios, o dvi vidinės sukasi tuo pačiu greičiu kaip ir interferometras, taigi jos gali būti visos besisukančios konstrukcijos dalimi. Abejose schemas pusėse tarp ketvirčio bangos ilgio fazinių plokštelių porų yra perduodama apskritiminė poliarizacija, kuri prieš įvedant pluoštus į interferometrą yra vėl paverčiama į tiesinę.



**26 pav.** Optinė grandinė skirta perduoti tiesiškai poliarizuotą šviesą tarp stacionarios dalies ir besisukančio interferometro panaudojant dvi pusės bangos ilgio fazinės plokštelės.



**27 pav.** Optinė grandinė skirta perduoti tiesiškai poliarizuotą šviesą tarp stacionarios dalies ir besisukančio interferometro panaudojant dvi ketvirčio bangos ilgio fazinių plokštelių poras.

Svarbu paminėti, kad izoliatoriaus pralaidumo ir izoliavimo charakteristikos priklausys nuo fazinių plokštelių kokybės ir jų išstatymo tikslumo. Realybėje poliarizacija tarp plokštelių porų bus artima apskritiminei, tačiau vis tiek šiek tiek elipsinė. Tai gali pabloginti izoliatoriaus šviesos pralaidumo ir blokavimo charakteristikas, o perduodamos šviesos galioje gali atsirasti periodinės fluktuacijos susijusios su interferometro sukimosi periodu. Geros kokybės apskritiminę poliarizaciją galima taipogi gauti naudojant Frenelio rombinę prizmę. Tačiau jos ypatumas yra skirtingos optinės ašys įėjimo ir išėjimo pluoštams. Toks dizainas yra netinkamas tiesiogiai įdėti į 27 paveiksle pateiktą schemą. Reikėtų prie prizmės sukonstruoti papildomą periskopą. Tas iš principo yra įmanoma, bet nepraktiška.

## 2.7. Skyriaus apibendrinimas

Šiame skyriuje buvo apžvelgtos galimybės pritaikyti Sanjako interferometrą ir panaudoti jį kaip optinį izoliatorių. Buvo pasiūlytos trys skirtingos schemas: viena nepriklausoma nuo šviesos poliarizacijos su geometriškai atskirtais pluoštais, kitos dvi pritaikytos tiesiškai poliarizuotai šviesai (su nepoliarizuojančiu ir poliarizaciniu pluošto dalikliais). Buvo sumodeliuotos pagrindinės tokių prietaisų optinės ir opto-mechaninės savybės ir

suformuluotos tam tikros konstrukcinės gairės. Taipogi buvo pasiūlyti du alternatyvūs poliarizuotos šviesos įvedimo į besisukanti interferometrą būdai, išnagrinėti jų privalumai ir trūkumai.

Tam tikru būdu modifikuotas žiedinis Sanjako tipo interferometras gali veikti kaip keturių kanalų optinis cirkulatorius. Eksperimentiškai surinktose tokio izoliatoriaus stacionariose imitacijose buvo pasiektas virš 90% šviesos pralaidumas tiesiogine kryptimi ir virš 20 dB šviesos slopinimas atgaline kryptimi. Optinė izoliacija priklauso nuo optinių komponentų kokybės, tame tarpe ir nuo fazinių plokštelių gebėjimo konvertuoti tiesinę poliarizaciją į apskritiminę.

Pluošto daliklio dalinimo santykis nėra kritinis parametras ribojantis Sanjako efektu pagrįsto izoliatoriaus izoliaciją. Esant neoptimaliam dalinimo santykiui egzistuoja prievadų poros, tarp kurių pralaidumas arba slopinimas išlieka visada aukštas nepriklausomai nuo pluošto daliklio dalinimo santykio. Tačiau negalima vienu metu optimizuoti abiejų šių parametru.

Nagrinėjant skirtingo dydžio žiedinius interferometrus buvo nustatyta, kad didinant interferometro matmenis reikalingas optimalus sukimosi greitis mažėja greičiau negu didėja matmenys. Optimalus greitis yra atvirkščiai proporcingas interferometro plotui, kuris kvadratu priklauso nuo spindulio. Savo ruožtu įcentrinė jėga, veikiantį palei interferometro perimetrą išdėliotus optinius elementus, kvadratu priklauso nuo sukimosi greičio ir tiesiškai nuo atstumo iki sukimosi ašies, taigi šios jėgos sukeltas pagreitis yra atvirkščiai proporcingas spindulio kubui. Atskiru tyrimu buvo nustatytas Sanjako interferometro toleruojamas optinių elementų išderinimas, kai šviesos bangos ilgis buvo 1064 nm. Priimtinos ribos yra iki 100 mikroradianų pasukant optinį elementą ir iki 100 mikrometrų paslenkant optinį elementą.

Sanjako efektu pagrįsti optiniai izoliatoriai teoriškai gali veikti gan plačiame bangos ilgių diapazone. Šviesos slopinimą geresnį negu 30 dB galima užtikrinti spektriniame ruože  $\pm 4\%$  nuo centrinio bangos ilgio, tuo tarpu geresnį negu 20 dB – spektriniame diapazone  $\pm 10\%$  nuo centrinio bangos ilgio. Tuo tarpu izoliatoriaus pralaidumas tiesioginę kryptimi išlieka didesnis negu 99%.

### 3. SKAIDULINIS SANJAKO EFEKTU PAGRĮSTAS OPTINIS CIRKULIATORIUS SU POLIARIZACINIU PLUOŠTO DALIKLIU

#### 3.1. Skaidulinio cirkulatoriaus konstrukcijos ypatumai ir problematika lyginant su laisvos erdvės dizainu

Praeitame skyriuje buvo apžvelgtos kelios cirkulatoriaus pagrįsto Sanjako efektu schemos, kurios numato pluoštų sklaidimą laisvoje erdvėje. Tokio prietaiso konstrukcija reikalauja ypatingų inžinierinių sprendimų tam, kad užtikrinti prietaiso veikimą ir pasiekti šviesos izoliaciją sulyginama su alternatyviomis technologijomis. Šiame skyriuje yra apžvelgtos optinio cirkulatoriaus pagrįsto Sanjako efektų realizacijos skaidulinėse grandinėse galimybės.

Pirmas esminis skirtumas yra tas, jog skaidulinio žiedinio interferometro optinio kelio ilgį galima padidinti suvyniojant skaidulą į daug apvijų. Tokiu būdu galima sumažinti prietaiso gabaritų išlaikant tą patį sukimosi greitį. Svarbu prisiminti, kad fazės poslinkis tiesiškai priklauso nuo interferometro apibrėžto ploto, o ne nuo optinio kelio ilgio. Taigi labai mažų gabaritų prietaisams reikės neproporcingai daug skaidulos. Be to ir pati skaidula turi minimalų lenkimo spindulį, žemiau kurio atsiranda šviesos sklaidimo nuostoliai. Poliarizaciją išlaikančioms skaiduloms net nepasiekus kritinio lenkimo spindulio, o tik artėjant prie jo, gali pasireikšti šviesos depoliarizacija, kuri finale įtakos cirkulatoriaus charakteristikas. Taigi konstruojant skaidulinį cirkulatoriaus variantą vis tiek egzistuoja tam tikras praktinis minimalus dydis, žemiau kurio nusileisti yra sudėtinga. Tačiau skaidulinio izoliatoriaus atveju praktiškai realizuojamo interferometro diametras galėtų būti sumažintas nuo vieno metro, iki keliolikos centimetrų. Kalbant apie tokio prietaiso praktinį pritaikomumą tai jau yra didelis skirtumas.

Antras skaidulinio žiedinio interferometro ypatumas, lyginant su sukonstruotu iš laisvos erdvės optinių elementų, yra jo jautrumas išsiderinimui. Skaidulinėse schemose stambūs opto-mechaniniai mazgai gali būti pakeisti ženkiai mažesniais, sukonstruotais iš mikrooptinių elementų arba iš integralių suvirintų skaidulinių komponentų (angl. *fused fiber optical components*). Tokios konstrukcijos privalumas yra kompaktiškumas bei gerokai didesnis atsparumas vibracijoms ir įcentrinės jėgos poveikiui.

Šiame darbe skaidulinio cirkulatoriaus konstravimui buvo naudojami vienamodžiai, poliarizaciją išlaikantys šviesolaidžiai. Tokiuose

šviesolaidžiuose yra išskiriamos dvi ortogonalios poliarizacijos ašys, paprastai vadinamos lėtąja ir greitąja. Šviesos, kurios poliarizacijos orientacija sutampa su lėtąja ašimi, fazinis greitis yra mažesnis negu šviesos, kurios poliarizacijos orientacija sutampa su greitąja ašimi. Skirtumas tarp abiejų šių ašių efektyvių lūžio rodiklių yra kiekybiškai išreiškiamas naudojant  $B$  parametą:

$$B = n_{slow} - n_{fast} , \quad (24)$$

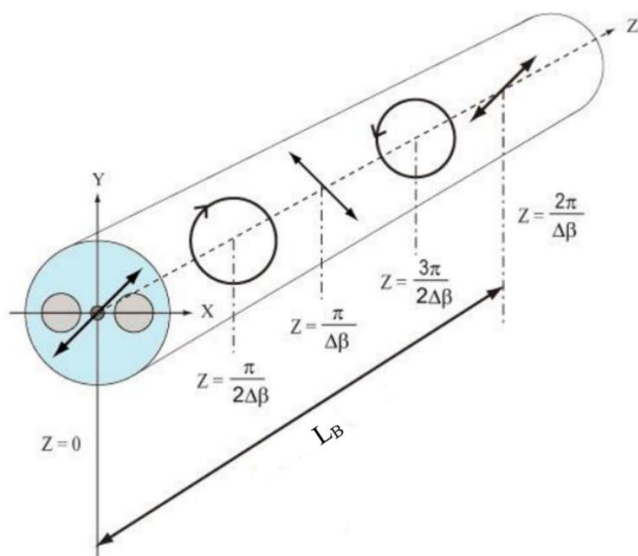
kur  $n_{slow}$  ir  $n_{fast}$  yra atitinkamai lėtosios ir greitosios ašių efektyviai lūžio rodikliai.

Įvedus į šviesolaidį tiesinės poliarizacijos šviesą, kurios poliarizacijos kryptis sutampa su viena iš ašių, poliarizacijos būseną yra išlaikoma sklaidimo metu, o energijos perdavimas į kitą poliarizacinę modą yra nereikšmingas. Tuo tarpu jeigu šviesos poliarizacija yra orientuota kampu poliarizacijos ašių atžvilgiu, skirtingos poliarizacinės modos sklis šviesolaidžiu skirtingais faziniais greičiais. Dėl to šviesos sklindančios šviesolaidžiu suminė poliarizacijos būseną pastoviai keisis. Schematiškai tas yra pavaizduota 28 paveiksle. Atstumas, per kurį dvi ortogonalios poliarizacinės modos, orientuotos pagal lėtą ir greitą ašis, pasivėlina viena kitos atžvilgiu per vieną bangos ilgį, yra vadinamas mušimo ilgiu ( $L_B$ ).

$$L_B = \frac{2\pi}{\Delta\beta} = \frac{\lambda}{B} , \quad (25)$$

kur  $\Delta\beta$  yra statmenai poliarizuotų modų sklaidimo konstantų skirtumas, o sklaidimo konstanta yra bangos skaičius padaugintas iš modos efektyvaus lūžio rodiklio. Mūsų tyrinėtoje skaiduloje (PANDA tipo, Fujikura PM980) mušimo ilgis yra eilės 1,5 – 2,7 mm. Nukeliavus šį atstumą šviesos poliarizacija grįžta į pradinę būseną, o toliau ciklas kartojasi.





**28 pav.** Poliarizuotos šviesos sklaidimas PANDA tipo šviesolaidžiu. [85]

Konstruojant skaidulinį žiedinį interferometrą galima pasinaudoti šią poliarizaciją išlaikančių šviesolaidžių savybę tam, kad skirtingomis sklaidymo kryptimis perduoti statmenų poliarizacijų šviesą. Tam, kad suvienodinti optinių kelių ilgius, žiedinį interferometrą galima sukonstruoti iš dvejų vienodo ilgio skaidulos atkarpų, kurios tarpusavyje suvirintos tokiu būdu, kad lėtoji ašis vienos atkarpos yra sutapatinama su kitos atkarpos greitąja ašimi [86]. Tam tikra poliarizacinė moda pusę interferometro žiedo sklis orientuota pagal lėtąją ašį, o kitą pusę – pagal greitąją ašį. Tokiu būdu priešpriešiais sklindančių modų optiniai keliai susivienodins.

Praktiniu požiūriu šviesolaidį nėra sudėtinga nukirsti daugmaž 1 mm tikslumu, kas yra pakankama, kad suvienodinti abiejų šviesolaidžių atkarpų ilgius vieno mušimo ilgio tikslumu. Tas nėra kritiška, kai dirbama su siauro spektro nuolatinės veikos spinduliuotę, nes jos koherentiškumo ilgis yra didelis. Pavyzdžiui 1064 nm šviesai, kurios spektro plotis yra 1 nm, koherentiškumo ilgis yra 360  $\mu\text{m}$ , kas atitinka net 338 bangos ilgius. Kadangi šiuo atveju vienas mušimo ilgis atitinka atstumą per kurį skirtingais faziniais greičiais sklindančios modos išsibėga per vieną bangos ilgį, tai net kelių metrų optinių kelių skirtumas nesukels pluoštų visiško išsifazavimo. Pagal apibrėžimą koherentiškumo ilgis yra atstumas, per kurį bangos išsifazuoja tiek, kad jų tarpusavio interferencijos juostų intensyvumo gylis sumažėja iki pusės

maksimalaus intensyvumo. Taigi šiuo atveju kelių centimetrų optinių kelių skirtumas būtų praktiškai nepastebimas. Tačiau optinio kelių skirtumo suvienodinimas pasidaro kritiškas, kai naudojama plačiajuostė spinduliuotė. Paėmus to paties 1064 nm bangos ilgio šviesą bet 100 nm spektro pločio, koherentiškumo ilgis sutrumpėja iki 3,6  $\mu\text{m}$ , kas jau atitinka vos kelis bangos ilgius. Dirbant su tokia šviesa geriausia būtų užtikrinti, kad abiejų šviesolaidžio atkarpų ilgiai būtų suvienodinti vieno mušimo ilgio tikslumu. Tas yra techniškai nesudėtingai realizuojama.

### 3.2. Fazės poslinkio skaiduloje valdymo būdai

Aukščiau aprašytas optinių kelių suvienodinimo metodas (suvirinant dvi vienodo ilgio skaidulos atkarpas sukryžminus jų poliarizacijos ašis) yra pakankamai tikslus, kad pluoštai gerai tarpusavy interferuotų. Tačiau galutinis tikslas yra suderinti bangų fazes reikiamu būdu tikslumu, kuris yra daug kartų mažesnis negu šviesos bangos ilgis. Kai šviesos bangos ilgis yra apie 1  $\mu\text{m}$  reikalingas šviesolaidžių ilgių tikslumas turėtų jau būti nebe kelių milimetrų eilės, bet šimtai ir net dešimtys mikrometrų. Nukirsti šviesolaidį tokiu tikslumu tiesiog pamatavus jo ilgį su liniuote pasidaro sudėtinga. Todėl yra reikalingi kiti fazės poslinkio valdymo mechanizmai, kurie būtų tikslūs, paprasti ir gerai atkartojami. Toliau apžvelgsime du skirtingus būdus valdyti priešpriešiais sklindančių šviesolaidžių šviesos bangų fazes dideliu tikslumu.

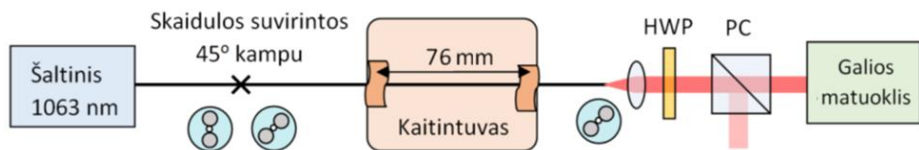
#### 3.2.1. Šiluminis fazės poslinkio skaiduloje valdymo būdas

Šviesolaidžio efektinis lūžio rodiklis priklauso nuo temperatūros. Kas yra dar svarbiau, poliarizaciją išlaikančiose šviesolaidžiuose keičiantys temperatūrai taipogi keičiasi skirtumas tarp lėtosios ir greitosios ašių efektinių lūžio rodiklių. Proporcingumo koeficientas  $\gamma$ , kuris nusako šią priklausomybę, yra išreiškiamas sekančia formule [87]:

$$\gamma = \frac{\Delta B}{\Delta T} . \quad (26)$$

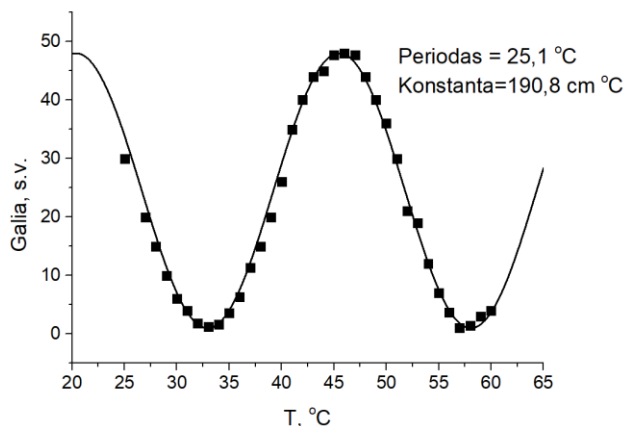
Čia  $\Delta B$  yra skaidulos dvejetainio lūžio rodiklio pokytis (angl. change in fiber birefringence),  $\Delta T$  yra temperatūros pokytis.

Literatūroje  $\gamma$  koeficiento vertės PANDA tipo šviesolaidžiams yra nurodomos  $-5,93 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  ir  $-5,29 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  [87]. Tam, kad nustatyti šią vertę konkrečioms skaiduloms, kurios buvo naudojamos (PANDA tipo, Fujikura PM980) buvo surinkta eksperimentinė schema pateikta 29 paveiksle.



**29 pav.** Proporcingumo koeficiento  $\gamma$  nustatymo eksperimentinė schema. HWP – pusės bangos ilgio fazinė plokštelė, PC – poliarizacinis kubas [78].

Kaip šviesos šaltinis buvo naudotas nuolatinės veikos diodinis lazeris, kuris spinduliavo 1063 nm bangos ilgio tiesiškai poliarizuotą šviesą. Šviesolaidis, pro kurį iš lazerio buvo išvedama šviesa, buvo suvirintas su tiriamu šviesolaidžiu pasukus vieno iš galų optinę ašį 45 laipsnių kampu kito galo atžvilgiu. Tiriamo šviesolaidžio atkarpa  $L_h$ , kurios ilgis 76 mm buvo uždėta ant kaitintuvo su reguliuojama temperatūra užtikrinant gerą šiluminį kontaktą ir uždengta aliuminio folija dėl tolygesnio temperatūros pasiskirstymo per visą šildomą šviesolaidžio ilgį ir tam, kad sumažinti oro konvekcijos įtaką. Šviesa išvesta iš šviesolaidžio pro kitą galą buvo nukreipta į analizatorių, susidedanti iš pusės bangos ilgio plokštelės bei poliarizacinio kubo, ir matuojama fotodiodo pagalba. Matavimo rezultatai yra pateikti 30 paveiksle.



**30 pav.** Išmatuota optinė galia už analizatoriaus kaip priklausomybė nuo šildomos šviesolaidžio atkarpos  $L_h$  temperatūros [78].

Išmatuota praėjusios pro analizatorių šviesos galia kinta nuo temperatūros pagal sinuso dėsnį. Pagal šios funkcijos periodą galima nustatyti koks temperatūros skirtumas yra reikalingas, kad fazių skirtumas tarp ortogonalinių poliarizacinių modų pasikeistų dyžiu  $2\pi$ , kad išėjimo poliarizacija grįžtų į pradinę būseną. Šiuo atveju tai yra  $\Delta T = 25,1$  °C. Toliau  $\gamma$  koeficiento vertė yra nustatoma panaudojant išraišką:

$$\Delta\varphi_h = -\frac{2\pi}{\lambda}\Delta B\Delta L_h = -\frac{2\pi}{\lambda}\gamma\Delta T\Delta L_h, \quad (27)$$

kur  $\Delta\varphi_h$  yra fazės poslinkis tarp ortogonalų poliarizacinių modų,  $\lambda$  – šviesos bangos ilgis,  $\Delta B$  – dvejetainiškumo pokytis,  $\Delta L_h$  – šildomos skaidulos atkarpos ilgis,  $\gamma$  – šiluminis proporcingumo koeficientas,  $\Delta T$  – temperatūros pokytis.

Naudojant 27 formulę  $\Delta\varphi_h$  yra priskiriama vertė  $2\pi$ , o  $\Delta T$  – temperatūros pokytį atitinkantį vieną pilną fazės poslinkio periodą. Proporcingumo koeficientas yra suskaičiuojamas pagal formulę:

$$\gamma = -\frac{\lambda}{\Delta T_{2\pi}\Delta L_h} \quad (28)$$

Tokiu būdu suskaičiuota  $\gamma$  koeficiento vertė yra  $-5,57 \times 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  [78]. Tai neblogai atitinka literatūroje nurodytas vertes. Svarbu paminėti, kad fazės poslinkis dėl šviesolaidžio šiluminio plėtimosi yra keliomis eilėmis mažesnis, negu dėl lūžio rodiklio pokyčio, todėl šiuose skaičiavimuose šiluminis plėtimasis nebuvo įvertintas.

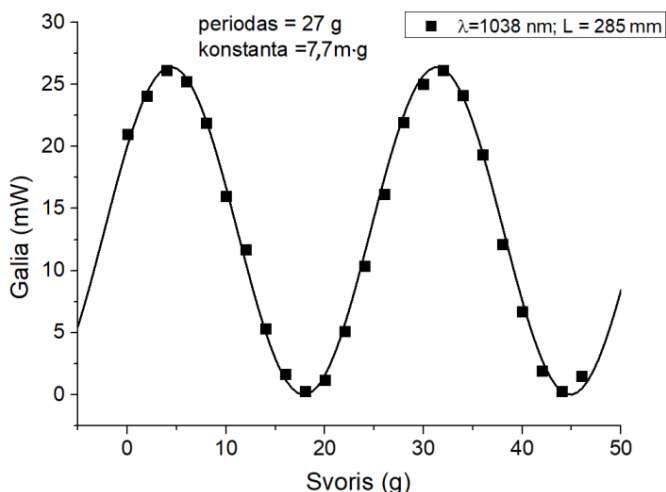
Taipogi iš šių matavimų galima nustatyti temperatūrinio derinimo jautrumą, kurį galima apibrėžti kaip šildomos skaidulos ilgio bei temperatūros pokyčio, atitinkančio fazės poslinkį lygiai per vieną periodą, sandaugą. Šis koeficientas gali būti naudingas lyginant šiluminį fazės poslinkio derinimo metodą su kitais būdais. Šiuo atveju temperatūrinis derinimo jautrumas yra  $1,91 \text{ m}^\circ\text{C}$  [78]. Žinant šią vertę galima numatyti kokią optimalią skaidulos atkarpą reikia šildyti konstruojamame izoliatoriuje ir koku tikslumu palaikyti temperatūrą. Šildant nuo kelių iki keliasdešimties centimetrų ilgio šviesolaidžio atkarpą užtektų temperatūrą palaikyti  $0,1^\circ\text{C}$  tikslumu.

### 3.2.2. Mechaninis fazės poslinkio skaiduloje valdymo būdas

Kitas būdas valdyti fazės poslinkį tarp skirtingų poliarizacinių modų yra skaidulos tempimas. Poliarizaciją išlaikančiuose šviesolaidžiuose išskirtinės kryptys (lėtoji ir greitoji poliarizacijos ašys) atsiranda dėl jų struktūroje specialiai įvestų mechaninių įtempimų, gamybos metu į lydyto kvarco šviesolaidį įterpant borosilikatinio stiklo strypus, vadinamus „PANDA akimis“. Pridedant papildomą išorinį tempimą vidinių įtempimų pasiskirstymas pasikeičia, kas atsiliepia atskirų ašių efektyviuose lūžio rodikliuose. Panašiai kaip ir šildant šviesolaidį taipogi keičiasi skirtumas tarp šių lūžio rodiklių, t. y. parametras B.

Tam, kad nustatyti mechaninio tempimo jautrumo koeficientą buvo surinkta analogiška matavimo schema, kaip pateikta 29 paveiksle, tik vietoj šildymo

skaidula buvo įtempta. Mechaninis tempimas buvo realizuotas kabinant ant skaidulos svarelius. Matavimuose buvo naudojamas nuolatinės veikos skaidulinis lazeris spinduliuojantis 1038 nm bangos ilgio tiesiškai poliarizuotą šviesą. Matavimo rezultatai yra pateikti 31 paveiksle.

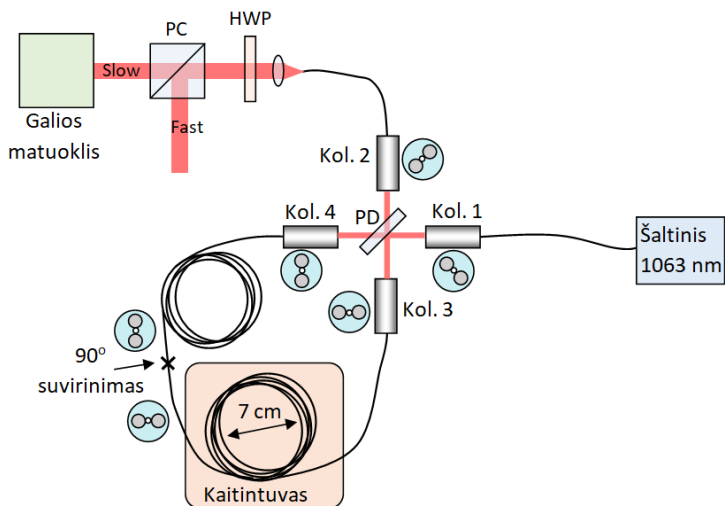


**31 pav.** Išmatuota optinė galia už analizatoriaus kaip priklausomybė nuo šviesolaidžio mechaninio įtempimo [78].

Aproximavus duomenis sinusoide vienas pilnas fazės poslinkio periodas atitinka 27 g svarelį svorį, kai pasirinktas tempiamos skaidulos atkarpos ilgis yra 285 mm. Fazės derinimo naudojant mechaninį tempimą koeficientas yra 0,077 m·N [78].

### 3.3. Sanjako efekto imitacija stacionarioje schemoje

Prieš pradedant konstruoti Sanjako efektu pagrįsto cirkuliatoriaus/izoliatoriaus maketą, būtų gerai įsitikinti, kad visi anksčiau aprašyti techniniai sprendimai veikia kartu. Tam buvo surinkta stacionari skaidulinio žiedinio interferometro schema pateikta 32 paveiksle. Toks žiedinis interferometras yra analogiškas tam, kuris vėliau bus naudojamas Sanjako efektu pagrįstame optiniame izoliatoriuje.



**32 pav.** Stacionaraus žiedinio interferometro optinė schema [78].

Kaip šviesos šaltinis buvo naudojamas nuolatinės veikos diodinis lazeris, spinduliuojantis 1063 nm bangos ilgio tiesiškai poliarizuotą šviesą. Žiedinis interferometras buvo sudarytas iš keturių poliarizaciją išlaikančių kolimatorių, poliarizacinio pluošto daliklio bei poliarizaciją išlaikančios skaidulos kilpos. Diodinio lazerio šviesa buvo išvesta į laisvą erdvę pro kolimatorių Kol.1 ir nukreipta į pluošto daliklį PD. Kolimatorius Kol.1 buvo orientuotas tokiu būdu, kad šviesos krentančios į pluošto daliklį poliarizacija būtų pasukta 45 laipsnių kampu kritimo plokštumos atžvilgiu. Tokiu būdu pluošto daliklis padalindavo pluoštą į dvi vienodos galios šviesos pluošto replikas, kurios atitinkamai buvo įvestos į skaidulos kilpos galus pro kolimatorius Kol.3 ir Kol.4. Skaidulos kilpa buvo sudaryta iš dvejų PANDA tipo (Fujikura PM980) skaidulos atkarpų, kurių kiekvienos ilgis – 2 m. Skaidulos buvo nukirstos 1 mm tikslumu. Abi atkarpos tarpusavyje suvirintos pasukant poliarizacijos ašis 90 laipsnių kampu viena kitos atžvilgiu (t. y. greitoji ašis viename gale atitiko lėtąją ašį kitame gale ir atvirkščiai). Fazių poslinkio derinimui buvo pasirinktas šiluminis metodas. Tam tikslui vienos atkarpos 110 cm ilgio segmentas buvo šildomas. Abi šviesos replikos, prasklidusios priešingomis kryptimis skaidulos kilpą, buvo apjungiamos ant pluošto daliklio PD. Dėl specifinio abiejų skaidulos atkarpų tarpusavio suvirinimo, išeinančių šviesos pluoštų santykinė poliarizacija irgi pasisuka 90 laipsnių kampu, taigi daliklis abu pluoštus apjungia ir nukreipia į kolimatorių Kol.2. Iš ten poliarizaciją išlaikančiu šviesolaidžiu ji buvo

nuvedama į matavimo schemą, kuri buvo sudaryta iš pusės bangos ilgio plokštelės HWP, poliarizacinio kubo PC ir galios matuoklio.

Šviesos, išeinančios iš žiedinio interferometro, poliarizaciją apsprendžia fazių skirtumas tarp priešpriešiais sklindančių šviesos replikų. Kai šis skirtumas yra nulis, arba  $\pi$  kartotinis, tuomet išėjime poliarizacija yra tiesinė orientuota +45 arba -45 laipsnių kampu ir sutampa su viena iš kolimatoriaus Kol.2 optinių ašių. Tuo tarpu kuomet fazių skirtumas  $\frac{\pi(2n+1)}{2}$ , kur  $n$  bet koks sveikas skaičius, išėjimo poliarizacija yra apskritiminė. Visais kitais atvejais poliarizacija yra elipsinė. Pusės bangos ilgio fazinė plokštelė matavimo schemeje yra išstatyta tokiu būdu, kad visa tam tikros orientacijos tiesiškai poliarizuota šviesa būtų praleidžiama poliarizacinio kubo tiesiai į matuoklį. Atitinkamai, kai šviesos poliarizacija pasisuka 90 laipsnių nuo optimalios, ji yra pilnai blokuojama (t. y. poliarizacinis kubas nukreipia ją į šoną). Tokiu būdu galima tyrinėti šviesos pralaidumą pro žiedinį interferometrą keičiant fazių skirtumą tarp šviesos replikų su temperatūra. Mus domina taškai, kur fazių skirtumas yra 0 ir  $\pi$  (bei jų kartotiniai), nes pagal juos galime įvertinti busimo izoliatoriaus pralaidumo ir slopinimo charakteristikas. Maksimalus pasiektas šios schemos pralaidumas buvo 62% (2,1 dB), o minimalus – 0,38% (24,2 dB) [78]. Tokie parametrai yra sulyginami su standartiniu skaiduliniu vienos pakopos Faradėjaus izoliatoriumi.

Konstruojamo izoliatoriaus kokybė priklauso nuo naudojamų kolimatorių poliarizacijos kontrasto (PER, angl. *polarization extinction ratio*) ir įvedimo nuostolių (IL, angl. *insertion losses*). Šios kolimatorių charakteristikos buvo atskirai išmatuotos, atlikus prieš tai eilę temperatūrinių ciklų. 3 lentelėje yra pateikti kolimatorių charakterizavimo rezultatai.

**3 lentelė.** Kolimatorių charakteristikos [78].

|                | Įvedimo nuostoliai (IL), dB | Poliarizacijos kontrastas (PER), dB |
|----------------|-----------------------------|-------------------------------------|
| Kolimatorius 1 | 0,62                        | 31                                  |
| Kolimatorius 2 | 0,60                        | 33                                  |
| Kolimatorius 3 | 0,62                        | 40                                  |
| Kolimatorius 4 | 0,51                        | 36                                  |

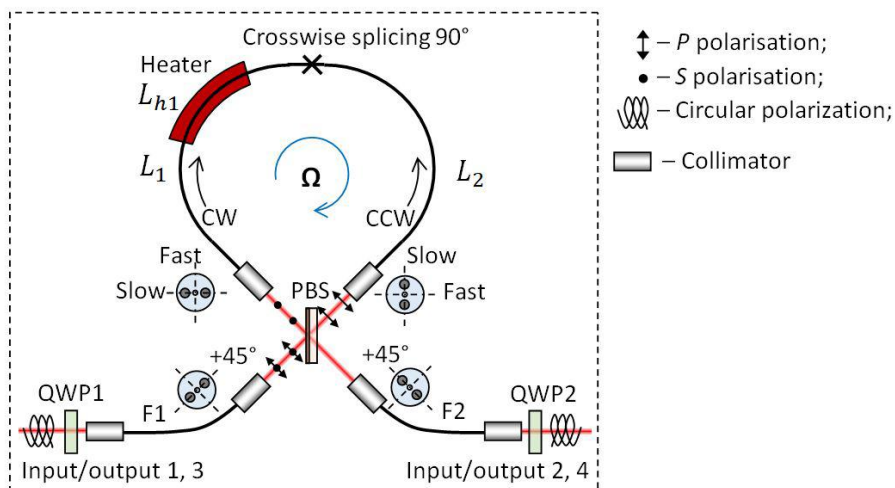
Visų keturių kolimatorių išmatuotas poliarizacijos kontrastas buvo geresnis negu 30 dB, tuo tarpu įvedimo nuostoliai – vidutiniškai apie 0,6 dB. Bemaž pusė šviesos įvedimo nuostolių susidarė dėl Frenelio atspindžių (0,3 dB), nes

nei kolimatoriaus darbinis paviršius, nei skaidulų galai nebuvo skaidrinti, o likusi – dėl šviesos pluoštų ir skaidulos modų nesuderinamumo. Taigi bendrą izoliatoriaus pralaidumą galima dar pagerinti naudojant kolimatorius su skaidrintomis dangomis.

### 3.4. Sanjako efektu pagrįsto optinio cirkuliatoriaus eksperimentinė demonstracija ir tyrimai

Šiame skyriuje pateikti rezultatai buvo publikuoti straipsnyje S1 bei pristatyti konferencijose K1 ir K2.

Pirmai eksperimentinei optinio cirkuliatoriaus pagrįsto Sanjako efektu demonstracijai buvo pasirinkta žiedinio interferometro schema su poliarizaciniu pluošto dalikliu (33 pav.), kuri analogiška aprašytai 3.3 skyriuje.



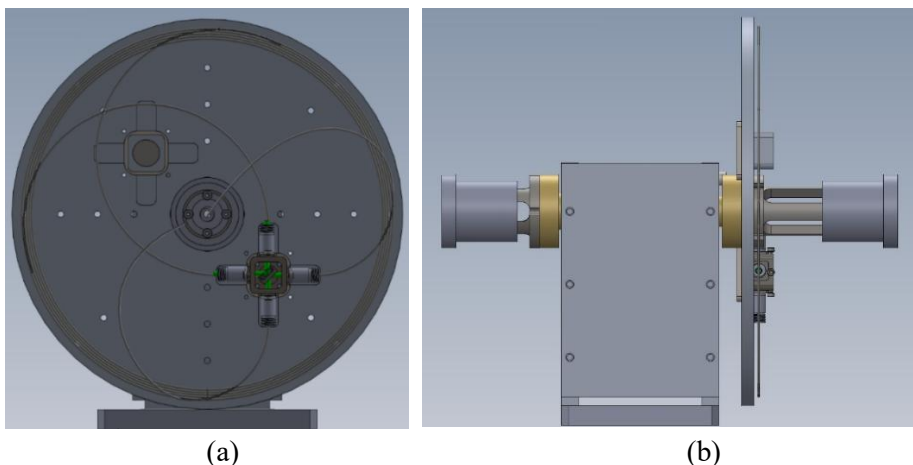
**33 pav.** Skaidulinis žiedinis interferometras su įėjimo/išėjimo šviesolaidžiais F1, F2 ir ketvirčio bangos ilgio plokštelėmis QWP1, QWP2.

Keturi kolimatoriai ir poliarizacinis pluošto daliklis buvo suklijuoti į vieną kompaktišką opto-mechaninį mazgą. Skaidulos kilpos ilgis šiuo atveju buvo pasirinktas 3,4 m ir ji buvo sudaryta iš dvejų vienodo ilgio PANDA tipo, Fujikura PM980 skaidulos atkarpų. Kaip ir ankstiniame eksperimente vienas skaidulos galas prieš suvirinimą buvo pasuktas 90 laipsnių kampu kito galo atžvilgiu, tuo pačiu sukryžiuojant jų poliarizacines ašis [86]. Skaidula buvo susukta į devynias apvijas, kurių diametras svyravo 120–125 mm ribose. Skaidula kartu su pluošto daliklio mazgu buvo pritvirtinta prie 160 mm



diametro aliuminio disko užtikrinant pakankamai gerą šiluminį kontaktą (daugumoje vietų skaidula lietsi su metalu, tačiau jokių papildomų šiluminį laidumą gerinančių priemonių, pvz. termopastos, nebuvo naudojama). Bendras kilpos apibrėžtas plotas buvo apie  $0,106 \text{ m}^2$ . Nedidelė skaidulos atkarpa (apie 250 mm) tam tikroje suvirinimo pusėje, pažymėta schemoje  $L_{h1}$ , buvo termiškai izoliuota nuo aliuminio disko pakišant po ją ploną termoizoliacinės medžiagos lakštą. Papildomai ji buvo uždengta juodai nudažyta aliuminio folija, kuri lietsi su skaidula, bet nesilietė su disku. Ši konstrukcija buvo skirta pašildyti skaidulos atkarpą nukreipiant į ją papildomo didelės galios diodinio lazerio šviesos pluoštą. Toks sprendimas nesuteikia galimybės tiksliai kontroliuoti skaidulos temperatūros, tačiau yra paprastas, nes leidžia panaudoti stacionariai stovintį lazerį ir pašildyti judančią kartu su disku skaidulą per nuotolį. Priešingu atveju reikėtų kaitintuvą bei jo valdiklį montuoti tiesiai ant disko, kas sugadintų jo simetriją ir apsunkintų subalansavimą. Papildomai reikėtų išspręsti kaitintuvo maitinimo elektra problemą.

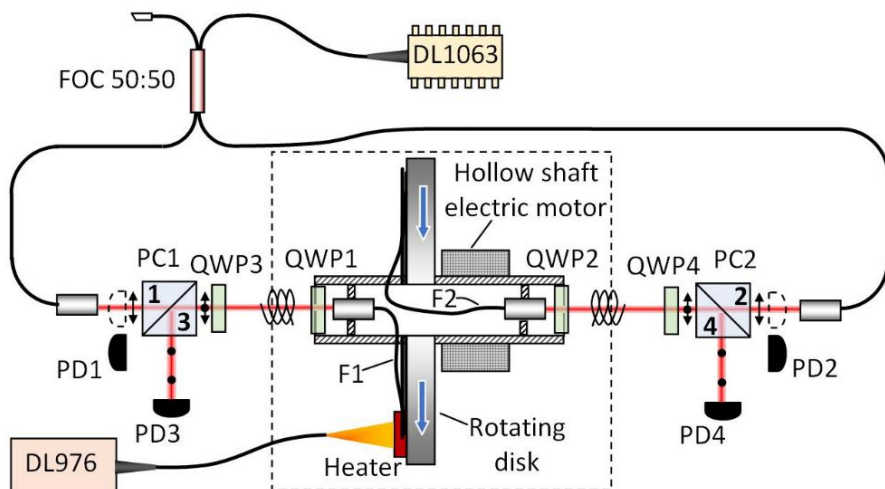
Diskas su pritvirtintu prie jo žiediniu interferometru buvo uždėtas ant variklio su tuščiavidurę ašimi (34 pav.). Pro skylę ašyje buvo prarastas šviesolaidis, kuris sujungė žiedinį interferometrą ir priešingoje variklio pusėje esantį kolimatorių.



**34 pav.** Judančios optinio cirkulatoriaus dalies 3D vizualizacija iš priekio (a) ir iš šono (b).

Šviesos perdavimui tarp stacionarios ir judančios dalių buvo panaudotos dvi ketvirčio bangos ilgio poros (sprendimas detalčiai aprašytas 2.5 skyriuje – pluošto perdavimas tarp stacionarios ir besisukančios sistemos dalių). Du

kolimatoriai ir dvi fazinės plokštelė įtvirtinti specialiuose laikikliuose sukosi kartu su disku. Tuo tarpu kiti du kolimatoriai ir dvi fazinės plokštelės buvo stacionariai pritvirtinti prie optinio stalo (35 pav.).



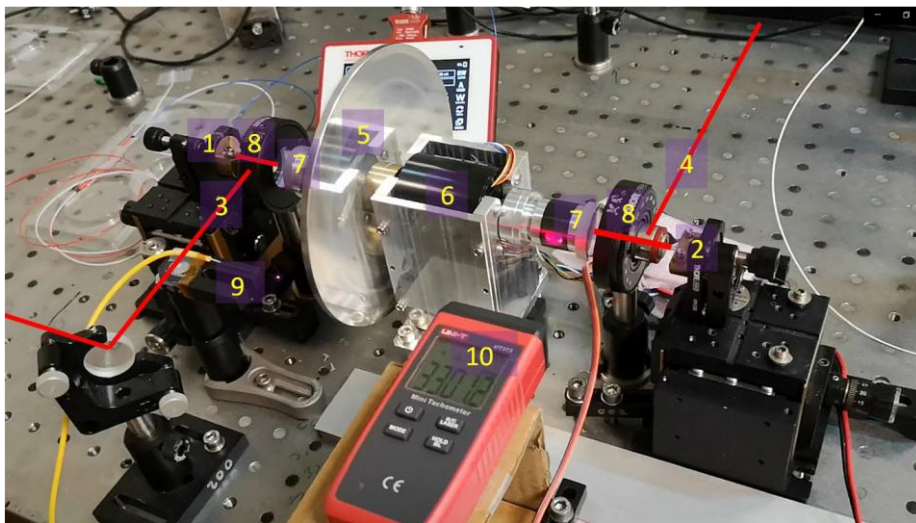
**35 pav.** Keturių prievadų nuo poliarizacijos priklausančio skaidulinio optinio cirkulatoriaus eksperimentinė schema. Brūkšnine linija apibrėžta dalis yra besisukantis žiedinis interferometras surinktas pagal 33 pav. pateiktą schemą. Skaičiai **1 - 4** (paryškinti pastorintu šriftu) žymi atitinkamus cirkulatoriaus prievadus.

Likusius optinio cirkulatoriaus matavimo schemos, pateiktos 35 paveiksle, elementus sudarė:

- nuolatinės veikos, tiesiškai poliarizuotas, 1063 nm bangos ilgio diodinis lazeris, kuris buvo naudojamas, kaip pagrindinis šviesos šaltinis optinio cirkulatoriaus tyrimams;
- skaidulinis pluošto daliklis FOC 50/50, padalinantis lazerinio diodo galią į dvi lygias dalis, kurios buvo įvedamos į žiedinį interferometrą iš priešingų pusių;
- du poliarizaciniai kubai PC1 ir PC2 naudojami tam, kad atskirti skirtingų poliarizacijų šviesą ir nukreipti ją į skirtingus išėjimo prievadus (atitinkamo prievado numeris pažymėtas schemoje pastorintu šriftu);
- papildomas didelės galios lazerinis diodas DL976 skirtas pašildyti skaidulos segmentą  $L_{h1}$ ;

- e) keturi nepriklausomi detektoriai stebėti šviesos galią kiekviename iš cirkulatoriaus kanalų;

Disko sukimosi greitis buvo matuojamas naudojant bekontaktį optinį tachometrą. 36 paveiksle yra pateikta realios matavimo schemos nuotrauka su sužymėtais pagrindiniais elementais (dalis elementų nėra matoma nuotraukoje).



**36 pav.** Tyrinėjamo skaidulinio optinio cirkulatoriaus nuotrauka eksperimento metu. 1–4 – paėiliui sunumeruoti prievadai; 5 – besisukantis diskas, ant kurio sumontuotas žiedinis interferometras; 6 – elektrinis variklis su tuščiaavidurę ašimi; 7 – besisukantys kolimatoriai ir QWP1 bei QWP2; 8 – stacionarios QWP3 ir QWP4 bei PC1 ir PC2; 9 – diodinio lazerio DL976 skirto skaidulos pašildymui išėjimo šviesolaidis; 10 – bekontaktis optinis tachometras.

Šio eksperimento tikslas buvo praktiškai pademonstruoti naujovišką cirkuliatorių kurio veikimas yra pagrįstas Sanjako efektu. Tuo tikslu buvo siekiama ištirti šviesos pralaidumą tarp skirtingų cirkulatoriaus prievadų priklausomai nuo disko sukimosi greičio. Šviesa iš lazerinio diodo buvo įvedama į cirkuliatorių pro prievadus nr.1 ir nr.2 paėiliui (nereikalingas prievadas buvo blokuojamas). Kitoje prietaiso pusėje poliarizacinis kubas atskirdavo skirtingų poliarizacijų šviesą ir nukreipdavo ją į atitinkamus prievadus. Poliarizacinis kubas PC1 praleisdavo  $p$  poliarizacijos šviesą į prievadą nr.1 ir atspindėdavo  $s$  poliarizacijos šviesą į prievadą nr.3. Tuo tarpu poliarizacinis kubas PC2 praleisdavo  $p$  poliarizacijos šviesą į prievadą nr.2 ir atspindėdavo  $s$  poliarizacijos šviesą į prievadą nr.4.

Šviesos praėjusios pro besisukantį žiedinį interferometrą poliarizacijos būseną priklauso nuo priešpriešiais sklindančių šviesos replikų fazių skirtumo (fizikinis mechanizmas detalai aprašytas 3.3 skyriuje – Sanjako efekto imitacija stacionarioje schemoje). Savo ruožtu fazės skirtumas keičiasi dėl dvejų efektų sumos: Sanjako efekto ir šviesolaidžio efektinio lūžio rodiklio skirtumo pokyčio jį pašildant. Bendras fazės skirtumas tarp priešpriešiais žiediniu interferometru sklindančių replikų yra išreiškiamas formule:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + \Delta\varphi_S + \Delta\varphi_h , \quad (29)$$

kur  $\Delta\varphi_0$  yra fiksuotas fazių skirtumas,  $\Delta\varphi_S$  – fazių skirtumas atsiradęs dėl Sanjako efekto,  $\Delta\varphi_h$  - fazių skirtumas atsiradęs dėl šviesolaidžio šildymo.

Klasikiniame Sanjako interferometre  $\Delta\varphi_0$  visada yra nulis, nes priešpriešiais sklindančios šviesos optiniai keliai yra visiškai vienodi. Tačiau šiame eksperimente naudojamas žiedinis interferometras yra modifikuota Sanjako interferometro versija. Nors šviesa skaiduloje geometriškai sklinda tuo pačiu keliu, tačiau dėl skaidulos ašinės asimetrijos skirtingų poliarizacijų komponentės sklinda skirtingais faziniais greičiais. Kadangi žiedinis interferometras yra sudarytas iš dvejų skaidulos atkarpų, kurių ilgis nėra identiškas, tai šviesos sklindančios pagal ir prieš laikrodžio rodyklę optiniai keliai gali būti skirtingi. Šis fazinių skirtumas yra pastovus konkrečiam žiediniam interferometrui ir jis gali būti sukompensuotas parenkant tam tikrą pradinę šildomos skaidulos atkarpos temperatūrą. Todėl tolimesniuose skaičiavimuose galima jo nepaisyti.

Fazių skirtumas dėl Sanjako efekto yra išreiškiamas pagal Sanjako formulę:

$$\Delta\varphi_S = \frac{8\pi}{\lambda c} \Omega A , \quad (30)$$

kur  $A$  yra bendras žiedinio interferometro skaidulos apibrėžtas plotas,  $\Omega$  – kampinis interferometro sukimosi greitis,  $\lambda$  – šviesos bangos ilgis vakuume,  $c$  – šviesos greitis vakuume.

Fazių skirtumas atsiradęs dėl šviesolaidžio šildymo yra išreiškiamas formule:

$$\Delta\varphi_h = -\frac{2\pi}{\lambda} \Delta B L_{h1} = -\frac{2\pi}{\lambda} \gamma \Delta T L_{h1} , \quad (31)$$

kur  $\Delta B$  yra efektinių skaidulos lūžio rodiklių skirtumo pokytis,  $\gamma$  – temperatūrinis proporcingumo koeficientas,  $\Delta T$  – temperatūros pokytis šildomoje skaidulos atkarpoje,  $L_{h1}$  – šildomos skaidulos atkarpos ilgis,  $\lambda$  – šviesos bangos ilgis vakuume.

Šviesos pralaidumas pro optinį izoliatorių yra išreiškiamas formule (16):

$$P = \frac{1}{2} (1 \pm \cos(\Delta\varphi)) , \quad (32)$$

kur  $P$  yra normuota į vienetą optinė galia praėjusi pro izoliatorių, arba kitaip tariant izoliatoriaus pralaidumas,  $\Delta\varphi$  – bendras sukauptas fazių skirtumas.

Eksperimento metu keičiant disko sukimosi greitį buvo reguliuojama diodinio lazerio DL976, skirto skaidulos pašildymui, srovė. Kiekviename matavimo taške buvo parenkamos tokios sąlygos, kad fazių skirtumas tiesioginę kryptimi sklindančiai šviesai (t. y. įvedant per prievadą nr.1 ir išvedant per prievadą nr.2), būtų visada lygus nuliui. Tomis pačiomis sąlygomis buvo matuojamas šviesos pralaidumas atgalinę kryptimi (t. y. įvedant per prievadą nr.2 ir išvedant per prievadą nr.1). Kontroliniam matavimui buvo stebima šviesos galia prievaduose nr.3 ir nr.4, t. y. cirkulatoriaus užblokuotos (nukreiptos) šviesos galia.

Užtikrinant aukščiau aprašytas sąlygas ir keičiant disko sukimosi greitį, šviesos perdavimas iš prievado nr.1 į prievadą nr.2 turėtų nekisti ir prie visų greičių būti artimas maksimaliai vertei (kai užtikrinama sąlyga, kad  $\Delta\varphi$  visada lygus nuliui). Tuo tarpu šviesos perdavimas priešinga kryptimi iš prievado nr.2 į prievadą nr.1 turėtų priklausyti nuo disko sukimosi greičio pagal kosinuso dėsnį. Įstačius išraiškas (29), (30) ir (31) į formulę (32) gauname senkančią šio pokyčio teorinę kreivę:

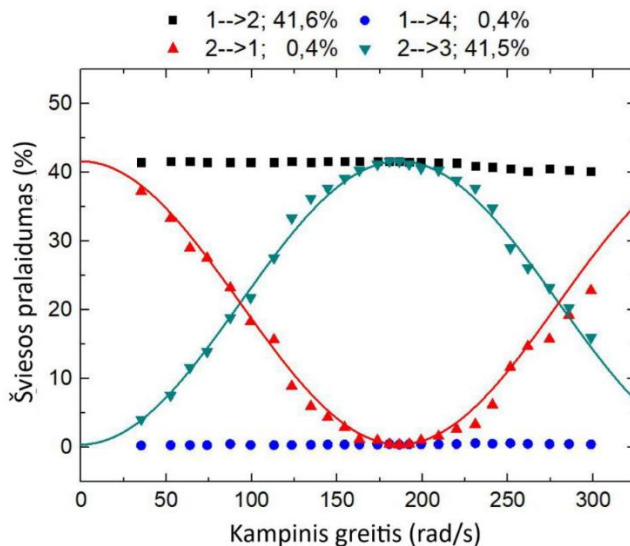
$$P(\Omega) = P_{max} \frac{1}{2} \left( 1 \pm \cos \left( \frac{16\pi}{\lambda c} \Omega A \right) \right) . \quad (33)$$

Čia  $P_{max}$  yra šviesos galia esant maksimaliam cirkulatoriaus pralaidumui, o visų kitų simbolių reikšmė tokia pat, kaip aukščiau aprašytose formulėse. Pliuso ženklas išraiškoje atitinka šviesos perdavimą iš prievado nr.2 į prievadą nr.1 (t. y. šviesą praėjusią pro cirkuliatorių atgalinę kryptimi), o minuso ženklas – iš prievado nr.2 į prievadą nr.3 (t. y. užblokuotą šviesą). Toks sąryšis gaunasi dėl to, kad iš anksto buvo apsibrėžta, jog visada bus siekiama pasiekti maksimalų šviesos pralaidumą tiesioginę kryptimi paderinant temperatūrą. Tas yra pasiekiamas tik tuomet, kai  $\Delta\varphi_S = -\Delta\varphi_h$ . Kadangi šviesai sklindančiai pro žiedinį interferometrą priešinga kryptimi  $\Delta\varphi_S$  pakeičia savo ženklą, o  $\Delta\varphi_h$  – nepakeičia ženklo, tai bendras sukauptas fazių skirtumas gaunasi  $2\Delta\varphi_S$ . Tai leidžia skaičiavimuose eliminuoti sunkiai kontroliuojamus parametrus  $\Delta T$  ir  $L_{h1}$ .

#### 3.4.1. Rezultatų apžvalga panaudojant siaurajuostį lazerinės spinduliuotės šaltinį

Pirmasis eksperimentas buvo atliktas naudojant nuolatinės veikos 1063 nm bangos ilgio siaurajuostį lazerinį diodą. Matavimų rezultatai yra pateikti 37

paveiksle. Kai disko sukimosi greitis buvo artimas nuliui, pralaidumas tiesioginę ir atgalinę kryptimis buvo panašus (grafike pažymėta atitinkamai juodais kvadratais ir raudonais trikampiais). Dėl techninių kliūčių nebuvo galimybės pamatuoti pralaidumo esant diskui stacionarioje būsenoje, todėl tokia prielaida yra daroma ekstrapoliuojant išmatuotus taškus ir sulyginant juos su teorinėmis kreivėmis. Didėjant disko greičiui šviesos perdavimas iš prievado nr.1 į prievadą nr.2 išliko beveik nepakitęs prie visų greičių. Tačiau šviesos perdavimas atgalinę kryptimi pradėjo mažėti, o pasiekus kampinį greitį 187 rad/s jis pasiekė minimumą. Toliau didinant greitį sistemos pralaidumas atgalinę kryptimi vėl pradėjo didėti. Tuo tarpu kontrolinis šviesos galios matavimas prievade nr.3 parodė atvirkštinę šviesos pralaidumo priklausomybę nuo greičio, ir ties kampiniu greičiu 187 rad/s buvo stebimas pralaidumo maksimumas (grafike pažymėta žalsvais trikampiais). Iš to matosi, jog šviesa sklindanti atgalinę kryptimi yra nukreipiama į kitą cirkulatoriaus kanalą dėl poliarizacinės būsenos pokyčio, o ne pvz. išsklaidoma dėl sistemos išsiderinimo judėjimo metu. Kontrolinis šviesos galios matavimas prievade nr.4 (grafike pažymėta mėlynais apskritimais) parodo, kad poliarizacijos būsenos pokytis, atsirandantis dėl disko sukimosi, vyksta tik šviesai sklindant atgalinę kryptimi, tačiau nevyksta sklindant tiesioginę kryptimi.



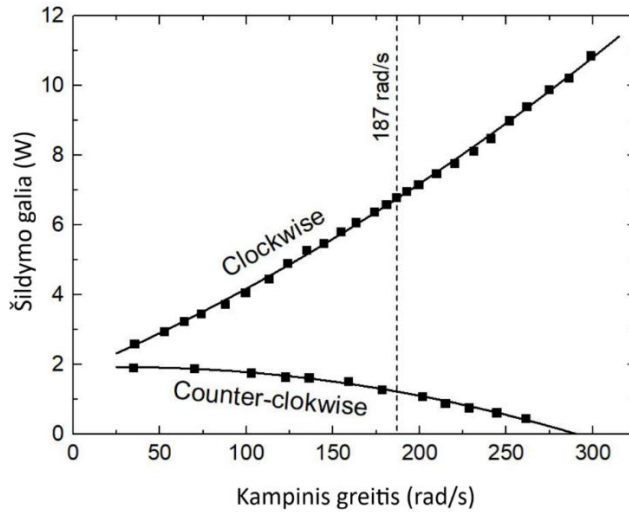
**37 pav.** Šviesos perdavimo tarp skirtingų cirkulatoriaus prievadų priklausomybė nuo žiedinio interferometro sukimosi greičio. Skirtingomis spalvomis yra pažymėtas šviesos pralaidumas tarp skirtingų prievadų prie tų pačių sąlygų (sukimosi greičio bei šildymo galios). Šildymo galia buvo optimizuota išlaikant maksimalų pralaidumą tarp prievadų nr.1 ir nr.2. Atskiri taškai žymi

eksperimentinius duomenis, tuo tarpu ištisinės kreivės yra duomenų apksimavimus teorinėmis kreivėmis pagal formulę (17).

Taigi, kai disko greitis yra optimalus, kas šiuo atveju atitinka 187 rad/s, tyrinėjamas prietaisas veikia kaip keturių prievadų optinis cirkulatorius. Šiame taške jo išmatuotas šviesos pralaidumas tiesioginę kryptimi (iš prievado nr.1 į prievadą nr.2) buvo 41,6%, tuo tarpu atgalinę kryptimi (iš prievado nr.2 į prievadą nr.1) tik 0,4%, kas atitinka 104:1 šviesos pralaidumo santykį priešingomis kryptimis. Paprastai optinių izoliatorių bei cirkuliatorių izoliacija yra išreiškiama decibelais, kaip santykis tarp visos į prietaisą įeinančios šviesos ir likutinės šviesos, kurį prasiskverbia pro izoliatorių atgalinę (blokavimo) kryptimi. Šiuo atveju cirkulatoriaus izoliacija buvo 24 dB.

Dar vienas kontrolinis parametras, kuris buvo stebimas eksperimento metu, yra papildomo diodinio lazerio, skirto skaidulos pašildymui, galia. Kaip buvo paminėta eksperimento aprašyme, ji visais atvejais buvo parenkama tokia, kad užtikrinti sąlygą  $\Delta\varphi_S = -\Delta\varphi_h$ . Kaip seka iš (15) formulės fazės poslinkis dėl skaidulos šildymo ir skaidulos temperatūra yra susiję tiesiniu sąryšiu. Tačiau šiuo atveju skaidulos temperatūra nebuvo matuojama ir sukant diską dėl oro srauto įtakos ši priklausomybė galėjo nebūtinai būti tiesinė. Nepaisant to galima pagrįstai padaryti prielaidą, kad šildymo galios priklausomybė nuo disko sukimosi greičio turėtų būti aprašoma glotnia ir monotoniška funkcija. Jeigu būtų kitaip, tai galėtų būti indikacija, jog matavimuose kažkas yra negerai, arba rezultatai yra neteisingai interpretuojami.

Šildymo galios priklausomybių nuo disko sukimosi greičio kreivės yra pateiktos 38 paveiksle. Buvo ištyrinėti du atvejai, kai diskas sukasi skirtingomis kryptimis – pagal ir prieš laikrodžio rodyklę. Sukantis diskui pagal laikrodžio rodyklę ir didėjant jo sukimosi greičiui, skaidulą reikia vis labiau šildyti, kad būtų išlaikoma sąlyga  $\Delta\varphi_S = -\Delta\varphi_h$ . Tuo tarpu sukantis diskui prieš laikrodžio rodyklę ir didėjant jo sukimosi greičiui, skaidulą reikia vis mažiau šildyti, kad galiotų ta pati sąlyga  $\Delta\varphi_S = -\Delta\varphi_h$ . Dėl to viena kreivė yra kylanti, o kita nusileidžianti.



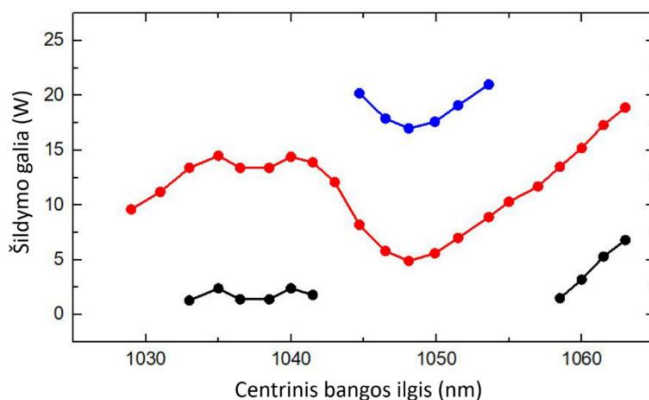
**38 pav.** Diodo DL976 išėjimo šviesos galios, reikalingos disko pašildymui, kad užtikrinti maksimalų šviesos pralaidumą tarp prievadų nr.1 ir nr.2, priklausomybė nuo sukimosi greičio.

### 3.4.2. Rezultatų apžvalga panaudojant plačiajuostį lazerinės spinduliuotės šaltinį

Antrajame eksperimente buvo išbandyta ta pati optinio cirkulatoriaus konfigūracija tik šviesos šaltinis buvo pakeistas iš siaurajuosčio į plačiajuostį. Buvo naudojamas nekoherentinis superliuminescencinis diodas su centriniu bangos ilgiu apie 1045 nm ir spektro pločiu apie 40 nm ties -3 dB intensyvumo lygiu. Su šituo šaltiniu optinio cirkulatoriaus šviesos pralaidumo bei slopinio charakteristikos ženkliai pablogėjo. Fazių suderinimas keičiant temperatūrą tapo chaotiškas ir sunkiai valdomas.

Kadangi optinė eksperimento schema nesikeitė, o buvo pakeistas tik šviesos šaltinis, tai buvo padaryta prielaida, kad pralaidumo charakteristikų pablogėjimui turi įtakos platus šaltinio spektras. Tam, kad geriau suprasti kas vyksta, iš plataus spektro su gardele buvo išskirta siaura juosta, apie 1 nm pločio. Derinant spektrinės linijos centrinį bangos ilgį buvo pabandyta skirtinguose spektro taškuose su temperatūra optimizuoti šviesos pralaidumą, kai disko sukimosi greitis buvo optimalus, t. y. 187 rad/s. Matavimų rezultatai yra pateikti 39 paveiksle.





**39 pav.** Diodo DL976 išėjimo šviesos galios, reikalingos disko pašildymui, kad užtikrinti maksimalų šviesos pralaidumą tarp prievadų nr.1 ir nr.2, priklausomybė nuo bangos ilgio. Raudona kreivė yra atraminė; tuo tarpu juoda ir mėlyna kreivės atitinka analogiškas sąlygas tik su fazės poslinkiu  $\pm 2\pi$  (kontroliniai matavimai).

Iš šių matavimo rezultatų matosi, jog skirtingos spektrinės komponentės yra išsifazavusios. Dėl to, praleidžiant pro prietaisą visą integralinį spektrą, mums nepavykdavo surasti temperatūrinio taško, kuris visiems bangos ilgiams užtikrintų sąlygą  $\Delta\varphi_S = -\Delta\varphi_h$ . Įvertinus optinio cirkulatoriaus šviesos pralaidumo tiesioginę kryptimi ir šviesos blokavimo atgalinę kryptimi santykį atskiriems 1 nm pločio spektrinėms komponentėms, jis gavosi apie 100:1, t. y. sulyginamas su siaurajuosčiu lazeriniu šaltiniu. Turint omeny, jog fazių poslinkis skaiduloje yra apytiksliai proporcingas šildymo galiai, 39 paveiksle pateiktos kreivės atvaizduoja poliarizacinio pluošto daliklio fazinių charakteristikų priklausomybę nuo bangos ilgio. Skirtumas tarp šildymo galios tarp dvejų gretimų kreivių (mėlynos ir raudonos, arba raudonos ir juodos), t. y. apie 12 W, atitinka  $2\pi$  radianų fazės poslinkį.

Reikėtų dar paminėti, jog optimalus disko sukimosi greitis, t. y. taškas kuriame yra pasiekiamas didžiausias skirtumas tarp tiesiogine ir atgaline kryptimi sklindančios šviesos, irgi šiek tiek priklauso nuo bangos ilgio. Tačiau pakankamai siaurame spektriniame diapazone šis skirtumas yra nereikšmingas ir niekaip neįtakoja skirtingų spektrinių komponentių išsifazavimo.

### 3.5. Rezultatų aptarimas

Šiame skyriuje buvo apžvelgti skaidulinio optinio cirkulatoriaus, pagrįsto Sanjako efektu, konstrukciniai ypatumai. Buvo pasiūlytas būdas atskirti priešingomis kryptimis žiediniu interferometru sklindančią šviesą, panaudojant

skirtingas šviesos poliarizacijos būsenas poliarizacija išlaikančiame šviesolaidyje. Skaidulinio Sanjako tipo interferometro optinių kelių suderinimui buvo pasiūlyta žiedinio interferometro konstrukcija, sudarytą iš dvejų vienodo ilgio skaidulos atkarpų, kurios suvirinamos sukryžminant jų poliarizacines ašis. Tiksliam fazių paderinimui buvo išbandyti du skirtingi metodai: skaidulos šildymas ir tempimas. Konstruojamo optinio cirkulatoriaus su poliarizaciniu pluošto dalikliu pralaidumo charakteristikos pradžia buvo ištirtinėtos stacionarioje schemoje, kurioje Sanjako efektas buvo imituojamas šildant skaidulą, o vėliau prietaiso makete, kur tikras Sanjako efektas buvo gautas sukant žiedinį interferometrą.

Žiedinis interferometras sudarytas iš dvejų vienodo ilgio skaidulos atkarpų, iš principo gali veikti tiek su siaurajuosčią, didelio koherentiškumo ilgio šviesa, tiek su plataus spektro, mažo koherentiškumo ilgio šviesa, jeigu šių atkarpų ilgis yra suderintas mažiau negu 1 mm tikslumu ir jos yra suvirintos sukryžminant jų poliarizacines ašis. Priešpriešiais sklindančių šviesos replikų tiksliam fazės paderinimui gali būti naudojamas skaidulos pašildymas, arba skaidulos tempimas. Eksperimentiškai nustatytas šiluminio proporcingumo koeficientas  $\gamma$  PANDA tipo, Fujikura PM980 šviesolaidžiams yra  $-5,57 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ . Tuo tarpu šiluminio derinimo jautrumas šitiems šviesolaidžiams yra  $1,91 \text{ m} \cdot ^\circ\text{C}$ , o mechaninio tempimo jautrumas yra  $0,077 \text{ m} \cdot \text{N}$  [78].

Naudojant siaurajuosčių nuolatinės veikos diodinį lazerį su centriniu bangos ilgiu 1063 nm stacionarioje žiedinio interferometro schemoje maksimalus pasiektas pralaidumas buvo 62% (2,1 dB), o minimalus – 0,38% (24,2 dB). Tuo tarpu tikrame Sanjako efektu pagrįstame optiniame cirkuliatoriuje pralaidumas tiesiogine kryptimi buvo 41,6%, o atgalinę kryptimi – 0,4%, kas atitinka 104:1 šviesos pralaidumo santykį skirtingomis kryptimis arba 24 dB izoliaciją. Tai praktiškai atitinka vienos pakopos standartinio skaidulinio Faradėjaus izoliatoriaus charakteristikas. Tokios pralaidumo charakteristikos buvo pasiektos sukant diską 187 rad/s kampiniu greičiu.

Toje pačioje optinio cirkulatoriaus schemoje naudojant plataus spektro nekoherentinį spontaniškos emisijos šaltinį su centriniu bangos ilgiu 1045 nm buvo stebimas ženklus šviesos pralaidumo ir slopinimo charakteristikų pablogėjimas. Ištyrinėjus atskirų, 1 nm pločio spektrinių komponentų patiriamus fazių poslinkius pasimatė, jog jie nėra vienodi ir šie poslinkiai skirtinguose spektro vietose yra didesni negu vienas bangos ilgis. Pagrindinė priežastis, dėl kurios atsirado šie fazių poslinkiai, yra susijusi su skirtingais atskirų spektrinių komponentų faziniais vėlinimais, kurie atsiranda atspindint arba prasklindant pluoštams pro poliarizacinį pluošto daliklį.

## 4. SANJAKO EFEKTU PAGRĮSTAS OPTINIS NEAPGRĘŽIAMOS FAZĖS POSLINKIO ĮRENGINYS

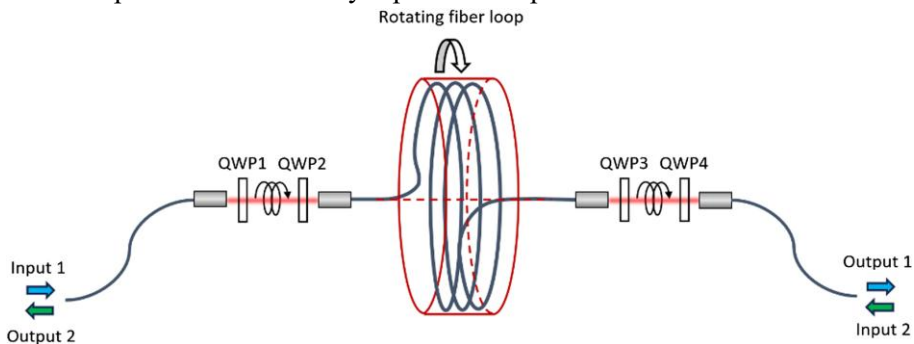
Šiame skyriuje pateikiama naujoviška neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginio (NRPS, angl. *non-reciprocal phase shifter*) schema, nustatoma, kuris efektas – Sanjako ir/arba Fizo – lemia neapgręžiamą fazės poslinkį, ir galiausiai pademonstruojamas optinis izoliatorius, kurio pagrindą sudaro šis įrenginys.

Šiame skyriuje pateikti rezultatai buvo publikuoti straipsnyje S2 bei pristatyti konferencijoje K3.

### 4.1. Skaidulinis neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginys

Ankstesniuose skyriuose buvo aprašytas skaidulinis optinis izoliatorius/cirkuliatorius, kurio pagrindą sudaro besisukantis žiedinis interferometras. Eksperimentiškai ištirtos charakteristikos gerai atitinka teorinį modelį, pagal kurį už neapgręžiamą fazės poslinkį yra atsakingas išskirtinai tik Sanjako efektas. Tuo tarpu kaip seka iš Sanjako formulės išvedimo pateikto 1.4 skyriuje, optinės skaidulos lūžio rodiklis, neapgręžiamos fazės poslinkiui, įtakos neturi. Šiame skyriuje pateikiamas neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginys (NRPS), kurio pagrindinis elementas yra ant besisukančio disko sumontuota poliarizaciją išlaikančios skaidulos ritė ir kurioje optinių skaidulų įvedimo/išvedimo galai yra sutapatinti su disko sukimosi ašimi. NRPS patalpinus į klasikinio Sanjako interferometro kilpą, į Maikelsono arba Mach-Zehnderio interferometro vieną iš šakų, pakinta interferometro pralaidumo/atspindžio charakteristikos, priklausomai nuo NRPS sukimosi greičio.

Principinė NRPS schema yra pateikta 40 paveiksle.



**40 pav.** Neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginio (NRPS) principinė schema.

NPRS susideda iš poliarizaciją išlaikančios (PM, angl. *polarization maintaining*) optinės skaidulos (Fujikura PM980), suvyniotos ant disko, besisukančio valdomu greičiu. Prie priešingų skaidulų galų yra pritvirtinti du kolimatoriai. Kolimatorių optinės ašys yra sutapatintos su disko sukimosi ašimi. Keturių ketvirčio bangos ilgio plokštelių pagalba, tarp besisukančios ir stacionarios įrenginio dalių yra perduodama apskritimiškai poliarizuota šviesa. Ketvirčio bangos ilgio plokštelės QWP2 ir QWP3 sukasi kartu su disku, ant kurio suvyniota skaidula, o QWP1 ir QWP4 yra stacionarios. Tokia konfigūracija leidžia perduoti tiesiškai poliarizuotą šviesą su nustatyta poliarizacijos orientacija į PM skaidulą nepriklausomai nuo disko orientacijos. Kai diskas su skaidula nesisuka, optinis kelias nepriklauso nuo šviesos sklaidymo pro prietaisą krypties. Tačiau besisukant diskui, optiniai keliai šviesai, sklindančiai disko sukimosi kryptimi, ir šviesai, sklindančiai priešinga kryptimi, tampa skirtingi. Dėl to tarp šių dviejų priešpriešiais sklindančių šviesos replikų atsiranda fazės skirtumas. Patalpinus NPRS į interferometrą, pakinta interferometro pralaidumas/atspindys priklausomai nuo NPRS sukurto neapgręžiamos fazės skirtumo arba kitaip tariant nuo NRPS sukimosi greičio.

#### 4.2. Skirtumo tarp grynojo Sanjako ir Fizo „šviesos tempimo“ efektų išaiškinimas

Kaip buvo paminėta ankstesniame poskyryje, jeigu fazių skirtumas tarp priešpriešai sklindančių bangų skaidulos ritėje atsiranda grynai dėl Sanjako efekto, jis turėtų priklausyti tik nuo bangos dažnio ir nuo ritės sukimosi greičio. Iš to ypač seka, kad šis fazių skirtumas optiniame diapazone, kur  $v_{ph} \approx \frac{c}{n}$ , nepriklauso nei nuo optinės terpės, užpildančios interferometrą, lūžio rodiklio  $n$ , nei nuo jos dispersijos  $\frac{dn}{d\lambda}$ . Tačiau remiantis Malykino 2000 metų publikacija, kurioje detalai paaiškinta Sanjako efekto prigimtis ir išvedama bendroji reliatyvistinė fazės poslinkio formulė, gali susidaryti įspūdis, kad pluošto daliklis turi judėti kartu su interferometru tam, kad galima būtų stebėti grynąjį Sanjako efektą [88]. Kitais atvejais turėtų būti naudojamos kitos formulės, kuriose atsiranda papildomi „šviesos tempimo“ koeficientai, pvz. Laubo, Frenelio, arba Frenelio su Lorencio korekcija. Minėtame straipsnyje yra pateikiamos formulės skirtingoms žiedinio interferometro konfigūracijoms. Labiausiai tikėtini teoriniai modeliai apibūdinantys NRPS veikimą yra du iš keturių aprašytų atvejų [88]:

- 1) Interferometras ir terpė (šiuo atveju – šviesolaidis) sukasi kartu kaip vientisa sistema:

$$\Delta\varphi_{NR} = \frac{8\pi A\Omega}{\lambda c} \quad (34)$$

kur  $\Delta\varphi_{NR}$  yra neapgrėžiamas fazės skirtumas, susidarantis tarp priešingomis kryptimis sklindančios šviesos replikų;  $\Omega$  – besisukančios šviesolaidžio kilpos kampinis greitis;  $A$  – visas šviesolaidžio kilpos aprėpibrėžtas plotas, orientuotas sukimosi plokštumoje;  $\lambda$  – šviesos bangos ilgis vakuume;  $c$  – šviesos greitis vakuume.

- 2) Interferometras nejuda, tačiau terpė juda išilgai optinio kelio:

$$\Delta\varphi_{NR} = \frac{8\pi A\Omega n^2}{\lambda c} \left(1 - \frac{1}{n^2} - \lambda \frac{1}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right), \quad (35)$$

kur  $n$  yra terpės lūžio rodiklis.

Skirtumas tarp abiejų formulių susiveda į koeficientą:

$$n^2 \left(1 - \frac{1}{n^2} - \lambda \frac{1}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right), \quad (36)$$

kuris lydyto kvarco šviesolaidžiui yra maždaug 1,12 (kai bangos ilgis yra 1063 nm). Formulė (34) aprašo grynąjį Sanjako efektą, o formulė (35) – Sanjako efektą su Frenelio „šviesos tempimo“ koeficientu. Lūžio rodiklio ir chromatinės dispersijos reikšmės lydytam kvarcui buvo paimtos iš viešai prieinamos optinių medžiagų savybių duomenų bazės [31]. Skirtumas nėra didelis, tačiau pakankamas, kad būtų galima jį patikrinti eksperimentiškai.

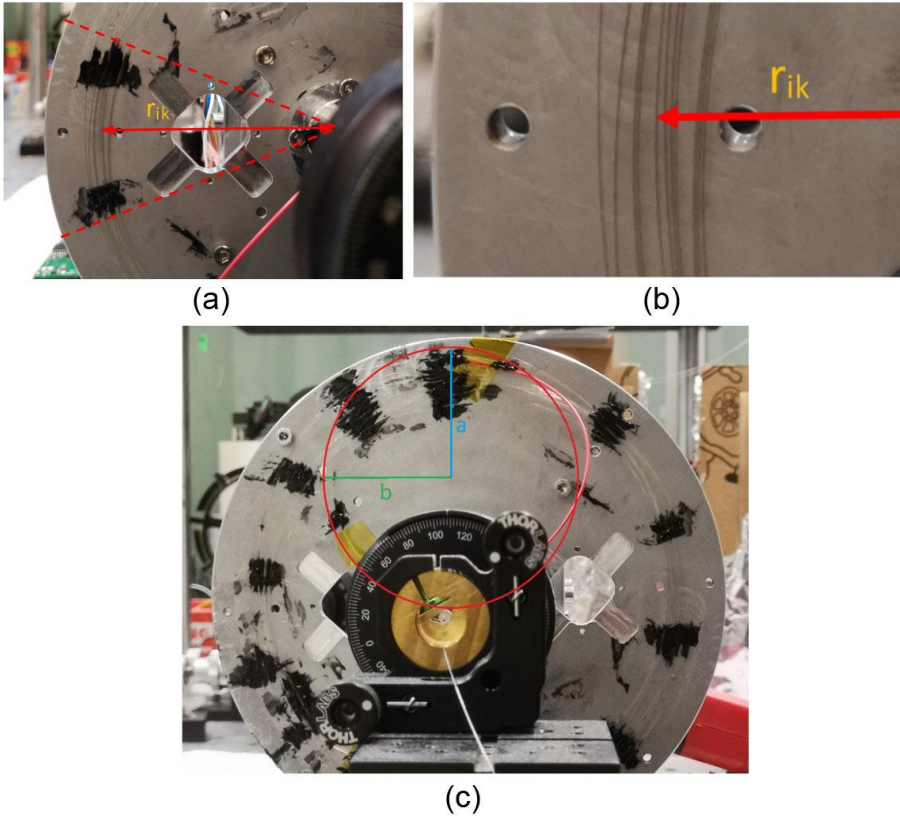
#### 4.3. Eksperimentinis neapgrėžiamo fazės poslinkio mechanizmo nustatymas

Veikimo efekto nustatymui buvo pasirinktas parametras nusakantis skaidulos ritės apibrėžiamą plotą. Šis plotas buvo nustatomas dviem skirtingais būdais. Pirmas būdas – geometrinis, kai pagal nuotraukas buvo įvertintas visas ant disko suvyniotos skaidulos apibrėžtas plotas. Antras būdas – plotas buvo išreikštas iš formulių (34) ir (35) įstatant eksperimentiškai išmatuotą NRPS disko sukimosi greitį, kai fazės poslinkis yra lygus  $\pi$  radianų. Plotas nustatytas abiem būdais buvo sulyginamas siekiant išsiaiškinti, kurį iš aukščiau paminėtų formulių geriau aprašo neapgrėžiamą fazės poslinkį.

Pirmu atveju visas nufotografuoto disko plotas buvo padalintas į  $n$  vienodų sektorių. Kiekvieno sektoriaus, apriboto skaidulomis plotas buvo apskaičiuotas nustatant kiekvienos skaidulos kilpos spindulį  $r_i$  sektoriaus viduryje (41 pav. (a) ir (b)). Konkretaus sektoriaus  $k$  plotas apribotas skaidulomis yra išreiškiamas formule:

$$A_k = \frac{\pi}{n} \sum_i r_{ik}^2 \quad (37)$$

Papildomai dvi skaidulos atkarpos, kurios nuveda šviesą link disko centro, kartu sudaro artimą elipsės formai figūrą, kuri irgi sukasi kartu su disku ir įnešą savo indėlį į bendrą skaidulos ritės apibrėžtą plotą (41 pav. (c)). Šis plotas taip pat buvo nustatytas iš nuotraukos, apytiksliai apibrėžiant šią sritį elipse (a ir b yra atitinkamai elipsės didžioji ir mažoji ašys).



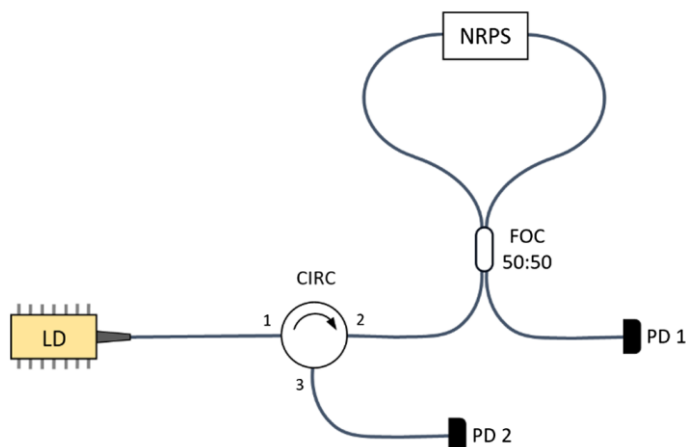
**41 pav.** Ploto skaičiavimo metodas, pavaizduotas vizualiai. Punktyrinės linijos rodo specifinio sektoriaus  $k$  kraštus.

Bendras plotas išreiškiamas formule:

$$A = \sum_{k=1}^n A_k + \pi ab = \frac{\pi}{n} \sum_{k=1}^n \left( \sum_i r_{ik}^2 \right) + \pi ab \quad (38)$$

Naudojant šį metodą, apskaičiuotas bendras plotas yra  $0,152 \pm 0,001 \text{ m}^2$  (kai visas apskritimas buvo padalintas į 32 dalis). Didžiausia paklaida susidarė dėl ilgių keitimo koeficiento (kiek pikselių nuotraukoje atitinka ilgio vienetą ant realaus disko). Šis koeficientas buvo nustatytas matuojant atraminius atstumus (skyles ant disko) nuotraukose. Taip pat buvo patikrintas skaitinio integravimo tikslumas keičiant sektorių skaičių  $n$  ir stebint kaip konverguoja bendras plotas apribotas skaidulomis. Paaiškėjo, kad šis netikslumas yra bent dešimt kartų mažesnis negu paklaida atsiradusi dėl ilgių keitimo koeficiento. Taigi skaitinio integravimo paklaida neįneša reikšmingos įtakos tolesnėms išvadoms.

Ploto nustatymui antru būdu buvo surinkta schema, pateikta 42 paveiksle, kur anksčiau aprašytas NRPS buvo integruotas į Sanjako interferometro kilpą. Pateiktoje schemeje naudojamas poliarizaciją išlaikantis (PM) skaidulinis pluošto daliklis (FOC, angl. *fiber optics coupler*), kuris padalija lazerinio diodo (LD) šviesą į du kanalus, prijungtus prie NRPS. Šviesa, praėjusi pro Sanjako interferometrą, matuojama galios matuokliu PD1, o atgal atspindėta šviesa optinio cirkulatoriaus pagalba nukreipiama į galios matuoklį PD2.

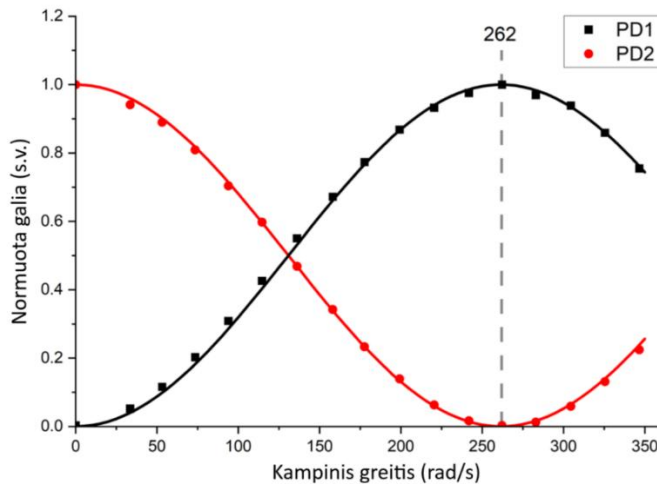


**42 pav.** Sanjako interferometro schema su integruotu NRPS. LD – lazerinis diodas ( $\lambda_{cw} = 1063 \text{ nm}$ ); CIRC – cirkulatorius; FOC – skaidulinis pluošto daliklis 50/50; PD1 ir PD2 – fotodetektoriai.

NRPS disko sukimosi greitis buvo didinamas tol kol buvo pasiektas taškas, kuriame praktiškai visa šviesa nukreipiama į detektorių PD1. Šis taškas atitinka greitį, kuriame fazių skirtumas tarp priešingomis kryptimis sklindančių šviesos replikų yra  $\pi$  radianų. Žinant šį greitį galima nustatyti bendrą NRPS skaidulos kilpų apibrėžtą plotą, išreiškiant jį iš formulių (34) ir (35). Palyginus apskaičiuotus plotus su geometrinio būdu išmatuotu plotu,

galima nustatyti, kuris efektas lemia neapgręžiamą fazės poslinkį tiriamame prietaise.

43 paveiksle parodyta normuota šviesos galia išmatuota fotodetektoriais PD1 ir PD2, esant skirtingiems disko sukimosi greičiams. Fazės skirtumas lygus  $\pi$  radianų stebimas esant kampiniam greičiui  $\Omega \approx 262$  rad/s. Interferometro apibrėžtas plotas, suskaičiuotas pagal formules (34) ir (35) gavosi atitinkamai  $A_{(34)} = 0,1524 \text{ m}^2$ , ir  $A_{(35)} = 0,1361 \text{ m}^2$ . Plotas, apskaičiuotas pagal formulę (34), labai tiksliai atitinka vertę, nustatytą geometriniu metodu; tuo tarpu plotas, apskaičiuotas pagal formulę (35), viršija galimą paklaidos ribą. Iš šio eksperimento galima padaryti išvadą, jog standartinė grynojo Sanjako efekto formulė (34) tiksliai aprašo mūsų tirtą įrenginio charakteristiką. Taigi neapgręžiamas fazės poslinkis NRPS įrenginyje atsiranda vien dėl Sanjako efekto.

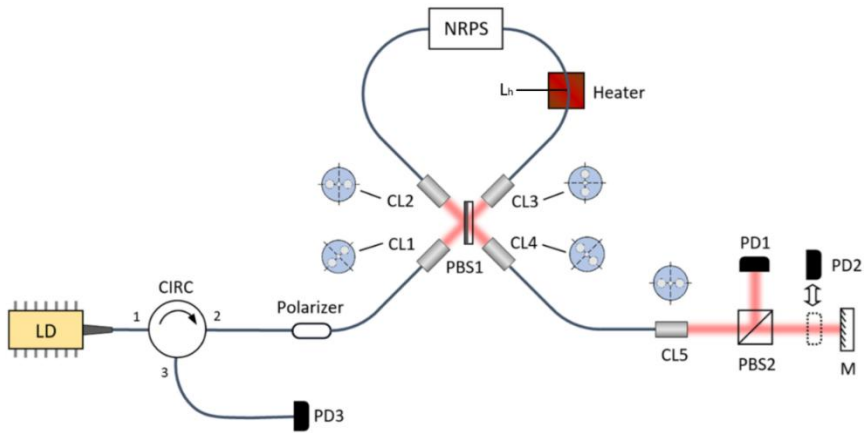


**43 pav.** Normuota šviesos galia išmatuota fotodetektoriais PD1 ir PD2, kaip priklausomybė nuo disko sukimosi greičio. Fazės poslinkis  $\pi$  rad stebimas prie kampinio greičio  $\Omega \approx 262$  rad/s.

#### 4.4. Neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginio pritaikymas optinio izoliatoriaus schemeje

Pabaigai buvo pademonstruotas ir ištirtas NRPS veikimas optinio izoliatoriaus schemeje. Eksperimentinė schema yra pateikta 44 paveiksle.



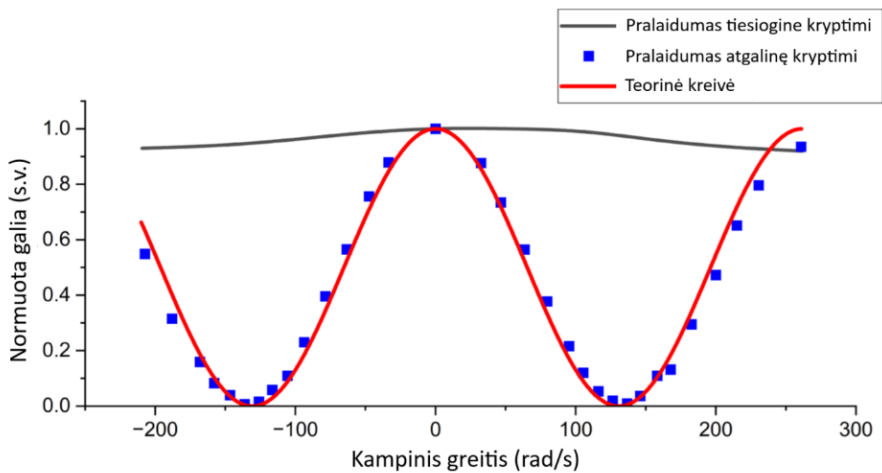


**44 pav.** Optinio izoliatoriaus su integruotų NRPS eksperimentinė schema.

Kaip šviesos šaltinis buvo naudojamas lazerinis diodas (LD) kuriuo centrinis bangos ilgis 1063 nm. Papildomas skaidulinis poliarizatorius buvo naudojamas poliarizacijos kontrastui pagerinti. Keturi kolimatoriai (CL1-4) buvo naudojami išvesti šviesą iš skaidulos į laisvąją erdvę ir suvesti atgal į skaidulą. Įvedamos į žiedinį interferometrą pro kolimatorių CL1 šviesos poliarizacija buvo orientuota 45 laipsnių kampu kritimo į poliarizacinį pluošto daliklį PBS1 plokštumos atžvilgiu. Įėjimo pluoštas buvo padalinamas PBS1 į dvi panašios galios replikas, kurios buvo įvedamos į skaidulos kilpą kurioje buvo integruotas NRPS. Įėjimo spindulių poliarizacijos orientacija atitiko greitąsias skaidulos poliarizacijos ašis abiejuose kilpos galuose. Skaidulos kilpos segmentas  $L_h$ , kurio ilgis 85 mm, buvo uždėtas ant kaitintuvo. Šviesos, praėjusios pro interferometro skaidulos kilpą poliarizacija pasikeitė 90 laipsnių lyginant su pradine, dėl skaidulų kryžminio sujungimo kilpos viduryje (sprendimas naudojamas optinių kelių skaiduloje suvienodinimui yra detalai aprašytas trečiame skyriuje). Šviesa praėjusi pro interferometrą buvo nukreipta į kolimatorių CL4 ir vėl suvesta į skaidulą, nuvedančia ją į matavimo schemą. Poliarizacinis pluošto daliklis (PBS2) buvo naudojamas stebėti praėjusios pro interferometrą šviesos poliarizacijos pokytį (optimalios sąlygos maksimaliam šviesos pralaidumui, kai fazių skirtumas tarp priešingomis kryptimis interferometre sklindančių šviesos replikų yra lygus nuliui). Fotodetektorius PD1 buvo naudojamas tam, kad išstatyti optimalias pralaidumo sąlygas pagal atspindžio nuo PBS2 minimumą, keičiant kaitintuvo temperatūrą eksperimento metu. Užtikrinant šias sąlygas šviesa, praeinanti pro NRPS tiesiogine kryptimi, visada turės tą pačią iš anksto nustatytą poliarizaciją ir kas iš to seką – fazių skirtumą tarp šviesos replikų. Fotodetektorius PD2 naudojamas bendrų sistemos nuostolių kontrolei.

Šviesa, praėjusi pro šią schemą tiesiogine kryptimi, buvo atspindima naudojant veidrodį (M) ir suvedama į kolimatorių CL5. Tuomet ji sklisdavo tuo pačiu keliu atgal ir galiausiai buvo išvedama iš optinės grandinės cirkuliatoriaus (CIRC) pagalba bei nukreipiama į fotodetektorių PD3. Šviesa, kurios poliarizacija skiriasi nuo pradinės, buvo blokuojama poliarizatoriaus. Fotodetektorius PD3 matavo šviesos galią, kurios poliarizacija sutampa su pradine, kuri buvo įvesta į interferometrą. Atsižvelgiant į tai, jog įvedimo nuostoliai turėtų būti vienodi abiem kryptimis sklindančiai šviesai ir tik nežymiai priklauso nuo disko sukimosi krypties ar greičio, skirtumas tarp abiem kryptimis sklindančios šviesos pralaidumo yra susijęs tik su neapgręžiamu fazės poslinkiu.

Pirmyn perduodamos šviesos galia, matuota detektoriumi PD2, parodyta juoda kreivė. Ši kreivė atspindi šviesos perdavimo pokyčius esant skirtingiems disko sukimosi greičiams. Neigiamos ir teigiamos kampinio greičio vertės atitinkamai žymi laikrodžio rodyklės kryptimi ir prieš laikrodžio rodyklę besisukančio disko atvejus.



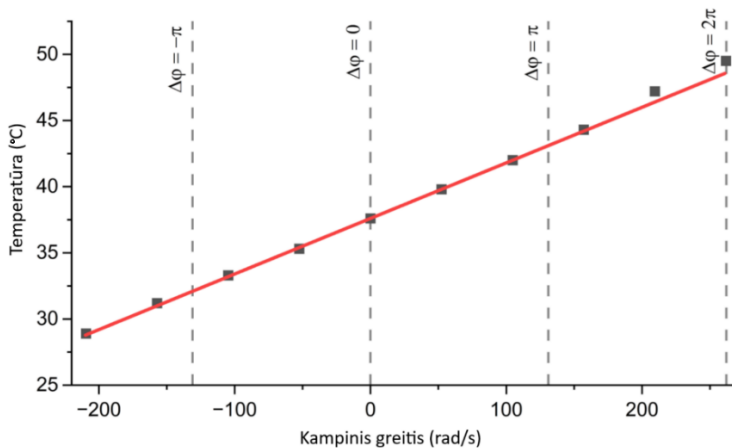
**45 pav.** Normuota pirmyn ir atgal perduodamos šviesos galia priklausomai nuo disko sukimosi greičio.

Įvedimo nuostoliai buvo išmatuoti tiesiogine ir atgaline kryptimis, kai diskas nesisuko ir jie siekia 7,4 dB. Ši vertė beveik nepriklauso nuo šviesos sklaidimo krypties. Šiuos nuostolius įneša atskiri komponentai, tokie kaip optinis cirkuliatorius bei poliarizatorius. Taipogi šviesos įvedimas į šviesolaidžiui buvo neoptimalus. Įvedimo nuostolių priklausomybė nuo disko sukimosi greičio buvo išmatuota tik tiesiogine kryptimi sklindančiai šviesai, darant prielaidą, kad jie yra vienodi abiem kryptim. Atitinkamos korekcijos, įvertinančios prarastą galią dėl įvedimo nuostolių, buvo pritaikytos

analizuojant duomenis. Sunormuotą į vienetą ir pakoreguota atgal sklidusios šviesos galia yra pateikta 45 paveiksle mėlynais taškais. Raudona vientisa linija žymi teorinę kreivę, apskaičiuotą pagal formulę (33), kuri buvo išvesta 3.4 skyriuje.

Iš kosinuso funkcijos periodo galima nustatyti disko sukimosi greitį, kai bendras priešpriešiais sklindančių šviesos replikų fazių skirtumas atgaline kryptimi pasiekia  $\pi$  rad. Šiuo atveju tai įvyksta taške, kai kampinis greitis  $\Omega = \pm 131$  rad/s. Padvigubinus šį greitį, gaunamas  $2\pi$  radianų fazių poslinkis, kai šviesos sklidimo sąlygos tampa analogiškos stacionariam atvejui. Didžiausias pastebėtas šviesos pralaidumo pokytis atgaline kryptimi yra apytiksliai 110 kartų, kai tuo pat metu pirmyn sklindančios šviesos pralaidumas buvo pasikeitęs vos 4%.

Kitas svarbus šio eksperimento parametras yra šildytuvo temperatūra, naudojama neapgręžiamo fazės poslinkio kompensacijai, siekiant išlaikyti pastovią tiesioginę kryptimi sklindančios šviesos poliarizaciją. Temperatūros priklausomybės nuo disko sukimosi greičio kreivė pateikta 46 paveiksle. Šią priklausomybę gana gerai galima aproksimuoti tiesine funkcija. Iš linijos nuolydžio galima nustatyti temperatūros pokytį, reikalingą fazių skirtumo kompensacijai, ir naudojant formulę (13) apskaičiuoti šiluminio proporcingumo koeficiento  $\gamma$  vertę. Šiuo atveju apskaičiuota faktoriaus vertė yra  $-5,68 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ . Ji gana gerai atitinka ankstesniame eksperimente išmatuotą vertę  $-5,57 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  [78]. Tipinės literatūroje nurodomos  $\gamma$  koeficiento vertės PANDA PM skaiduloms yra  $-5,93 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  ir  $-5,29 \times 10^{-7} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  [87].



**46 pav.** Kaitintuvo temperatūra, naudojama neapgręžiamam fazių skirtumui kompensuoti, kaip priklausomybė nuo disko sukimosi greičio.

#### 4.5. Rezultatų aptarimas

Šiame skyriuje buvo aprašytas neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginys (NRPS), kurio veikimas yra pagrįstas Sanjako efektu. Eksperimentiškai buvo nustatytas teorinis modelis, aprašantis neapgręžiamo fazės poslinkio prigimtį NRPS įrenginyje. Bendras besisukančio žiedinio interferometro kilpos plotas, apskaičiuotas panaudojant klasikinę Sanjako interferometro formulę, nuo geometriniu būdu išmatuoto ploto skyrėsi mažiau nei 1% kas yra matavimo paklaidų ribose. Tuo tarpu plotas suskaičiuotas naudojant Frenelio-Fizo formulę gavosi apie 11% didesnis, kas ženkliai viršijo matavimo paklaidas. Taigi galima padaryti išvadą, kad NRPS veikimas yra pagrįstas tik grynu Sanjako efektu.

Taipogi buvo pademonstruotas optinis izoliatorius, sukurtas naudojant neapgręžiamo fazės poslinkio įrenginį (NRPS). Buvo pasiektas šviesos, sklindančios atgaline kryptimi, blokavimas, kai perdavimas šviesos, sklindančios pirmyn, praktiškai buvo nepakitęs. Išmatuota šviesos pralaidumo priklausomybė nuo disko sukimosi greičio gerai atitiko kosinuso dėsnį, kas atitiko teorinius skaičiavimus. Didžiausias šviesos blokavimas atgaline kryptimi buvo stebėtas esant disko kampiniam sukimosi greičiui  $\pm 131 \text{ rad/s}$ , ir skyrėsi nuo maksimalaus perdavimo apie 110 kartų. Tiesiogine kryptimi sklindančios šviesos pralaidumas tomis pačiomis sąlygomis sumažėjo tik apie 4%. Didžiausias išmatuotas optinio izoliatoriaus slopinimas atgaline kryptimi buvo 27,8 dB.

## 5. SKAIDULINIS CIRKULIATORIUS PAGRĮSTAS SANJAKO EFEKTU, SU NEPOLIARIZUOJANČIU PLUOŠTO DALIKLIU PRITAIKYTAS PLAČIAJUOSČIAI POLIARIZUOTAI ŠVIESAI

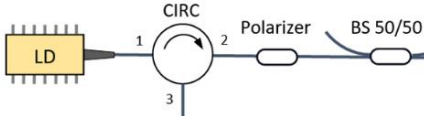
Šiame skyriuje pateikti rezultatai buvo pristatyti konferencijoje K5.

### 5.1. Skaidulinio optinio cirkulatoriaus schema su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu

Trečiame skyriuje aprašytas ir eksperimentiškai ištirtas optinis cirkulatorius, pagrįstas Sanjako efektu, buvo sukonstruotas naudojant poliarizacinį pluošto daliklį. Šioje konfigūracijoje pavyko pademonstruoti efektyvų siauro spektro šviesos, sklindančios atgaline kryptimi, slopinimą. Maksimali šviesos izoliacija siekia iki 24 dB, kai spektro plotis  $\Delta\lambda < 1$  nm, o centrinis bangos ilgis  $\lambda_c = 1063$  nm. Tačiau, siaurajuostį lazerį pakeitus plačiajuosčiu superliuminescenciniu diodu ( $\Delta\lambda = 50$  nm (FWHM),  $\lambda_c = 1043$  nm), izoliacijos kontrastas ženkliai sumažėjo. Pagrindinė priežastis, dėl kurios atsirado šis skirtumas, yra susijusi su skirtingais atskirų spektrinių komponentų faziniais vėlinimais, kurie atsiranda sklindant pluoštams pro daugiasluoksnės poliarizacinio pluošto daliklio dangas. Naudojant tokius pluošto daliklius interferometras gali būti sukonstruotas tik tokiu būdu, kad vienos poliarizacijos šviesa per vieną praėjimą yra du kartus atspindima nuo pluošto daliklio, o kitos poliarizacijos – du kartus pro jį praeina. Eksperimentuose aprašytuose 3.4.2 poskyryje buvo pastebėta stipri fazės poslinkio priklausomybė nuo bangos ilgio. Taip yra todėl, jog poliarizacinio pluošto daliklio fazinės charakteristikos skirtingoms poliarizacijoms skiriasi. Dėl šios priežasties tapo neįmanoma optimizuoti reikalingą pradinį fazių vėlinimą visoms spektrinėms komponentėms vienu metu.

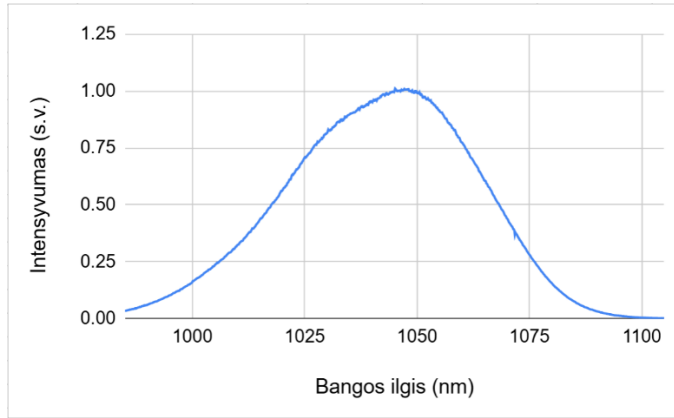
Šiai problemai spręsti poliarizacinis pluošto daliklis buvo pakeistas nepoliarizuojančiu. Tokiu būdu buvo užtikrinta, kad priešpriešiais sklindančios šviesos replikos, visada kristų į pluošto daliklį vienodų poliarizacijų. Taigi abejuose replikose visi spektriniai komponentai patiria vienodą fazinį poslinkį. Buvo tikimasi, kad ši modifikacija leis pasiekti optinio izoliatoriaus, pagrįsto Sanjako efektu, veikimą su plačiajuosčią spinduliuotę.

Eksperimento schema yra pateikta 47 paveiksle. Pagal savo veikimo principą ji yra analogiška laisvos erdvės schemai pavaizduotai 14 paveiksle (2.3 poskyris), tik realizuota skaiduliniame variante. Kaip šviesos šaltinis



orientacija atskiruose prievaduose: 1, 2 –  $s$  poliarizacija, 3, 4 –  $p$  poliarizacija.

superliuminescencinio diodo emisijos spektras yra pateiktas 48 paveiksle.



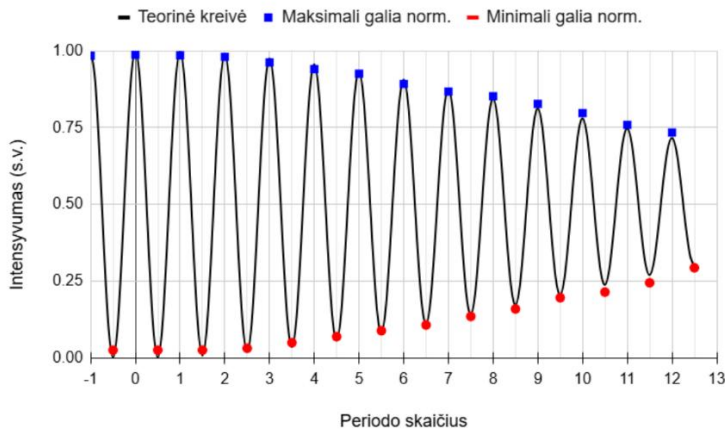
**48 pav.** Superliuminescencinio diodo Thorlabs SLD1050 emisijos spektras.

Plačiajuostės spinduliuotės panaudojimas nustato papildomus apribojimus interferometro konstrukcijai, palyginti su jo veikimu, kai naudojama siaurajuostė spinduliuotė. Dėl žymiai trumpesnio koherentiškumo ilgio atsiranda griežtesni reikalavimai absoliučiam priešpriešiais sklindančių šviesos replikų optinio kelio ilgio skirtumui. Iš 48 paveiksle pateikto šviesos spektro, galima apskaičiuotas jos koherentiškumo ilgį, kuris šiuo atveju yra apie 7  $\mu\text{m}$ . Klasikiniame Sanjako interferometre priešpriešiais sklindančioms šviesos replikoms optiniai keliai yra identiški. Tačiau ta sąlyga nebegalioja eksperimentuose naudotame modifikuotame Sanjako interferometre. Šiuo atveju priešpriešiais sklindančios šviesos replikos maždaug pusę atstumo nukeliauja palei PM tipo skaidulos lėtąją poliarizacijos ašį, o kitą dalį – palei greitąją. Todėl, siekiant užtikrinti vienodą optinių kelių ilgį abiem priešpriešiais sklindančioms šviesos replikoms, būtina abiejų interferometro kilpos skaidulų segmentus nupjauti vienodo ilgio. Reikalingas skaidulų ilgių suderinamumo netikslumas gali būti įvertintas pagal koherentiškumo ilgį  $L_{coh}$  ir PM skaidulų mušimo ilgį  $L_b$ . Praktinių požiūriu priimtinas ilgių išsiderinimas gaunamas, kai:

$$\Delta L \ll \frac{L_{coh} L_b}{\lambda}. \quad (39)$$

Tipinis mušimo ilgis Fujikura PM980, PM tipo skaiduloje yra 1,5–2,7 mm intervale. Pagal koherentiškumo ilgio apibrėžimą tai yra atstumas, po kurio koherentiškumo funkcijos stiprumas sumažėja iki  $1/e$ . Tai reiškia, kad tuo atveju, kai abiejų skaidulų segmentų ilgiai beveik sutampa, interferencinių juostų moduliacijos gylis turėtų būti artimas 100 %, o kai segmentų ilgio skirtumas pasiekia apie 10–18 mm, moduliacijos gylis turėtų sumažėti iki  $1/e$  lygio. Norėdami patikrinti šias prielaidas, buvo keičiama kaitintuvo temperatūra plačiame intervale ir registruojama išeinančios šviesos galia

viename iš išėjimo prievadų. Šiek tiek sudėtinga yra tiksliai susieti absoliučią temperatūros reikšmę su optinio kelio ilgio pokyčiu. Visų pirmą reikia laiko, kol temperatūra skaiduloje nusistovės. Antrą, lūžio rodiklio pokytis priklauso nuo vidinių įtempimų skaiduloje, kurie nusistovi po dar ilgesnio laiko. Todėl buvo nuspręsta išmatuoti tik ekstremalius taškus, kai interferencijos kreivė pasiekia minimumus ir maksimumus. Ši interferograma yra pateikta 49 paveiksle. Kaip ir buvo tikėtasi, interferencijos moduliacijos gylis mažėja tolstant nuo optimalaus taško. Iš šio matavimo galima nustatyti absoliutų optinių kelių ilgio skirtumą tarp priešpriešiais sklindančių šviesos pluošto replikų ir parinkti sąlygas, kai šie keliai sutampa.



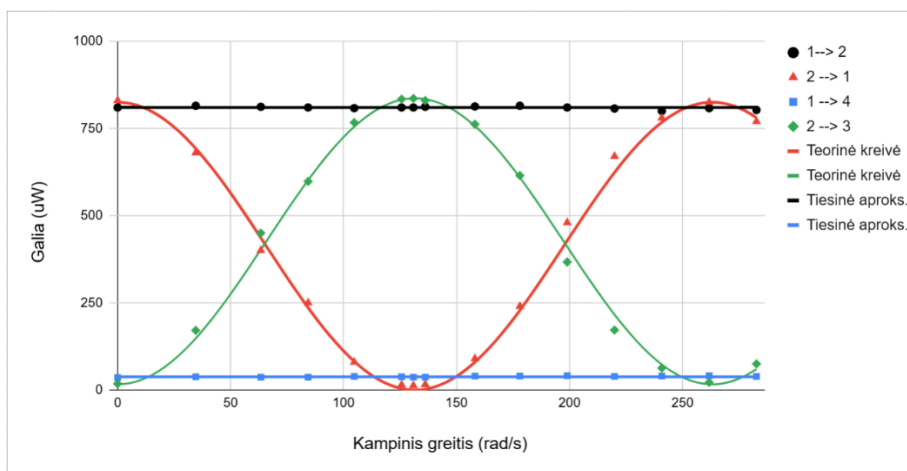
**49 pav.** Pluoštų interferograma išmatuota keičiant šildytuvo temperatūrą. Raudoni ir mėlyni taškai buvo eksperimentiškai išmatuoti. Juoda kreivė – teorinė aproksimacija funkcija  $f(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{x^2}{a}\right) \cos(bx)$ , kur  $a$  ir  $b$  yra parenkami parametrai [89].

Kai optimali temperatūros reikšmė buvo parinkta eksperimentiniu būdu, galima buvo pereiti prie pagrindinio eksperimento, skirto parodyti Sanjako izoliatoriaus veikimą naudojant plačiąjuostę spinduliuotę. Matavimų metu buvo tiriamas šviesos sklaidimas tarp 1-o ir 2-o prievadų abiem kryptimis. Pirmiausia šviesa buvo įvesta per 1-ą prievadą ir matuojama 2-ame ir 3-iaame prievaduose keičiant NRPS disko sukimosi greitį. Vėliau eksperimentas buvo pakartotas, šviesą įvedant per 2-ą prievadą ir matuojant 1-ame ir 4-ame prievaduose. Kaitintuvo temperatūra buvo optimizuota taip, kad pirmu atveju būtų pasiektas maksimalus pralaidumas iš 1-o prievado į 2-ą, o antru atveju – minimalus pralaidumas iš 2-o prievado į 4-ą.



## 5.2. Skaidulinio optinio cirkulatoriaus su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu tyrimų rezultatai ir jų aptarimas

Matavimų rezultatai pateikti 50 paveiksle. Stacionarioje būsenoje šviesos perdavimas tarp 1-o ir 2-o prievadų abiem kryptimis yra labai panašus (nors buvo stebimas nedidelis skirtumas absoliučiose reikšmėse, kuris bus aptartas vėliau). Kontroliniai šviesos perdavimo matavimai iš 1-o prievado į 4-ą ir iš 2-o į 3-ią buvo atlikti tam, kad įsitikintume, jog šviesos perdavimo pokyčiai tarp 1-o ir 2-o prievadų nėra sukelti įvedimo nuostolių (kaip matosi iš 50 paveikslą bendra įvedama ir išvedama galia išliko panaši esant skirtingiems disko sukimosi greičiams).

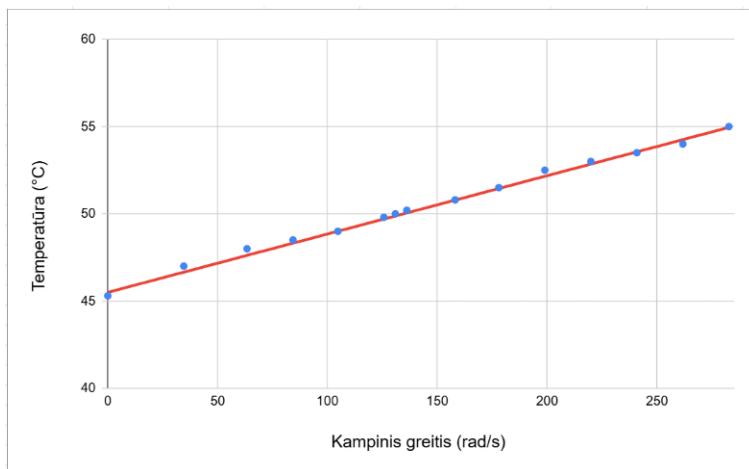


**50 pav.** Šviesos perdavimo tarp skirtingų optinio cirkulatoriaus prievadų priklausomybė nuo disko sukimosi greičio (juodi taškai – perdavimas iš 1-o į 2-ą prievadą, raudoni trikampiai – iš 2-o į 1-ą, mėlyni kvadratai – iš 1-o į 4-ą, žali rombai – iš 2-o į 3-ią).

Didėjant disko sukimosi greičiui, šviesos perdavimas iš 1-o prievado į 2-ą išliko pastovus (dėl reikiamu būdu derinamos kaitintuvo temperatūros), tuo tarpu perdavimas iš 2-o prievado į 1-ą pradėjo mažėti. Iš grafikų matyti, kad dalis šviesos iš 2-o prievado buvo nukreipta į 3-ią prievadą. Esant tam tikram disko sukimosi greičiui, beveik visa šviesa buvo nukreipta iš 2-o prievado į 3-ią. Toliau didinant disko sukimosi greitį, šviesos dalis, nukreipta į 3-ią prievadą, pradėjo mažėti, o į 2-ą – didėti, kol galiausiai esant greičiui apie 262 rad/s šios proporcijos vėl tapo panašios į pradines (stacionarias) sąlygas. Didžiausias šviesos perdavimo pokytis iš 1-o prievado į 2-ą (apie 64 kartai) buvo pastebėtas prie disko sukimosi greičio apie 131 rad/s. Tai atitinka 18 dB

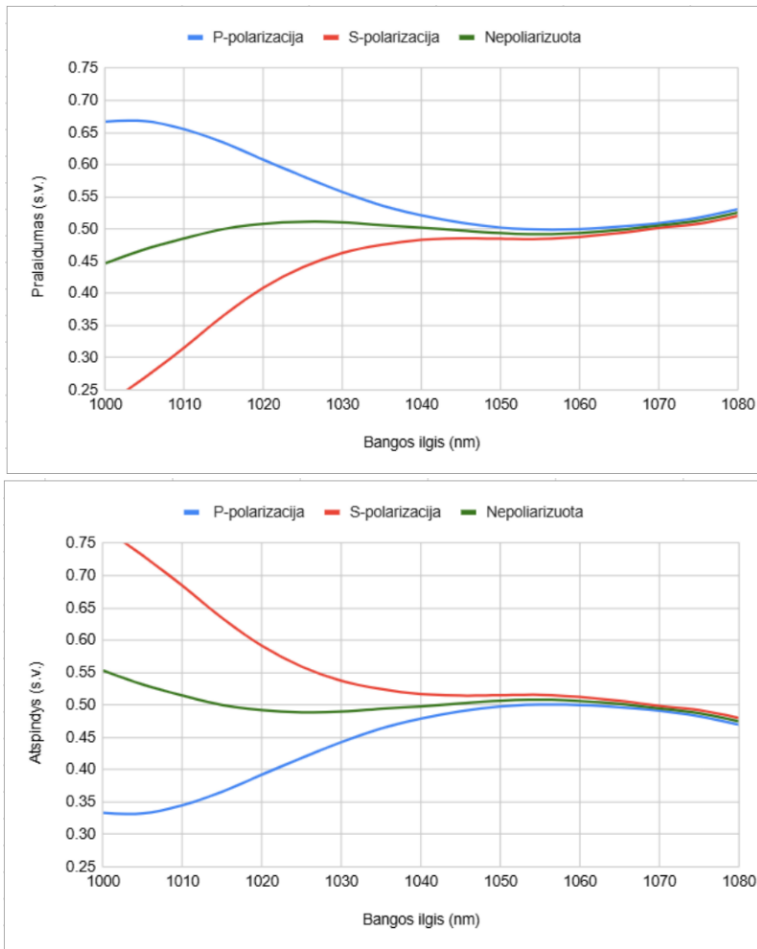
izoliatoriaus kontrastą, atmetant įvedimo nuostolius (šiam eksperimente schema nebuvo optimizuota minimizuoti įvedimo nuostolius, nes buvo siekiama išlaikyti maksimalų eksperimento lankstumą). 51 paveiksle yra pateikta kompensacinės temperatūros priklausomybė nuo disko sukimosi greičio, kuri pasižymi beveik tiesine priklausomybe. Ši priklausomybė buvo detaliai ištirta ir aprašyta ketvirtame skyriuje ir čia pateikiama tik bendrai informacijai.

Iš 50 paveiksle pateiktų kreivių galima pastebėti, kad kai šviesa perduodama iš 1-o prievado į 2-ą, yra stebimas tam tikras nedidelis galios nuotėkis į 4-ą prievadą. Tuo tarpu kitu atveju, kai, šviesa yra perduodama iš 2-o prievado į 1-ą, stacionariomis sąlygomis nuotėkis į 3-ią prievadą yra žymiai mažesnis. Šis efektas nebuvo pakankamai gerai ištirtas, kad būtų galima daryti griežtas išvadas. Šį skirtumą galima susieti su eksperimente naudoto pluošto daliklio pralaidumo-atspindžio charakteristikomis.



**51 pav.** Kompensacinė temperatūra prie skirtingų NRPS disko sukimosi greičių.

52 paveiksle yra parodytos išmatuotos pralaidumo ir atspindžio koeficientų priklausomybės nuo bangos ilgio skirtingoms poliarizacijoms. Nors centriniam superluminescencinio diodo bangos ilgiui ir ilgesnių bangų ruože šie skirtumai yra nežymūs, trumpesnėms bangos ilgiams jie pasidaro reikšmingi. Tam, kad tyrinėjatame optiniame cirkuliatoriuje visa šviesa būtų nekreipta į tuos prievadus, į kuriuos numatyta, žiedinis interferometras turi gerai „užsidaryti“ (t. y. abu pluoštai turi pilnai suinterferuoti). Tas yra pasiekiamas tik kai abiejų pluoštų galios yra vienodos, t. y. kai pluošto daliklio dalinimo santykis yra 50/50.



**52 pav.** NPBS pralaidumo ir atspindžio koeficientų priklausomybė nuo bangos ilgio skirtingoms poliarizacijoms.

### 5.3. Rezultatų aptarimas

Šiame skyriuje buvo aprašytas ir eksperimentiškai ištirtas skaidulinis cirkuliatorius, pagrįstas Sanjako efektu, veikiantis esant plačiajuosčiai spinduliuotei. Palyginus su ankstesniais eksperimentais, šioje schemoje buvo reikšmingai sumažinta pluošto daliklio fazinių charakteristikų įtaka. Tas buvo pasiekta naudojant nepoliarizuojantį pluošto daliklį (NPBS) modifikuotame Sanjako interferometre. Ši schema buvo išbandyta naudojant 1043 nm bangos ilgio ir 50 nm (FWHM) spektro pločio šviesą iš superluminescencinio diodo. Pasiektas pralaidumo skirtumas priešingomis kryptimis sklindančiai šviesai yra apie 64 kartai. Šiuo atveju pralaidumas tiesiogine kryptimi nebuvo optimizuotas, todėl jis buvo gan prastas. Tačiau ankstesniuose

eksperimentuose buvo parodyta, kad panašios konstrukcijos prietaiso maksimalus pralaidumas gali siekti apie 40%. Kadangi įvedimo nuostoliai nepriklauso nuo šviesos perdavimo krypties, galima pagrįstai manyti, jog atlikus šio įrenginio optimizavimą būtų pasiektas panašaus lygio šviesos pralaidumas. Tokiu atveju jo izoliacija siektų apie 22 dB. Tolimesnis izoliacijos pagerinimas įmanomas optimizuojant nepoliarizuojančio pluošto daliklio atspindžio ir pralaidumo charakteristikas, mažinant jų priklausomybę nuo poliarizacijos plačiame spektro ruože.

## IŠVADOS

1. Eksperimentiškai pademonstruotas keturių prievadų skaidulinis cirkuliatorius veikiantis Sanjako efekto principu. Šio prietaiso pralaidumo priešingomis kryptimis santykis naudojant siauro spektro šviesą ( $\lambda_c = 1063$  nm,  $\Delta\lambda < 1$  nm) yra ne mažesnis negu 100:1, o izoliacija – ne mažesnė negu 24 dB, kas yra sulyginama su komerciniais Faradėjaus izoliatoriais.
2. Eksperimentiškai nustatyta, kad šviesos fazės poslinkis besisukančioje skaidulos ritėje atsiranda vien tik dėl Sanjako efekto, tuo tarpu Fizo efektas fazės poslinkiui įtakos neturi arba jo įtaka yra bent šimtą kartų mažesnė.
3. Eksperimentiškai pademonstruota, kad Sanjako efektu pagrįstas skaidulinis izoliatorius su nepoliarizuojančiu pluošto dalikliu veikia esant plataus spektro šviesai ( $\lambda_c = 1045$  nm,  $\Delta\lambda = 50$  nm (FWHM)), užtikrindamas pralaidumo priešingomis kryptimis santykį ne mažesnę negu 60:1. Izoliatoriaus pralaidumas nepriklauso nuo nepoliarizuojančio pluošto daliklio įnešamų fazinių vėlinimų, nes priešpriešiais sklindančios šviesos replikos pluošto daliklį prasklinda/atsispindi tose pačiose vietose bei vienodai poliarizuotos ir tokiu būdu jų optiniai keliai kompensuojasi.

## INTRODUCTION

The Lorentz reciprocity theorem, formulated by H. Lorentz in the 19th century, states that interchanging the positions of an electromagnetic source and detector does not change the response [1]. This principle applies across the electromagnetic spectrum, including the optical domain [2], when the system is linear, static, and lossless [3]. However, certain physical effects, such as the magneto-optical Faraday effect, nonlinear light-matter interactions, or time-varying systems, can break reciprocity, enabling the construction of optical isolators and circulators [4]. These devices are widely used in laser systems to suppress back reflections [7] and in telecommunications to reduce signal noise [8].

Most currently used isolators are based on the Faraday effect [9], but this approach has significant limitations. Device performance depends strongly on material properties such as the Verdet constant, transparency window, and optical quality of the used material [10], making it difficult to design isolators for operation with broadband light, adjustable spectral range, or compatibility with exotic wavelengths like deep-UV or mid-IR [11,12]. In addition, material absorption leads to beam distortions, reduced isolation, and even optical damage at high powers [9,12].

Alternative approaches exploit nonlinear optical effects, such as stimulated Brillouin scattering [13], the Kerr effect [14], or Raman amplification [15]. Optical isolators based on nonlinear effects typically require high light intensities and often change the transmitted wavelength, making them less suitable for many applications. One more option is use of dynamic time-varying systems (e.g., optomechanical, optoelectronic, or optoacoustic devices). This approach is not versatile and typically increases the complexity of the system.

In this work, we propose and experimentally demonstrate a new type of optical isolator based on the Sagnac effect [17]. This effect arises from the phase difference between counter-propagating beams in a rotating ring interferometer. Unlike commonly used solutions, the Sagnac-based approach does not depend on the magneto-optical response of a material but rather on geometric and relativistic principles. As a result, such devices could:

- operate across an extremely broad spectral range, including unconventional wavelengths,

- minimize absorption losses and handle high peak and average powers (it is possible to create a design where light propagates mainly in air or vacuum, except relatively short length interaction with beam splitter and mirrors coatings)
- remain effective across low, medium, and high light intensities due to their linear response.

These unique properties make isolators based on the Sagnac effect a promising technology for applications where conventional solutions exhibit shortcomings. This work investigates fundamental properties of this light isolation technique, explores various fiber ring interferometer designs, and analyzes practical considerations for real-world implementation. The results open opportunities for next-generation optical isolators and potentially enable new applications across photonics.

### Objective of the thesis

The aim of this work is to experimentally demonstrate and investigate a new type of optical isolator/circulator, whose operating principle is based on the Sagnac effect, and to analyze its transmission characteristics in different configurations by optimizing selected system parameters.

### Main tasks of the thesis

1. To experimentally demonstrate an operating optical isolator whose operation principle is based on the Sagnac effect.
2. To investigate a fiber-optic isolator/circulator scheme with a polarizing fiber coupler using both a narrowband laser source and a broadband incoherent light source.
3. To investigate a fiber non-reciprocal phase shifting device consisting of a rotating fiber coil, determine the nature of the phase-shift mechanism, and demonstrate the applicability of the device for optical isolators/circulators.
4. To investigate a fiber isolator/circulator scheme with a non-polarizing fiber coupler using both a narrowband laser source and a broadband incoherent light source.
5. To address practical design aspects of the investigated device, such as polarization state control between the stationary and moving parts of the system, improvement of thermal stability and phase control, optimization of transmission characteristics.

### Scientific novelty

- For the first time, to our knowledge, an optical isolator/circulator which operation is solely based on the Sagnac effect has been experimentally demonstrated.
- The mechanism of phase shift generation was thoroughly investigated in a specially designed nonreciprocal phase-shifting device.
- It was demonstrated that by inserting a nonreciprocal phase shifter into a stationary ring interferometer, it is possible to realize an optical isolator/circulator.

### Practical value

- An optical isolator based on the Sagnac effect has been proposed and experimentally demonstrated. It has been found that its isolation and transmission are comparable to commercially available Faraday isolators. The proposed isolator does not require magneto-optical materials, so it can be easily adapted to any wavelength and any optical power.
- Theoretically modeled and experimentally verified schemes of this device provide a solid foundation for further development of its design, enabling more accurate prediction of the optical properties of new configurations.
- An optical isolator configuration allowing the device to operate with broadband light was discovered and experimentally verified. In this scheme phase distortions of the beam splitter do not affect the transmission and isolation characteristics of the isolator.
- A new effect was discovered and experimentally confirmed, indicating that the isolator's transmission or isolation between certain ports are independent of the splitting ratio of the beam splitter. This shows that in certain practical tasks, where one of these parameters is not critical, it is possible to use a beam splitter whose splitting ratio is not necessarily exactly 50/50.

### Statements to defend

1. A nonreciprocal light transmission device – an optical isolator/circulator based on the Sagnac effect – can be realized in a rotating fiber ring interferometer. Forward-to-backward transmittance ratio and optical isolation of such a device while using narrowband light (i.e., less than 1 nm bandwidth at around a



1  $\mu\text{m}$  central wavelength) are comparable to commercial Faraday isolators.

2. In a rotating fiber coil, the nonreciprocal phase shift arises solely due to the Sagnac effect, while the Fizeau effect has no influence on the phase shift.
3. A Sagnac-effect-based fiber isolator, using a non-polarizing beam splitter, can operate with broadband light (i.e., several tens of nanometers bandwidth at around a 1  $\mu\text{m}$  central wavelength).

## LITERATURE REVIEW

### Requirements for optical isolators

Optical isolators transmit light efficiently in one direction while blocking it in the opposite. Their operation is analogous to electronic diodes or mechanical valves, just affecting photons. Circulators are related devices, typically with three or four ports, directing light sequentially between ports while preventing propagation between the same ports in reverse order. In this work, the term “isolator” will be used generically or for devices having only two functional ports, while the term “circulator” will be reserved for devices having three or more functional ports.

Not all devices exhibiting asymmetric transmission qualify as isolators. For instance, a junction between single-mode and multimode fibers transmits light efficiently from single- to multimode fiber but may block reverse propagation depending on the mode combination [18]. Since isolators are intended to protect systems from unpredictable reflections, such fiber junctions do not meet the criteria of “true” isolator.

Scattering matrices provide a rigorous framework for defining isolator properties [20]. Widely used across physics and optics, they relate input and output states of a system, enabling the analysis of mode conversion, phase shifts, and other optical characteristics. For a linear and time-invariant device, the scattering matrix defines the steady-state relations between different input/output ports of a multiport optical device at a given angular frequency  $\omega$ .

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_n \end{bmatrix} = S(\omega) \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_n \end{bmatrix}, \quad (1)$$

where  $\mathbf{a} = [a_1 \ \dots \ a_n]^T$  and  $\mathbf{b} = [b_1 \ \dots \ b_n]^T$  are, respectively, the incident and reflected amplitudes for  $n$  different modes with harmonic time

dependence  $e^{j\omega t}$  and  $S(\omega)_{\mu\nu}$  are the scattering matrix elements. Diagonal elements of the scattering matrix correspond to transmission between identical modes, while off-diagonal elements describe transmission between different modes.

The Lorentz reciprocity theorem states that in linear, time-invariant, reciprocal systems, the scattering matrix is symmetric:

$$S_{\mu\nu} = S_{\nu\mu} . \quad (3)$$

Such systems cannot function as optical isolators. Designing an isolator requires identifying mode pairs in each channel where forward energy transfer between corresponding modes ( $\mu \rightarrow \nu$ ) is significant, while backward transfer between the same modes is negligible ( $\nu \rightarrow \mu \approx 0$ ). How exactly the energy is blocked – whether scattered, redirected, or absorbed – is not fundamentally essential. What is crucial – isolators must suppress all backward-propagating modes, not just some of them.

Accordingly, the general scattering matrix of an isolator must satisfy: diagonal elements vanish ( $S_{\mu\nu} = 0$ ), while off-diagonal elements either exhibit non-reciprocal transfer ( $S_{\mu\nu} \neq S_{\nu\mu}$ ) or are zero ( $S_{\mu\nu} = S_{\nu\mu} = 0$ ), with the matrix itself remaining nonzero.

### Isolators based on the magneto-optical Faraday effect

Faraday isolators exploit the magneto-optical Faraday effect, where a magnetic field induces circular birefringence in a material, causing the rotation of linear polarization depending on light propagation direction [23]. A Faraday rotator, combined with polarizers at input and output, allows forward transmission while blocking backward-propagating light. The rotation angle is given by  $\alpha = VBd$ , where  $V$  is the Verdet constant,  $B$  – the magnetic flux density, and  $d$  – the medium length.

High-performance isolators require strong, uniform magnetic fields and low-loss, high-quality magneto-optical materials. Common materials include TGG and terbium-doped glasses for near infrared [28], and YIG for telecom wavelengths [29]. Ceramics offer larger apertures and comparable Verdet constants to crystals but with higher absorption, limiting high power applications.

Faraday isolators must maintain performance across wavelength ranges, though the Verdet constant is strongly wavelength dependent [31]. Techniques exist to partially compensate for narrowband tunable sources, but broadband operation remains challenging, motivating research into new materials and designs.

Fiber-integrated isolators use birefringent crystals to separate polarization components, with Faraday rotation ensuring forward transmission and preventing backward coupling into the fiber [34].

## Optical isolators based on other physical effects

### Faraday effect in waveguide structures (magnet-less)

Waveguide-based isolators utilize the Faraday effect within magneto-optic materials – typically garnet films such as BIG or Ce:YIG – embedded in or bonded to photonic waveguides. These devices achieve non-reciprocal optical isolation by using the material’s remanent (latched) magnetization or on-chip magnetic biasing (e.g., via microstrips), eliminating the need for bulky permanent magnets [35]. The resulting nonreciprocal phase shift enables isolation when arranged in interferometer or resonator configurations within integrated photonic circuits.

These designs eliminate bulky magnets, enabling integration on standard substrates like silicon or silicon nitride. These isolators offer broadband operation, low insertion loss, and high isolation ratios – comparable to bulk devices but in chip-scale form [36]. However, growing high-quality rare-earth iron garnet films on semiconductor substrates is difficult due to lattice mismatch, thermal incompatibilities, and nonstandard fabrication processes like liquid-phase epitaxy (LPE), complicating monolithic integration [38].

### Stimulated Brillouin Scattering (SBS)

SBS-based optical isolators exploit the nonlinear interaction between pump light and acoustic phonons to achieve nonreciprocal light propagation, without requiring magneto-optic materials. In configurations such as high-Q micro-resonators or chiral photonic crystal fibers, a directionally injected pump induces a stimulated backward Stokes wave, enabling one-way transmission: forward signals pass with minimal loss, while backward signals are suppressed [40]. These devices, often realized with fiber couplers or micro-resonator couplers, require precise pump control and phase matching, and may offer reconfigurable operation between isolation and amplification.

Advantages of this technique include compact, magnet-free design, high isolation with low insertion loss, and potential for on-chip integration. Drawbacks encompass reliance on a pump laser, narrow operational bandwidth, and sensitivity to environmental and pump fluctuations.

## Kerr Effect

Optical isolators based on the optical Kerr effect utilize intensity-dependent refractive index changes in Kerr media. In ring resonators, intense light injection can trigger spontaneous symmetry breaking, allowing circulation in one direction and blocking in the opposite, achieving isolation beyond 20 dB [5]. Further designs use cascaded Fano resonators or chiral nonlinear arrangements to enhance bandwidth and reduce insertion loss [14], all in a magnet-free, on-chip compatible form.

Advantages include compactness, passive operation, and compatibility with photonic integration. Drawbacks involve limitations from dynamic reciprocity, power-dependent behavior, noise from parametric processes, and design complexity.

## Raman Amplification

Raman amplification-based optical isolators harness direction-dependent Raman gain to achieve nonreciprocal light transmission without relying on magneto-optic effects. In fiber-based modules, pump lasers and multiplexers boost forward signals while isolators prevent backward propagation [15]. Advanced approaches use spin-polarized atoms coupled to nanofibers, where polarization-dependent Raman interaction enables magnet-less, tunable isolation, achieving high control, photonic integration, and even single-photon isolation at room temperature [48].

Advantages include magnetic-free design, directionality control, and compatibility with photonic integration. Limitations involve pump infrastructure complexity, narrow operational bandwidth, environmental sensitivity, and insertion loss at quantum levels [49].

## The Sagnac effect and its application in optical isolators

Recently Maayani with co-authors published a paper demonstrating conceptually new type of an optical isolator based on the Fizeau effect [66]. The Sagnac effect, like the Fizeau effect, enables non-reciprocal light propagation and is widely used in optical gyroscopes. It arises as a phase difference between counter-propagating waves in a rotating ring interferometer and has been observed not only with light but also with radio waves, X-rays, and matter waves such as electrons and atoms [88]. For practical purposes, the effect can be understood as a time difference accumulated by waves traveling in opposite directions around a closed loop.

The resulting phase difference is given by

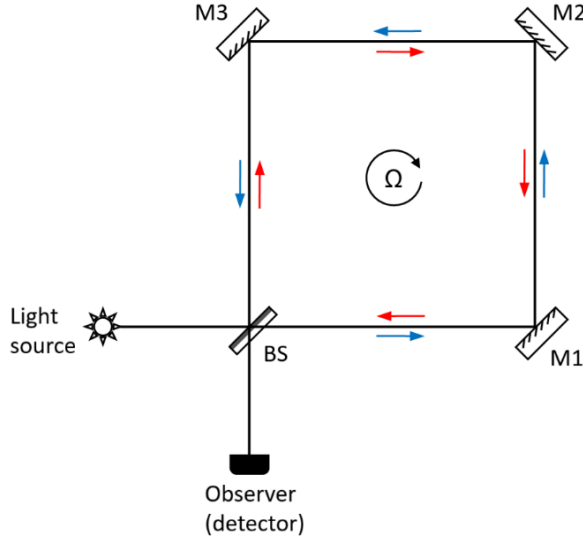
$$\Delta\Phi = \frac{8\pi A \cdot \Omega}{\lambda_0 c}, \quad (4)$$

where  $A$  is the interferometer area,  $\Omega$  its angular velocity,  $\lambda_0$  the vacuum wavelength, and  $c$  the speed of light. This phase shift depends only on the rotation and enclosed area, not on the shape of the loop or the rotation axis location [68]. By utilizing a non-reciprocal nature of the phase shift caused by the Sagnac effect and choosing parameters so that it becomes  $\pm\pi/2$ , theoretically it should be possible to construct a device which will feature unidirectional light transmission. This requires modification of the original Sagnac interferometer scheme in such a way that the total phase shift of the light propagating in one direction becomes  $\pi$  rad and for the opposite direction  $-0$ .

While Mach–Zehnder interferometers can implement this principle as well, they require extreme optical path stability between separate channels, making them impractical for macroscopic devices. Sagnac-type ring interferometers overcome this limitation, as both directions share the same optical path, making them suitable for free-space or fiber-based isolators. Subsequent sections examine specific designs and technical requirements for such devices.

## FREE SPACE OPTICAL CIRCULATOR BASED OF THE SAGNAC EFFECT

The classical free-space Sagnac interferometer setup is shown in Figure 1. Light from the source is split into two beams by a beam splitter and directed in opposite directions around a closed loop – one clockwise, the other counterclockwise, using mirrors. These beams are recombined at the same beam splitter, after both beams pass the full loop. Depending on the interference result, light is distributed between two outputs.



**Fig. S1.** Principle optical scheme of the Sagnac interferometer. BS – beam splitter, M1-M3 – mirrors.

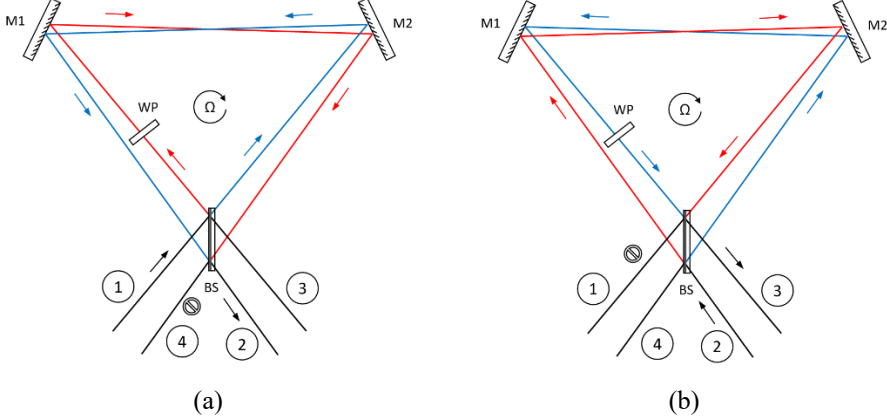
When the interferometer is stationary and the splitting ratio of BS is 50/50, all light returns to the source because the phase difference between the beams is equal to zero. Upon rotation in the plane of light propagation, the beams acquire a relative phase difference, leading to partial light transmission to the detector. This phase shift of the individual beams caused by interferometer rotation and is dependent on the beam propagation direction with respect to interferometer rotation direction. It is essential for enabling non-reciprocal light transmission, such as in optical isolators.

However, this basic configuration lacks direction-dependent transmission essential for an isolator, as it has only two ports. In idealized cases there are no components in the interferometer which absorb or scatter light. Therefore adding at least one more port is necessary to redirect light elsewhere and this way block its backward propagation.

#### Modified ring interferometer with spatially separated beams

A four-port circulator is formed by spatially separating the beams and adding a waveplate to one path (Figure 2). It introduces an additional fixed phase shift of  $\frac{\pi}{2}$  between counter-propagating beams. When this arrangement rotates at a specific angular velocity  $\Omega$ , so that non-reciprocal phase shift due to Sagnac effect becomes  $\pm \frac{\pi}{2}$ , the total phase shift becomes 0 or  $\pi$  depending

through which of the four ports light is introduced. As a result, light enters through one port and exits the next in a cyclical order:  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ . This configuration effectively enables unidirectional transmission, ensuring that backward-propagating light is blocked at each stage.



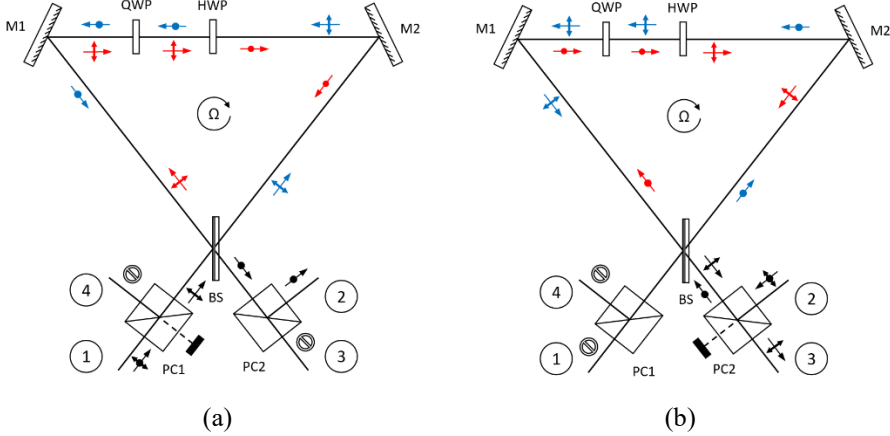
**Fig. S2.** Modified scheme of ring interferometer operating as four-ports optical isolator. BS – beam splitter, WP – waveplate. Both pictures represent light transmission through the device, when the beam is introduced into different ports: a) port 1, b) port 2.

This spatially separated approach supports both polarized and unpolarized light. For unpolarized light, it is crucial to use optical coatings and beam splitters that are insensitive to polarization. However, separation of the beams disrupts the self-compensating nature of traditional Sagnac interferometers, introducing sensitivity to vibration, thermal expansion, and mechanical misalignment.

#### Polarization dependent ring interferometer with non-polarizing beam splitter

A four-port circulator can be also built without geometric beams separation (Figure 3). This configuration utilizes additional quarter-wave and half-wave plates. The light is introduced into the interferometer through two polarization cubes, which create four different polarization-dependent ports. The HWP rotates the polarization of both beams by 90 deg angle inside the ring interferometer. The QWP is oriented with one of its principal axes matching the polarization orientation of one of the beams. This way it shifts the relative phase of one of the beams by  $\frac{\pi}{2}$ . Operation principle of this setup is similar to

the previous one and takes advantage of combination of fixed phase shift induced by the waveplates and non-reciprocal phase shift induced by the Sagnac effect. As a result of interference, the beams are redirected to different ports than the light was introduced to, making light transmission unidirectional.



**Fig. S3.** Principal scheme of an optical circulator with a non-polarizing beam splitter adapted for polarized light. BS – non-polarizing beam splitter, QWP – quarter-wave plate, HWP – half-wave plate, PC1, PC2 – polarizing cubes,  $\uparrow$  - s polarization,  $\rightarrow$  - p polarization. Both pictures represent light transmission through the device, when the beam is introduced into different ports: a) port 1, b) port 2.

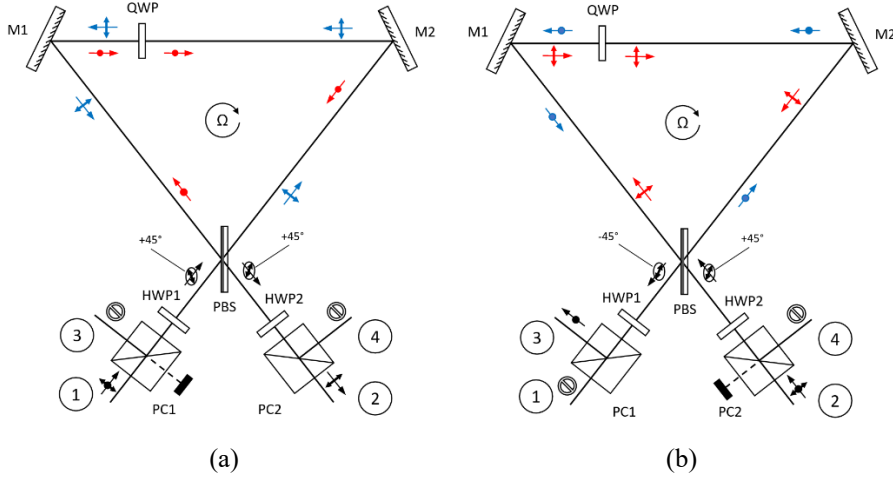
In this configuration, since the beams travel the same path, the structure retains the self-compensating benefits of a traditional Sagnac interferometer. Experimental implementations of this configuration in the stationary setup simulating the Sagnac effect demonstrated forward transmission exceeding 90% and backward transmission suppressed below 0.9%, which corresponds to isolation ratio above 20 dB. In this experiment narrowband radiation at 1063 nm wavelength was used.

#### Polarization dependent ring interferometer with polarizing beam splitter

A similar setup to the previous one but with a polarizing beam splitter can be designed (Figure 4). In this configuration, the incoming light is linearly polarized, and its polarization vector is oriented at 45 deg angle to plane of incidence of the polarizing beam splitter (PBS). This way PBS separates the incoming beam into two replicas with orthogonal polarizations components and equal power. These replicas propagate in opposite directions within the



interferometer loop. The function of QWP is identical as in a previous scheme. The output polarization state depends on the phase difference between both replicas.



**Fig. S4.** Principle scheme of an optical circulator with a polarizing beam splitter. PBS – polarizing beam splitter, QWP – quarter-wave plate, HWP1, HWP2 – half-wave plates, PC1, PC2 – polarizing cubes,  $\uparrow$  - s polarization,  $\rightarrow$  - p polarization. Both pictures represent light transmission through the device, when the beam is introduced into different ports: a) port 1, b) port 2.

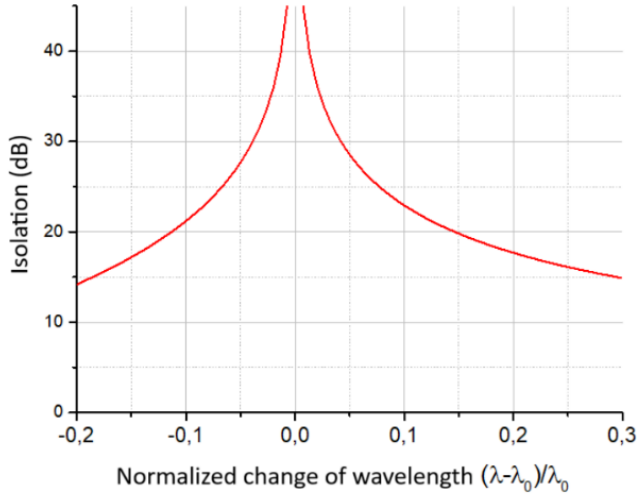
When the interferometer is rotating at a certain velocity, forward-propagating light retains linear polarization matching the input, while the polarization orientation of backward-propagating light is rotated by  $90^\circ$ , causing it to be redirected to a different output port. As a result, this device also operates as an optical circulator. Experimental implementations of this configuration in the stationary setup simulating the Sagnac effect demonstrated forward transmission (93%) and strong isolation (22 dB) while using narrowband radiation at 1063 nm wavelength [78].

### Modeling optical parameters of the isolator based on the Sagnac effect

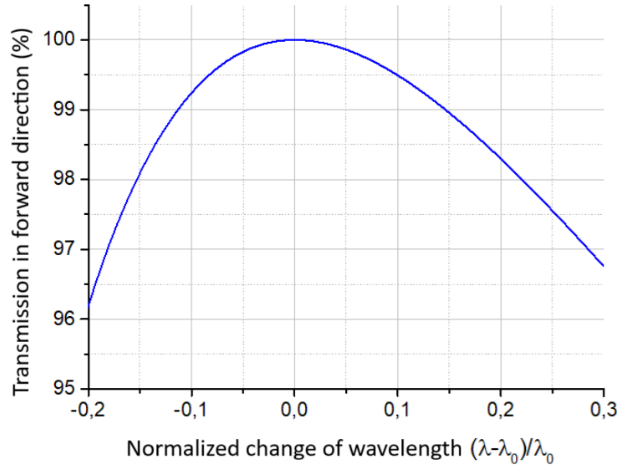
Key practical challenge designing an optical isolator based on the Sagnac effect is achieving a phase difference equal to  $\pm \frac{\pi}{2}$  rad via interferometer rotation. This is at least five orders of magnitude greater than those typically measured in common Sagnac gyroscopes. The required rotation velocity depends on the interferometer area and wavelength. Simulations compared

triangle and hexagon geometries finding practical dimensions for tolerable acceleration levels (<500 g). Making this assumption it was shown that the minimal radius of interferometers should be not smaller than 0.5 m for hexagonal geometry and not smaller than 0.8 m for triangular geometry. Usage of shorter wavelengths allows smaller dimensions designs but increase alignment sensitivity.

Another important aspect which was theoretically modeled is dependence of transmission and isolation on wavelength. This is relevant for broadband light because the required phase shift condition can be satisfied only for a single wavelength at a specific rotation velocity. The calculations show high transmission (>99%) and suppression (>30 dB) over  $\pm 4\%$  wavelength change from the optimal one [78]. Isolation remains still relatively good (>20 dB) even for the wavelength range of  $\pm 10\%$  from the center wavelength (Figure 5).



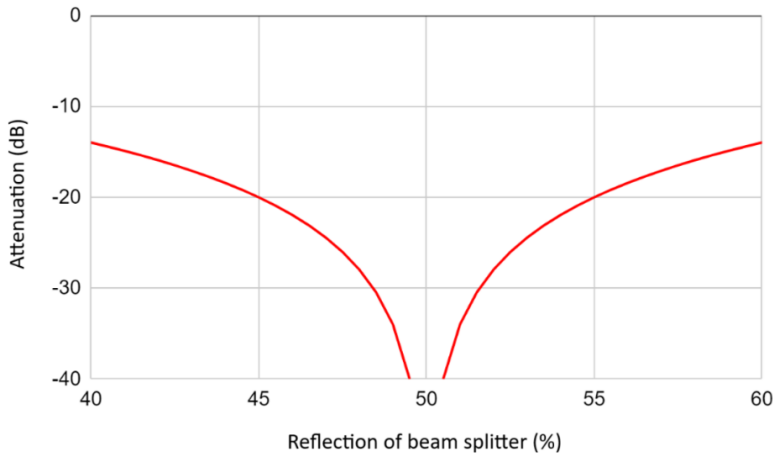
(a)



(b)

**Fig. S5.** Dependences of the attenuation (a) and transmittance (b) of an isolator based on the Sagnac effect on the change in normalized wavelength [78].

Real-world beam splitters deviate from the ideal 50/50. Mathematical modeling shows that to ensure >30 dB isolation, a beam splitter must maintain within  $\pm 1.5\%$  of the ideal 50/50 splitting ratio. However, modeling also reveals another interesting feature – for certain port combinations the isolation or transmission (but not both simultaneously) remains close to perfect even with greater deviations. This feature may be actually very useful in constructing an isolator, because 1% losses in isolators transmission usually are acceptable. At the same time 1% leakage in a backward direction makes much more impact reducing isolation down to 20 dB.



**Fig. S6.** Dependence of the maximum light attenuation of the isolator in the backward direction on the beam splitter splitting ratio [78].

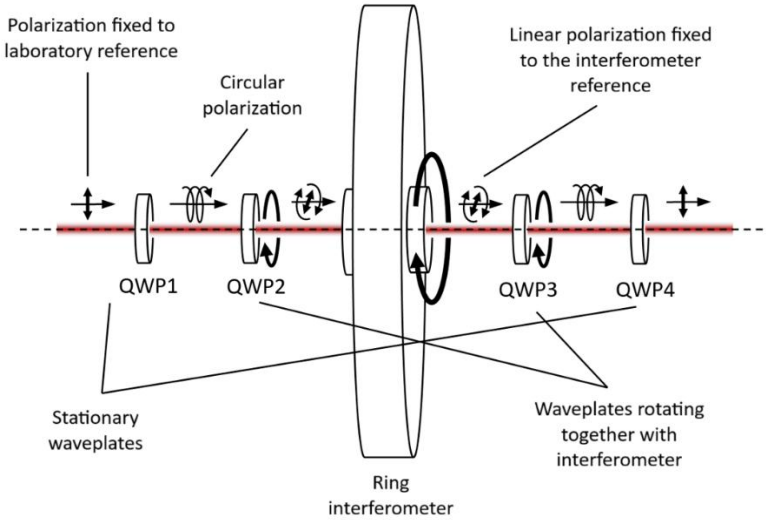
## Optical coupling between rotating and stationary systems

Isolators based on the Sagnac effect require a rotating interferometer with stationary ports. Efficient coupling of linearly polarized light is critical. Two designs were proposed:

- a) Half-wave plates rotating at half interferometer speed.
- b) Pairs of quarter-wave plates converting linear to circular polarization and vice versa.

Both these designs aim to preserve the polarization state as the light passes between stationary and rotating frames, which is essential for proper isolator operation. In the first approach, a rotating half-wave plate compensates for the angular motion by rotating the polarization of the incident light to match the orientation of the rotating interferometer. This requires precise synchronization between plate and interferometer rotation speeds.

In the second method, quarter-wave plates are used to transform linearly polarized light into circularly polarized light before it enters the rotating system (Figure 7). A second quarter-wave plate, which rotates together with the interferometer and converts polarization from circular back to linear. The same transformation of polarization states repeats as light exists the interferometer.



**Fig. S7.** The optical circuit designed to transmit linearly polarized light between the stationary part and the rotating interferometer using two pairs of quarter-wavelength phase plates.

## FIBER OPTICAL CIRCULATOR BASED ON THE SAGNAC EFFECT WITH POLARIZING BEAM SPLITTER

### Design challenges of fiber circulator compared to free-space version

Design of a fiber optical circulator based on the Sagnac effect must consider different challenges and technical possibilities compared to free-space alternatives. Unlike free-space designs, fiber-based implementations can achieve compactness by coiling the fiber on the rotating disk to increase the overall interferometer area. However, the phase shift is linearly dependent on the area enclosed by the interferometer, not the optical path length. Therefore, very compact devices require extremely long fiber. Another limitation is fiber's minimum bending radius, below which propagation losses and depolarization of light occur. Additionally, fiber-based designs are less sensitive to misalignment and can incorporate micro-optical elements or fused fiber components instead of bulky optomechanical assemblies. This compactness enhances resistance to vibrations and centrifugal forces, crucial for robust operation.

In this study, single-mode, polarization-maintaining optical fibers were used to construct the fiber circulator, utilizing different phase velocities for the light propagating along slow and fast polarization axes. This property of polarization-maintaining fibers can be used to transmit light with orthogonal polarizations in opposite directions. To match optical path lengths, the ring interferometer was built using two fiber segments of equal length cross-spliced in the middle, by rotating one of the fiber ends by 90 deg [86]. A given linear polarization mode thus propagates half of the ring along the slow axis and the other half along the fast axis. This results in equal optical paths for the counter-propagating modes.

From a practical standpoint, achieving equal segment lengths within one beat length (i.e., the distance over which the phase difference between two co-propagating beams along different polarization axes completes one full cycle) requires cutting the fiber with an accuracy of approximately 1 mm. This consideration is not critical when using narrowband continuous-wave, long coherence length light sources. However, path length matching becomes essential when broadband light is used. For example, for 1064 nm light having a spectral bandwidth of 100 nm, the coherence length decreases to approximately 3.6  $\mu\text{m}$  – corresponding to only a few beat lengths.

## Methods for phase shift control in fiber

To achieve precise phase control of counter-propagating waves in optical fibers, two alternative methods were explored.

### a. Thermal phase shift control:

By heating a fiber segment, the effective refractive indices of its polarization axes (slow and fast) change, causing a phase shift change between orthogonal polarization modes. This method requires precise temperature adjustments with a precision of 0.1 °C. The coefficient  $\gamma$ , which defines the relationship between temperature change and phase shift, was determined experimentally to be approximately  $-5.57 \times 10^{-7} \text{ }^\circ\text{C}^{-1}$  for the specific fiber used (PANDA-type, Fujikura PM980) [87]. The measured thermal tuning sensitivity, defined as temperature change needed to induce a full phase shift cycle, was 1.91 m·°C [78]. This makes the method suitable for high-accuracy phase control by maintaining a relatively short fiber segment at a feasible temperature stability of 0.1 °C.

### b. Mechanical phase shift control:

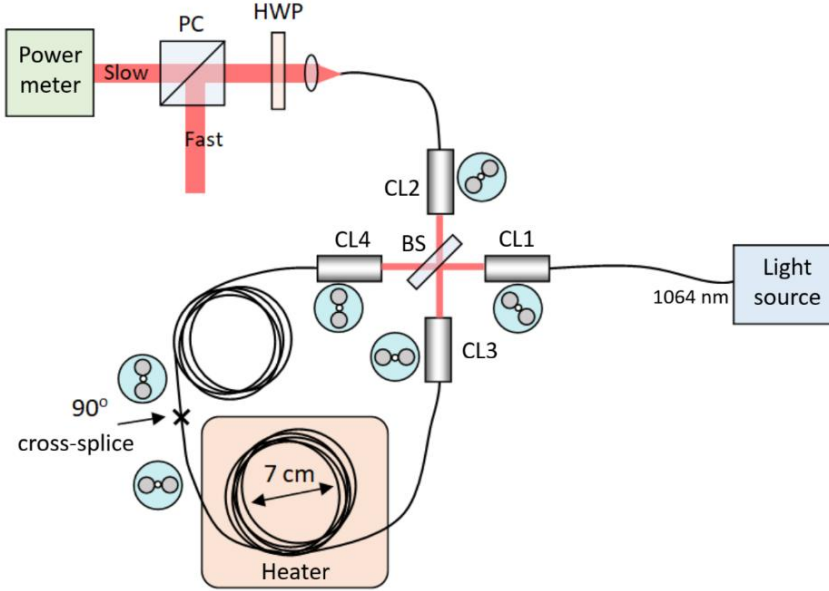
Mechanical stretching of polarization-maintaining fibers alters the internal stress distribution, thereby changing the effective refractive indices of the fiber axes as well as the difference between them defined by parameter B. This consequently adjusts the phase difference between polarization modes. The mechanical phase tuning coefficient was experimentally determined as 0.077 m·N, indicating the force applied on a fiber segment needed to induce a full phase shift cycle over a specific fiber length [78].

Both methods provide effective means for precise phase control in optical fibers, suitable for different operational requirements and environmental conditions.

## Simulation of the Sagnac effect in a stationary interferometer

Before constructing an actual prototype of an optical circulator/isolator based on the Sagnac effect, a stationary fiber ring interferometer setup was built to ensure the integration of various technical solutions. Key components included four collimators, a polarizing beam splitter, and a loop of polarization-maintaining fiber. The test setup utilized a continuous-wave diode laser emitting linearly polarized light at 1063 nm as the light source. Light from the diode laser was collimated and split into two replicas by the

polarizing beam splitter, with each beam traveling through a 2-meter loop of PANDA-type fiber. These fiber segments were cross-spliced in the middle to compensate for the accumulated phase difference between the slow and fast polarization axes.



**Fig. S8.** Optical scheme of the stationary fiber ring interferometer setup [78].

A thermal phase control method was used to adjust the phase difference between the counter-propagating beams. The recombined light was then directed to a measurement setup consisting of a half-wave plate, a polarizing cube, and a power meter. This setup allows for analyzing the transmission through the ring interferometer by varying the phase difference via temperature adjustments.

The polarization of the output light depended on the phase difference between the counter-propagating beams: linear polarization at  $+45^\circ$  or  $-45^\circ$  when the phase difference was zero or an integer multiple of  $\pi$ , and circular polarization when the phase difference was  $\frac{\pi(2n+1)}{2}$ . The isolator demonstrated a maximum transmission of 62% (2.1 dB) and a minimum of 0.38% (24.2 dB), comparable to standard single-stage fiber Faraday isolators [78].

The performance of the isolator was influenced by the polarization extinction ratio (PER) and insertion losses (IL) of the collimators (CL1-CL4). Independent measurements showed PER values better than 30 dB and average IL of approximately 0.6 dB for all four collimators. The transmission could be

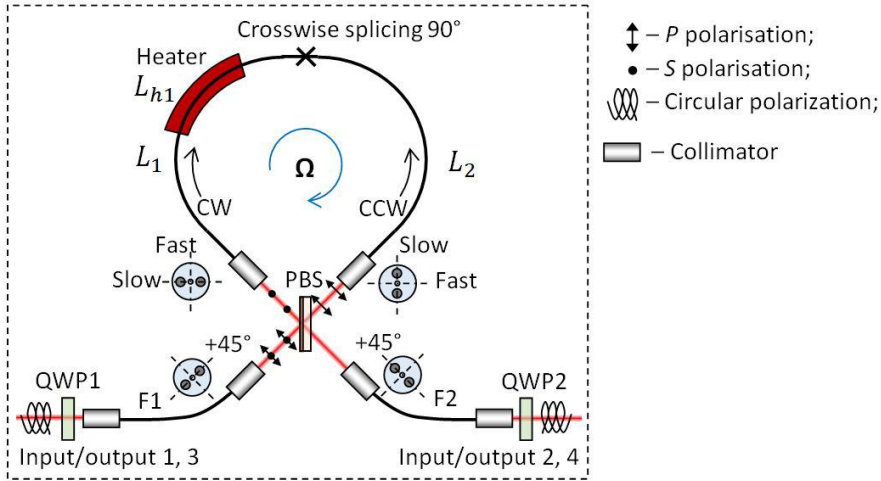
further improved by using collimators with anti-reflection coatings to minimize Fresnel reflections, which accounted for about 0.3 dB of the total power loss.

In conclusion, the simulated setup validated the functionality of the proposed technical solutions and provided insights into optimizing the performance of the future optical isolator based on the Sagnac effect.

### Experimental demonstration of an optical circulator based on the Sagnac effect

The results presented in this section are published in paper **S1**.

The setup (Figure 9) utilizes a fiber ring interferometer with a polarizing beam splitter, similar to that in Section 3.3. The interferometer loop was 3.4 meters long, composed of two cross-spliced, segments of PANDA-type PM980 fiber of equal length. The fiber was coiled on a 160 mm diameter aluminum disk, ensuring good thermal contact. A 250 mm section ( $L_{h1}$ ) was thermally insulated and heated using a remote high-power diode laser (DL976), enabling control of the temperature of the fiber without disturbing the disk symmetry.

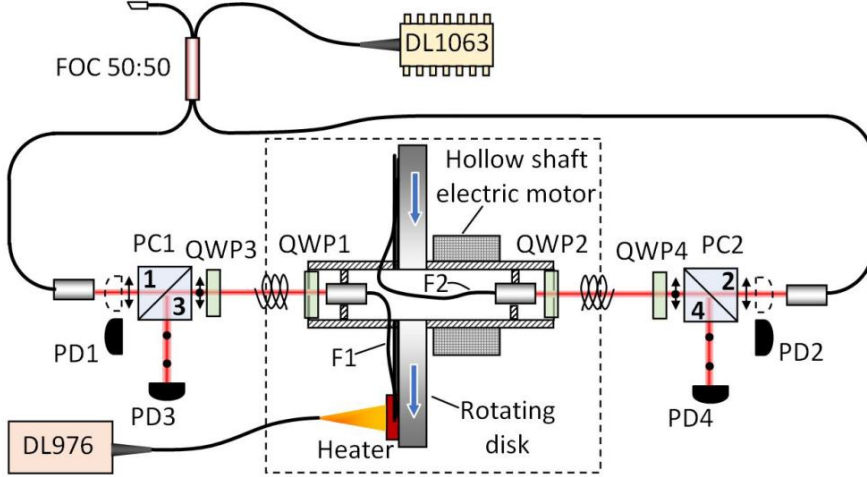


**Fig. S9.** Fiber ring interferometer with input/output fibers  $F_1$ ,  $F_2$  and quarter-wave plates QWP1, QWP2.

The disk, containing the interferometer, was mounted on a motor with a hollow shaft (Figure 10). Light transfer between rotating and stationary parts was achieved using two pairs of quarter-wave plates and collimators – one



rotating with the disk, the other fixed. The circulator used a 1063 nm continuous-wave linearly polarized laser, a 50/50 fiber optic coupler (FOC), two polarizing cubes (PC1, PC2), and four detectors to monitor output at each circulator port.



**Fig. S10.** Experimental scheme of a four-port polarization-dependent optical fiber circulator. The part marked with a dashed line is a rotating ring interferometer assembled according to the scheme shown in Fig. 9. The numbers 1 - 4 (in bold) denote the corresponding ports of the circulator.

The behavior of the circulator was tested by introducing light independently into ports 1 and 2. The polarization of light exiting the interferometer depended on the phase difference between counter-propagating beams, and the total phase shift is expressed as:

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 + \Delta\varphi_S + \Delta\varphi_h, \quad (13)$$

where  $\Delta\varphi_0$  – fixed offset arising from fibers asymmetry,  $\Delta\varphi_S$  – phase difference due to Sagnac effect, and  $\Delta\varphi_h$  – phase difference due to heating.

In this modified Sagnac interferometer,  $\Delta\varphi_0$  is usually non-zero due to unequal length of both fiber segments, but this term can be ignored by choosing an appropriate initial temperature. The Sagnac phase shift is given by:

$$\Delta\varphi_S = \frac{8\pi}{\lambda c} \Omega A, \quad (14)$$

and the thermal phase shift by:

$$\Delta\varphi_h = -\frac{2\pi}{\lambda} \Delta B L_{h1} = -\frac{2\pi}{\lambda} \gamma \Delta T L_{h1}, \quad (15)$$

The resulting transmitted power is:

$$P = \frac{1}{2}(1 \pm \cos(\Delta\varphi)) , \quad (16)$$

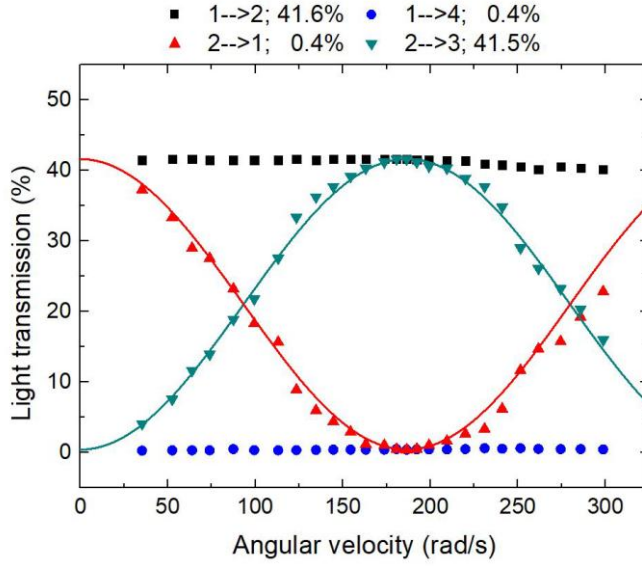
The temperature of the heated segment of the fiber was adjusted so that forward transmission (port 1  $\rightarrow$  2) was always maximized while changing rotation velocity, i.e.  $\Delta\varphi = 0$ . Backward transmission (port 2  $\rightarrow$  1), however, exhibited a cosine dependency on the rotation velocity, as expected. This behavior confirms light isolation capability of the circulator, with the measured output power matching the theoretical prediction:

$$P(\Omega) = P_{max} \frac{1}{2} \left( 1 \pm \cos \left( \frac{16\pi}{\lambda c} \Omega A \right) \right) . \quad (17)$$

Here  $P_{max}$  is optical power at maximal circulator's throughput. The plus sign in the expression corresponds to the backward transmission of light (port 2  $\rightarrow$  1) and the minus sign corresponds to the transmission of blocked (redirected) light (port 2  $\rightarrow$  3). This relationship is obtained because we have previously defined that when adjusting the temperature, we will always aim to achieve maximum light transmission in the direct direction. This is achieved only when  $\Delta\varphi_S = -\Delta\varphi_h$ . The total accumulated phase difference is  $2\Delta\varphi_S$ .

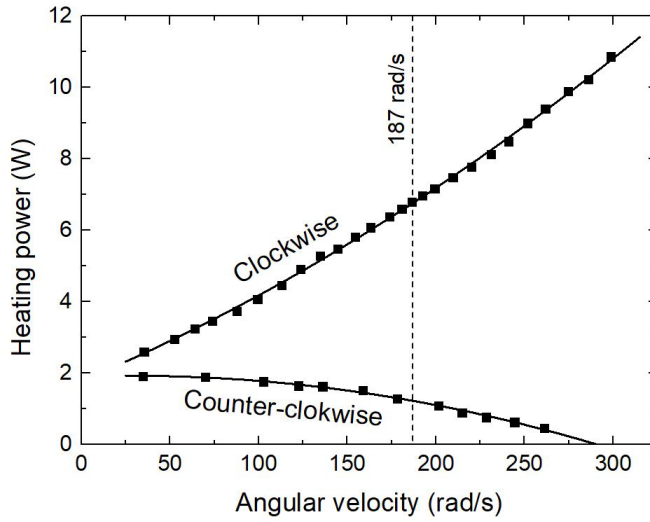
#### Results with narrowband laser

Using a CW narrowband laser diode (1063 nm), transmission between circulator ports was measured (Figure 11). At near-zero disk speed, forward and backward transmissions had similar values (direct stationary measurement was not possible due to the setup limitations). As rotation increased, forward transmission (port 1  $\rightarrow$  2) remained constant, while backward transmission (port 2  $\rightarrow$  1) decreased to a minimum at 187 rad/s, then started increasing again following theoretically predicted cosine function. At this specific velocity, nearly all light propagating in backward direction was redirected to port 3 due to polarization changes, while there was no significant effect for light transmission in forward direction.



**Fig. S11.** Dependence of light transmission between different ports of the circulator on the rotation speed of the ring interferometer. Different colors indicate the light transmission between different ports under the same conditions (rotation speed and heating power). The heating power was optimized according to the maximum transmission between port 1 and port 2. Individual points represent experimental data, while solid curves are approximations of the data by theoretical curves according to formula (17).

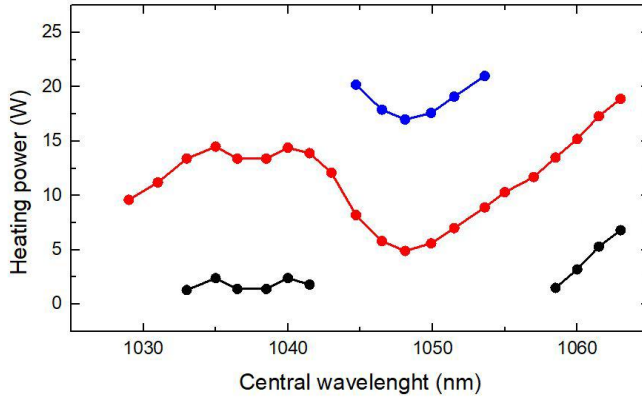
At 187 rad/s, the device functioned as a four-port circulator with forward transmission of 41.6% and backward transmission of 0.4% (transmission change by factor of 104 in backward direction, or 24 dB isolation). Heating power for fiber phase control varied smoothly with rotation speed (Figure 12), as expected.



**Fig. S12.** Dependence of the output light power of the DL976 diode, required for disk heating to ensure maximum light transmission between port 1 and port 2, on the rotation speed.

#### Results with broadband laser

In the second experiment, the same optical circulator configuration was tested, with the only change being the light source, which was switched from a narrowband laser diode to a non-coherent superluminescent diode with a central wavelength of approximately 1045 nm and a spectral width of about 40 nm (at the -3 dB intensity level). Using this source, the optical circulator's transmission and isolation characteristics significantly worsen. Phase alignment through temperature control became chaotic and difficult to manage. To better understand the underlying mechanisms, a narrow spectral band, approximately 1 nm wide, was filtered from the full spectrum using a diffraction grating. By tuning the central wavelength of this spectral line, attempts were made to optimize light transmission at different points of the spectrum while the disk rotational velocity was held at the optimal value, i.e., 187 rad/s. The measurement results are presented in Figure 13.



**Fig. S13.** Dependence of the output light power of the DL976 diode, required for disk heating to ensure maximum light transmission between ports no.1 and no.2, on the rotation speed.

From these measurement results, it is evident that the different spectral components are out of phase with one another. As a result, when the entire integral spectrum passes through the device, it becomes impossible to find a single temperature point that satisfies the condition  $\Delta\varphi_s = -\Delta\varphi_h$  for all wavelengths. Evaluating the transmission-to-isolation ratio of the optical circulator for individual 1 nm-wide spectral components, a value of about 100:1 was achieved, which was comparable to that achieved with the narrowband laser source.

## NON-RECIPROCAL OPTICAL PHASE SHIFTER BASED ON THE SAGNAC EFFECT

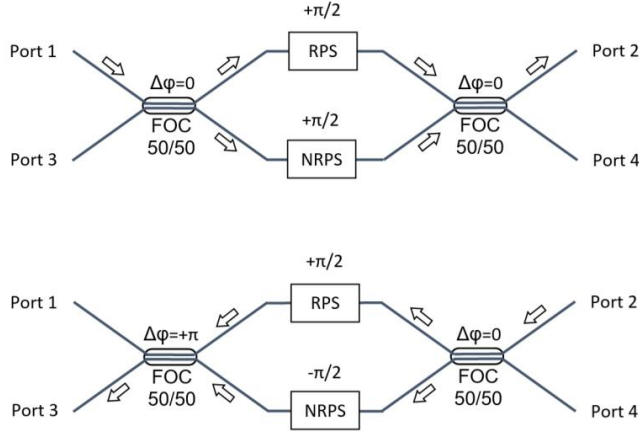
In this section we present a novel device – a non-reciprocal phase shifter (NRPS). We determine which effect, Sagnac and/or Fizeau, causes the non-reciprocal phase shift. Finally, we demonstrate an optical isolator scheme based on the NRPS device.

The results presented in this section are published in paper **S2**.

### Fiber-based non-reciprocal optical phase shifter

In the previous chapters, an optical fiber isolator/circulator based on a rotating ring interferometer was described. The experimentally investigated characteristics were found to be in good agreement with the theoretical model, according to which the non-reciprocal phase shift arises purely from the Sagnac effect.

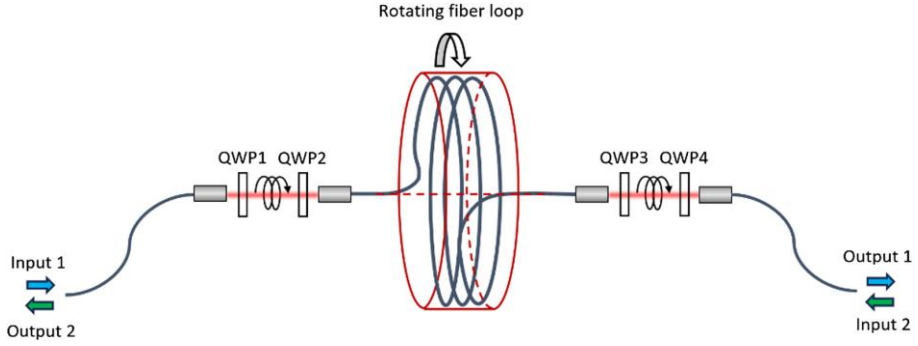
This chapter introduces a non-reciprocal phase shifter (NRPS), whose core element is a polarization-maintaining fiber coil mounted on a rotating disk, with the fiber input/output ends aligned with the axis of rotation. When the NRPS is incorporated into a ring interferometer, or into one arm of a Mach–Zehnder (Figure 14) interferometer the transmission characteristics of the interferometer vary depending on the rotation speed of the NRPS.



**Fig. S14.** The schematic diagram of the optical circulator implemented in a Mach-Zehnder interferometer configuration. Here, RPS denotes a fixed phase shifter, NRPS denotes a non-reciprocal phase shifter, and FOC denotes a 50/50 fiber optic coupler. In the first case (top) arrows show propagation of light through the device when it is introduced into port 1 and exits from port 2. In the second case (bottom) at the exact same conditions the light is introduced into port 2 and exits the device through port 3.

The non-reciprocal phase shifter (NRPS) was constructed from a polarization-maintaining fiber (Fujikura PM980) coiled on a rotating disk (Figure 15). Two collimators, aligned with the disk's rotation axis, were attached to the fiber's ends. To transfer light between the stationary and rotating parts, four quarter-wave plates were used: two of them rotating with the disk and two remaining stationary. This setup allows to couple linearly polarized light with the predetermined polarization orientation into the rotating fiber independently on the disk orientation. While the disk is stationary, the optical path is the same for light traveling in each direction. However, when the disk rotates, two counter-propagating light beams acquire additional non-reciprocal phase shifts. Their values are identical, but the signs are opposite – positive for the beam with a propagation direction matching the disk rotation direction and negative for the beam with the opposite

propagation direction. Connecting the NRPS's input/output ports to a fiber splitter creates a ring interferometer, similar to previous designs, but with a key difference: the fiber splitter is stationary while the fiber loop rotates.



**Fig. S15.** Schematic diagram of the non-reciprocal phase shifter (NRPS).

### Explanation of the difference between the pure Sagnac effect and the Fizeau light drag effect

To predict theoretically the phase shift accruing in a NRPS at certain conditions, it is crucial to understand the mechanism behind it. In previous experiment it was found that there is a good agreement with the theory predicting that non-reciprocal phase shift arises purely from the Sagnac effect. However, the investigated device is not a full interferometer but frankly speaking – just a rotating coil of optical fiber. Therefore, we may not take for granted that previous assumptions still hold in this case. Malykin's 2000 publication suggests that for the pure Sagnac effect, the interferometer must rotate as a whole, therefore, including a beam splitter [88]. In other cases, an alternative formula incorporating Fresnel “light drag” coefficients must be used (also known as Fizeau effect, i.e. light dragging in moving media).

Here are two relevant scenarios for ring interferometers described in the publication mentioned above:

- a. Interferometer and medium rotate together:

The non-reciprocal phase difference is given by the pure Sagnac effect formula:

$$\Delta\varphi_{NR} = \frac{8\pi A\Omega}{\lambda c} \quad (18)$$

where  $A$  is the area enclosed by the fiber loop,  $\Omega$  is the angular velocity,  $\lambda$  is the vacuum wavelength, and  $c$  is the speed of light in a vacuum.

b. Stationary interferometer with a moving medium:

The formula includes the Fresnel "light drag" coefficient:

$$\Delta\varphi_{NR} = \frac{8\pi A\Omega n^2}{\lambda c} \left(1 - \frac{1}{n^2} - \lambda \frac{1}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right), \quad (19)$$

where  $n$  is the medium's refractive index.

The difference between these two formulas is  $n^2 \left(1 - \frac{1}{n^2} - \lambda \frac{1}{n} \frac{dn}{d\lambda}\right)$ . For fused silica fiber at 1063 nm, this coefficient is approximately 1.12. This difference is small but significant enough for experimental verification.

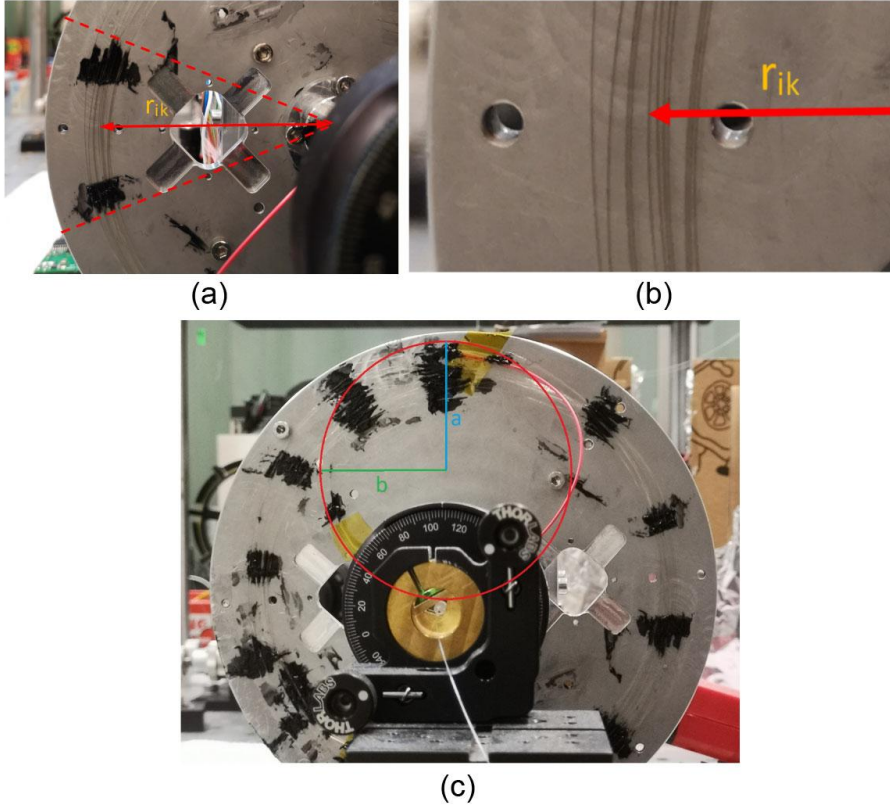
### Experimental determination of the non-reciprocal phase shift mechanism

To determine which physical effect is responsible for the non-reciprocal phase shift in the device, the area enclosed by the ring interferometer was calculated using two methods: a geometric method and a calculation derived from experimental data. The results were then compared to identify which theoretical model (pure Sagnac effect vs. Sagnac effect with light dragging) was more accurate.

#### a) Geometric area calculation

The first method involved geometrically calculating the total area of the fiber coil from photographs. This was done by dividing the disk into segments and summing the areas of the individual fiber loops within each segment (Figure 16). An additional elliptical area was also included, representing the fiber segments that lead light to the center of the disk.





**Fig. S16.** Visual representation of the area calculation method. The dashed lines indicate the boundaries of a specific sector  $k$ .

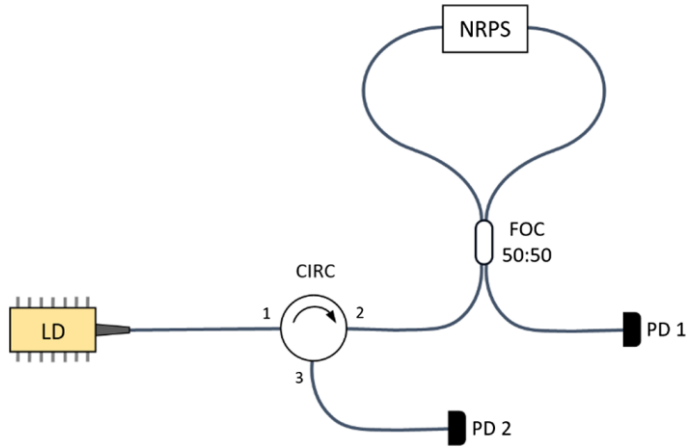
The total geometric area ( $A$ ) was calculated using the formula:

$$A = \sum_{k=1}^n A_k + \pi ab = \frac{\pi}{n} \sum_{k=1}^n \left( \sum_i r_{ik}^2 \right) + \pi ab \quad (22)$$

This method gave a total area of  $0.152 \pm 0.001 \text{ m}^2$ . The primary source of error was the length scaling coefficient derived from the photographs.

#### b) Experimental area calculation

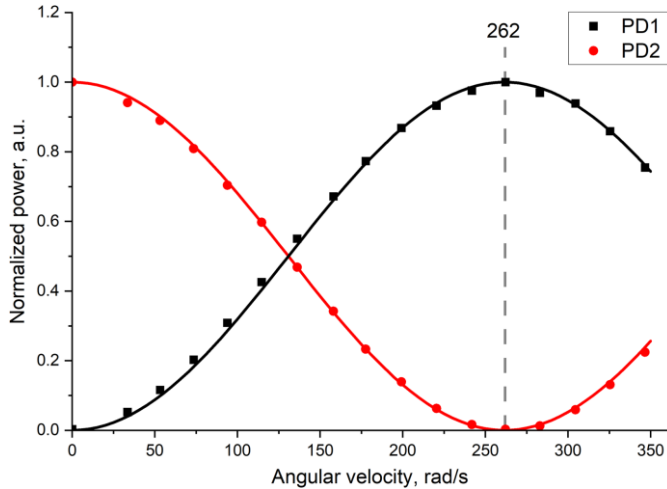
The second method involved integrating the non-reciprocal phase shifter (NRPS) into a Sagnac interferometer setup (Figure 17).



**Fig. S17.** Sagnac Interferometer Configuration with Integrated NRPS. LD – laser diode ( $\lambda_{cw} = 1063$  nm), CIRC – circulator, FOC – 50/50 fiber optic coupler, PD1 and PD2 – photodetectors.

The NRPS disk rotation velocity was increased until the phase difference between the two counter-propagating light replicas reached  $\pi$  radians, which was identified by a maximum power output at a photodetector (Figure 18). This occurred at an angular velocity of  $\Omega \approx 262$  rad/s. By substituting this value into the two theoretical formulas (Equation 18 for the pure Sagnac effect and Equation 19 for the Sagnac effect with light dragging), two different area values were calculated:

- Pure Sagnac effect:  $A_{18} = 0.1524$  m<sup>2</sup>
- Sagnac effect with light dragging:  $A_{19} = 0.1361$  m<sup>2</sup>

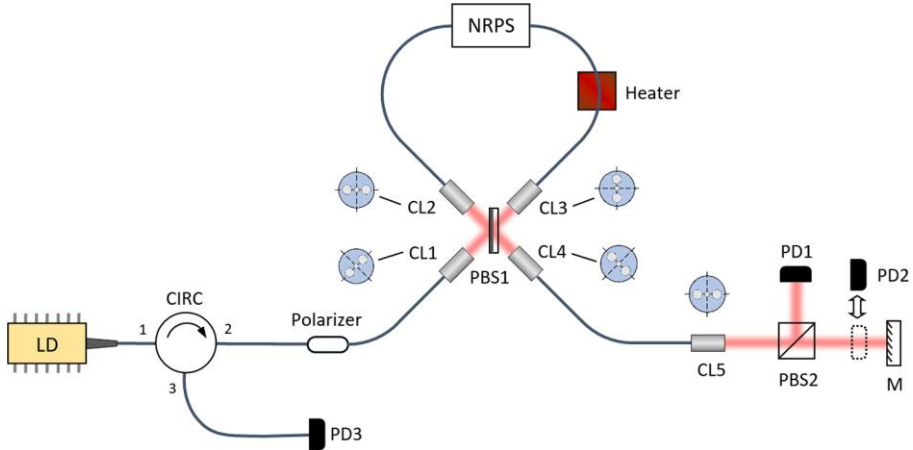


**Fig. S18.** Normalized optical power measured by photodetectors PD1 and PD2 as a function of disk rotation speed.

Comparing the results, the area calculated using the pure Sagnac formula ( $A_{18} = 0.1524 \text{ m}^2$ ) closely matches the geometrically measured area ( $0.152 \pm 0.001 \text{ m}^2$ ). The area calculated using the formula that includes the light-dragging effect falls outside the margin of error. Therefore, the experiment confirms that the non-reciprocal phase shift in the NRPS device is accurately described by the standard Sagnac formula and arises solely from the Sagnac effect.

### Application of the non-reciprocal phase shifter as an optical isolator

An optical isolator was created by incorporating a non-reciprocal phase shifter (NRPS) into ring interferometer to demonstrate its applicability. The setup is presented in Figure 19. As a light source laser diode (LD) with 1063 nm wavelength was used. Collimators (CL1–CL4) were dedicated to couple the light into fibers and extract back into free space. Finally, the NRPS device was incorporated into a ring fiber loop. Light was split into two counter-propagating beams at a polarizing beam splitter (PBS1). A heater segment was used to introduce a reciprocal phase shift to maintain a constant polarization for the forward-propagating light.



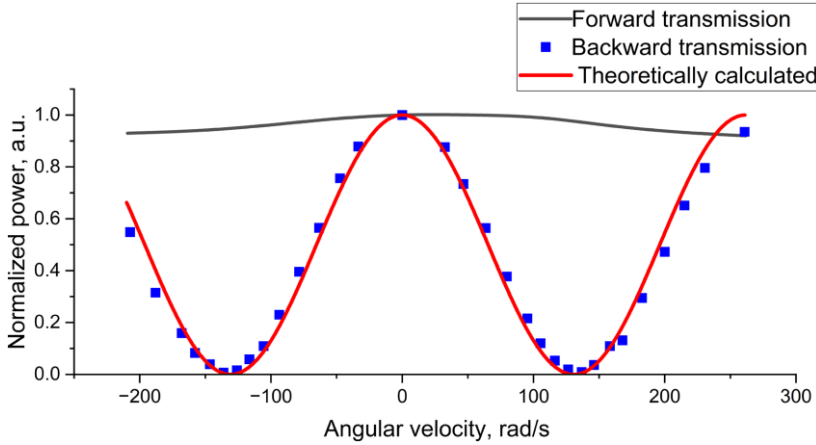
**Fig. S19.** Experimental setup of the optical isolator with integrated NRPS.

The power of forward-transmitted light was measured by photodetector PD2. Backward propagation was realized by a mirror reflecting the light back through the system to be measured by photodetector PD3. The difference in transmission between the two directions was attributed to the non-reciprocal phase shift from the NRPS. The total insertion losses in the system, measured

at 7.4 dB when the disk was stationary, were consistent for both propagation directions and were accounted for in the analysis.

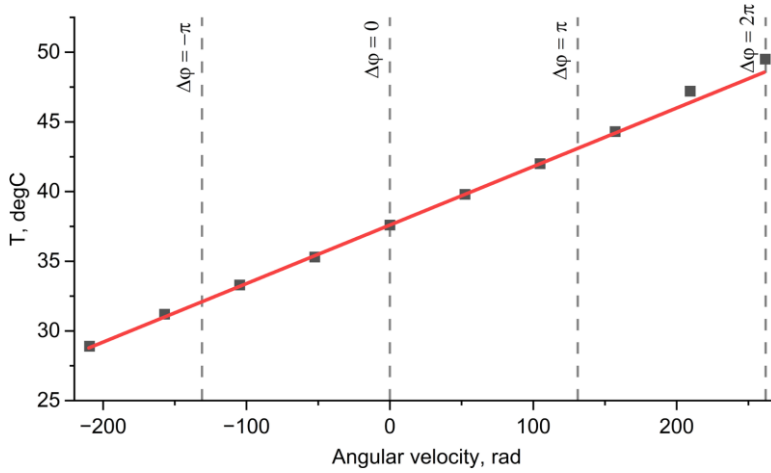
## Results and Analysis

Forward-transmitted power, shown by the black curve in the graph, changed by only about 4% while varying rotation velocity. This is due to insertion losses which slightly increase with the rotation velocity. In contrast, the backward-transmitted power, represented by the blue dots, showed a significant variation. The maximal difference between forwards and backward transmissions was measured at an angular velocity of  $\Omega = \pm 131$  rad/s, which corresponds to the total phase shift of  $\pi$  radians (Sagnac phase shift contribution is  $\frac{\pi}{2}$  rad and another  $\frac{\pi}{2}$  rad is due to fiber heating). The power at this point varied by a factor of 110, demonstrating the light isolating effect.



**Fig. S20.** Normalized forward and backward transmitted optical power as a function of disk rotation velocity.

The heater temperature was adjusted to compensate for the non-reciprocal phase shift, maintaining the forward-propagating light always maximized. The required temperature adjustment showed a linear relationship with the disk's rotation velocity. From the slope of this relationship, the thermal proportionality coefficient ( $\gamma$ ) was calculated to be  $-5.68 \times 10^{-7} \text{ }^{\circ}\text{C}^{-1}$ , which is in close agreement with previously reported values for similar fibers.



**Fig. S21.** Temperature of the heater used for compensation of the non-reciprocal phase difference as a function of disk rotation velocity.

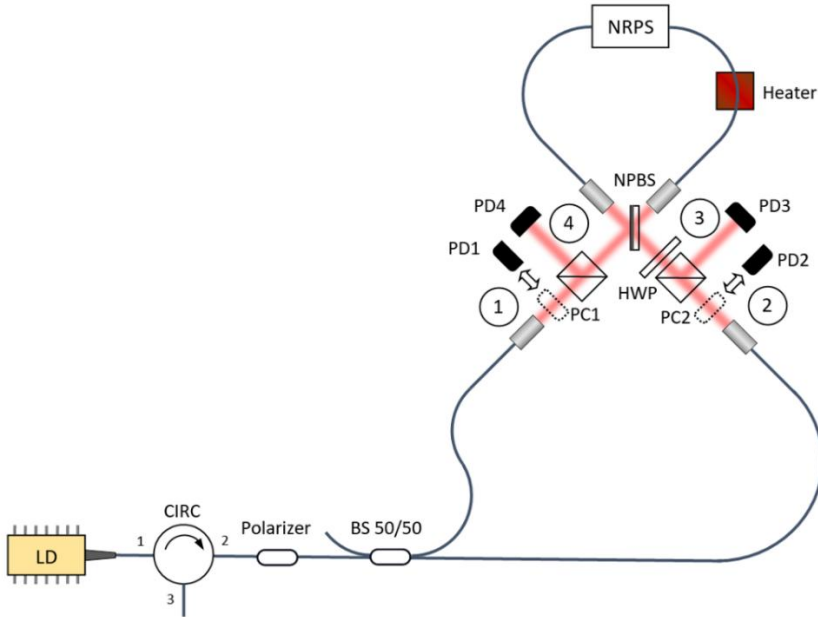
## FIBER CIRCULATOR BASED ON THE SAGNAC EFFECT WITH A NON-POLARIZING BEAM SPLITTER ADAPTED FOR BROADBAND POLARIZED LIGHT

### Configuration of a fiber circulator with a non-polarizing beam splitter

In Chapter 3, an optical circulator based on the Sagnac effect was developed and experimentally studied. The key component of this design was a polarizing beam splitter. In that setup an efficient suppression of backward-propagating narrowband light was achieved, reaching up to 24 dB optical isolation for spectral width  $\Delta\lambda < 1$  nm at  $\lambda_c = 1063$  nm. However, when a narrowband laser was replaced by the broadband superluminescent diode ( $\Delta\lambda = 50$  nm,  $\lambda_c = 1043$  nm), the isolation decreased significantly. This reduction arises from wavelength-dependent phase delays introduced by multilayer coatings in the polarizing beam splitter, causing different spectral components to accumulate different phase shifts. Because light of one polarization undergoes double reflection while the orthogonal polarization passes through twice, the phase shift strongly depends on wavelength, preventing simultaneous optimizations for all components. To overcome this limitation, a non-polarizing beam splitter was implemented, ensuring identical polarizations for counter-propagating beams and equal phase shifts across all

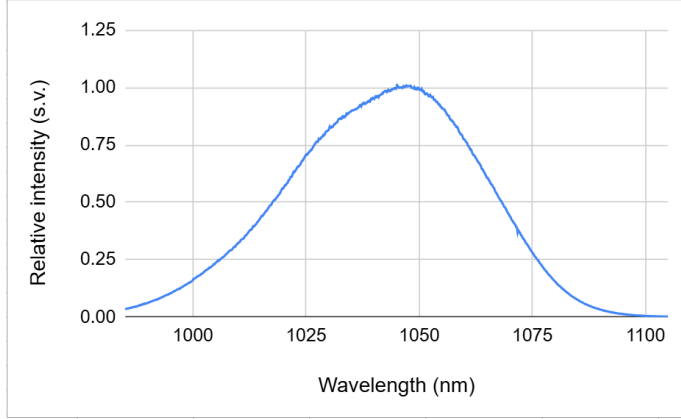
spectral components. This modification enables the Sagnac-based optical isolator to operate effectively with broadband radiation.

The experimental setup is shown in Figure 22. It is functionally analogous to the free-space configuration in Figure 4 (Section 2.3) but implemented in a fiber-based scheme. A superluminescent diode (Thorlabs, SLD1050) was used as the light source. Although the diode emitted linearly polarized light, a fiber polarizer was added to enhance polarization contrast, achieving a ratio better than 1000:1. The light was divided into two replicas with approximately equal power by a 50/50 beam splitter (BS) and sequentially introduced into the ring interferometer through ports 1 or 2 (with the unused port blocked). After passing the non-reciprocal phase shifter (NRPS), the polarization of each replica was rotated by  $90^\circ$  due to cross-splicing at the fiber loop midpoint, and the beams exited through ports 3 and 4. Polarization cubes (PC1, PC2) separated orthogonal polarizations. The half-wave plate (HWP) was used only to maintain all beams in the horizontal plane (alternatively, the polarization cube (PC2) can be rotated 90 degrees). An optical Faraday circulator (CIRC) protected the diode from back-reflections.



**Fig. S22.** Schematic diagram of a four-port optical circulator based on the Sagnac effect with a non-reciprocal phase-shifter (NRPS). Light with  $p$  polarization was introduced into the device through ports 1 or 2 sequentially.

The use of broadband radiation imposes stricter design constraints on the interferometer compared to narrowband operation. Due to the shorter coherence length, the optical path difference between counter-propagating replicas must be minimized. For the emission spectrum of the superluminescent diode shown in Figure 23, the coherence length is approximately 7  $\mu\text{m}$ .



**Fig. S23.** Emission spectrum of the Thorlabs SLD1050 superluminescent diode.

In a classical Sagnac interferometer, the paths of counter-propagating beams are identical. However, in the modified configuration used here, each replica propagates half its path along the slow axis and half along the fast axis of the PM fiber. To equalize optical path lengths, the fiber segments forming the interferometer loop must therefore be cut to precisely the same length. The required length-matching tolerance can be roughly estimated from the following relation:

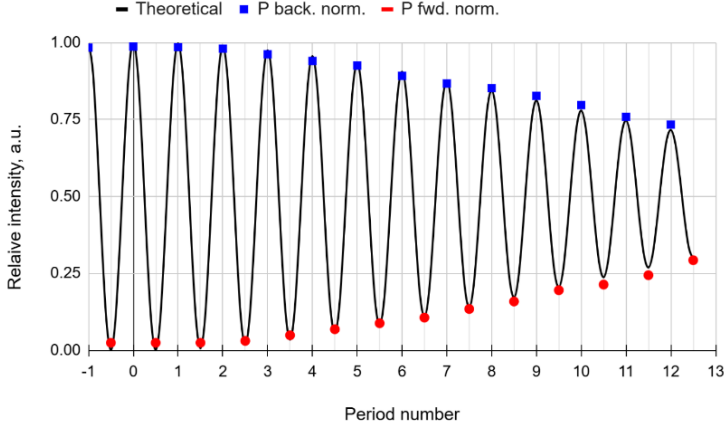
$$\Delta L \ll \frac{L_{coh}L_b}{\lambda}. \quad (23)$$

where  $L_{coh}$  is the coherence length,  $L_b$  is the beat length of the PM fiber, and  $\lambda$  is the wavelength.

At nearly perfect matching of fibers lengths between both segments, the fringe visibility is  $\sim 100\%$ . Parameter  $L_{coh}$  defines the distance where the coherence function drops to  $1/e$  level. For Fujikura PM980 panda-type fiber,  $L_b \approx 1.5\text{--}2.7$  mm. Therefore, mismatches of 10–18 mm reduce modulation depth to about  $\sim 36.8\%$ .

To verify these assumptions, the setup was scanned by varying the heater temperature over a wide range while recording the output power at one port. Directly correlating absolute temperature with optical path length changes is not straight forward from the practical perspective. Therefore, only the

extreme points of the interferogram – corresponding to maxima and minima – were measured. The resulting interferogram is shown in Figure 24.



**Fig. S24.** Fiber interferogram measured by varying the temperature of the heater. Red and blue dots represent experimental measurements of extreme point, while the black curve corresponds to the theoretical approximation.

As expected, the modulation depth of the interference signal decreases with increasing deviation from the optimal operating point. From these measurements, the absolute optical path difference between counter-propagating replicas was determined, enabling fine adjustment of conditions for path matching. The theoretical fit is described by:

$$f(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{x^2}{a}\right) \cos(bx), \quad (24)$$

where  $a$  and  $b$  are fitting parameters [89].

After identifying the optimal heater temperature, the main experiment was conducted to demonstrate the optical isolator operation using a broadband light source. Light propagation between ports 1 and 2 was studied in both directions. First, light was injected into port 1, and outputs at ports 2 and 3 were measured while varying the NRPS disk rotation speed. The experiment was then repeated with input at port 2, measuring outputs at ports 1 and 4. In both cases, the heater temperature was optimized to maximize transmission from port 1  $\rightarrow$  port 2 and minimize leakage from port 2  $\rightarrow$  port 4.

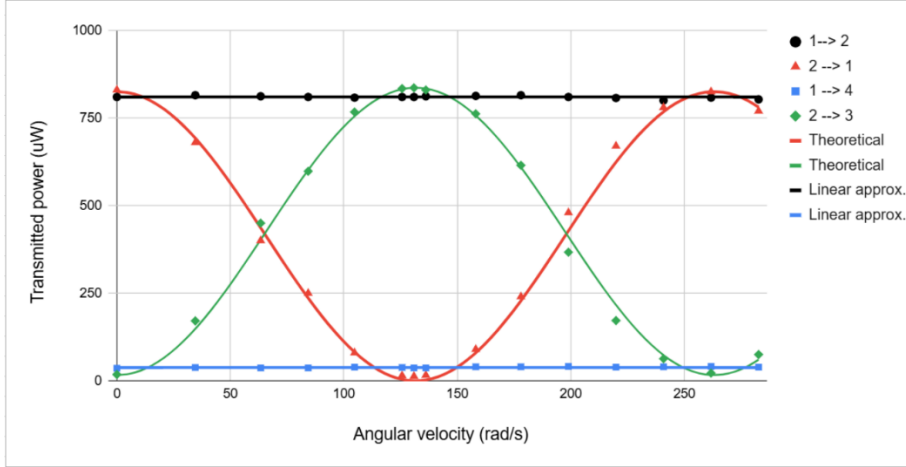
## Results and analysis

The measurement results are shown in Figure 25. In the stationary state, light transmission between ports 1 and 2 is nearly identical in both directions,



with minor differences discussed later. Control measurements from port 1  $\rightarrow$  port 4 and port 2  $\rightarrow$  port 3 confirmed that transmission variations between ports 1 and 2 are not caused by insertion losses. As seen in Figure 25, the total input–output power remained nearly constant across different NRPS disk rotation speeds.

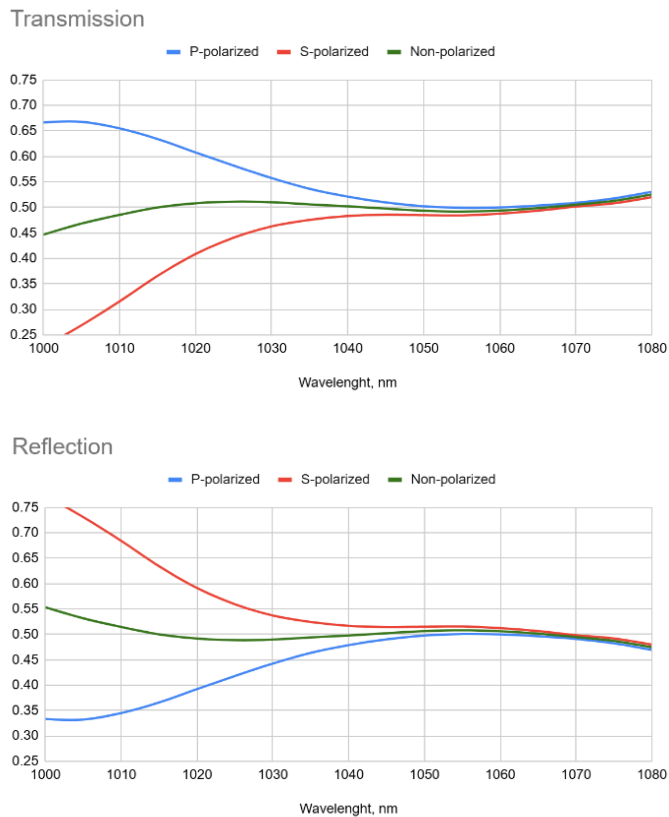
With increasing rotation speed, transmission from port 1  $\rightarrow$  port 2 remained stable (due to heater optimization), while transmission from port 2  $\rightarrow$  port 1 decreased, as part of the light was redirected to port 3. At a certain speed, nearly all light from port 2 was transferred to port 3. Beyond this point, the fraction returning to port 2 gradually increased, restoring near-stationary conditions around 262 rad/s. The strongest isolation occurred near 131 rad/s, where transmission from port 1  $\rightarrow$  port 2 exceeded the transmission from port 2  $\rightarrow$  port 1 case by a factor of  $\sim 64$ , corresponding to 18 dB (insertion losses are not accounted here, since minimizing them was not prioritized in this experiment).



**Fig. S25.** Light transmission between different ports of the optical circulator as a function of disk rotation speed (black dots – transmission from port 1 to port 2, red triangles – from port 2 to port 1, blue squares – from port 1 to port 4, green diamonds – from port 2 to port 3).

The same figure also reveals a small power leakage from port 1  $\rightarrow$  port 4 during forward transmission, whereas in the reverse case (2  $\rightarrow$  1) leakage into port 3 is considerably smaller. This asymmetry may arise from the transmission–reflection properties of the beam splitter for different light polarizations. These properties are illustrated in Figure 26, which shows the measured NPBS transmission and reflection coefficients versus wavelength for different polarizations. At the central wavelength of the superluminescent

diode and longer wavelengths, polarization effects are negligible, but at shorter wavelengths they become significant. For the circulator to route light exclusively into the intended ports a 50/50 splitting ratio is required.



**Fig. S26.** Dependence of NPBS transmission and reflection coefficients on wavelength for different polarizations.

## CONCLUSIONS

1. A four-port fiber circulator based on the Sagnac effect has been demonstrated experimentally. The ratio of transmission in opposite directions while using narrowband light ( $\lambda_c = 1063$  nm,  $\Delta\lambda < 1$  nm) is no less than 100:1, and the isolation is at least 24 dB, which is comparable to commercial Faraday isolators.
2. Measurements confirm that the phase shift in a rotating fiber coil occurs solely due to the Sagnac effect, while the Fizeau effect has no impact on the phase shift, or its effect is at least a hundred times smaller.
3. It has been experimentally confirmed that a fiber isolator based on the Sagnac effect with a non-polarizing beam splitter operates with broadband light ( $\lambda_c = 1045$  nm,  $\Delta\lambda = 50$  nm (FWHM)), ensuring a transmission ratio in opposite directions of no less than 60:1. The transmission of the isolator does not depend on the phase delays introduced by the non-polarizing beam splitter, since the replicas of light propagating in opposite directions are transmitted/reflected by the beam splitter at the same locations and are equally polarized, and thus their optical paths are compensated.

## CURRICULUM VITAE

### Asmeninė informacija

|                  |                         |
|------------------|-------------------------|
| Vardas, Pavardė: | Jaroslav Kodz           |
| Gimimo data:     | 1982-06-29              |
| Gimimo vieta:    | Vilnius, Lietuva        |
| El. paštas:      | jaroslav.kodz@gmail.com |

### Išsilavinimas

|           |                                                                                                                          |
|-----------|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 2000      | Vilniaus Adomo Mickevičiaus gimnazija<br><i>Vidurinis išsilavinimas</i>                                                  |
| 2000-2004 | Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas<br>Modernių technologijų vadyba<br><i>Bakalauro studijos</i>                  |
| 2005-2007 | Vilniaus universitetas, Fizikos fakultetas<br>Lazerinė fizika ir optinės technologijos<br><i>Magistrantūros studijos</i> |
| 2019-2025 | Fizinių ir technologijos mokslų centras<br>Skaidulinių lazerių laboratorija<br><i>Doktorantūros studijos</i>             |

### Darbo patirtis

|            |                                                                        |
|------------|------------------------------------------------------------------------|
| 2003-2004  | Vilniaus Universitetas<br>Lazerinių tyrimų centras<br><i>Technikas</i> |
| 2004-2009  | UAB „Ekspla“<br><i>Inžinierius</i>                                     |
| 2010-2018  | UAB „Ekspla“<br><i>Produktų vadovas</i>                                |
| 2019-2024  | UAB „Litilit“<br><i>Pardavimų direktorius</i>                          |
| 2025-dabar | „Monocrom“ S.L.<br><i>Produktų vadovas</i>                             |

## LITERATŪROS SĄRAŠAS

1. S.W. Ellingson, “Electromagnetics,” *Virginia Tech Publishing*, Vol. 2, Section 10.10, pages 186-190 (2020).
2. B. Hapke, “Theory of Reflectance and Emittance Spectroscopy,” *Cambridge University Press*, Cambridge UK, ISBN 0-521-30789-9, Section 10C, pages 263-264 (1993).
3. R. J. Potton, “Reciprocity in optics,” *Rep. Prog. Phys.* **67**(5), 717–754 (2004).
4. M. Faraday, “On the magnetization of light and the illumination of magnetic lines of force,” *Philos. Trans. R. Soc. Lond.* **136**, 1–20 (1846).
5. L. Tang et al., “Broad-intensity-range optical nonreciprocity based on nonlinear effects,” *Photon. Res.* **9**, 1218–1227 (2021).
6. X. Guo et al., “Nonreciprocal metasurface with space–time phase modulation,” *Light: Sci. Appl.* **8**, 69 (2019).
7. R. Paschotta, article on Faraday Isolators in the *RP Photonics Encyclopedia*, retrieved 2025-09-27.
8. G. Bendelli and S. Donati, “Optical isolators for telecommunications: review and current trends,” *Electron. Lett. Trans.* (review) (1992).
9. J. W. Kim, “A perspective on Faraday isolators for advanced lasers,” *Appl. Phys. Lett.* **122**, 100502 (2023).
10. K. Srinivasan et al., “Review of integrated magneto-optical isolators with rare-earth garnets,” *Opt. Mater. Express* **12**, 697–716 (2022).
11. A. Ikesue et al., “Progress of magneto-optical ceramics and their wavelength coverage,” *Prog. Mater. Sci.* (review) (2022).
12. K. J. Carothers et al., “High Verdet constant materials for magneto-optical Faraday devices: a review,” *Chem. Mater.* (2022).
13. C. G. Poulton, R. Pant, A.vByrnes, S. Fan, M. J.Steel, “Design for broadband on-chip isolator using stimulated Brillouin scattering in dispersion-engineered chalcogenide waveguides,” *Opt. Express* **23**, 11807-11822 (2015).
14. L. Del Bino, J. M. Silver, M. T. M. Woodley, S. L. Stebbings, X. Xhao, P. Del’Haye, “Microresonator Isolators and Circulators Based on the Intrinsic Nonreciprocity of the Kerr Effect,” *Optica* **6**, 1223-1230 (2019).

15. Z. Luo, W. Ye, X. Yuan, Z. Zhu, C. Zeng, and J. Ji, "Complete optical on-chip isolation based on asymmetric stimulated Raman gain/loss," *Opt. Lett.* **37**, 674-676 (2012).
16. S. Toyoda, M. Fiebig, T. H. Arima, Y. Tokura, N. Ogawa, "Nonreciprocal second harmonic generation in a magnetoelectric material," *Science Advances* **7**, eabe2793 (2021).
17. G. Sagnac, "Sur la preuve de la réalité de l'éther lumineux par l'expérience de l'interférographe tournant," *Comptes Rendus* **157**, 708 (1913).
18. Jalas, D., Petrov, A., Eich, M. et al. "What is – and what is not – an optical isolator," *Nature Photon* **7**, 579–582 (2013).
19. G. K. Svendsen, M. W. Haakestad, J. Skaar, "Reciprocity and the scattering matrix of waveguide modes," *Physical Review A – Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **87**(1), 013838 (2013).
20. I. A. Williamson, M. Minkov, A. Dutt, J. Wang, A. Y. Song, S. Fan, "Integrated nonreciprocal photonic devices with dynamic modulation," *Proceedings of the IEEE*, **108**(10), 1759-1784 (2020).
21. Z. Zhu, Ch. Zheng, "Differentiable scattering matrix for optimization of photonic structures," *Opt. Express* **28**, 37773-37787 (2020)
22. D. J. Gauthier, P. Narum, and R. W. Boyd, "Simple, compact, highperformance permanent-magnet Faraday isolator," *Opt. Lett.* **11**, 623–625 (1986).
23. D. Vojna, O. Slezák, A. Lucianetti, T Mocek, „Verdet Constant of Magneto-Active Materials Developed for High-Power Faraday Devices“, *Appl. Sci.* **9**, 3160 (2019).
24. H. Dötsch, N. Bahlmann, O. Zhuromskyy, M. Hammer, L. Wilkens, R. Gerhardt, P. Hertel, A. F. Popkov, "Applications of magneto-optical waveguides in integrated optics: review," *J. Opt. Soc. Am. B* **22**, 240-253 (2005).
25. L. J. Aplet, J. W. Carson, "A Faraday Effect Optical Isolator," *Applied Optics*, Vol. 3, No. 4 (1964).
26. R. Paschotta, article on "Faraday Rotators" in the *RP Photonics Encyclopedia*, retrieved 2025-09-27.
27. M. Al-Mahmoud, E. Dimova, H. Hristova, V. Coda, A. Rangelov, and G. Montemezzani, "Polarization-independent optical isolator in a Sagnac-type configuration," *Appl. Opt.* **60**, 4230-4234 (2021).
28. E. A. Mironov, D. S. Zheleznov, A. V. Starobor, O. V. Palashov, A. M. Bulkanov, A. G. Demidenko, "Large-aperture Faraday isolator

- based on a terbium gallium garnet crystal," *Optics Letters* **40**, 12, pp. 2794-2797 (2015).
29. Zhang, X., Zhao, D., Zhang, D., Xue, Q., Fan, F., Liao, Y., ... & Wen, Q. Wafer-level substrate-free YIG single crystal film for a broadband tunable terahertz isolator. *Photonics Research*, **12**(3), 505-513 (2024).
  30. M. Geho, T. Sekijima, T. Fujii, „Growth mechanism of incongruently melting terbium aluminum garnet (Tb<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>; TAG) single crystals by laser FZ method," *Journal of Crystal Growth*, **275**, 1–2, p. e663-e667 (2005).
  31. Slezak, O., Yasuhara, R., Lucianetti, A., Mocek, T. "Wavelength dependence of magneto-optic properties of terbium gallium garnet ceramics," *Optics Express*, **23**(10), 13641-13647 (2015).
  32. Y. Tamaru, H. Chen, A. Fuchimukai, H. Uehara, T. Miura, R. Yasuhara, "Wavelength dependence of the Verdet constant in synthetic quartz glass for deep-ultraviolet light sources." *Optical Materials Express*, **11**(3), 814-820 (2021).
  33. E. H. Turner, R. H. Stolen, "Fiber Faraday circulator or isolator," *Optics letters*, **6**(7), 322-323 (1981).
  34. APA (7th edition): Elsevier, (n.d.), "Optical isolator – an overview", In *ScienceDirect Topics*. Retrieved September 27 (2025), from: <https://www.sciencedirect.com/topics/engineering/optical-isolator>
  35. H. Shimizu, T. Mizumoto, "Nonreciprocal devices based on magneto-optical phase shift in garnet films on silicon," *IEEE J. Quantum Electron.*, **48**(3), pp. 229–236 (2012).
  36. M. Levy, R. Li, R. M. Osgood Jr., "Integrated microring resonator isolator with Bi:YIG cladding," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17**(9), pp. 1946–1948 (2005).
  37. H. Yokoi, Y. Shoji, T. Mizumoto, "Nonreciprocal transmission in garnet-clad disk resonators on InP substrates," *Opt. Express*, **20**(27), pp. 29403–29412 (2012).
  38. Y. Shoji, M. Kobayashi, T. Mizumoto, "Magneto-optical nonreciprocal Mach–Zehnder interferometer with Ce:YIG waveguides," *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 071117 (2008).
  39. Y. Shoji, T. Mizumoto, "Magneto-optical nonreciprocal devices with integrated micromagnets for silicon photonics," *J. Opt.*, **20**(12), 123001 (2018).
  40. R. Pant, et al., "On-chip stimulated Brillouin scattering," *Optics express*, **19**(9), 8285-8290 (2011).

41. M. S. Kang, A. Butsch, P. S. J. Russell, "Reconfigurable light-driven opto-acoustic isolators in photonic crystal fibre," *Nature Photonics*, **5**(9), 549-553, (2011).
42. E. A. Kittlaus, H. Shin, P. T. Rakich, "Large Brillouin amplification in silicon," *Nature Photonics*, **10**(7), 463-467 (2016).
43. M. Li, W. H. P. Pernice, C. Xiong, T. Baehr-Jones, M. Hochberg, H. X. Tang, "Harnessing optical forces in integrated photonic circuits," *Nature*, **456**(7221), 480-484 (2008).
44. H. Shin et al., "Tailorable stimulated Brillouin scattering in nanoscale silicon waveguides," *Nature Communications*, **4**(1), 1944 (2013).
45. R. Van Laer, B. Kuyken, D. Van Thourhout, R. Baets, "Interaction between light and highly confined hypersound in a silicon photonic nanowire," *Nature Photonics*, **9**(3), 199-203 (2015).
46. C. Cui, Y. Wang, Z. Lu, H. Yuan, Y. Wang, Y. Chen, Q. Wang, Z. Bai, R. P. Mildren, "Demonstration of 2.5 J, 10 Hz, nanosecond laser beam combination system based on non-collinear Brillouin amplification," *Opt. Express* **26**, 32717-32727 (2018).
47. G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics," *Academic Press*, 5th ed. (2013).
48. H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang, M. Paniccia, "A continuous-wave Raman silicon laser," *Nature*, **433**(7027), 725-728 (2005).
49. R. Claps, D. Dimitropoulos, V. Raghunathan, Y. Han, B. Jalali, "Observation of stimulated Raman amplification in silicon waveguides," *Opt. Express* **11**, 1731-1739 (2003).
50. M. Asghari, A. V. Krishnamoorthy, "Energy-efficient communication," *Nat. Photonics* **5**, 268-270 (2011).
51. A. Kobayakov, M. Sauer, D. Chowdhury, "Stimulated Brillouin scattering in optical fibers," *Advances in Optics and Photonics*, **2**(1), 1-59 (2010).
52. Q. Lin, O. J. Painter, G. P. Agrawal, "Nonlinear optical phenomena in silicon waveguides: modeling and applications," *Optics express*, **15**(25), 16604-16644 (2007).
53. Y. Shi, Z. Yu, S. Fan, "Limitations of nonlinear optical isolators due to dynamic reciprocity," *Nature photonics*, **9**(6), 388-392 (2015).
54. K. Xia, F. Nori, M. Xiao, "Cavity-free optical isolators and circulators using a chiral cross-Kerr nonlinearity," *Physical review letters*, **121**(20), 203602 (2018).



55. U. Chakraborty, et al., “Cryogenic operation of silicon photonic modulators based on the DC Kerr effect,” *Optica*, **7**(10), 1385-1390 (2020).
56. E. Z., Li, et al., “Experimental demonstration of cavity-free optical isolators and optical circulators,” *Physical Review Research*, **2**(3), 033517 (2020).
57. R. K. Pan, L. Tang, K. Xia, F. Nori, “Dynamic nonreciprocity with a Kerr nonlinear resonator,” *Chinese Physics Letters*, **39**(12), 124201 (2022).
58. M. Shah, I. Briggs, P. K. Chen, S. Hou, L. Fan, “Visible-telecom tunable dual-band optical isolator based on dynamic modulation in thin-film lithium niobate,” *Optics Letters*, **48**(8), 1978-1981 (2023).
59. N. A. Estep, D. L. Sounas, J. Soric, A. Alu, “Magnetic-free non-reciprocity and isolation based on parametrically modulated coupled-resonator loops,” *Nature Physics*, **10**(12), 923-927 (2014).
60. K. Fang, Z. Yu, S. Fan, “Realizing effective magnetic field for photons by controlling the phase of dynamic modulation,” *Nature Photonics*, **6**(11), 782-787, (2012).
61. D. Marpaung, J. Yao, J. Capmany, “Integrated microwave photonics,” *Nature Photonics*, **13**(2), 80-90, (2019).
62. M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, F. Marquardt, “Cavity optomechanics,” *Reviews of Modern Physics*, **86**(4), 1391-1452 (2014).
63. E. Turner, “A nonreciprocal optical device employing birefringent elements with rotating birefringent axes,” U.S. patent 3,484,151 (16 December 1969).
64. H. Tian, et al., “Magnetic-free silicon nitride integrated optical isolator,” *Nature Photonics*, **15**(11), 828-836 (2021).
65. F. Ruesink, M. A. Miri, A. Alu, E. Verhagen, “Nonreciprocity and magnetic-free isolation based on optomechanical interactions,” *Nature communications*, **7**(1), 13662 (2016).
66. S. Maayani, R. Dahan, and Y. Kligerman, et al., “Flying couplers above spinning resonators generate irreversible refraction,” *Nature* **558**(7711), 569–572 (2018).
67. G. Sagnac, “Regarding the Proof for the Existence of a Luminiferous Ether Using a Rotating Interferometer Experiment,” *C. R. Acad. Sci.* **157**, 708 (1913).
68. E. J. Post, “*The Sagnac Effect*”, *Rev. Mod. Phys.* **39**, 475 (1967).
69. I. L. Bershtein, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **75** 635 (1950).

70. V. I. Vysotskii, V. I. Vorontsov, R. N. Kuz'min, P. A. Bezirganyan, A. G. Rostomyan, "The Sagnac experiment with X-radiation," *Physics-Uspekhi*, **37**(3), 289 (1994).
71. F. Hasselbach, M. Nicklaus, "Sagnac experiment with electrons: Observation of the rotational phase shift of electron waves in vacuum," *Physical Review A*, **48**(1), 143 (1993).
72. S. A. Werner, J. L. Staudenmann, R. Colella, "Effect of Earth's rotation on the quantum mechanical phase of the neutron," *Physical Review Letters*, **42**(17), 1103 (1979).
73. F. Riehle, T. Kisters, A. Witte J. Helmcke, C. J. Bordé, "Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer," *Physical review letters*, **67**(2), 177 (1991).
74. A. Lenef, T. D. Hammond, E. T. Smith, M. S. Chapman, R. A. Rubenstein, D. E. Pritchard, "Rotation sensing with an atom interferometer," *Physical review letters*, **78**(5), 760 (1997).
75. T. L. Gustavson, P. Bouyer, M. A. Kasevich, "Precision rotation measurements with an atom interferometer gyroscope," *Physical review letters*, **78**(11), 2046 (1997).
76. W. Engelhardt, "Classical and relativistic derivation of the Sagnac effect." *Annales de la Fondation Louis de Broglie*, Volume 40, (2015)
77. Y. Shoji, T. Mizumoto, "Wideband operation of Mach-Zehnder interferometric magneto-optical isolator using phase adjustment," *Opt. Express* **15**, 13446 (2007).
78. K. Regelskis, "Sanjako efektu pagrįsto optinio izoliatoriaus charakteristikų tyrimas," Mokslinių tyrimų ataskaita, 2020-02-28, Vilnius
79. P. Maraner, J. P. Zendri, "General relativistic Sagnac formula revised," *General Relativity and Gravitation*, **44**(7), 1713-1723. (2012).
80. R. Ghaffarian, "NASA Guidelines for Highly Accelerated Life Test (HALT) for Class P," Jet Propulsion Laboratory Pasadena, California, retrieved 2025-09-27  
<https://nepp.nasa.gov/docs/tasks/076-Packaging-Assurance/Guidelines-HALT-for-Class-P-2025Feb14-CL25-0617.pdf>
81. mks Newport, Specification of product Faraday Optical Isolator, Broadband, 4 mm Aperture, 730-885 nm, model: ISO-04-785-BB-

- W, retrieved 2025-09-27 <https://www.newport.com/p/ISO-04-785-BB-W>
82. R. A. Campos, B. E. Saleh, M. C. Teich, “Quantum-mechanical lossless beam splitter: SU (2) symmetry and photon statistics,” *Physical Review A*, **40**(3), 1371 (1989).
  83. D. Makarov, “Theory for the beam splitter in quantum optics: Quantum entanglement of photons and their statistics, HOM effect.” *Mathematics*, **10**(24), 4794 (2022).
  84. Wikipedia, Beam splitter, retrieved 2025-09-27 <https://de.wikipedia.org/wiki/Strahlteiler>
  85. A. A. Chuvyrgyzalov D. G. Gilev, K. A. Ovchinnikov, V. A. Maksimenko, V. V. Krishtop, “Effect of Magnetic Field on the Rotation of the Plane of Polarization of Radiation in SPUN Fiber,” *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics*, **88**(Suppl 3), S309-S312 (2024).
  86. Y. Wang, L. Zhang, Z. Zhuo, et al., “Cross-splicing method for compensating fiber birefringence in polarization-maintaining fiber ring laser mode locked by nonlinear polarization evolution,” *Appl. Opt.* **55**, 5766–5770 (2016).
  87. Z. Ding, Z. Meng, X. S. Yao, X. Chen, T. Liu, and M. Qin, “Accurate Method for Measuring the Thermal Coefficient of Group Birefringence of Polarization-Maintaining Fibers,” *Opt. Lett.* **36**(11), 2173–2175 (2011).
  88. G. B. Malykin, “The Sagnac effect: correct and incorrect explanations,” *Phys.-Usp.* **43**, 1229–1252 (2000).
  89. Z. Hu, A. M. Rollins, “Theory of two beam interference with arbitrary spectra,” *Optics Express*, **14**(26), 12751-12759 (2006).

Vilniaus universiteto leidykla  
Saulėtekio al. 9, III rūmai, LT-10222 Vilnius  
El. p. [info@leidykla.vu.lt](mailto:info@leidykla.vu.lt), [www.leidykla.vu.lt](http://www.leidykla.vu.lt)  
[bookshop.vu.lt](http://bookshop.vu.lt), [journals.vu.lt](http://journals.vu.lt)  
Tiražas 20 egz.