

**LATVIJAS UNIVERSITĀTE**  
**FIZIKAS UN MATEMĀTIKAS FAKULTĀTE**



Edgars Nitišs

**NELINĀRI OPTISKU ORGANISKU STIKLU VIĻŅVADU**  
**UN TO PIELIETOJUMU PĒTĪJUMI**

PROMOCIJAS DARBA KOPSAVILKUMS

Doktora zinātniskā grāda iegūšanai fizikas nozarē

Apakšnozare: cietvielu fizika

Zinātniskais vadītājs: Dr. phys. Mārtiņš Rutkis

Rīga, 2015

Promocijas darbs izstrādāts Latvijas Universitātes Cietvielu Fizikas institūtā laika posmā no 2011. gada oktobra līdz 2015. gada martam.



IEGULDĪJUMS TAVĀ NĀKOTNĒ

Šis darbs izstrādāts ar Eiropas Sociālā fonda atbalstu projektā «Atbalsts doktora studijām Latvijas Universitātē».

Darba forma: publikāciju kopa fizikas nozarē, cietvielu fizikas apakšnozarē.

Darba zinātniskais vadītājs: *Dr. phys.* **Mārtiņš Rutkis**, vadošais pētnieks, LU CFI Organisko Materiālo laboratorijas vadītājs.

Darba recenzenti:

1. *Dr. habil. phys.* **Andris Ozols**, profesors, Rīgas Tehniskā Universitāte;
2. *Dr. habil. phys.* **Jānis Spīgulis**, profesors, Latvijas Universitāte;
3. *Dr. phys.* **Edmunds Tamanis**, profesors, Daugavpils Universitāte.

Promocijas darba aizstāvēšana notiks Latvijas Universitātes Fizikas, astronomijas un mehānikas zinātņu nozares promocijas padomes atklātā sēdē 2015. gada 27. augustā Cietvielu Fizikas institūta konferenču zālē, Ķengaraga ielā 8, Rīgā.

Ar promocijas darbu un tā kopsavilkumu var iepazīties Latvijas Universitātes Bibliotēkā Rīgā, Raiņa bulvārī 19.

LU Fizikas, astronomijas un mehānikas specializētās promocijas padomes priekšsēdētājs *Dr. habil. Phys.* **Linards Skuja**.

Promocijas padomes sekretāre **Laureta Buševica**.

© Latvijas Universitāte, 2015

© Edgars Nitišs, 2015

ISBN 978-9934-18-027-9

## Anotācija

Informācijas un telekomunikāciju tehnoloģijas nozaru turpmākajai attīstībai nepieciešamas jaunas ierīces ātrākai informācijas apstrādāšanai un pārvešanai. Nozares izaugsmei būtiski veicinātu datu pārraidē izmantoto elektrooptisko modulatoru darbības ātruma palielināšana. To paredzēts sasniegt izmantojot integrētas viļņvadu ierīces, kurās par elektrooptisko vidi izmantos nelineāri optiskus (NLO) organiskus materiālus. Organiskiem NLO materiāliem piemīt vairākas būtiskas īpašības, kuru dēļ tie varētu tikt plaši izmantoti dažādās viļņvadu ierīcēs. Tiem iespējama augsta optiskā nelinearitāte vienlaikus ar zemu dielektriskās caurlaidības vērtību, kā arī to ražošana un tehnoloģiskā apstrāde ir lēta.

Šajā promocijas darbā autors apkopo rezultātus, kas iegūti veicot elektrooptisko organisku stiklu viļņvadu lineāri un nelineāri optisko īpašību pētījumus, elektrooptisko viļņvadu materiālu orientēšanas pētījumus, kā arī izstrādājot jauna tipa elektrooptisko viļņvada modulatora izgatavošanas koncepciju. Autors pirmo reizi demonstrē, ka Abelsa matricu formālismu var izmantot, lai aprakstītu eksperimentālos rezultātus, kas iegūti ar Tenga-Mana metodi un Maha-Cendera interferometrisko metodi, un noteikt plānu kārtiņu elektrooptiskos koeficientus.

**Atslēgvārdi:** nelineārā optika, organiskie materiāli, materiālu īpašību pētījumi, viļņvadi.

# Satura rādītājs

Saīsinājumu saraksts .....	5
1. Ievads .....	7
1.1. Motivācija .....	7
1.2. Galvenie mērķi un uzdevumi .....	13
1.3. Zinātniskā novitāte .....	14
1.4. Promocijas darbā iekļauto publikāciju saraksts .....	14
1.5. Dalība zinātniskās konferencēs .....	15
1.6. Patenti .....	16
1.7. Autora ieguldījums .....	16
1.8. Priekšvārds turpmākajām nodaļām .....	17
2. Teorētiskie pamati .....	18
2.1. Gaismas viļņvadu darbības principi .....	18
2.2. Divdimensionāli viļņvadi .....	21
2.2.1. Viļņvadu modu raksturošanas rīki .....	21
2.2.2. Gaismas izplatīšanās risināšanas rīki .....	22
2.3. Mikroskopiskā un makroskopiskā nelinearitāte .....	23
2.4. Otrās kārtas NLO efekti .....	26
2.5. Teorētiskie pamati: Apkopojums .....	28
3. Lineāri optisko īpašību raksturošana .....	29
3.1. Spektrālā reflektometrija .....	30
3.2. Kramērsa-Kroniga transformācijas .....	34
3.3. Skenējošās šķiedras metode .....	37
3.4. Lineāri optisko īpašību raksturošana: Apkopojums .....	39
4. Viļņvadu orientēšanas pētījumi .....	40
4.1. Viļņvadu orientēšanas metožu apskats .....	40
4.2. Viļņvadu orientēšana ar koronas triodi .....	43
4.3. Viļņvadu orientēšanas pētījumi: Apkopojums .....	47
5. Materiālu nelineāri optiskie pētījumi .....	49
5.1. EO koeficientu izvedums .....	49
5.2. EO koeficienta mērīšanas pamatprincipi .....	51
5.3. MZI metode .....	51
5.4. TM metode .....	53
5.5. ATR metode .....	54
5.6. EO koeficientu mērīšanas metožu salīdzināšana .....	54
5.7. Materiālu nelineāri optiskie pētījumi: Apkopojums .....	56
6. SOI/polimēra EO modulatora izstrāde .....	57
6.1. Hibrīda SOI/polimēra viļņvada uzbūve .....	57
6.2. Hibrīda SOI/polimēra intensitātes modulators .....	59
6.3. SOI/polimēra EO modulatora izstrāde: Apkopojums .....	62
7. Apkopojums .....	63
8. Aizstāvamās tēzes .....	64
9. Literatūras saraksts .....	65
Pateicības .....	75

## Saīsinājumu saraksts

**A** – absorbcijas koeficients  
**AC** – maiņstrāva  
**ATR** – vājinātā iekšējā atstarošanās  
**BPM** – stara izplatīšanās metode  
**C** – koncentrācija  
**CAMFR** – Cavity Modelling Framework  
**CMOS** – complementary metal–oxide–semiconductor  
 **$d_{ijk}$**  – nelineāri optiskais koeficients  
**DC** – līdzstrāva  
**DMABI** – dimetilaminobenzilidēn-1,3-indandions  
**DWDM** – blīvā viļņa garumdales multiplexēšana  
 **$E_i$**  – elektriskā lauka intensitāte  
**EME** – īpašmodu izvirzīšana  
**EMF** – elektromagnētiskais lauks  
**EO** – elektrooptisks  
**FDTD** – galīgās diferences laika telpā  
 **$f$**  – frekvence  
**FEM** – galīgo elementu metode  
**IT** – informāciju tehnoloģijas  
**ITO** – indija alvas oksīds  
 **$k$**  – ekstinkcijas koeficients  
 **$k_B$**  – Bolcmaņa konstante  
**K-K** – Kramersa-Kroniga transformācijas  
 **$l$**  – viļņvada biezums  
**L** – Lanževēna funkcija  
**LI** – sinhrodetektors  
**LNB** – litija niobāts  
**MR** – daudzkārtējā iekšējā atstarošanās  
**MZI** – Maha-Cendera interferometrs  
 **$n$**  – gaismas laušanas koeficients  
 **$N$**  – kompleksais gaismas laušanas koeficients  
 **$n_{ef}$**  – efektīvais gaismas laušanas koeficients  
**NLO** – nelineāri optisks  
 **$P_i$**  – materiālā inducētā polarizācija  
**PMMA** – polimetilmetakrilāts  
**PS** – polistirols  
**PSU** – polisulfons  
 **$r_{ijk}$**  – elektrooptiskais koeficients  
**SEM** – skenējošā elektronu mikroskopija  
**SHG** – otrās harmonikas ģenerēšana  
**SG** – Savicka-Gollaja filtrs  
**SOI** – silīcijs uz izolatora

SP – silīcija fotonika  
 $t$  – laiks  
 $T_g$  – stiklošanās temperatūra  
 TC – biezuma izmaiņa  
 TDM – laukdales multipleksēšana  
 TM – Teng-Man  
 TPL – divfotonu ierosmes luminiscence  
 WDM – viļņa garumdales multipleksēšana  
 $W_{e.s.}$  – hromofora-hromofora elektrostatiskās mijiedarbības enerģija  
 $\Theta$  – gaismas krišanas vai izplatīšanas leņķis  
 $\alpha_{ij}$  – pirmās kārtas molekulārā polarizējamība  
 $\beta_{ijk}$  – otrās kārtas molekulārā polarizējamība  
 $\gamma$  – izplatīšanās konstante  
 $\kappa_o$  – viļņa vektors  
 $\lambda$  – viļņa garums  
 $\mu_o$  – molekulas dipola moments  
 $\mu_i$  – molekulā inducētais dipola moments  
 $\sigma$  – Frenela koeficients  
 $\chi_{ii}^{(1)}$  – pirmās kārtas dielektriskā uzņēmība  
 $\chi_{iik}^{(2)}$  arī  $\chi^{(2)}$  – pirmās kārtas dielektriskā uzņēmība  
 $\zeta$  – Maha-Cendera interferometra Y-dalītāja leņķis  
 $\omega$  – leņķiskā frekvence  
 $\langle \cos^3 \theta \rangle$  – necentrosimetrijas kārtības parametrs

# 1. Ievads

## 1.1. Motivācija

Pēdējās desmitgadēs strauju izaugsmi piedzīvojuši ar fotoniku saistītā industrija un zinātne. Saskaņā ar „Photonics21 (the European Technology Platform for photonics) Multiannual Strategic Roadmap 2014 – 2020” pētījumu [1], attīstība fotonikas nozarē noteiks turpmāko informācijas un sensoru tehnoloģiju izaugsmi. Jau ilgāku lauku informāciju tehnoloģiju (IT) izaugsmi ir veicinājuši atklājumi fotonikas nozarē. Iespējams straujākais IT nozares pieaugums novērots pagājušā gadsimta astoņdesmitajos gados, pēc tam, kad tika demonstrēta optiskā šķiedra ar maziem optiskajiem zudumiem (20 dB/km at 546 nm) [2]. Turpmākā IT attīstība notika eksponenciālos tempos. Saskaņā ar Cisco atskaiti, 2013. gadā optisko komunikāciju tīklā tika pārraidīti 19.2 eksabiti informācijas, no kuriem lielākā daļa bija video un attēlu formā [3]. Šajā atskaitē arī minēts, ka šis informācijas pārraides pieprasījums 2017. gadā varētu sasniegt 120 eksabitus mēnesī. Šāda datu pārraides ātruma nodrošināšanai būs jārod pavisam jauni risinājumi un tīklā komponentes. Tīklā komponentu līmenī ātrdarbības pieaugumu varētu nodrošināt ar:

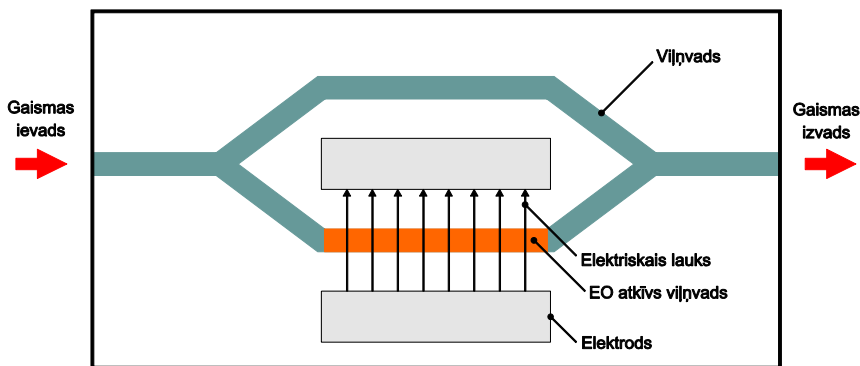
- jaunām ierīcēm viļņa garumdales multipleksēšanai (WDM) vai laikdales multipleksēšanai (TDM), kas izmanto vienu optisko kanālu, lai pārsūtītu informāciju no vairākiem avotiem vairākiem saņēmējiem [4]; vai
- jaunām ātrdarbīgām elektrooptiskām (EO) ierīcēm.

Multipleksēšanā jau izmanto blīvās viļņa garumdales multipleksēšanas tehnikas (DWDM), kas nodrošina būtiski datu pārraides ātruma pieaugumu. DWDM izmanto dažādas nesējfrekvences atsevišķiem signāliem, kas tiek pārraidītas pa vienu kanālu. DWDM raksturīgs, ka nesējfrekvences ir ļoti tuvu viena otrai. Plaši tiek lietoti standarti, kuros atstarpe starp nesējfrekvencēm ir tikai 100 GHz vai 50 GHz. Prototipu līmenī jau ir demonstrētas ierīces ar 25 GHz nesējfrekvenču starpību [5]. Vēl augstākai informācija blīvēšanas pakāpei būs nepieciešams precīzi fiksēt nesējfrekvences [6], ko paveikt ir tehniski sarežģīti un kam būs nepieciešams rast pavisam jaunus risinājumus, ierīces un materiālus.

Tīkla ātrdarbības pieaugumu varētu nodrošināt arī jaunām ātrdarbīgām tīkla komponentēm. Viens no galvenajiem elementiem signālu pārraidē ir EO modulatori. EO modulators ir ierīce, kurā ar elektriskā signāla palīdzību tiek modulēta gaismas intensitāte vai fāze. Ar šādas modulēšanas palīdzību iespējams pārraidīt informāciju caur optiskajām šķiedrām komunikāciju tīklos.

Zemāk tiks skaidroti šobrīd izmantoto EO modulatoru tehnoloģiju standarti un problēmas, kā arī to attīstību tendences. Šis skaidrojums tiks veikts ilustrējot konkrētu Maha-Cendera interferometriskā (*no angļu val.* – Mach-Zehnder interferometric) (MZI) tipa viļņvadu modulatoru, kurā izmanto EO materiālus. MZI tipa modulatori ir vieni no plašāk lietotajiem fotonikas nozarē

un šobrīd ir arī komerciāli pieejamu datu pārraides ierīču sastāvdaļa. Shematiski MZI viļņvadu modulators ilustrēts 1.1. attēlā, un tā darbības princips ir sekojošs. Gaisma tiek ievadīta viļņvadā, un ar Y-dalītāja palīdzību tiek ievadīta MZI „plecos”. Pēc tam gaisma tiek atkal apvienota un novadīta uz gaismas izvadu, kur tiek novērota gaismas interference. Gaismas intensitāte izvadā ir atkarīga no fāzu starpības, ko gaisma ir ieguvusi MZI „plecos”. Gadījumā, ja gaismas viļņu fāzes ir pretējas, novēro destruktīvu interferenci, savukārt, ja gaismas viļņi ir vienā fāzē, novēro konstruktīvu interferenci. Gadījumā, ja tiek mainīta gaismas fāze kādā no MZI „pleciem”, piemēram, variējot materiāla gaismas laušanas koeficientu, izmainīsies arī gaismas intensitāte izejā. Materiāla gaismas laušanas koeficienta izmaiņa, ja tam uzliek elektrisko lauku, nosaka EO efekts. Lai materiālā varētu novērot EO efektu, tam jāpieder pie necentrosimetrisku materiālu klases.



1.1. attēls. MZI tipa modulatora shematiska ilustrācija (augšskats).

Šobrīd komerciāli pieejamos modulatoros EO modulācijai plaši izmanto litija niobātu  $\text{LiNbO}_3$  (LNB), kas ir NLO neorganisks kristālisks materiāls [7]. LNB monokristālā viļņvadu struktūras tiek izveidotas ar Ti (skatīt 1.2.A attēlu), Zn vai MgO jonu leģēšanas procesa vai protonu apmaiņas procesa palīdzību [8,9]. Vietās, kur LNB tiek leģēts, novēro laušanas koeficienta pieaugumu. Minētais gaismas laušanas koeficienta kontrasts ir mazs, bet pietiekams, lai leģētās struktūras spētu vadīt gaismu. Mazā gaismas laušanas koeficienta kontrasta dēļ, viļņvadi parasti ir jāveido salīdzinoši lieli – to diametrs parasti ir ar kārtu  $10 \mu\text{m}$  [9]. Mazais gaismas laušanas koeficienta kontrasts starp leģēto, piemēram, Ti:LNB viļņvada serdi, un LNB viļņvada apvalku, ierobežo iespēju taisīt maza rādiusa viļņvada izliekumus, jo būtiski var pieaugt gaismas izplatīšanās zudumi. Jo mazāks ir laušanas koeficientu kontrasts, jo lielāki ir gaismas zudumi konkrētā viļņvadu izliekumā [10]. Šis efekts nosaka viļņvadu ierīces izmēru.

Neskatoties uz augstāk minētajiem trūkumiem, LNB komerciālās viļņvadu ierīcēs tiek izmantots jau vairākus gadu desmitus. Tam par iemeslu ir dažas svarīgas šī materiāla īpašības: LNB materiāla lineāri un nelineāri optiskās



Īpašības praktiski nav atkarīgas no temperatūras un lietošanas ilguma, gaisma LNB viļņvados iespējams ievadīt ar ļoti maziem gaismas zudumiem, absorbcijas koeficients redzamajā un infrasarkanajā diapazonā ir tuvs nullei [11]. Šim materiālam un saistītajai tehnoloģijai piemīt arī vairāki trūkumi. Pirmkārt, LNB EO koeficients ir zems, bet tā dielektriskās caurlaidības koeficients ir augsts. Zemo EO koeficientu dēļ, EO viļņvadi ir jāveido gari, lai ierīci varētu vadīt ar zemu spriegumu [9]. LNB EO modulators var būt pat 10 cm garš, kas priekš mūsdienu fotonikas izmēra standartiem ir ļoti liels izmērs. Turklāt, lielo izmēru dēļ būtisku lomu sāk spēlēt kapacitatīvie efekti, kas ierobežo maksimālo modulatora ātrdarbības frekvenci. Lai LNB modulators spētu darboties ar GHz frekvenci, tiek lietota skrejošā viļņa modulācijas tehnika, kurā modulējošais lauks pārvietojas kopā ar optisko signālu gaismas izplatīšanās virzienā. EO modulācija notiek vietā, kur modulējošais un optiskais lauks pārklājas. Šādā režīmā modulatora ātrdarbību ierobežo i) augstās LNB dielektriskās caurlaidības vērtības, kuras nosaka modulējošā lauka izplatīšanās ātrumu viļņvadā, kā arī ii) modulējošā lauka absorbcija LNB un elektrodos [7]. Šo fizikālo ierobežojumu dēļ, LNB EO modulatora ātrdarbības sliekšnis ir ap 100 GHz [12]. Otrkārt, LNB modulatora ražošanas izmaksas ir augstas, jo ietver sevī dārgus kristāla audzēšanas un leģēšanas procesus. Tehnoloģiju vēl sadārdzina ierobežotās iespējas apvienot LNB modulatora izstrādi ar pusvadītāju apstrādes procesu, kas tiek izmantots fotonisko integrēto ķēžu veidošanā.

Neskatoties uz to, ka LNB viļņvadu tehnoloģija ir jau pazīstama sen, vēl joprojām tiek strādāts pie:

- LNB modulatora uzbūves/dizaina optimizēšanas – modulatora ātrdarbības palielināšana optimizējot elektrodu novietojumu attiecībā pret viļņvada serdi, viļņvada izmēriem utml [8,13–16];
- veikta modulācijas veida optimizēšana pārraides apjoma palielināšanai [17];
- jaunu jonu implantācijas/leģēšanas metožu izstrādes, kas ierīcē nodrošina augstāku modulācijas efektivitāti [18].

Tomēr, minēto pētījumu laikā iegūtais ātrdarbības palielinājums ir mazs. Līdz ar to, tiek meklētas alternatīva EO modulatoru izveides tehnoloģijas, kas atbilstu izvirzītajām ātrdarbības un izmēra prasībām. Ar LNB saistītā industrija un pētniecība ir radījusi labus priekšnosacījumus turpmākajai fotonikas nozares attīstībai. Tās ietvaros ir radītas vairākas skaitliskas metodes LNB modulatoru ātrdarbības un efektivitātes novērtēšanai [19–21]. Šīs metodes šobrīd tiek veiksmīgi izmantotas arī citu EO modulatoru tipu, piemēram, bārija titanāta [22], silīcija [23] vai polimēru [24,25] teorētiskai darbības parametru novērtēšanai.

Viena no straujāk augošajām platformām fotonisko ierīču izstrādē ir silīcija fotonika (SP). Par SP aizsācēju var uzskatīt Ričardu Sorefu, kurš pagājušā gadsimta astoņdesmitajos gados piedāvāja veidot viļņvadu ierīces no monokristāliska silīcija [26]. Nozarei attīstoties viļņvadu ierīcēs sāka izmantot

arī citus pusvadītāju materiālus. Šobrīd SP tiek izmantoti gandrīz visi III, IV un V grupas elementi un to sakausējumi.

Zemāk 1.2.B attēlā attēlos silīcija viļņvads, kas ir SP fotonikas ierīču pamatelements. Viļņvadu struktūras SP tiek veidotas uz *silicon-on-insulator* (SOI) pamatnēm ar komplementāro-metāla-oksīda-pusvadītāja (CMOS) apstrādes procesu. SP tehnoloģijai ir dažas labas īpašības, kas rekomendē to pielietošanu komunikācijas ierīču izstrādē: SP ierīces spēj darboties infrasarkanajā frekvenču diapazonā, kas garantē optisku saderību ar gaismas šķiedrām komunikāciju tīklā; silīcijam ir liels gaismas laušanas koeficients, tātad optiskās viļņvadu ierīces var veidot ļoti mazas augsta gaismas laušanas koeficienta kontrasta dēļ [27]. Turklāt, SP ierīces var tikt veidotas ar labi zināmo CMOS procesu, kas nodrošina to, ka fotoniskās un elektriskās ķēdes ir savietojamas uz vienas mikroskāmas. Šādas tehnoloģijas ražošanas izmaksas ir zemākās tirgū.

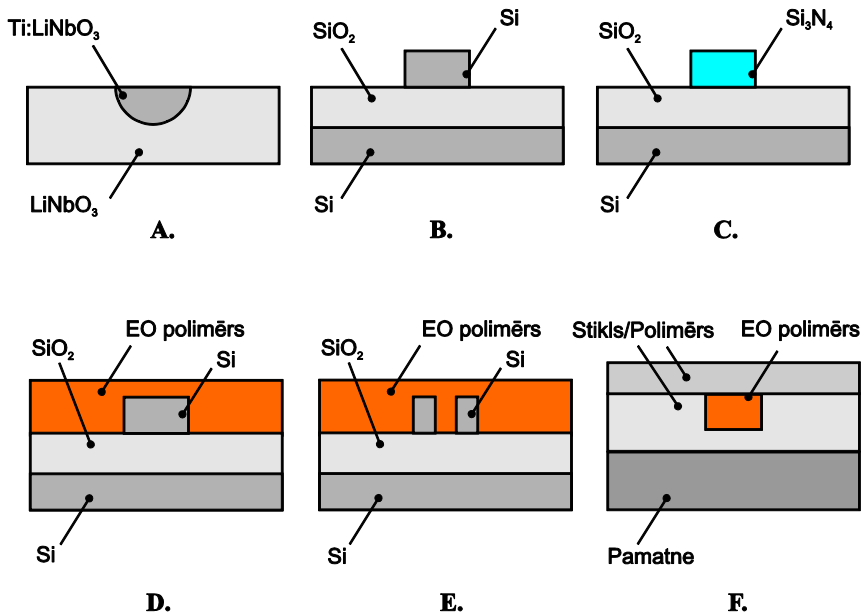
Viena no silīcija materiāla īpašībām ir tāda, ka tas ir centrosimetrisks un tajā nevar novērot EO efektu. Tātad no neapstrādāta silīcija monokristāla nav iespējams veidot aktīvas viļņvadu ierīces. Savā zinātniskajā darbā 1987. gadā Ričards Sorefs piedāvāja izmantot silīcija legēšanu, lai radītu brīvos lādiņus viļņvadā [28]. Šie brīvie lādiņnesēji elektriskā lauka ietekmē spētu mainīt viļņvada absorbcijas un gaismas laušanas koeficientu. Brīvo lādiņnesēju modulācija silīcijā ir ļoti ātrs process – tā laika konstantes ir ar kārtu pāris pikosekundes [29]. Silīcija legēšanas nevēlama blakusparādība ir absorbcijas koeficienta pieaugums, kas palielina gaismas izplatīšanās zudumus viļņvadā. Šī iemesla dēļ tiek meklēti jauni risinājumi, kas spētu nodrošināt EO modulācijas iespējamību SP viļņvadu ierīcēs, piemēram, izmantojot Franča – Keldiša efektu [30], Štārka efektu [31] un EO efektu nelineāri optiskos (NLO) polimēros [32]. Raugoties no izgatavošanas un savietojamības izmaksām, SP ir šobrīd visattīstītākā un vislētākā tehnoloģija. Svarīgi pieminēt, ka šobrīd SP uz viena fotoniskās integrētās ķēdes elementa iespējams izveidot arī germānija un silīcija fotodetektorus, multiplekserus, gaismas dalītājus un citus elementus [29].

Par lielu silīcija trūkumu var uzskatīt arī tā lielo absorbcijas koeficientu pie viļņu garumiem, kas īsāki par 1100 nm. Tātad no silīcija nevar veidot viļņvadus, kas spētu darboties redzamajā diapazonā, kas būtu svarīgs, piemēram, viļņvadu spektrometru [33] vai optiskājo starpsavienotāju [34] izstrādē. Tomēr, SP var piedāvāt risinājumus redzamajam diapazonam. Šī brīža labākais piedāvātais risinājums ir veidot viļņvadus no silīcija nitrīda (skatīt 1.2.C attēlu) [35]. Silīcija nitrīds neabsorbē redzamajā diapazonā, to iespējams apstrādāt CMOS procesā, kā arī tam piemīt neliela optiskā nelinearitāte [36]. Silīcija nitrīda viļņvadu plašāku pielietojamību ierobežo tā mehāniskās īpašības. Dienmēl uz SOI platformas silīcija nitrīda viļņvados veidojas plaisas mehānisko spriegumu dēļ, kas sāk izpausties, kad viļņvadu biezums pārsniedz 400 nm [37]. Tikai salīdzinoši nesen demonstrēta silīcija nitrīdu pagatavošanas metode, kas ļauj novērst plaisu veidošanos [38]. Līdz šim gan nav izveies

izgatavot silīcija nitrīda viļņvadus ar pietiekami maziem gaismas izplatīšanās zudumiem, kurus nosaka gaismas izkliede uz viļņvada malām.

Cits risinājums nelinearitātes panākšanai SP viļņvadu ierīcēs būtu izmantot NLO polimērus kopā ar silīcija viļņvadiem. Viļņvadu ierīces, kurā izmanto dažāda tipa materiālus, piemēram, silīciju un polimēru, stiklu un polimēru utml., sauc par hibrīda ierīcēm. NLO organiskiem materiāliem piemīt vairākas īpašības, kā dēļ tie varētu tikt plaši izmantoti dažādās hibrīdu viļņvadu ierīcēs. Organiskie NLO materiāli ir lēti, tiem ir mazas dielektriskās caurlaidības vērtības, kā arī augsta optiskā nelinearitāte (līdz pat 300 pm/V) [39,40]. Iespējams vienkāršākais veids, kā veidot EO viļņvadus SP, ir izmantot NLO organisko materiālu kā pārklājumu silīcija serdei (skatīt 1.2.D attēlu) [41,42]. Tomēr, tā kā silīcija laušanas koeficients ( $n > 3$ ) ir daudz lielāks par organiskā materiāla laušanas koeficientu ( $n > 1.6$ ), lielākā daļa gaismas atradīsies viļņvada serdē un praktiski „nejūtīs” pārklājuma optisko nelinearitāti. Nesen demonstrēts viļņvadu dizains, kas ļautu iegūt lielāku gaismas iespiešanās efektivitāti NLO organiskajā materiālā. Ir piedāvāts veidot silīcija tranšeju viļņvadus, kur silīcija tranšejas tiek aizpildītas ar NLO organisku materiālu (skatīt 1.2.E attēlu) [12,32,43–49]. Veidojot viļņvadus pēc šāda principa, ir demonstrēti EO modulatori ar 5.3 V pārslēgšanas (ieslēgts-izslēgts) spriegumu un ātrdarbību ap 60 GHz [32]. Svarīgi pieminēt, ka ierīces demonstrēšanai tika izmantots polimērs ar zemu optisko nelinearitāti – 20 pm/V. Sprotams, ka modulatora efektivitāte varētu palielināt vairākas reizes, prototipā izmantojot materiālus ar augstāku optisko nelinearitāti. Apskatītajam viļņvadu dizainam 1.2.E attēlā, piemīt arī vairāki trūkumi. Tā kā silīcija tranšeja ir tikai pārsimts nm plata [46], polimēram iekļāšana tajā varētu būt grūti izdarāma sliktās organiskā materiāla un silīcija adhēzijas dēļ. Jāmin, ka par šo problēmu literatūrā gan netiek plaši runāts. Vēl, viļņvads ar šādu ģeometrija spēj vadīt tikai vienas polarizācijas gaismu, kas būtiski palielina sagaidāmos gaismas ievadīšanas zudumus [49].

Alternatīvi viļņvadu dizaini un pagatavošanas tehnoloģija tiek demonstrēta Norvuda grupas darbos [50–54], kur tiek piedāvāts veidot hibrīda viļņvadu ierīces apvienojot polimēru viļņvadus un sol-gel procesā izgatavotas strukturētas pamatnes (skatīt 1.2.F attēlu). Pēc līdzīga uzbūves principa demonstrēti arī tikai no organiskiem materiāliem veidoti viļņvadu modulatori [55–64]. Šādi viļņvadi spētu darboties gan redzamajā, gan infrasarkanajā spektra diapazonā un tiem būtu raksturīgi zemi gaismas izplatīšanās un ievadīšanas zudumi. Diemžēl šāda dizaina izgatavošanas izmaksas ir augstas, jo ietver sevī vairākus litogrāfijas un slāņu uzklāšanas soļus.



**1.2. attēls.** Dažādu viļņvadu struktūras, kuras varētu tikt izmantotas viļņvadu EO modulatora izveidē. **A.** Ti:LiNbO<sub>3</sub> viļņvads uz LiNbO<sub>3</sub> pamatnes. **B.** SP pamatelements – silīcija viļņvads, kas veidots uz SOI pamatnes. **C.** EO silīcija nitrīda viļņvads veidots uz SOI pamatnes. **D.** Hibrīda EO viļņvads, kas veidots no silīcija serdes un polimēra pārklājuma. **E.** Hibrīda EO viļņvads, kurā serdi veido silīcijā izkodināta tranšeja, kas aizpildīta ar polimēru. Eksperimentāli demonstrēta līdz šim augstākā novērojamā nelinearitāte salīdzinot ar citiem viļņvadu dizainiem. **F.** Hibrīda EO viļņvads – NLO polimēra viļņvads uz *sol-gel* procesā izgatavotas strukturētas pamatnes

Kā redzams no EO viļņvadu pagatavošanas tendencēm, organiski NLO materiāli tiek pielietoti arvien plašāk. Tam par iemeslu ir tas, ka līdz šim šajos materiālos var novērot ļoti augstu optisko nelinearitāti. Neskatoties uz to, ka EO modulators, kurā tiek izmantoti organiski NLO materiāli un kura pārslēgšanās spriegums ir zem 1V, tika demonstrēts jau gandrīz divas dekādes iepriekš [65], organisko materiāli vēl nav kļuvuši pietiekami plaši lietoti komerciālās ierīces. Tas nav noticis divu iemeslu dēļ.

Pirmkārt, līdz šim radītie EO organiskie materiāli nesaglabā savu optisko nelinearitāti pietiekoši ilgi. Optiskā nelinearitāte samazinās galvenokārt termiskās un gaismas iedarbības dēļ [66]. Optiskā nelinearitāte organiskā materiālā ir laikā praktiski nemainīga, ja materiāla temperatūra ir daudz zemāka par tā stiklošanās temperatūru, kas tipiski nepārsniedz 200°C. Svarīgi pieminēt, ka komerciālai ierīcei, kas paredzēta lietošanai komunikāciju tīklos, ir jāatbilst Telkordia standartiem [67]. Šie standarti nosaka komunikāciju tīklos lietojamās

ierīces efektivitāti, mehānisko un termisko stabilitāti u.c. Līdz šim brīdim nav izgatavots tāds EO modulators, kurā būtu NLO organisks materiāls un kas spētu izpildīt Telkordia standarta prasības.

Otrkārt, prototipu līmenī demonstrētie EO modulatori, kuros izmantoti organiski NLO materiāli, vēl joprojām ir pārāk dārgi vai neizpilda ātrdarbības prasības.

Minēto iemeslu dēļ tiek izgatavoti un pētīti jauni NLO organiski materiāli un EO modulatoru dizaini. Mērķu sasniegšanā tiek veidota starpdisciplināra zinātniska sadarbība, iesaistot fotonikas, elektronikas un ķīmijas speciālistus.

Galvenie un loģiski soļi EO modulatora izveidē būtu sekojoši:

- NLO molekulu struktūras definēšana – šajā solī tiek identificēta NLO molekulas struktūra un nepieciešamās īpašības. Balstoties uz iepriekšēju pieredzi, NLO molekulas jeb hromoforus „projektē” ar noteiktām molekulārām īpašībām, piemēram, noteiktu elektronu donoru un akceptoru stiprumu, konjugētā tilta garumu utml. Pēc molekulas struktūras definēšanas, tas parametri – dipola moments, hiperpolarizējamība, utml. – tiek novērtēta ar kvantu ķīmisko aprēķinu palīdzību [68].
- NLO materiāla sintēze – šajā solī tiek sintezēts NLO materiāls.
- NLO materiāla apstrāde – šajā solī sintezētais NLO materiāls tiek apstrādāts un sagatavots. Neskaitot atsevišķas klases organiskos materiālus, pārsvārā organiskie materiāli pēc tā uznesanas vai ievietošanas viļņvadā ir centrosimetriski [39]. Tie jāorientē elektriskā laukā pie temperatūras, kas ir tuva materiāla stiklošanās temperatūrai, lai tie iegūtu makroskopisku optisko nelinearitāti.
- EO modulatora pagatavošanas koncepcijas izstrāde – šajā solī tiek izstrādāti EO ierīces izgatavošanas soļi, ko nosaka pieejamā tehnoloģija, izmantojamo materiālu īpašības, kā arī rezultāti, kas iegūti ar skaitlisko aprēķinu palīdzību.
- EO modulatora darbības raksturošana – pēc ierīces izstrādes tiek demonstrēta tās darbības iespējamība, kā arī novērtēti tās darbības parametri, piemēram, stabilitāte laikā, pārslēgšanās sprieguma vērtība, ātrdarbība u.c.

Svarīgi piebilst, ka rezultāti, kas iegūti katrā no soļiem, būtiski ietekmē tālāko soļu izpildi.

## 1.2. Galvenie mērķi un uzdevumi

Šī promocijas darba mērķis ir veikt teorētiskus un eksperimentālus NLO viļņvadu pētījumus. Promocijas darba izpildes laikā tika izvirzīti sekojoši uzdevumi:

- ieviest un attīstīt optiskās metodes NLO viļņvadu lineāri optisko īpašību noteikšanai;

- veikt NLO viļņvadu orientēšanas pētījumus, izmantojot koronas orientēšanas metodi;
- ieviest un attīstīt metodes NLO viļņvadu nelineāri optisko īpašību noteikšanai;
- izstrādāt un modelēt EO viļņvadu modulatoru, kurā tiktu izmantoti NLO organiski materiāli.

### 1.3. Zinātniskā novitāte

Pirmo reizi demonstrēts, ka Abelsa matricu formālismu var izmantot, lai aprakstītu eksperimentālos rezultātus, kas iegūti ar Tenga-Mana metodi un Maha-Cendera interferometrisko metodi, un noteiktu plānu kārtiņu elektrooptiskos koeficientus.

Demonstrēts jauna tipa hibrīda SOI/polimēra elektrooptiskais modulators un tā uzbūves principi. Piedāvātais EO modulatora dizains šobrīd iesniegts patentēšanai ES patentu valdē („Electro-optic modulator and method of fabricating same”, EP13196563).

### 1.4. Promocijas darbā iekļauto publikāciju saraksts

- [P1] E. Nitiss, M. Rutkis, O. Vilitis, Determination of electro-optic coefficient of thin organic films by Mach-Zehnder interferometric method, Latvian Journal of Physics and Technical Sciences 3 (46), 5-14 (2009) (IF=-, SNIP=0.69)
- [P2] E. Nitiss, M. Rutkis, M. Svilans, Effects of the multiple internal reflection and sample thickness changes on determination of electro-optical coefficient values of a polymer film, Lithuanian Journal of Physics 52 (1), 30-38 (2012) (IF=0.42, SNIP=0.42)
- [P3] E. Nitiss, R. Usans, M. Rutkis, Simple method for measuring bilayer system optical parameters, SPIE Proceedings, 8430, 84301C, (2012) (IF=-, SNIP=0.27)
- [P4] E. Nitiss, M. Rutkis, M. Svilans, Electrooptic coefficient measurements by Mach Zehnder interferometric method: application of Abeles matrix formalism for thin film polymeric sample description, Optics Communications 286, 357-362, (2013) (IF=1.47, SNIP=1.21)
- [P5] E. Nitiss, E. Titavs, K. Kundzins, A. Dementjevs, V. Gulbinas, M. Rutkis, Poling Induced Mass Transport in Thin Polymer Films, J. Phys. Chem. B 117, 2812-2819 (2013) (IF=3.38, SNIP=1.21)
- [P6] E. Nitiss, J. Busenbergs, M. Rutkis, Optical propagation loss measurements in electro optical host - guest waveguides, SPIE Proceedings, 8772, 87721L (2013) (IF=-, SNIP=0.27)
- [P7] E. Nitiss, J. Busenbergs, M. Rutkis, Hybrid silicon on insulator/polymer electro-optical intensity modulator operating at 780 nm, J. Opt. Soc. Am. B 31 (10), 2446-2454, (2014) (IF=1.81, SNIP=1.31)

- [P8] **E. Nitišs**, A. Bundulis, A. Tokmakov, J. Busenbergs, E. Linina, M. Rutkis, Review and comparison of experimental techniques used for determination of thin film electro-optic coefficients, *article in press*, Phys. Status Solidi A, 1–13 (2015) / DOI 10.1002/pssa.201532054 (IF=1.53, SNIP=1.01)

## 1.5. Dalība zinātniskās konferencēs

- [C1] **E. Nitišs**, M. Rutkis, O. Vilītis, Fabrī-Pero etalona veidošanās plāno kārtiņu paraugā un tā ietekme uz EO koeficienta noteikšanu ar MZI metodi, Cietvielu Fizikas Institūta 26. zinātniskā konference, 17. – 19.02, 2010
- [C2] **E. Nitišs**, M. Rutkis, O. Vilītis, Corona discharge optimization for nonlinear optical polymer poling, Developments in Optics and Communications, Riga, Latvia, April 23 – 25, 2010
- [C3] **E. Nitišs**, M. Rutkis, M. Svilāns, Matricu formālisma pielietošana nosakot plānu organisku kārtiņu EO koeficientu ar Maha Zendera interferometru, Cietvielu Fizikas Institūta 27. zinātniskā konference., 14. – 16.02, 2011
- [C4] **E. Nitišs**, E. Titavs, M. Rutkis, O. Vilītis, Koronas triodes kā NLO polimēru orientēšanas iekārtas voltampēru raksturlieknes, Cietvielu Fizikas Institūta 27. zinātniskā konference., 14. – 16.02, 2011
- [C5] **E. Nitišs**, M. Rutkis, M. Svilāns, Application of Abeles matrix formalism for determination of thin organic film EO coefficients by Mach – Zehnder interferometer, Developments in Optics and Communications, Riga, Latvia, April 28 – 30, 2011
- [C6] **E. Nitišs**, E. Titavs, M. Rutkis, O. Vilītis, Poling of EO polymers - Corona Discharge Process Optimization, 12th International Conference Electronic and Related Properties of Organic Systems (ERPOS-12), Vilnius, July 11-13, 2011
- [C7] **E. Nitišs**, M. Rutkis, M. Svilāns, Influence Of Multiple Internal Reflection And Sample Thickness Change Effects On Determination Of Polymer Film EO Coefficients Using MZI Technique, Advanced Optical Materials, Vilnius, August 28 – 31, 2011
- [C8] **E. Nitišs**, M. Rutkis, Basic principles of EO polymer waveguide modulator development, International Young Scientist Conference “Developments in Optics and Communications 2012”, Riga, Latvia, April 12-14, 2012
- [C9] **E. Nitišs**, J. Busenbergs, M. Rutkis, Optical propagation loss measurements in electro optical host - guest waveguides, SPIE Optics+Optoelectronics, April 15-18, 2012
- [C10] **E. Nitišs**, R. Usans, M. Rutkis, Simple method for measuring bilayer system optical parameters, SPIE Photonics Europe, Brussels, Belgium, April 16-19, 2012
- [C11] **E. Nitišs**, A. Tokmakovs, M. Rutkis, Assessment of material refractive index near absorption band using kramers-kronig relations, International

Young Scientist Conference “Developments in Optics and Communications 2013”, Riga, Latvia, April 10-12, 2013

[C12] **E. Nitišs**, M.Rutkis, SOI –polimēru EO modulators, LU CFI 30. zinātniskā konference, Rīga, 19.-21.02, 2014

[C13] **E. Nitišs**, M. Rutkis, „Development of polymer electro optic modulator on silicon-on-insulator platform”, International Young Scientist Conference “Developments in Optics and Communications 2014”, Riga, Latvia, April 9-12, 2014

## 1.6. Patenti

[Pa1] „Polēts nelineārs polimēra materiāls” (autori S.Gaidukovs, V.Kampars, M.Rutkis, A.Tokmakovs, **E. Nitišs**) ir iesniegts Patentu valdē - piešķirts Nr. P-13-93 (Reģistrēts, [Latvija](#))

[Pa2] “Plānu polimēra kārtiņu ierobežotas virsmas laukuma polarizēšanas ierīce un paņēmieni” (Autori: Vilitis O., **Nitišs E.**, Rutkis M. Patenta nr. 14755 LR patentu valde (oficiālais vēstnesis 01/2014)) (Reģistrēts, [Latvija](#))

[Pa3] „Poled nonlinear polymeric material”, S.Gaidukovs, V.Kampars, M.Rutkis, A.Tokmakovs, **E. Nitišs**, EP13195779, 05.12.2013 (Iesniegts, [ES](#))

[Pa4] „Electro-optic modulator and method of fabricating same”, **E. Nitišs**, M. Rutkis, M. Svilans, EP13196563, 10.12.2013 (Iesniegts, [ES](#))

## 1.7. Autora ieguldījums

Promocijas darbā iekļautie rezultāti ir aprakstīti 8 zinātniskās publikācijās [P1-P8], kā arī prezentēti mutiskos un stenda referātos vietējās un starptautiskās konferencēs [C1-C13]. Visām zinātniskajām publikācijām un prezentācijām konferencēs šī promocijas darba autors bija korespondējošais autors.

Autors sniedzis būtisku ieguldījumu publikāciju un prezentāciju sagatavošanā. Autors ir:

- ieviesis optiskās metodes, kas paredzētas plānu kārtiņu lineāri optisko īpašību raksturošanai;
- ieviesis Tenga-Mana metodi un Maha-Cendera interferometrisko metodi plānu kārtiņu EO koeficienta noteikšanai, kā arī izveidojis to eksperimentālo datu aprakstu ar Abelsa matricu formālismu;
- sniedzis būtisku ieguldījumu vājinātās iekšās atstarošanas metodes ieviešanā – izstrādājis optisko un elektrisko shēmu, kā arī piedalījies EO mērījumu rezultātu interpretēšanā;
- sniedzis būtisku ieguldījumu plānu kārtiņu orientēšanas pētījumos – veicis otrās harmonikas un optiskās mikroskopijas mērījumus, veicis koronas triodes darbības parametru optimizēšanu, kā arī piedalījies eksperimentālo rezultātu interpretēšanā;



- sniedzis būtisku ieguldījumu hibrīda SOI/polimēra EO modulatora dizaina izstrādē, veicis visus skaitliskos aprēķinus un eksperimentālos mērījumus.

## **1.8. Priekšvārds turpmākajām nodaļām**

Turpmākās nodaļas šajā promocijas darba kopsavilkumā sakārtotas secībā, kas atbilst loģiskajiem soļiem EO organisko materiālu izpētē un EO modulatora izstrādē. Šo nodaļu mērķis ir sniegt nepieciešamo informāciju, kas ļauj vieglāk uztvert publikācijās [P1-P8] aprakstīto.

Šī kopsavilkuma pirmajā daļā tiek īsumā apskatīti optisko viļņvadu darbības principi un nelineārās optikas pamati. Šāda nodaļa ir iekļauta ar mērķi atvieglot tālākajās nodaļās aprakstīto rezultātu izpratni.

Turpmākās nodaļas skaidroti rezultāti, kas iegūti veicot plānu organisku kārtiņu orientēšanas pētījumus un ieviešot metodes NLO materiāla optisko īpašību raksturošanai.

Kopsavilkuma beigās demonstrēts jauna veida hibrīda SOI/polimēra EO modulatora dizains. Tiek definēti EO modulatora uzbūves principi balstoties uz rezultātiem, kas iegūti eksperimentālo mērījumu un skaitlisko aprēķinu rezultātā.

## 2. Teorētiskie pamati

Šo nodaļu var iedalīt divas tematiskas daļas. Nosacītajā pirmajā daļā tiek apskatīti gaismas viļņvadu darbības principi un galvenie viļņvadu raksturojošie parametri. Nosacītajā otrajā daļā autors īsumā apskata optiskās nelinearitātes izcelsmi organiskajos materiālos, kā arī skaidro optiskās nelinearitātes raksturošanai lietotos parametrus.

### 2.1. Gaismas viļņvadu darbības principi

Gaismas viļņvads ir optisks elements, ko izmanto, lai pārraidītu gaismas signālu. Gaismas vadīšanai bieži izmanto optiskos viļņvadus, to daudzo priekšrocību dēļ [69]:

- gaisma optiskajā viļņvadā var izplatīties lielus attālumus nezaudējot enerģiju
- atkarībā no viļņvados izmantoto materiālu īpašībām, optiskos viļņvadus var veidot ar izmēru, kas nepārsniedz  $1 \times 1 \mu\text{m}$ . Līdz ar to, no viļņvadiem veidotās ierīces ir ļoti mazas.
- viļņvadā materiāla NLO īpašības izpaužas daudz izteiktāk, jo gaismas enerģija tajā ir koncentrēta.

Gaismas vadīšanu viļņvadā nosaka pilnīgās iekšējās atstarošanās efekts. Kā zināms no optikas kursa, gaismas laušanu nosaka Snella likums, kas saka, ka gaismas krišanas un laušanas leņķu sinusu attiecība ir vienāda ar attiecīgo laušanas koeficientu konkrētajās vidēs attiecību. Snella likumu pieraksta formā

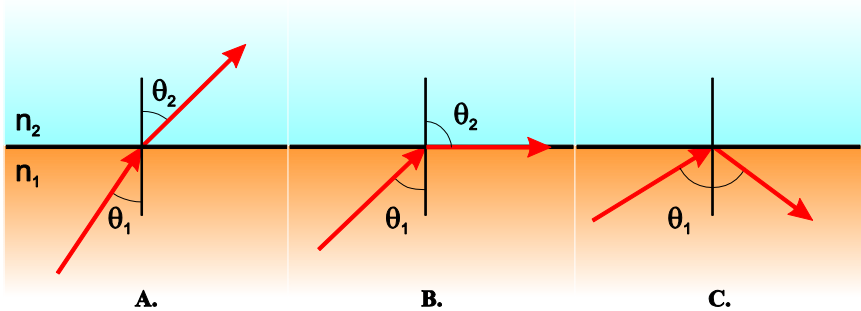
$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2), \quad (2.1)$$

kur,  $\theta_1$  un  $\theta_2$  ir attiecīgi gaismas krišanas un laušanas leņķis, savukārt,  $n_1$  un  $n_2$  ir laušanas koeficienti attiecīgajās vidēs (skatīt 2.1. attēlu). Turpmākajā izklāstā tiks pieņemts, ka gaisma izplatās no vides ar laušanas koeficientu  $n_1$  uz vidi ar laušanas koeficientu  $n_2$ , un izpildās nosacījums  $n_1 > n_2$ . No Snella likuma (2.1) redzams, ka, ja gaisma izplatās no vides ar lielāku laušanas koeficientu uz vidi ar mazāku laušanas koeficientu, tad eksistē tāds kritiskais gaismas krišanas leņķis  $\theta_I = \theta_c$ , pie kura gaismas laušanas leņķa  $\theta_2$  sinuss ir vienāds ar 1. Šo leņķis var novērtēt izmantojot sakarību

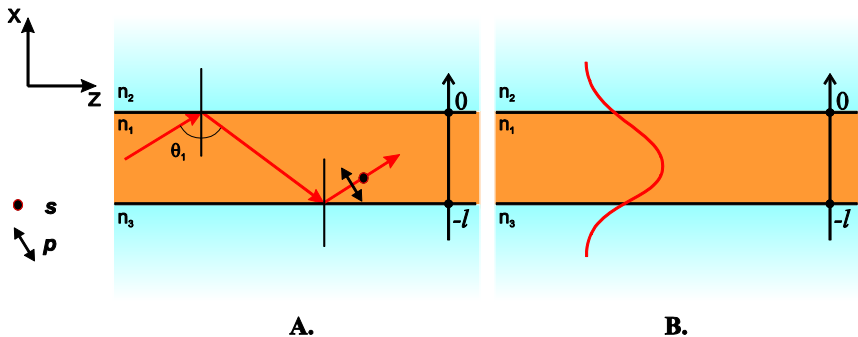
$$\theta_c = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \quad (2.2)$$

Zinot šo nosacījumu, iespējams izcelt trīs specifiskus gaismas laušanas gadījumus, attiecīgi, kad  $\theta_I < \theta_c$ ,  $\theta_I = \theta_c$ ,  $\theta_I > \theta_c$ . Visi minētie gadījumi ir ilustrēti 2.1. attēlā. Pirmajā gadījumā, kad  $\theta_I < \theta_c$ , gaisma tiek lauza un ieiet no pirmās vides otrajā. Otrajā gadījumā, kad  $\theta_I = \theta_c$ , gaisma tiek lauza paralēli robežvirsmi. Visbeidzot, trešajā gadījumā, kad  $\theta_I > \theta_c$ , var novērot pilnīgās iekšējās atstarošanās efektu. Apskatītais iekšējās atstarošanās efekts nodrošina gaismas vadīšanu viļņvadā. Parasti, lai ilustrētu viļņvada darbības principus, tiek skaidroti tā darbības parametri ar viendimensionāla jeb planāra viļņvada

piemēru, kas ilustrēts 2.2. attēlā. Viļņvada serdei ir laušanas koeficients  $n_1$ , kas ir lielāks par abu pārklājumu laušanas koeficientiem  $n_2$  un  $n_3$ , kur tiek pieņemts, ka  $n_2 \leq n_3$ . Šāda sistēma var darboties kā viļņvads, ja ir pietiekams serdes un pārklājuma laušanas koeficienta kontrasts, kā arī, ja serde ir pietiekami bieza [69].



**2.1. attēls.** Gaismas laušana tai pārvietojoties no vides ar laušanas koeficientu  $n_1$  uz vidi ar laušanas koeficientu  $n_2$ , kur  $n_1 > n_2$ . **A.** Ja  $\theta_1 < \theta_c$ , tad gaismas laušanas leņķis  $\theta_2 < 90^\circ$ . **B.** Ja  $\theta_1 = \theta_c$ , gaisma izplatās paralēli robežvirsmi. **C.** Ja  $\theta_1 > \theta_c$ , novēro pilnīgās iekšējās atstarošanās efektu.



**2.2. attēls. A.** Planārs viļņvads, ko veido serde ar laušanas koeficientu  $n_1$  un pārklājumi ar laušanas koeficientiem  $n_2$  un  $n_3$ , kur  $n_2 \leq n_3$ . Gaismas izplatīšanās viļņvadā ilustrēta ģeometriskās optikas reprezentācijā. **B.** Gaismas moda viļņu optikas reprezentācijā. Gaismas intensitātes atlikta  $z$  ass virzienā – attiecīgi lielākā gaismas intensitāte (elektriskā lauka intensitātes  $E_y$  kvadrāts) ir viļņvada serdē, daļa gaismas iespiežas viļņvada pārklājumā. Gaisma izplatās  $z$  ass virzienā.

Apskatot problēmu no ģeometriskās optikas viedokļa, var sagaidīt, ka gaisma tiks vadīta viļņvadā, ja gaismas krišanas leņķis būs lielāks par kritisko leņķi  $\theta_c$  jeb  $\theta_1 > \theta_c$  (skatīt 2.2.A attēlu). Tomēr, kā tiks parādīts vēlāk, gaismas vadīšana notiek pie noteiktiem leņķiem  $\theta_1$ , kas atbilst rezonanses

nosacījumiem. Rezonanses nosacījumus saista ar gaismas modām viļņvadā, un tos var atrast atrisinot elektromagnētiskā viļņa vienādojumus viļņvadā. Šos vienādojumus iegūst no Maksvela vienādojumiem un to atrisinājumi viendimensionāla viļņvada problēmai ir atrodami grāmatās par konkrēto tēmu [69,70]. Zemāk tiks apskatītas tikai dažas šī risinājuma īpašības.

Gaismas vadīšanas nosacījumus viļņvadā aprēķina nodalot divas iespējamās gaismas polarizācijas. Gadījumā, ja gaismas ir polarizēta perpendikulāri  $xz$  plaknei, tad modu sauc par  $s$  polarizētu, savukārt, ja gaismas polarizācija ir  $xz$  plaknē, tad modu sauc par  $p$  polarizētu. Šis nosacījums ir ilustrēts 2.2.A attēlā.

Gadījumam, kad tiek meklēta  $s$  polarizēta moda, elektromagnētiskā viļņa vienādojumu var uzrakstīt formā

$$\nabla^2 E_y + \kappa_o^2 n_i^2 E_y = 0, \quad (2.3)$$

kur elektriskā lauka vektors  $E_y$  norāda, ka gaisma ir polarizēta paralēli  $y$  ass virzienam,  $\kappa_o$  ir viļņa vektors vakuuma un ir  $2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – viļņu garums,  $n_i$  ir laušanas koeficients, kas var būt  $n_1$ ,  $n_2$  vai  $n_3$  atkarībā no vietas, kur tiek meklēts risinājums. Gadījumā, ja tiek meklēts risinājums  $p$  polarizētai modai, elektriskā lauka vektors vienādojumā (2.3) tiek aizvietots ar magnētiskā lauka vektoru  $H_y(x)$ .

Elektromagnētiskā viļņa vienādojuma atrisinājumam jāpiemīt translācijas simetrijai  $z$  virzienā. Līdz ar to atrisinājums var tikt meklēts formā

$$E_y(x, z) = E_y(x) e^{-iyz}, \quad (2.4)$$

kur  $\gamma$  ir izplatīšanās konstante  $z$  virzienā un reizē arī vienādojuma (2.3) atrisinājuma īpašvērtība.

Atrisinot vienādojumu (2.3) iespējams novērtēt elektriskā lauka  $E_y$  un, līdz ar to, arī gaismas intensitātes sadalījumu viļņvadā (skatīt 2.2.B attēlu). Viļņvadu modu identificēšanai var lietot vienādojuma īpašvērtību  $\gamma$ , tomēr, biežāk lieto vienkāršāk saprotamu lielumu – efektīvo gaismas laušanas koeficientu  $n_{ef-p}$ , kas nosaka gaismas fāzes ātrumu. Laušanas koeficientu  $n_{ef-p}$  var aprēķināt pēc sakarības (2.5):

$$n_{ef-p} = \frac{\gamma}{\kappa_o} = n_1 \cos(\Theta_1). \quad (2.5)$$

Kā redzams no (2.5), arī  $n_{ef-p}$  atbilst konkrētam gaismas vadīšanas rezonanses nosacījumam jeb modai. Turklāt  $n_{ef-p}$  ļauj asociētēt rezultātu, kas iegūts no viļņu optikas, ar ģeometriskās optikas interpretāciju. Svarīgi, ka  $n_{ef-p}$  vienmēr ir mazāks par viļņvada serdes laušanas koeficientu  $n_1$ , bet lielāks par viļņvada pārklājuma laušanas koeficientu jeb izpilda nosacījumu

$$\text{maks}(n_2; n_3) < n_{ef-p} < n_1. \quad (2.6)$$

Promocijas darbā veikto skaitlisko aprēķinu laikā tika ņemts vērā, ka gaisma, kas izplatās viļņvadā, nav monohromatiska. Līdz ar to, gaismas izplatīšanās ātrumu viļņvadā jeb efektīvo gaismas laušanas koeficientu noteiks

grupas ātrums. Grupas ātrumu raksturo laušanas koeficients  $n_{ef-g}$ , kas, protams, ir atkarīgs no  $n_{ef-p}$  un ko var aprēķināt pēc sakarības (2.7) [71]:

$$n_{ef-g} = n_{ef-f} - \lambda \frac{\partial n_{ef-f}}{\partial \lambda}. \quad (2.7)$$

Kā redzams no (2.7),  $n_{ef-g}$  tiek ņemta vērā dispersija, ko nosaka viļņu vadīšanas nosacījums un materiāla laušanas koeficienta atkarība no gaismas viļņa garuma. Atsevišķos gadījumos var pieņemt, ka  $n_{ef-g} \approx n_{ef-p}$ , ja apskata daudzmodu viļņvada pirmās modas (modas ar augstāko  $n_{ef-p}$ ), kā arī, ja viļņvada serdes un pārklājumu materiālu gaismas laušanas koeficienti nav atkarīgi no viļņa garuma. Tomēr mazos vienmodu viļņvados starpība starp  $n_{ef-g}$  un  $n_{ef-p}$  var kļūt būtiska [72]. Autors savos darbos modu identificēšanai lieto lielumu  $n_{ef-g}$ , ko identificē ar nosaukumu efektīvais gaismas laušanas koeficients  $n_{ef}$ .

Efektīvo gaismas laušanas koeficientu no (2.3) var aprēķināt analītiski, risinot transcendentālus vienādojumus, vai skaitliski. Jāpiemin, ka divdimensionālu viļņvadu problēmu risināšanai pārsvarā izmanto skaitliskās galīgo elementu metodes. Diemžēl divdimensionālu viļņvadu problēmām neeksistē precīzi analītiski atrisinājumi, tāpēc tiek lietoti tuvinājumi [69].

## 2.2. Divdimensionāli viļņvadi

Iepriekšējā apakšnodalā tika skaidroti daži svarīgākie viļņvadu raksturojošie parametri ar viendimensionāla jeb planāra viļņvada piemēru. Praktiski lietotās viļņvadu ierīcēs izmanto divdimensionālus viļņvadus, kā ilustrēts 1.2. attēlā [73]. Kā redzams no 1.2. attēlā divdimensionālus viļņvadus var veidot dažāda izmēra un formas. Parasti pirms tiek izstrādāta viļņvadu ierīce, tiek veikti analītiski un skaitliski aprēķini, ar kuru palīdzību var noteikt optimālos viļņvadu parametrus maksimālai ierīces darbības efektivitātei, kā arī pakošanas (viļņvadu elementu savietošana uz vienas pamatnes) nosacījumus [72]. Šādas optimizācijas laikā tiek noteikts efektīvais gaismas laušanas koeficients, modas forma un izmērs, gaismas izplatīšanās zudumi u.c. Minētās problēmas risinājis arī autors. Iegūtie rezultāti apkopoti [P7]. Zemāk esošajos punktos tiks aprakstītas darbā izmantotās metodes, kuras lietotas viļņvadu ierīču optimizācijai.

### 2.2.1. Viļņvadu modu raksturošanas rīki

Viļņvadu modu efektīvie gaismas laušanas koeficienti, formas un izmēri divdimensionālos viļņvados tiek meklēti ar viļņvadu modu risināšanas rīkiem, kas mēdz būt dažādas sarežģītības un precizitātes. Viļņvadu modu noteikšanas rīkus var iedalīt divās grupās.

Nosacīti, pirmie viļņvadu modu risināšanas rīki izmanto analītiskus risinājumus. Viena no senākajām un vienkāršākajām metodēm ir Marčatilli metode [74], kurā atrisinājums tiek iegūts risinot divu savstarpēji neatkarīgu viendimensionālu planāra viļņvadu problēmu. Diemžēl ar šo metodi var precīza noteikt tikai pirmās modas daudzmodu viļņvadā. Modificējot Marčatilli

piedāvāto metodi, Hokers un Bērnis pagājušā gadsimta septiņdesmitajos gados demonstrēja efektīvā laušanas koeficienta metodi (EIM) [75]. Līdzīgi, kā Marčatillī metodē, arī šeit divdimensionālas modas parametri tiek noskaidroti atrisinot divu viendimensionālu planāru viļņvadu problēmu. EIM, atšķirībā no Marčatillī metodes, viendimensionālo planāro viļņvadu problēmas ir savstarpēji saistītas caur efektīvajiem gaismas laušanas koeficientiem. EIM ir šobrīd precīzākā analītiskā metode viļņvadu modu atrašanai un raksturošanai. Tomēr, kā demonstrēts literatūrā, ar EIM nevar iegūt absolūti precīzus mazu viļņvadu zemāko modu parametrus [71]. Taisnstūrveida divdimensionāliem viļņvadiem šī kļūda parasti nepārsniedz pāris procentus.

Nosacīti, pirmie viļņvadu modu risināšanas rīki izmanto skaitliskās galīgo elementu metodes. Šajās metodes viļņvada šķērsriezumiem tiek piešķirts aprēķinu režģis, kurā tiek meklēts elektromagnētiskā viļņa vienādojuma īpašproblēmas atrisinājums [76]. Ar šādām skaitliskām metodēm iegūtie modu raksturojošie parametri ir ļoti precīzi, kā arī metodes ļauj aprakstīt patvaļīgas formas viļņvadus [77]. Diemžēl šādu rīku izveidošana ir sarežģīta un ļoti laikietilpīga. Šī iemesla dēļ parasti modu parametru noskaidrošanai tiek izmantota komerciāli pieejama programmatūra, piemēram, MODE Solutions no Lumerical [78] vai Comsol Multiphysics no Comsol [79]. Savā darbā autors izmantojis Comsol Multiphysics ar elektromagnētiskā lauka moduli (Electromagnetic Field Module (EFM)), lai meklētu viļņvadu modu raksturojošos parametrus. Ar EFM moduli iespējams ne tika atrast modu formas, izmērus un efektīvo laušanas koeficientu, bet arī veikt dažādu ierīču elektriskās impedances, kapacitātes un citus zemu frekvenču elektriskā lauka aprēķinus. Šī papildu funkcionalitāte ir nepieciešama, lai varētu veikt EO modulātoru optimizāciju maksimālai tā efektivitātei.

### **2.2.2. Gaismas izplatīšanās risināšanas rīki**

Viens no svarīgākajiem uzdevumiem, optimizējot viļņvadu ierīces darbību, ir novērtēt gaismas izplatīšanās zudumus viļņvadā. Gaisma viļņvadu ierīcē var tikt daļīta, novirzīta, iespiesties pārklājumā vai blakusesošajā viļņvadā. Jebkādi neparedzēti zudumi var dramatiski ietekmēt viļņvadu ierīces darbību. Lai raksturotu gaismas izplatīšanos viļņvadā, izmanto galvenokārt skaitliskas metodes. Populārākas metodes ir gaismas izplatīšanās metode (BPM), galīgo diferencu metodes laika telpā (FDTD), īpašmodu izvīrziņas metode (EME) un citas [80,81]. Savā darbā autors ir izmantojis divus dažādus rīkus gaismas izplatīšanās parametru novērtēšanai.

Pirmais ir CAvity Modelling Framework (CAMFR), ko izstrādājis Bīnstmans un kolēģi no Gentas Universitātes [82]. CAMFR ļauj risināt gaismas izplatīšanās parametrus viļņvadā ar EME metodi, kuras apraksts atrodams [81]. EME metode lieto gaismas izplatīšanās matricas apvienojumā ar viļņa vienādojuma atrisinājumu katrā no viļņvada daļām. Viļņa vienādojuma atrisinājums šajā metodē ir superpozīcija no galīga skaita īpašmodām. CAMFR

ir bibliotēku kopa, kas ir izmantojama *python* programmēšanas vidē. CAMFR bibliotēkas ir bezmaksas un tās iespējams lejupielādēt CAMFR mājaslapā [83].

Otrais rīks, kas tiks izmantots gaismas izplatīšanās parametru novērtēšanai, ir jau iepriekš minētais EMF modulis apvienojumā ar Comsol Multiphysics. Comsol Multiphysics vidē iespējams grafiski definēt viļņvada ģeometriju, kā arī piešķirt tiem aprēķinu režģi. Kā minēts iepriekš, Comsol rēķina gaismas izplatīšanos viļņvadā izmantojot galīgo elementu metodes.

Abi rīki ir komplementāri autora uzdevumu risināšanā. CAMFR ir ļoti efektīvs garām viļņvadu struktūrām ar ģeometrisku atkārtošanos, kāds ir, piemēram, Brega režģis. Comsol Multiphysics EFM modulis, savukārt, tiek lietots neregulāru viļņvadu struktūru aprēķinos, kur nepieciešama augsta precizitāte. Ar Comsol Multiphysics EFM moduli tiks rēķināts, piemēram, Y-dalītāja efektivitāte MZI viļņvadu modulatorā. Diemžēl, daudzo režģa elementu dēļ, Comsol Multiphysics aprēķini ir laikietilpīgi.

### 2.3. Mikroskopiskā un makroskopiskā nelinearitāte

Kā minēts šī promocijas kopsavilkuma sākumā, viļņvadiem, kas tiek izmantoti EO ierīcēs, ir jāpiemīt optiskajai nelinearitātei. Turpmāk tiek īsumā izklāstīta optiskās nelinearitātes koncepcija, kā arī identificēti nelinearitāti raksturojošie lielumi.

Lai raksturotu materiāla atbildi uz elektromagnētiskā starojuma iedarbību, materiāla aprakstam parasti lieto elektriskā dipola tuvinājumu. Šajā materiāla mikroskopiskajā tuvinājumā elektromagnētiskais starojums polarizē atomu, molekulu vai citu polarizējamu vienību. Raksturojot NLO organisku materiālu atbildi mikroskopiskā līmenī, parasti tiek runāts par molekulas mijiedarbību ar elektromagnētisko lauku. Ja uz molekulu krīt gaisma ar leņķisko frekvenci  $\omega$  un elektriskā lauka amplitūdu  $E_j(\omega)$ , tad pirmajā tuvinājumā molekulā inducēsies dipola moments  $\Delta\mu_i(\omega)$ , kas aprēķināms pēc sakarības:

$$\mu_i(\omega) = \sum_j \alpha_{ij}(\omega) E_j(\omega), \quad (2.8)$$

kur  $\alpha_{ij}(\omega)$  molekulas pirmās kārtas polarizējamības tenzors ar deviņiem elementiem, bet  $i, j=1, 2, 3$  raksturo krītošās gaismas elektriskā lauka virzienu, kā arī identificē molekulas polarizējamības tenzora elementus. Pirmās kārtas polarizējamības tenzora  $\alpha_{ij}(\omega)$  elementu vērtības nosaka molekulas simetrijas īpašības. Piemēram, ja molekula ir izotropiska, visas tās komponentes, kas nav uz tenzora  $\alpha_{ij}(\omega)$  diagonāles, vienādas ar nulli [84].

Ja uz molekulu iedarbojas augstas intensitātes elektromagnētiskais starojums, kāds ir, piemēram, lāzera starojums, molekulas atbilde uz elektromagnētisko starojumu vairs nav lineāra. Šādā gadījumā, sakarību (2.8) nepieciešams papildināt ar augstākas kārtas locekļiem. Pirmajā tuvinājumā minēto nelinearitāti var raksturot ar sakarību:

$$\mu_i(\omega) = \sum_j \alpha_{ij}(\omega) E_j(\omega) + \sum_{ij} \beta_{ijk}(\omega, \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2), \quad (2.9)$$

kur  $\beta_{ijk}$  ir molekulas otrās kārtas molekulārā polarizējamības tenzors.  $\beta_{ijk}$  ir trešā ranga tenzors ar 27 elementiem. Augstas intensitātes elektromagnētiskā starojuma iedarbībā, materiālā iespējams novērot vairākus interesantus NLO efektus, ko nosaka otrās kārtas polarizējamības lielums  $\beta_{ijk}$ . Populārākie otrās kārtas efekti ir otrās harmonikas ģenerēšana (SHG), kur molekula emitē fotonus ar divas reizes lielāku enerģiju nekā piemīt krītošajiem fotoniem, Pokelsa efekts jeb lineārais EO efekts, kur materiāla laušanas koeficientu nosaka uzliktā statiskā elektriskā lauka stiprums u.c. Lielākā daļa otrās kārtas NLO efekti sāk izpausties pie elektriskā lauka stipruma ap  $10^3 - 10^4$  V/cm [85]. Sakarībā (2.9) frekvences mainīgie, kas norādīti iekavās aiz  $\beta_{ijk}$ , tiek lietoti, lai identificētu NLO procesu un enerģijas saglabāšanās principu. Šeit ir jāizpildās nosacījumam  $\omega = \omega_1 + \omega_2$ , kur  $\omega_1$  un  $\omega_2$  iedarbības lauku frekvences. Lietojot elektromagnētiskā lauka iedarbības frekvences, kā piemēri, 2.1. tabulā tiek identificēti daži populārākie otrās kārtas NLO efekti.

2.1. tabula. Dažu otrās kārtas NLO procesu identificēšanai lietoto frekvenču pieraksts, kas lietojams iekavās aiz  $\beta_{ijk}$  sakarībā (2.9) [86]

$\omega$	$\omega_1$	$\omega_2$	Process
$\omega_1 + \omega_2$	$\omega_1$	$\omega_2$	Augšpārveidotā luminiscence
$\omega_1 - \omega_2$	$\omega_1$	$-\omega_2$	Lejuppārveidotā luminiscence
$0$	$\omega$	$-\omega$	Optiskā taisngriešana
$2\omega$	$\omega$	$\omega$	Frekvences dubultošana jeb SHG efekts
$\omega$	$0$	$\omega$	Pokelsa efekts jeb lineārais EO efekts

Materiāla raksturošanai ir jālieto makroskopiskās nelinearitātes apraksts, kas ir cieši saistīts ar materiālu veidojošo elementu mikroskopisko nelinearitāti. Makroskopiskais nelinearitātes apraksts izriet no koncepcijas par vairākām mikroskopiskām nelinearitātēm materiālā, kas summējās. Materiāla inducēto polarizāciju  $P_i$  var raksturot ar sakarību pēc līdzīgiem principiem kā (2.9). Šajā gadījumā  $P_i$ , izvirzot rindā līdz otrās kārtas locekļiem, var uzrakstīt formā

$$P_i(\omega) = \sum_j \chi_{ij}^{(1)}(\omega) E_j(\omega) + \sum_{ij} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega, \omega_1, \omega_2) E_j(\omega_1) E_k(\omega_2), \quad (2.10)$$

kur  $\chi_{ii}^{(1)}$  un  $\chi_{ijk}^{(2)}$  ir pirmās un otrās kārtas dielektriskās uzņēmības tenzori. Otrās kārtas NLO efekti materiāla tilpumā var tikt novēroti tikai, ja materiāls pieder pie necentrosimetrisko materiālu klases. Šo var pierādīt apskatot materiāla polarizāciju laikā. Pierādījums izriet no pretējā pieņēmuma par materiāla simetriju. Ja pieņem, ka materiāls ir centrosimetrisks, tad, atmetot indeksus pie polarizācijas, dielektriskās uzņēmības un krītošā elektromagnētiskā lauka intensitātes, kā arī lineārās polarizācijas daļu (2.10), inducēto polarizāciju var uzrakstīt formā

$$P(t) = \chi^{(2)} E^2(t), \quad (2.11)$$

kur elektriskais lauks  $E(t)$  mainās laikā harmoniski jeb

$$E(t) \sim \cos(\omega t). \quad (2.12)$$



Sakarībai (2.11) jāizpildās arī gadījumā, kad lauka amplitūda ir ar pretēju zīmi jeb

$$-P(t) = \chi^{(2)}(-E(t))^2 = \chi^{(2)}E^2(t). \quad (2.13)$$

Sakarība (2.13) var izpildīties tikai, ja  $\chi^{(2)}=0$ . No šī izriet, ka, lai novērotu materiālā otrās kārtas NLO efektus, molekulām tajā ir jābūt sakārtotām tā, lai materiāls būtu necentrosimetriskis. Organiskos materiālos necentrosimetrija tiek izveidota materiāla orientēšanas procesā. Materiāla orientēšana ir procedūra, kurā pie paaugstinātas temperatūras NLO molekulas materiālā tiek orientētas ar statistiskā elektriskā lauka palīdzību. Jāpiemin, ka materiāla orientēšana pēc pagatavošanas ir jāveic gandrīz visiem organiskiem materiāliem. Pie izņēmumiem var pieskaitīt materiālus, kas pieder pie organisko kristālu vai pašsakārtojošu materiālu klasēm [87,88].

Kā minēts iepriekš organiskā NLO materiālā makroskopiskā nelinearitāte  $\chi_{iik}^{(2)}$  ir cieši saistīta ar tajā esošo molekulu mikroskopisko nelinearitāti  $\beta_{iik}$ . Ja materiālā ir NLO molekulas ar koncentrāciju  $C$ , tad ir korekti pieņemt, ka makroskopiskā nelinearitāte būs visu mikroskopisko nelinearitāšu summa. Šo pieņēmumu var uzrakstīt ar sakarību (2.14) formā

$$\chi^{(2)} = C\beta_{\mu} \langle \cos^3 \vartheta \rangle, \quad (2.14)$$

kur  $\langle \cos^3 \vartheta \rangle$  ir kārtības parametrs necentrosimetriskā organiska materiālā un  $\beta_{\mu}$  ir molekulas otrās kārtas polarizējamības efektīvā vērtība projicēta uz molekulas dipola momenta vektora virziena [89]. Ir svarīgi pieminēt, ka  $\langle \cos^3 \vartheta \rangle$  arī ir atkarīgs no NLO molekulu jeb hromoforu koncentrācijas  $C$  un dipola momenta  $\mu_o$  lieluma. Kārtības parametru, kas veidojas orientēšanas procesā organiskā materiālā tuvināti var izteikt no analītiska izveduma [90], kā rezultātā iegūst, ka

$$\langle \cos^3 \vartheta \rangle = \frac{\mu E_p}{5kT} \left[ 1 - L^2 \left( \frac{W_{e.s.}}{kT} \right) \right], \quad (2.15)$$

kur  $E_p$  molekulu orientējošā lauka stiprums,  $T$  – orientēšanas temperatūra,  $k_B$  – Bolcmaņa konstante,  $\mu_o$  – molekulas dipola moments,  $L$  – Lanževēna funkcija,  $W_{e.s.}$  – hromofora-hromofora elektrostatiskās mijiedarbības enerģija. Tā kā kārtības parametrs ir viens no galvenajiem lielumiem, kas nosaka NLO organiska materiāla makroskopisku nelinearitāti, to ir vērts aprakstīti sīkāk. Sakarību (2.15) pēc fizikālajiem efektiem materiālā iespējams iedalīt divās daļās. Pirmā daļa  $\mu_o E/5kT$  nosaka, kāda būs makroskopiskā nelinearitāte atkarībā no molekulu orientējošās enerģijas formā ( $\mu_o E$ ) un termālās depolarizēšanas enerģijas formā ( $kT$ ). Kā redzams no sakarības (2.15), lai novērotu pēc iespējas lielāku makroskopisko nelinearitāti materiālā, orientēšanas procesā nepieciešams nodrošināt pēc iespējas augstāku ( $\mu_o E$ ), ko var panākt pēc iespējas palielinot orientējošo lauku  $E_p$ . Sakarības (2.15) otrā daļa ( $1-L^2(W_{e.s.}/kT)$ ) raksturo molekulu dipola-dipola mijiedarbu materiālā. Šī daļa raksturo to, ka optiskā nelinearitāte materiālā samazināsies, jo molekulas savstarpējās dipola-dipola mijiedarbības dēļ centīsies pārorientēties. Dipola-

dipola mijiedarbība nosaka arī centrosimetrisku molekulu agregātu veidošanos materiālā, kas ietekmē makroskopisko nelinearitāti materiālos, kur molekulas nosacīti brīvas, piemēram, viesis-saimnieks sistēmās.

Vēl ir vērts izcelt dažās molekulu un materiālu NLO īpašības:

- centrosimetriskām molekulām un materiāliem visas augstākās pāra kārtas nelinearitātes (otrās, ceturtās, sestās u.t.t) ir vienādas ar nulli [89]. Necentrosimetriskas molekulas, kurās var novērot augstākās pāra kārtas nelinearitātes, parasti sastāv no trīs daļām – elektronu donoru grupas, elektronu akceptoru grupas un konjugācijas tilta, kas savieno donoru un akceptoru grupas [39];
- otrās kārtas nelinearitāte materiālā ir atkarīga arī no tā optiskās rezonanses frekvences  $\omega_r$  un krītošās gaismas frekvences  $\omega$  [89]. Materiāla nelineārās dielektriskās uzņēmības dispersiju var aprakstīt ar tā saukto „divu līmeņu” modeli [91]:

$$\chi^{(2)}(\omega) \sim \frac{\omega_r^2}{(\omega_r^2 - 4\omega^2)(\omega_r^2 - \omega^2)^2}. \quad (2.16)$$

## 2.4. Otrās kārtas NLO efekti

Kā parādīts iepriekšējā nodaļā, materiāla „atbildi” uz elektromagnētiska starojumu, var aprakstīt ar sakarību (2.10). Turpmākajā aprakstā tiks izcelta šīs atbildes nelineārā komponente, ko nosaka nelineārā dielektriskā uzņēmība  $\chi_{ijk}^{(2)}$ . Lai vienkāršotu sakarību uztveri, tajās tiks atmesti frekvences argumenti. Tad sakarību (2.10) var pārrakstīt formā

$$P_i = \sum_{jk} \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k. \quad (2.17)$$

Ievērojot Kleinmana simetriju, sakarībā (2.17) otrās kārtas dielektriskās uzņēmības tenzors  $\chi_{ijk}^{(2)}$  ar  $3 \times 3 \times 3$  elementiem var tikt aizstāts ar tenzoru, kura izmērs ir  $3 \times 6$  [85]. Šāda darbība būtiski atvieglo sakarības (2.17) lietošanu. Šī simetrijas likuma ietvaros indeksus „ $jk$ ” var aizstāt ar indeksu „ $h$ ” tā, kā norādīts sakarībā (2.18).

$$h = \left\{ \begin{array}{l} 1 \quad j, k = 1, 1 \\ 2 \quad j, k = 2, 2 \\ 3 \quad j, k = 3, 3 \\ 4 \quad j, k = 2, 3; 3, 2 \\ 5 \quad j, k = 1, 3; 3, 1 \\ 6 \quad j, k = 1, 2; 2, 1 \end{array} \right\}. \quad (2.18)$$

NLO materiāla raksturošanai bieži lieto SHG mērījumus. Šādos gadījumos otrās kārtas dielektriskā uzņēmība  $\chi_{ijk}^{(2)}$  tiek aizstāta ar NLO koeficientu tenzoru  $d_{ijk}$ . Orientētam organiskam NLO materiālam, kas pieder pie simetrijas klases  $mm\infty$ , NLO koeficienta tenzorā ir pieci nenulles elementi [92]. Matricu formā inducēto nelineāro polarizāciju var pārrakstīt formā

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_1 \\ P_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1^2 \\ E_2^2 \\ E_3^2 \\ 2E_2^2 E_3^2 \\ 2E_1^2 E_3^2 \\ 2E_1^2 E_2^2 \end{pmatrix}. \quad (2.19)$$

Kā var redzēt no sakarības (2.19), lai raksturotu organiska materiāla nelinearitāti ir nepieciešams novērtēt tikai divus NLO koeficienta tenzora elementus –  $d_{31}$  un  $d_{33}$ .

Pēc līdzīga principa tiek veidots arī Pokelsa efekta apraksts. Pokelsa jeb lineārā EO efekts saista materiāla gaismas laušanas koeficienta atkarību no tam uzliktā elektriskā lauka stipruma. Arī lineārais EO efekts ir novērojams tikai necentrosimetriskā materiālā. Gaismas laušanas koeficienta izmaiņu pieraksta formā

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_{ij} = \sum_k r_{ijk} E_k, \quad (2.20)$$

kur  $r_{ijk}$  ir EO koeficientu tenzors. Atkal lietojot Kleinmana simetrijas likumu, kura ietvaros tiek aizstāti indeksi „ $ij$ ” ar „ $jk$ ”, kā arī pieņemot, ka orientēts organisks materiāls pieder pie simetrijas klases  $mm\infty$ , sakarību (2.20) var pārrakstīt formā:

$$\begin{pmatrix} \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_1 \\ \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_2 \\ \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_3 \\ \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_4 \\ \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_5 \\ \Delta \left( \frac{1}{n^2} \right)_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{13} \\ 0 & 0 & r_{33} \\ 0 & r_{13} & 0 \\ r_{13} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix}. \quad (2.21)$$

Līdzīgi kā SHG efekta raksturošanai, arī lineārā EO efektu materiālā nosaka tikai divas tenzora komponentes. Tos sauc par EO koeficientiem un organiskam materiālam tie ir  $r_{13}$  un  $r_{33}$ . Salīdzinot (2.21) un (2.19) var pamanīt, ka materiāla simetrijas dēļ NLO un EO koeficientu pieraksts ir praktiski identisks. Atšķirībā no SHG efekta, EO efekts materiālā tiek novērots pie daudz zemākām frekvencēm – EO efektu nosakošā lauka frekvence ir par vairākām kārtām zemāk nekā gaismas frekvence. Neskatoties uz to, ir sagaidāms, ka izpildās sekojoša sakarība

$$\frac{d_{33}}{d_{31}} = \frac{r_{33}}{r_{13}}. \quad (2.22)$$

Šī sakarība tiks izmantota, lai novērtētu ieviesto EO koeficientu noteikšanas metožu precizitāti. No optiskās nelinearitātes apraksta NLO organiskos materiālos sagaidāms, ka EO koeficientu attiecība  $r_{33}/r_{13}$  vāji orientētos polimēros ir robežās no 1 līdz 3 [93]. Eksperimentāli gan ir demonstrēts, ka šī attiecība var būt pat 6 [94,95].

## 2.5. Teorētiskie pamati: Apkopojums

Gaismas vadīšanu viļņvadā nosaka pilnīgās iekšējās atstarošanās efekts. Gaismas viļņvads sastāv no viļņvada serdes un pārklājuma, kur serdes materiāla gaismas laušanas koeficients ir lielāks par pārklājuma gaismas laušanas koeficientu. Gaismas vadīšana ir rezonanses process – gaisma var tikt vadīta pie noteiktiem nosacījumiem, ko raksturo ar viļņvadu optiskajām modām. Šos rezonanses nosacījumus iespējams novērtēt analītiski un skaitliski. Lai viļņvadus varētu izmantot aktīvās ierīcēs, piemēram, EO modulatoros, tiem ir jāpiemīt NLO īpašībām. Materiāla optiskās nelinearitātes raksturošanai lieto otrās kārtas uzņēmības tenzoru, kurš EO efekta raksturošanai tiek aizstāts ar EO koeficienta tenzoru  $r_{ij}$ , savukārt SHG efekta raksturošanai – ar NLO koeficienta tenzoru  $d_{ij}$ . Organisks NLO materiāls pieder pie simetrijas klases  $mm\infty$ , kas nozīmē, ka optiskās nelinearitātes raksturošanai organiskā materiālā ir jānosaka tikai divi neatkarīgi tenzora elementi.

### 3. Lineāri optisko īpašību raksturošana

Viļņu vadu ierīču izgatavošanas procesā ir ļoti svarīgi novērtēt un kontrolēt viļņu vadu lineāri optiskās īpašības. Šeit būtiskākie viļņu vadu parametri ir viļņu vadu biezums, viļņu vadu gaismas laušanas koeficients, kā arī gaismas izplatīšanās zudumi viļņvadā. Šie uzskaitītie parametri nosaka viļņu vadu ierīces efektivitāti, kā arī atbilstību plānotajam pielietojumam. Piemēram, nepareizi noteikts viļņvada biezums un gaismas laušanas koeficients var ienest būtiskas kļūdas materiāla NLO koeficientu un izveidotās ierīces efektivitātes novērtējumā [96].

Šobrīd literatūrā apskatītas dažādas metodes augstāk minēto viļņu vadu īpašību raksturošanai. Biežāk lietotās metodes ir viena viļņa garuma vai spektrālā elipsometrija [97–99], spektrālā interferometrija [100], spektrālā reflektometrija [101–103]. Ar minētajām metodēm iespējams novērtēt viļņvada biezumu un gaismas laušanas koeficientu kombināciju ar ļoti augstu precizitāti pat ļoti plānām kārtiņām. Diemžēl lietoto optisko metožu realizēšanai tiek ieviestas sarežģītas funkcijas, kas precīzi apraksta kārtiņu caurlaidību vai atstarošanās spektrālo atkarību. Turklāt, literatūrā apskatītās metodes nav lietotas vairāku slāņu kārtiņu optisko īpašību raksturošanai, kas varētu būt nepieciešams, lai raksturotu vienlaicīgi, piemēram, viļņvada serdi un pārklājumu. Turpmākajās nodaļās šī promocijas darba autors aprakstīs iegūtos rezultātus ieviešot spektrālās reflektometrijas metodi, kas lietota divu slāņu lineāri optisko īpašību noteikšanai. Metode balstīta uz dažādu slāņu radītu optiskās interferences skaitlisku atdalīšanu, un ir ļoti efektīva viļņvadu biezumu un laušanas koeficientu raksturošanai mazas absorbcijas spektrālajā diapazonā.

Diemžēl iepriekš minētās optiskās metodes nevar tikt izmantotas viļņu vadu gaismas laušanas koeficienta raksturošanai, ja tajos ir augsta absorbcija. Iemesls tam ir tāds, ka gaisma tiek absorbēta plānajā kārtiņā, un detektorā parasti nevar panākt pietiekamu mērījuma kontrastu. Viens no iespējamiem risinājumiem, kā raksturot materiāla gaismas laušanas koeficientu, ir izmantot Kramersa-Kroniga (K-K) transformācijas [104–107]. K-K transformācijas var tikt lietotas, lai noteiktu materiāla kompleksā gaismas laušanas koeficienta reālo daļu, zinot kompleksā gaismas laušanas koeficienta imagināro daļu – ekstinkcijas koeficientu. Atskaitot to, ka ar K-K transformācijām var noteikt materiāla gaismas laušanas koeficientu materiāla absorbcijas joslā, šai metodei piemīt citas svarīgas priekšrocības – tā ir salīdzinoši vienkārša un, ne mazāk būtiski, tā ir bezkontakta metode.

Papildu aprakstītajām metodēm materiāla gaismas laušanas koeficienta un biezuma noteikšanai, šī promocijas darba autors ir ieviesis arī skenējošās šķiedras metodi, kas tiek lietota, lai noteiktu gaismas izplatīšanās zudumus viļņvadā. Kā minēts iepriekšējās nodaļās, gaismas izplatīšanās zudumi ir viens no svarīgākajiem viļņu vadu raksturlielumiem, ko nepieciešams novērtēt pirms tiek veidotas viļņu vadu ierīces.

Zemāk esošajās apakšnodaļās autors skaidro sekojošas ieviestas metodes un rezultātus:

- spektrālā reflektometrija – bezkontakta optiskā metode vienu vai divu slāņu viļņvadu gaismas laušanas koeficientu un biežumu raksturošanai [P3];
- Kramersa-Kroniga (K-K) transformācijas – tiek lietotas, lai noteiktu viļņvada laušanas koeficientu materiāla absorbcijas joslā no viļņvadu ekstinkcijas koeficientu mērījumiem [C11];
- skenējošās šķiedras metode – optiskā bezkontakta metode, kas tiek lietota, lai noteiktu gaismas izplatīšanās zudumus viļņvadā [P6].

### 3.1. Spektrālā reflektometrija

Ieviestā spektrālās reflektometrijas metode, ar ko iespējams noteikt divu slāņu veidojošu plānu kārtiņu biežumus un gaismas laušanas koeficientus materiāla neabsorbējošajā daļā, ir sīki izklāstīta rakstā [P3].

Jāpiemin, ka spektrālā reflektometrija ir tikusi lietota iepriekš, lai noteiktu viena slāņa optisko parametrus, un to apraksts ir atrodams zinātniskās publikācijās [108,109]. Šī promocijas darba autors demonstrē, kā iespējams metodi pielietot vienlaicīgi divu slāņu optisko īpašību raksturošanai, veicot skaitlisku interferences joslu atdalīšanu.

Spektrālajā reflektometrijā tiek apstrādāts no parauga atstarotās gaismas spektrs. Ja paraugu veido daudzslāņu sistēmu, kurā notiek daudzkārtējā iekšējā atstarošanās, spektrā var novērot interferences joslas, kuru novietojumu nosaka pētāmo slāņu optiskās īpašības – biežums un laušanas koeficients. Tā kā daudzkārtējā iekšējā atstarošanās ir efekts, kas būs saistošs arī plānu kārtiņu EO koeficientu noteikšanā, ir vērts tā īpatnības apskatīt sīkāk. Pieņemsim, ka uz paraugu, ko veido plāna kārtiņa uz stiklā pamatnes, krīt gaisma  $I_o$ . Paraugam caurizgājušās un atstarotā gaismas intensitāte attiecīgi  $I_r$  un  $I_t$ , ir atkarīga no pamatnes gaismas laušanas koeficienta, kā arī no plānās kārtiņas, kurā notiek daudzkārtējās iekšējās atstarošanās efekts, laušanas koeficienta un biežuma. No šāda parauga atstarotās gaismas spektrā būs iespējams novērot interferences joslas, kuru periodu nosaka plānās kārtiņas optiskā ceļa garums – gaismas laušanas koeficienta  $n_1$  un biežuma  $l$  reizinājums. Parauga atstarošanās koeficientu, ko nosaka atstarotās un krītošās gaismas intensitāte pieņemot, ka kārtiņā nenotiek gaismas absorbcija, aprēķina pēc sakarības

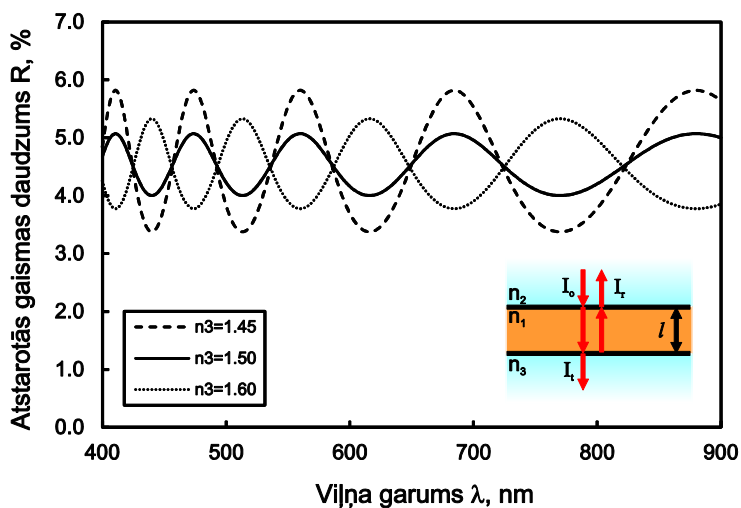
$$\frac{I_r}{I_o} = R = \left| \frac{\sigma_{12} + \sigma_{23} \exp(-2i\delta)}{1 + \sigma_{12} \sigma_{23} \exp(-2i\delta)} \right|^2. \quad (3.1)$$

kur

$$\delta = \frac{2\pi n_1 l}{\lambda}, \quad (3.2)$$

un  $\sigma_{12}$  un  $\sigma_{23}$  ir Frenela koeficienti attiecīgi robežvirsmām gaisms – plānā kārtiņa un plānā kārtiņā – stikls [110].

No sakarības (3.1) iespējams iegūt parauga – viļņvads uz stikla pamatnes – atstarotās spektru, kas ir redzams 3.1. attēlā. Tiek apskatīti trīs gadījumi, kuros kārtiņa ar biežumu  $1\ \mu\text{m}$  un ar laušanas koeficientu  $n_1=1.54$  uzklāta uz pamatnes, kuras laušanas koeficients  $n_1$  pirmajā gadījumā ir 1.45, otrajā – 1.5, savukārt trešajā – 1.6. Svarīgi pieminēt, ka piemērā tiks pieņemts, ka ne plānajai kārtiņai, ne stikla pamatnei nepiemīt dispersijas jeb to gaismas laušanas koeficients nav atkarīgs no viļņa garuma diapazonā no 400 nm līdz 900 nm. Šāds tuvinājums netraucēs uztvert spektrālās reflektrometrijas metodes būtību. 3.1. attēlā var pamanīt trīs būtisks atstarotās spektrālās intensitātes iezīmes. Pirmkārt, neatkarīgi no pamatnes laušanas koeficienta, atstarotajā spektrā iespējams novērot interferences joslas, kuru ekstrēmu (maksimumu un minimumu) punktu novietojums nemainās. Tātad ekstrēmu punktu novietojumu nosaka tikai plānās kārtiņas biežums un gaismas laušanas koeficients. Otrkārt, var pamanīt, ka interferences joslu amplitūda ir lielāka, ja lielāks ir laušanas koeficienta kontrasts jeb starpība starp kārtiņas un pamatnes laušanas koeficientiem. No iepriekš minētā var secināt, ka pamatnes dispersija neietekmētu ekstrēmu atrašanās vietu, bet gan interferences joslu amplitūdu.

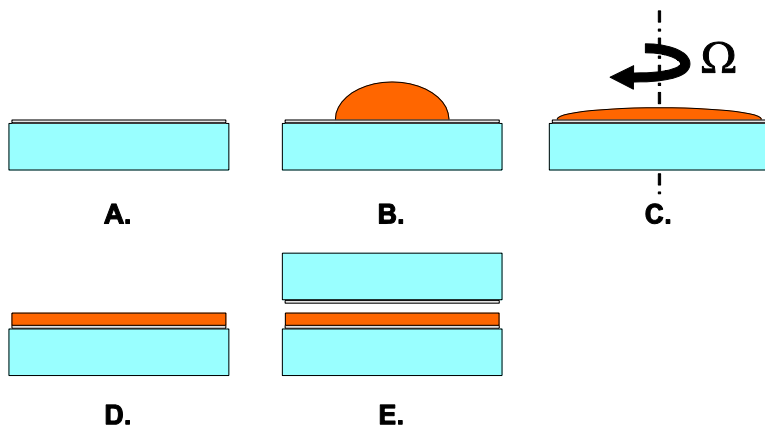


**3.1. attēls.** Atstarotās gaismas spektrs paraugam, ko veido viļņvads ar gaismas laušanas koeficientu  $n_1$  un biežumu  $l$ , kas uzklāts uz pamatnes ar trīs dažādiem gaismas laušanas koeficientiem  $n_3$ . Pirmajā gadījumā pamatnes gaismas laušanas koeficients  $n_3$  ir 1.45 (raustītā līnija), otrajā – 1.5 (nepārtrauktā līnija), trešajā – 1.6 (punktotā līnija).

Autors ir ieviesis spektrālās reflektrometrijas tehniku, kurā no ekstrēmu punktu novietojuma spektrā iespējams noteikt slāņu biežumus un gaismas laušanas koeficientus. Tā kā ekstrēmu punktu novietojumu spektrā nosaka laušanas koeficienta un biežuma kombinācija, svarīgi ir izvēlēties atbilstošu

optimizācijas jeb „soda” parametru, lai minētos lielumus varētu korekti atdalīt. Publikācijā [P3] tiek demonstrēts jauns optimizācijas parametrs, kas definēts kā visu no ekstrēmu punktiem aprēķināto biezumu standartnovirze no vidējās biezuma vērtības. Laušanas koeficienta aprakstam tiek lietota Zelmeijera vai neatkarīgo punktu aproksimācija.

Spektrālā reflektometrija ir eksperimentāli ļoti vienkārši realizējama. Mērījumu veikšanai nepieciešams gaismas avots, kas vēlams staro plašā spektra diapazonā, optisko šķiedru zonde un spektrometrs. Mērījumā gaisma tiek novadīta no gaismas avota līdz paraugam ar optisko šķiedru zondes palīdzību. No parauga atstarotā gaisma tiek savākta ar šo pašu zondi, kas gaismu novada uz spektrometru. Ieviestā metode tika pārbaudīta, nosakot viena un divu slāņu viļņvadu biezumus un gaismas laušanas koeficientus ar labu precizitāti. Zemāk īsumā apskatīti rezultāti, kas iegūti veicot divu slāņu optiskos mērījumus. Parauga pagatavošanas soļi parādīti 3.2. attēlā.



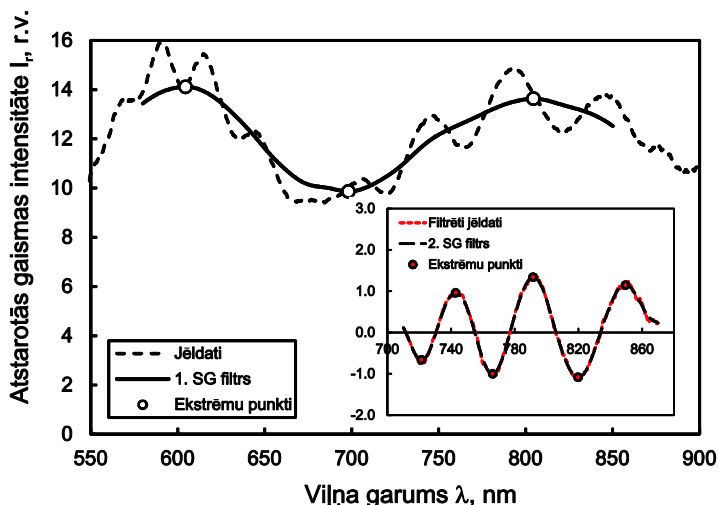
**3.2. attēls.** Parauga pagatavošana divu slāņu biezuma un gaismas laušanas koeficienta mērījumiem. **A.** Parauga pamatne ir ar indija alvas oksīdu (ITO) pārklāts stikls. **B.** Hloroforma šķīdums tiek uzliets uz parauga pamatnes. **C.**

Paraugs tiek uzklāts ar rotējošās uznešanas metodi, kuras laikā parauga pamatne tiek rotēta ar leņķisko ātrumu  $\Omega$ , kā rezultātā centrālbēdzes spēku ietekmē šķīdums vienmērīgi nokļāj pamatni. **D.** Hloroforma šķīdinātājam iztvaikojot, uz pamatnes izveidojas plāna un gluda kārtiņa. **E.** Lai paraugā iegūtu otru slāni, kurā varētu novērot gaismas daudzkārtējo iekšējo atstarošanu, uz sagatavotā parauga tiek uzlikts ar ITO pārklāta stikla pamatne. Starp polimēru un augšējo pamatni izveidojas plāna gaisa sprauga ar biezumu līdz pāris mikrometriem.

Kā paraugu pamatnes tika izmantoti ar indija alvas oksīdu (ITO) pārklāts stikls (skatīt 3.2.A attēlu). ITO slāņa biezums ir aptuveni 60 nm, bet tā laušanas koeficients ir aptuveni 2, kas ir lielāks par pētāmā materiāla laušanas koeficientu. Līdz ar to sagaidāms, ka interferences joslas atstarotajā spektrā būs



ar lielu kontrastu. Uz šīs pamatnes ar rotējošās uznešanas metodi no polimēra šķīduma tiek izveidota plāna polimēra kārtiņa (skatīt 3.2.B un 3.2.C attēlus). Uzklātais polimērs veidots pēc viesis-saimnieks sagatavošanas principa. Polimēru veido polimēra matricu (saimnieks), kurā izšķīdināts NLO hromofors (viesis). Kā viesis tika izmantots dimetilaminobenzilidēn-1,3-indandions (DMABI [111]), bet kā saimnieks – polimetilmetakrilāts (PMMA) no Sigma-Aldrich. DMABI svāra koncentrācija PMMA ir 10%wt. Turpmāk šādu viesis-saimnieks materiālu identificēšanai tiks lietots pieraksts DMABI+PMMA 10%wt, kur tiek norādīts NLO hromofors, matrica un abu svaru attiecība. DMABI+PMMA 10%wt plānās kārtiņas biezums ir robežās no 1 līdz 2  $\mu\text{m}$ , bet tā gaismas laušanas koeficients ir 1.54 pie viļņa garuma 633 nm. Šāda plānā kārtiņa var vadīt gaismu, un parasti redzamajā diapazonā tajā var ievadīt vienu vai divas gaismas modas. Divu slāņu paraugs tika iegūts, uzliekot vēl vienu ar ITO pārklātu stikla pamatni uz polimēra, kā parādīts 3.2.E attēlā. Novērots, ka pēc pamatņu saspiešanas kopā, starp polimēru un augšējo pamatni izveidojās plāna gaisa sprauga ar biezumu līdz pāris mikrometriem. Pēc aprakstītā principa bieži tiek sagatavoti paraugi viļņvadu orientēšanai. Paraugs tiek sakarsēts līdz stiklošanās temperatūrai un uz vadošajiem ITO slāņiem tiek uzlikts orientējošais lauks. Orientējošā lauka sitprums plānajā kārtiņā ir atkarīgs no pašas kārtiņas biezuma, kā arī gaisa slāņa biezuma. Līdz ar to, lai novērtētu kārtiņu orientējošo lauku, ir nepieciešams precīzi zināt abu slāņu biezumus. No šāda parauga atstarotās gaismas spektrs (Jēldati) redzams 3.3. attēlā.



**3.3. attēls.** No divu slāņu parauga atstarotās gaismas spektrs. Trokšņi spektrā tiek noņemti skaitliski ar Savicka-Gollaja (SG) filtru palīdzību. Pēc datu filtrēšanas iespējams precīzi identificēt ekstrēmu punktu atrašanās vietu un noteikt abu slāņu biezumu un gaismas laušanas koeficientu.

Var pamanīt, ka eksperimentāli iegūtais atstarošanās spektrs nav tika gluds kā teorētiski iegūtais 3.1. attēlā. Lai varētu precīzi noteikt ekstrēmu atrašanās vietu, eksperimentālajā spektrā nepieciešams noņemt trokšņus. Trokšņu noņemšanai tiek lietots Savicka-Gollaja (SG) filtrs, kas aprakstīts [112,113]. 3.3. attēlā var redzēt, ka interferences ainu (Jēldati) nosaka divu slāņi ar dažādu laušanas koeficientu un biežuma reinājumu jeb optisko biežumu. Sagaidāms, ka interferences joslas ar īso periodu noteiks optiski biežākais slānis, savukārt, interferences joslas ar garāko periodu – optiski plānākais slānis. Eksperimentālo datu apstrādes laikā tiek pieņemts, ka interferences joslas ar garāko periodu nosaka interference polimēra kārtiņā, bet joslas ar īsāko periodu – interference gaisa slānī. Abas interferences joslas atdalot, iespējams noteikt slāņu lineāri optiskos parametrus.

Lai iegūtu polimēra kārtiņas atstarošanās spektru, nomērītajam spektram, kas redzams 3.3. attēlā, tiek lietots SG filtrs ar logu platumu 701 punkts. Rezultātā tiek iegūts gluds spektrs ar izteiktiem ekstrēmiem (līnija 1. SG filtrs 3.3. attēlā). Šim spektram var identificēt trīs ekstrēma punktus, no kuriem var aprēķināt, ka polimēra kārtiņas biežums ir  $0.73 \pm 0.01 \mu\text{m}$ , ja lieto laušanas koeficienta neatkarīgo punktu aproksimāciju, un  $0.91 \pm 0.01 \mu\text{m}$ , ja laušanas koeficienta aprakstam lieto Zelmeijera sakarību.

No neapstrādātā spektra (Jeldati) nepieciešams atņemt iepriekš filtrētās vērtības (1. SG filtrs), lai iegūtu interferences ainu, kas raksturīga daudzkārtējai iekšējai atstarošanai gaisa slānī. Veicot šādu darbību, iegūst spektru, ko identificē kā „Filtrētie jēldati” (skatīt mazo grafiku 3.3. attēlā). Šis spektrs diapazonā no 710 līdz 870 nm tiek filtrēts ar SG filtru, kura loga platumu ir 101 punkts (2. SG filtrs). Pēc datu filtrēšanas var precīzi identificēt ekstrēma punktus, kas nosaka gaisa slāņa optisko biežumu. Aprēķinātais gaisa slāņa biežums ir  $5.55 \pm 0.29 \mu\text{m}$ , ja lieto laušanas koeficienta neatkarīgo punktu aproksimāciju, un  $5.97 \pm 0.14$ , ja laušanas koeficienta aprakstam lieto Zelmeijera sakarību diapazonā no 710 līdz 870 nm.

Svarīgi pieminēt, ka pēc aprakstītās metodes divu slāņu interferences joslas iespējams precīzi nodalīt, ja abu slāņu optiskie biežumi atšķiras vismaz pāris reizi. Diemžēl aprakstīto metodi nav iespējams lietot, ja kaut vienā no slāņiem ir augsts absorbcijas koeficients.

## 3.2. Kramersa-Kroniga transformācijas

Kā minēts iepriekš, gaismas laušanas koeficienta novērtēšanai materiāla absorbcijas joslas tuvumā var lietot K-K transformācijas. Šī promocijas darba ietvaros autors ir ieviesis metodi, kas ļauj novērtēt plānu absorbējošu kārtiņu gaismas laušanas koeficientu izmantojot K-K transformācijas. Metodes būtība un ar to iegūtie rezultāti tika prezentēti starptautiskā konferencē [C11].

K-K transformācijas saista jebkuras analītiskas funkcijas  $B$  reālo un imagināro daļu, kas uzdots formā

$$B = B_1 + iB_2. \quad (3.3)$$

Fizikāli  $B_1$  un  $B_2$  ir reālās un imaginārās daļas kādai atbildes funkcijai, kas raksturo kādu no iedarbības laika atkarīgu īpašību [114]. Optikā K-K transformācijas tiek lietotas lai atrastu komplekso gaismas laušanas koeficientu  $N$ , kas ir analītiska funkcijas un uzrakstāma formā

$$N = n + ik. \quad (3.4)$$

K-K transformācijas saista šī komplektā gaismas laušanas koeficienta reālo un imagināro daļu ar sakarību

$$n(\omega) = KK(k(\omega)) + n(\infty) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\omega' k(\omega) d\omega'}{\omega'^2 - \omega^2} + n(\infty). \quad (3.5)$$

Sakarība (3.5) parāda, ka gaismas laušanas koeficientu iespējams noteikt integrējot ekstinkcijas koeficientu un zinot gaismas laušanas koeficientu pie bezgalīgi augstas gaismas leņķiskās frekvences. Ir tikai dažās funkcijas, kuru  $k(\omega)$  K-K transformācijas veikt analītiski [115]. Diemžēl ļoti bieži ekstinkcijas koeficienta  $k(\omega)$  funkcijai spektrā ir patvaļīga forma, kas nozīmē, ka integrēšana (3.5) ir jāveic skaitliski. Kā redzams, no sakarības (3.5), skaitliska integrēšana varētu nedot absolūti precīzu transformācijas iznākumu. Tam par iemeslu ir divi faktori. Pirmkārt, integrālim (3.5) ir pols punktā, kur  $\omega' = \omega$ . Pie pola integrāļa vērtība tieksies uz bezgalību. Otrkārt, sakarībā (3.5) integrālis ir jānovērtē līdz bezgalībai, savukārt ekstinkcijas koeficients tiek reģistrēts kādā noteiktā gaismas spektra diapazonā. Līdz ar to, skaitlisko integrēšanu noteiktā diapazonā drīkst veikt tikai, ja ekstinkcijas koeficients ārpus šī diapazonā ir nulle. Ņemot vērā šos ierobežojumus, literatūrā tiek piedāvātas vairākas skaitliskas metodes integrāļa aprēķināšanai sakarībā (3.5) [116,117]. Iespējams efektīvākā metode skaitliskai K-K transformāciju veikšanai ir integrāļa aprēķināšana pēc Maklorina formulas [118]. Maklorina formula ļauj aprēķināt integrāļa vērtību veicot vienkāršu saskaitīšanu. Šajā saskaitīšanā tiek izmantots tikai katrs otrais ekstinkcijas koeficienta spektra punkts. Sakarību (3.5) var pārrakstīt formā

$$n(\omega'_v) = \Delta n(\omega'_v) + n(\infty) = \frac{4}{\pi} \sum_{\omega'_u} \frac{(\omega'_{u+1} - \omega'_u) \cdot \omega'_u \cdot k(\omega'_u)}{\omega'^2_u - \omega'^2_v} + n(\infty). \quad (3.6)$$

Skaitīšana (3.6) tiek veikta pēc indeksa  $u$  katrā otrajā ekstinkcijas koeficienta spektra datu punktā. Pareizi izvēloties  $u$ , ir iespējams izvairīties no funkcijas aprēķināšanas polā. Saskaitīšanas sākuma punkts  $u$  tiek izvēlēts tā, lai nekad neizpildītos  $u=v$ , kur  $v$  apzīmē pola atrašanās vietu. Tātad, ja  $v$  ir nepāra skaitlis, tad  $u=2, 4, 6, \dots$ , bet, ja  $v$  pāra skaitlis, tad  $u=1, 3, 5, \dots$

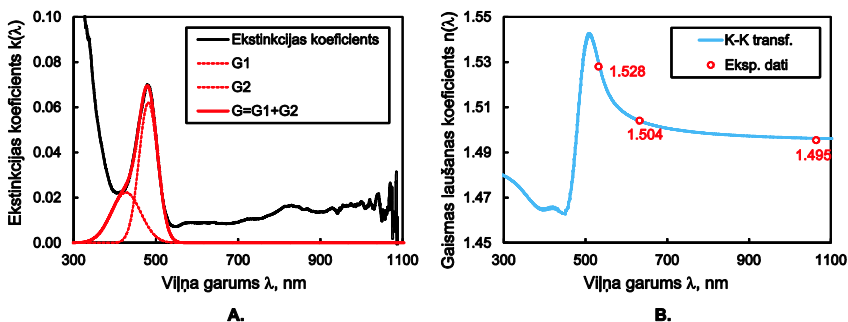
Ieviestās K-K transformācijas precizitāte tika pārbaudīta nosakot DMABI+PMMA 3%wt viļņvadu laušanas koeficientu  $n(\lambda)$ . Uz stikla pamatnes ar rotējošās uznešanas metodi (skatīt 3.2. attēlu) tika sagatavots viļņvads ar biezumu 1.5  $\mu\text{m}$ . Ar ierīci Metricon 2010 tikai novērtēts DMABI+PMMA 3%wt viļņvadu gaismas laušanas koeficientu vērtības pie 1064 nm, 632.8 nm un 532 nm, attiecīgi  $n(\lambda_{1064})=1.495$ ,  $n(\lambda_{632.8})=1.504$  un  $n(\lambda_{532})=1.528$ . Sagatavotajam viļņvadam tika nomērīts absorbcijas koeficients  $A(\lambda)$ . No

absorbcijas koeficienta  $A(\lambda)$  iespējams noteikt ekstinkcijas koeficientu  $k(\lambda)$  izmantojot sakarību:

$$k(\lambda) = \frac{A(\lambda) \cdot \lambda}{4\pi}. \quad (3.7)$$

Aprēķinātais ekstinkcijas koeficients  $A(\lambda)$  sagatavotajam viļņvadam attēlots ar melnu līniju 3.4.A attēlā. Ekstinkcijas koeficienta līknei redzams izteikts maksimums ap 490 nm. Šis ir DMABI+PMMA 3%wt raksturīgais absorbcijas maksimums. Diemžēl spektra formu pie īsajiem viļņu garumiem būtiski ietekmē stikla absorbcija, kas dominē pie  $\lambda < 400$  nm. Vēl spektrā redzami gaismas atstarošanās zudumi un troksnis pie  $\lambda > 500$  nm. Šie zudumi un trokšņi izskatās būtiski, bet patiesībā tie ir maznozīmīgi, bet izceļas, jo vertikālā ass ir logaritmiskās mērvienībās.

No eksperimentāli iegūtā spektra  $k(\lambda)$  nepieciešams atdalīt materiālam raksturīgo ekstinkcijas koeficientu spektru. Lai to izdarīt, iegūtie jēldati tiek aproksimēti ar divām Gausa funkcijām diapazonā no 400 nm līdz 520 nm. Aproksimācijas rezultāts attēlots ar sarkanu nepārtrauktu līniju 3.5.A attēlā. Šeit Gausa funkcijas tiek lietotas kā filtrs, tām netiek piešķirta nekāda fizikāla nozīme. Gausa funkciju vietā var izmantot jebkuru citu funkciju, kas ļauj atdalīt materiālam raksturīgo ekstinkcijas koeficienta spektru. Rezultātā iegūtais filtrētais spektrs  $k(\lambda)$  tiek integrēts, aprēķinot K-K transformācijas pēc iepriekš aprakstītā principa. Šeit jāpiemin, ka atbilstoši (3.6)  $k(\lambda)$  integrālis būs relatīvā vērtība  $\Delta n(\lambda)$  pret laušanas koeficientu  $n(\lambda=0)$ . Līdz ar to, lai korekti noteiktu laušanas koeficientu  $n(\lambda)$  no ekstinkcijas  $k(\lambda)$ , ir nepieciešams zināt laušanas koeficientu pie vismaz viena viļņa garuma.



**3.4. attēls. A.** Nomērītais ekstinkcijas koeficients  $k(\lambda)$  DMABI+PMMA 3%wt viļņvadam uz stikla (melnā nepārtrauktā līnija), divas Gausa funkcijas G1 un G2 (sarkanās pārtrauktas līnijas), kas tiek lietotas, lai atdalītu DMABI+PMMA 3%wt raksturīgo ekstinkcijas koeficientu G, kur  $G=G1+G2$ . **B.** Ar K-K transformāciju palīdzību noteiktais DMABI+PMMA 3%wt gaismas laušanas koeficients  $n(\lambda)$  atkarībā no viļņa garuma (zilā nepārtrauktā līnija), kā arī ar Metricon 2010 noteiktie gaismas laušanas koeficienti pie 1064 nm, 632.8 nm un 532 nm (sarkanie punkti).

Svarīgi pieminēt, ka ieviestajā metodē nav ņemti vērā zudumi no atstarošanās uz parauga robežvirsmām. Šāds tuvinājums varētu ienest pāris procentu kļūdu gala rezultātā [107,119]. Lai mazinātu šo kļūdu lielumu, ieteicams lietot pamatnes, kuru gaismas laušanas koeficienta vērtība ir tuva pētāmā materiāla gaismas laušanas koeficientam. Piemēram, materiālam DMABI+PMMA 3%wt nebūtu vēlams izvēlēties pamatni, kura ir noklāta ar ITO ar laušanas koeficientu 2. Uz šādas pamatnes ekstinkcijas koeficients varētu tikt novērtēts nepareizi, turklāt reģistrētajā spektrā varētu parādīties nevēlami interferences efekti.

3.4.B attēlā redzams ar K-K transformācijām iegūtais DMABI+PMMA 3%wt gaismas laušanas koeficients  $n(\lambda)$ , kā arī ar Metricon 2010 noteiktie gaismas laušanas koeficienti pie 1064 nm, 632.8 nm un 532 nm. Starp abiem eksperimentālajiem datiem redzama ļoti laba sakritība.

### 3.3. Skenējošās šķiedras metode

Gaismas izplatīšanās zudumi ir viens no svarīgākajiem viļņvadu raksturlielumiem, ko nepieciešams noteikt eksperimentāli. Šobrīd novērtēts, ka gaismas zudumi viļņvados, kurus plānots lietot EO viļņvadu modulatora izstrādē, nedrīkst pārsniegt 1 dB/cm jeb gaismas zudumi nedrīkst būt lielāki par 20% uz 1 cm viļņvada garuma [120]. Gaismas zudumus viļņvadā nosaka vairāki efekti [69]: gaismas zudumi viļņvadu pagriezienos, gaismas izkliede, piemēram, uz viļņvada serdes un pārklājuma robežvirsmām, kā arī zudumi gaismas absorbcijas dēļ. Gaismas absorbciju viļņvadā nosaka viļņvada serdes un pārklājuma materiālu optiskās īpašības, savukārt izkļedes zudumus galvenokārt nosaka viļņvadu pagatavošanas tehnoloģija [121]. Būtiski, ka kopējos gaismas zudumus viļņvadā iespējams noteikt tikai eksperimentāli tos nomērot.

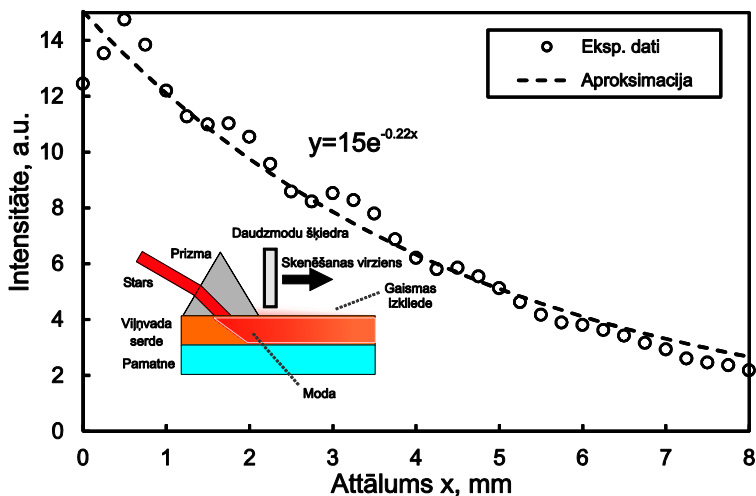
Gaismas zudumu mērīšanai viļņvados var izmantot dažādas metodes [122,123]. Populārāka metode balstīta uz gaismas intensitātes mērīšanu viļņvada izejā pie dažādiem viļņvada garumiem [121,124,125]. Šī ir destruktīva metode, kuras laikā viļņvads tiek vairākkārt saīsināts. Parasti tā tiek lietota viļņvadiem, kas veidoti no neorganiskiem materiāliem, piemēram, LNB vai silīcija. Šiem materiāliem ir kristalogrāfiskās plaknes, kas atvieglo viļņvadu precīzu nogriešanu. Retāk šo metodi lieto mīksti polimēru materiāliem.

Pie nedestruktīvām metodēm gaismas zudumu mērīšanai var pieskaitīt „divu prizmu” metodi [126]. Šajā metodē izmanto vienlaicīgi divas augsta laušanas koeficienta prizmas, ar kurām gaisma tiek ievadīta un izvadīta no viļņvada. Gaismas izplatīšanās zudumi tiek novērtēti reģistrējot no viļņvada iznākušās gaismas intensitāti dažādos prizmas spiešanas punktos. Lai arī metodes realizēšana šķiet triviāla, patiesībā divu prizmu vienlaicīga piespiešana pie viļņvada ir tehniski sarežģīts uzdevums.

Iespējams vienkāršākā nedestruktīvā metode, gaismas izplatīšanās zudumu novērtēšanai viļņvadā, ir skenējošās šķiedras metode [126–128]. Skenējošās šķiedras metodē tiek reģistrēta pa viļņvada malu izkļiedētās gaismas

intensitāte dažādos viļņvada punktos. Šī promocijas darba autors ir ieviesis skenējošās šķiedras metodi polimēru viļņvadu raksturošanai. Metodes apraksts un rezultāti aprakstīti zinātniskā publikācijā [P6]. Zemākajos paragrāfos tiek skaidroti metodes ieviešanas pamatprincipi, kā arī tās priekšrocības un trūkumi.

Metodes realizēšanai nepieciešams ievadīt gaismu viļņvadā. Autors gaismu ievadīšanai viļņvadā lietojis augsta laušanas koeficienta prizmu [123,129]. Gaismas izplatīšanās zudumu mērījuma princips redzams 3.5. attēla kreisajā apakšējā stūrī. Eksperimentālās iekārtas apraksts iekļauts publikācijā [P6]. Lāzera stars tiek ievadīts viļņvadā ar mehāniski piespiestas prizmas palīdzību. Gaismas krišanas leņķis pret prizmu nosaka, kura no optiskajām modām tiks ierosināta viļņvadā. Gaisma, izplatoties pa viļņvadu, tiek izkliedēta uz tā robežvirsmas. Ja pieņem, ka viļņvada virsmas raupjums un tūluma nehomogenitātes nemainās viļņvada garumā, var uzskatīt, ka uz robežvirsmas izkliedētās gaismas intensitāte ir proporcionāla gaismas intensitātei viļņvadā. Reģistrējot izkliedētās gaismas intensitāti vairākās vietās gaismas izplatīšanās virzienā, var novērtēt gaismas zudumu viļņvadā. Izkliedētā gaisma tiek mērīta ar daudzmodu optiskās šķiedras un fotodetektora palīdzību.



**3.5.attēls.** Gaismas izplatīšanās zudumu novērtēšanai lietotās skenējošās šķiedras metodes darbības pamatprincipi (grafika kreisajā apakšējā stūrī), kā arī uz DMABI+PMMA 12.5%wt viļņvada robežvirsmas izkliedētās gaismas intensitāte atkarībā no gaismas izplatīšanās attāluma  $x$ .

3.5. attēlā redzama nomērītā izkliedētā gaismas intensitāte NLO DMABI+PMMA 12.5%wt viļņvadā atkarībā no gaismas izplatīšanās attāluma. Var pamanīt, ka gaismas intensitāte viļņvadā samazinās eksponenciāli, kā arī ka atsevišķās mērījumu vietās gaismas intensitāte ir lielāka nekā sagaidāms. Šos mazos izciļņus eksperimentālajos datos rada gaismas izkliede uz putekļu vai

kristāliskām daļiņām viļņvadā. Gaismu izkliedējošie elementi veidojās viļņvadu pagatavošanas procesā un bieži var ienest būtiskas kļūdas gaismas zudumu mērījumos. 3.5. attēlā redzama gaismas izplatīšanās zudumu novērtēšanai lietotā aproksimācijas likne. Šī konkrētā mērījumā rezultātā noskaidrots, ka gaismas izplatīšanās zudumi DMABI+PMMA 12.5%wt viļņvadā ir 9.6 dB/cm pie 632.8 nm.

Šai metodei piemīt vairāki zināmi trūkumi: gaismas izplatīšanās zudumus var novērtēt viļņvadiem, kuri izkliedē gaismu; metodi nevar izmantot viļņvadu ar pārklājumu raksturošanai [130]. Metodes galvenās priekšrocības, savukārt, ir to vienkāršā ieviešana un tās precizitāte. Ar ieviesto metodi autors novērtējis gaismas izplatīšanās zudumus viļņvadā atkarībā no NLO hromofora koncentrācijas matricā. Kā demonstrēts iepriekš [111], sagaidāms, ka NLO efektivitāte paraugos augs, ja NLO hromofora koncentrācija viļņvadā tiks palielināta. NLO efektivitāte sāks samazināties, ja hromoforu koncentrācija pārsniegs 15%wt. Ar gaismas izplatīšanās zudumu mērījumiem tika parādīts, ka zudumi zem 1 dB/cm jeb zem 20% uz 1 cm viļņvada garumu, ir viļņvados, kuros NLO hromoforu koncentrācija ir zem 1.5%wt [P6]. Vēl šī metode tika lietota, lai novērtētu SiO<sub>2</sub> pārklājuma biezuma ietekmi uz gaismas izplatīšanās zudumiem DMABI+polisulfona (PSU) viļņvados uz oksidētas silīcijas pamatnes [P7]. Iegūtie rezultāti apstiprināja jauna tipa hibrīda SOI/polimēra viļņvada dizaina darbotiesspēju (skatīt 6. nodaļu).

### **3.4. Lineāri optisko īpašību raksturošana: Apkopojums**

Šī promocijas darba autors ir ieviesis trīs optiskas metodes plānu organisku viļņvadu laušanas koeficientu, biezumu un gaismas izplatīšanās zudumu novērtēšanai viļņvados. Ieviestās metodes tika izmantotas, lai veiksmīgi veiktu EO koeficientu noteikšanas metožu ieviešanu (skatīt 5. nodaļu), kā arī argumentētu EO viļņvada dizaina darbotiesspēju (skatīt 6. nodaļu).

## 4. Viļņvadu orientēšanas pētījumi

Šajā nodaļā tiek sniegts īss literatūras apskats par plānu organisku kārtiņu orientēšanas metodēm, kā arī skaidroti galveni rezultāti, kas iegūti veicot organisku NLO viļņvadu orientēšanas pētījumus ar koronas triodi.

### 4.1. Viļņvadu orientēšanas metožu apskats

Kā skaidrots apakšnodaļā 2.5, otrās kārtas NLO efekti, piemēram, lineārais EO efekts un SHG efekts, var tikt novērots necentrosimetriskos materiālos. Tāpat tika minēts, ka novērojamā materiāla makroskopiskā nelinearitāte ir mikroskopisko jeb molekulāro nelinearitāšu summa.

NLO materiālus iespējams klasificēt atkarībā no tā kā NLO molekulas ir saistītas tajā. Galvenās NLO materiālu klases ir molekulārie stikli, funkcionalizētie polimēri un legētie (viesis-saimnieks) polimēri [66].

Molekulāros stiklus veido molekulas, piemēram, dendrimēri, oligomēri u.c., kur vienas molekulas sastāvā ir viens vai vairāki NLO hromofori. Molekulārie stikli šobrīd ir populāri un tiek plaši pētīti, jo tajos cer iegūt augstu termisko stabilitāti. Šo termisko stabilitāti varētu panākt modificējot molekulu struktūru tā, lai nekovalentas mijiedarbības (elektrostatiskā, ūdeņraža saite, u.c.) rezultātā tiktu paaugstināta materiāla stiklošanās temperatūra. Diemžēl molekulu agregācija un apgrūtinātā molekulu orientēšana materiālā līdz šim ierobežo vienlaicīgu augstu NLO koeficientu un augstu stiklošanās temperatūru iegūšanu [131].

Vēl šobrīd plaši pēta citu NLO materiālu klasi – funkcionalizētos polimērus. Tie ir materiāli, kuros NLO hromofors ir ievietots polimēra ķēdē vai kovalenti piesaistīts polimēra ķēdes sānos [132,133]. Funkcionalizētajos polimēros var iegūt augstu NLO hromoforu koncentrāciju, jo NLO molekulas tajos nevar pārvietoties un, līdz ar to, neveido centrosimetriskus aglomerātus. Turklāt šiem materiāliem raksturīga augsta stiklošanās temperatūra [134,135].

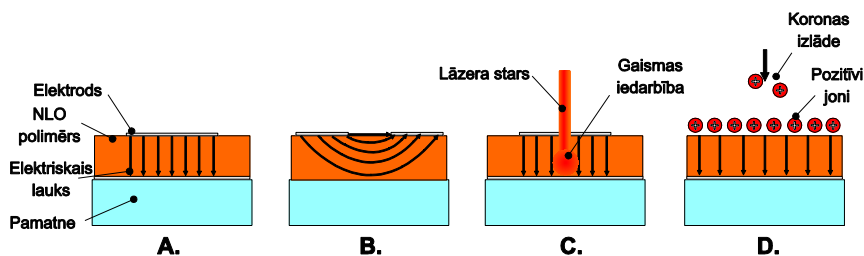
Vēsturiski legēti NLO polimēri bija pirmā atklātā un pētītā NLO organisko materiālu klase. Šādus materiālus sauc arī par viesis-saimnieks (*no angļu val.* guest-host) tipa materiāliem. Legētus organiskus materiālus veido iejaucot NLO hromoforu (viesi) kādā polimēru matricā (saimnieks). Šis, iespējams, ir vienkāršākais NLO materiālu pagatavošanas veids. Galvenokārt demonstrētās zemās nelinearitātes un stiklošanās temperatūru dēļ, jau drīz pēc šo materiālu atklāšanas tie tika atstāti novārtā. Tomēr, pēdējā laikā novērojams legētu NLO organisku materiālu popularitātes pieaugums. Tas saistīts ar jaunu koncepciju rašanos par materiālu NLO un termālo īpašību uzlabošanu. Šo koncepciju ietvaros tiek plānots izmantot molekulārās mijiedarbības spēkus, lai piešķirtu NLO hromoforiem stabilu orientāciju polimērā [133,136].

Neskaitot dažus izņēmumus, praktiski visi NLO organiskie materiāli ir centrosimetriski pēc to pagatavošanas, un tie ir jāorientē, lai tajos varētu novērot NLO efektus [133]. Materiāla orientēšana ir process, kurā materiālā



iegūst makroskopisko nelinearitāti organizējot NLO molekulas tajā. Lai NLO molekulas varētu mainīt savu orientāciju materiālā, polimēra matricai jābūt pietiekami mīkstai. Parasti šādi apstākļi tiek panākti organisko materiālu uzkaršējot līdz tā stiklošanās temperatūrai  $T_g$ . Molekulu reorientācija tiek panākta izmantojot statistiska ārējā elektriskā lauka iedarbību. Orientēšanas laikā NLO molekulas, kurām parasti piemīt dipola moments, orientējas statistiskā elektriskā lauka virzienā. Pēc tam, kad NLO molekulas ir noorientētas, tās tiek „iesaldētas” samazinot materiāla temperatūru līdz istabas temperatūrai. Neskatoties uz to, ka polimēra matrica istabas temperatūrā ir ļoti viskoza, pāris dienu laikā var novērot NLO molekulu orientācijas relaksāciju, kas izpaužas kā reģistrētās makroskopiskās nelinearitātes, piemēram, SHG intensitātes kritums [137]. Šī samazinājuma ātrums ir atkarīgs no materiāla stiklošanās temperatūras  $T_g$ , kā arī no molekulu elektrostatiskās mijiedarbības materiālā, kas var gan samazināt, gan noturēt molekulu orientāciju. Orientēšanas procesā svarīgi ir nodrošināt to, lai netiktu pasliktināta materiāla optiskā kvalitāte. Gadījumā, ja uz viļņvada virsmas vai tilpumā veidojas nehomogenitātes, tajā var novērot būtisku gaismas izplatīšanās zudumi pieaugumu [138].

Materiāla orientēšana ir viens no svarīgākajiem materiāla sagatavošanas posmiem, jo tā ir nepieciešama gan materiālu pētniecībā, gan NLO ierīču veidošanā. NLO organisku materiālu orientēšanai literatūrā tiek piedāvātas un apskatītas vairākas metodes (skatīt 4.1. attēlu).



**4.1. attēls.** NLO organisku viļņvadu orientēšanas metožu ilustrācija. **A.**

Orientēšana ar paralēliem elektrodiem, starp kuriem ielikts polimērs. **B.**

Orientēšana ar paralēliem elektrodiem vienā plaknē. **C.** Orientēšana ar optisko vai optiski-asistētām metodēm. **D.** Koronas orientēšanas metode.

Iespējams, vienkāršākās orientēšanas metodes ir kontaktorientēšanas metodes, piemēram, paralēlo elektrodu orientēšanas metode vai orientēšana elektrodiem esot vienā plaknē [139]. Šajās metodēs NLO organiskais materiāls tiek ievietots starp diviem elektrodiem tā, kā ilustrēts 4.1.A un 4.1.B attēlos. Paralēlo elektrodu orientēšanas metodes realizēšanai, polimērs tiek uzklāts uz pamatnes ar vadošu virsmu, savukārt polimēram uz virsmas tiek uzputināts otrs elektrods. Orientēšanas laikā polimērs tiek uzsildīts līdz tā stiklošanās temperatūrai  $T_g$  un starp paralēlajiem elektrodiem tiek uzlikts elektriskais lauks  $E_p$ . Polimēru orientēšanai lieto arī elektrodus vienā plaknē (skatīt 4.1.B attēlu),

kur tie ir nodalīti ar spraugu. Abās apskatītajās kontaktorientēšanas metodēs liela nozīmē ir viļņvada kvalitātei. Svarīgi ir nodrošināt, lai viļņvadā neveidotos kristāliski agregāti, nenokļūtu putekļi utml., kas var būtiski samazināt maksimālo uzliekamo elektrisko orientēšanas lauku. Maksimālo orientēšanas lauku nosaka caursītes lauks paraugā, kas savukārt ir atkarīgs no parauga kvalitātes. Parasti orientēšanas laikā viļņvads tiek caursīsts kādā defekta, piemēram, putekļa atrašanās vietā. Šādā gadījumā izveidojās caursītes kanāls, kuram ir daudz mazāka pretestība nekā pārējai kārtiņai, kas ir elektriskā paralēlslēgumā ar caursītes kanālu. Līdz ar to, caursītes gadījumā NLO hromoforus kārtiņā pārorientēt nav iespējams, jo sprieguma kritums un, līdz ar to arī orientējošais elektriskais lauks tajā, ir mazs. Lai samazinātu caursītes varbūtību, kontaktorientēšanas metodēs starp elektrodi un organisko materiālu parasti ievieto buferslāni [140]. Par buferslāņu izvēli un to ietekmi uz caursītes spriegumu vērtībām var iepazīties rakstā, ko sagatavojis Grote ar kolēģiem [141].

Optisko nelinearitāti materiālā var arī iegūt izgaismojot viļņvadu ar pirmās un otrās harmonikās koherentu starojumu, attiecīgi, tiek izmantots lāzera starojums ar frekvenci  $\omega$  un  $2\omega$ . Šo sauc par optiskās orientēšanas metodi. Pirmās un otrās harmonikas starojuma un materiāla mijiedarbības rezultātā, organiskajā materiālā inducējās necentrosimetriska kārtība. Šādai metodei ir vairākas būtiskas priekšrocības. Materiālu orientēšanas laikā nav nepieciešams pievadīt papildu siltumu, nav nepieciešami elektrodi, kā arī ir iespējams veikt NLO ierakstīšanu patvaļīgās viļņvada vietās [142–144]. Turklāt, orientēšanas efektivāte ir pielīdzināma tai, ko var iegūt ar kontaktorientēšanas metodēm. Diemžēl, šādu NLO „ierakstu” var veikt tikai tādiem materiāliem, kuru absorbcija sakrīt ar frekvenci  $2\omega$  [145]. Šāda prasība būtiski ierobežo NLO materiāla izvēli. NLO organisku materiālu orientēšanu var realizēt arī citām optiski-asistētām metodēm, kurās lāzera stars tiek izmantots, lai palielinātu iespēju NLO hromoforiem kustēties matricā, kamēr materiālā ir statisks elektriskais lauks (skatīt 4.1.C attēlu). Vienā no metodēm lāzera stars tiek izmantots, lai lokāli ierosināto hromoforus [146,147]. Atsevišķas molekulas pēc ierosināšanas var mainīt savu ģeometriju izomerizācijas efekta dēļ. Brīdī, kad molekulas relaksē pamatstāvoklī, tās var nostāties noteiktā ģeometriskā stāvoklī, ko nosaka uzliktā elektriskā lauka un molekulas dipola momenta virziens. Diemžēl ir ierobežots skaits NLO materiālu, kuros šādu ģeometrisku izomerizāciju ir iespējams novērot. Citā metodē lāzera starojums tiek izmantots, lai lokāli sildītu polimēru, kamēr tajā ir statisks orientējošais lauks [148]. Šādi lokāli materiālu var sasildīt līdz tā stiklošanās temperatūrai, pie kuras molekulas elektriskā laukā var orientēties. Visas iepriekš aprakstītās metodes diemžēl nav praktiski izmantojamas lielu platību orientēšanai, bet ir labas lokālas nelinearitātes jeb „micro-patterning” nodrošināšanai.

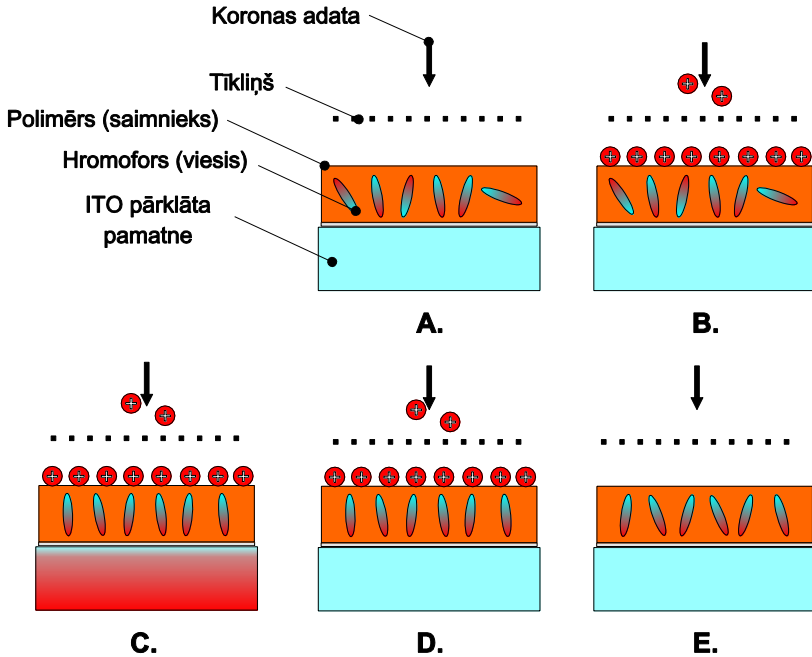
Augstu NLO efektivitāti organiskos materiālos var iegūt ar koronas orientēšanas metodi [149–155], kuras pamatprincipi ilustrēti 4.1.D attēlā.

Koronas orientēšanas metodē elektriskais lauks materiālā tiek nodrošināts ar jonu palīdzību, kas rodas koronas izlādes procesā pie koronas adatas. Agrīnā pētījumā, ko veica Hills un kolēģi, tika demonstrēts, ka NLO efektivitāte materiālos, kas orientēti ar koronas orientēšanas metodi, ir vairākkārt augstāka par to, kas iegūta ar kontaktorientēšanas metodēm. Šis tika novērots galvenokārt tādēļ, ka ar koronas orientēšanas metode ir iespējams materiālā nodrošināt augstākus orientējošo elektrisko lauku [156]. Koronas orientēšanas metodes lielākā priekšrocība ir tāda, ka lokālas caursītes gadījumā defekts „nešuntē” pārējo paraugu. Tas tāpēc, ka organiskajam materiālam ir slikta virsmas vadāmība un lādiņi nevar aizplūst pa parauga virsmu uz defekta vietu. Šai metodi piemīt arī savi trūkumi. Kā tika demonstrēts iepriekš, koronas orientēšanas procesā var tikt būtiski ietekmēta materiāla optiskā kvalitāte [156–158]. Virsmas un tilpuma nehomogenitātes, kas novērojamas pēc materiāla orientēšanas, palielina gaismas izplatīšanās zudumus viļņvadā. Šobrīd vēl joprojām tiek veikti koronas orientēšanas pētījumi, meklējot tādas orientēšanas apstākļus un parametrus, pie kuriem materiālā varētu novērot pēc iespējas augstāku optisko nelinearitāti neietekmējot materiāla optisko kvalitāti.

## 4.2. Viļņvadu orientēšana ar koronas triodi

Vienkāršākajā koronas orientēšanas metodē tiek realizēta divu elektrodu (koronas adata – elektriskā zeme) orientēšana, kā ilustrēts 4.1.D attēlā [159]. Pētījumi parādīja, ka orientēšanas efektivitāti var paaugstināt, kā arī to, ka orientēšanas procesu var padarīt kontrolējamāku, ja starp koronas adatu un polimēru ievieto vēl vienu elektrodu – koronas tīklu [160]. Savā promocijas darbā, lai veiktu viļņvadu orientēšanas pētījumus, autors ir izmantojis koronas triodes ierīci. Lietotās koronas triodes ierīces apraksts un tās darbības parametri publicēti zinātniskā rakstā [160].

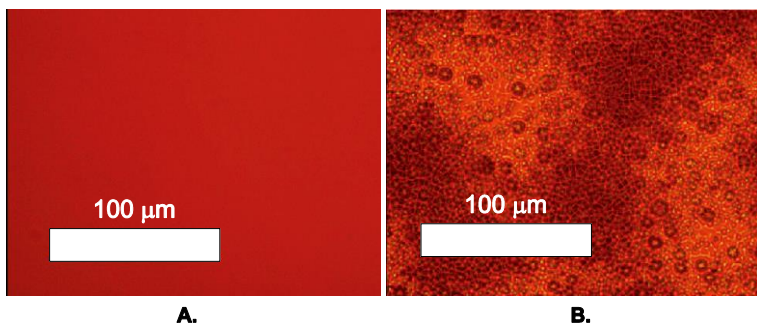
Soļi, kas tiek veikt orientējot organisku NLO materiālu ar koronas triodes ierīci, ilustrēti 4.2. attēlā. Orientēšanas laikā uz koronas adatas un tīkliņa tiek uzlikts augsts spriegums. Koronas adatas tuvumā lielā sprieguma gradienta dēļ atmosfērā notiek koronas izlāde. Koronas izlādes rezultātā rodas joni, kuri koronas adatas un tīkliņa radītā lauka iespaidā tiek paātrināti parauga virzienā. Lai nodrošinātu pēc iespējas atkārtojamus koronas izlādes apstākļus, starp koronas adatu un tīkliņu uzliktā sprieguma starpība tiek uzturēta konstanta 9 kV apmērā, savukārt tilpums, kurā atrodas koronas adata, tiek piepildīts ar slāpekļa gāzi. Ar šīm operācijām tiek nodrošināts, ka strāvu un spriegumu sistēmā saista lineāra sakarība, kā arī tiek novērsta nekontrolējama atmosfēras mitruma un temperatūras ietekme uz izlādes procesu. Orientēšanas laikā paraugs tiek uzlikts uz sildošas pamatnes, kuras temperatūru var kontrolēt precīzi. Koronas tīkliņa un parauga savstarpējais attālums var tikt mainīts ar vairāku dažāda biezuma nevadošu starplikū palīdzību. Ar starplikām arī iespējams ierobežot noteiktu orientēšanas laukumu uz parauga.



**4.2. attēls.** Paraugu orientēšana ar koronas triodes metodi. **A.** Parauga turētājā ievietotais viļņvads sākotnēji ir centrosimetrisks – tajā nevar novērot NLO efektus. **B.** Uz koronas adatas un tīkla tiek uzlikts augsts pozitīvs spriegums. Koronas izlādes rezultātā adatas tuvumā tiek jonizētas molekulas jeb veidojas joni. Lauka gradienta ietekmē joni nosēžas uz parauga virsmas, radot elektrisko lauku tajā. **C.** Paraugs tiek uzkarstēts līdz orientēšanas temperatūrai, kas parasti ir tuva stiklošanās temperatūrai  $T_g$ . Šāda temperatūra tiek uzturēta noteiktu laiku, ko sauc par orientēšanas laiku. **D.** Paraugs tiek atdzesēts līdz istabas temperatūrai. **E.** Spriegums no koronas adatas un tīkla tiek noņemts. Materiāla optiskā nelinearitāte samazinās molekulu ģeometriskās relaksācijas dēļ.

Šī promocijas darba autors doktorantūras laikā piedalījās NLO viļņvadu orientēšanas pētījumos orientējot paraugus ar koronas triodes ierīci. Šī pētījuma rezultāti aprakstīti zinātniskā publikācijā [P5]. Sākotnējie mēģinājumus iegūt augstu optisko nelinearitāti viļņvados orientējot tos ar koronas triodi nebija veiksmīgi. Tika konstatēts, ka NLO koeficienti orientētajiem paraugiem ir zemi. Iemesls, kāpēc ar koronas triodi orientētajos paraugos nevarēja novērot augstu nelinearitāti, bija saistīts ar viļņvadu optiskās kvalitātes pasliktināšanos orientēšanas laikā. Novērojamo NLO efektivitāti samazināja virsmas vai tilpuma neregularitātes paraugā. Šīs neregularitātes iespējams apskatīt ar optiskā mikroskopa palīdzību.

4.3. attēlā redzami PMMA+DMABI 10%wt parauga attēli, kas uzņemti ar optisko mikroskopu parauga neorientētajā un orientētajā vietā. Orientēšanas soļu skaidroti aprakstā zem 4.2. attēla. Līdzīgas virsmas vai tilpuma nehomogenitātes tika novērotas arī citos viesis-saimnieks NLO materiālos.



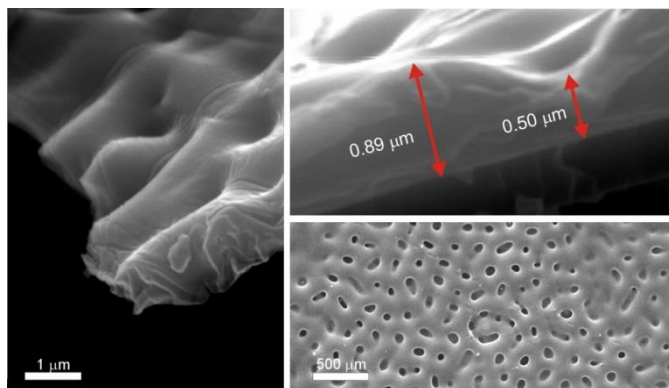
**4.3. attēls.** Parauga bildes, kas uzņemtas ar optisko mikroskopu, kur **A.** neorientētais un **B.** orientētais apgabals PMMA+DMABI 10%wt viļņvados.

Materiāla nehomogenitātes raksturošanai tika izvēlēts izkliedētās gaismas parametrs, pieņemot, ka izkliedētā gaisma ir proporcionāls izkliedējošo elementu koncentrācijai. Tika konstatēts, ka izkliedētās gaismas daudzums ir atkarīgs no koronas tīkliņam uzliktā sprieguma un orientēšanas temperatūras attiecības. No enerģētiskā viedokļa abi šie lielumi raksturo attiecīgi parauga polarizēšanas un depolarizēšanas enerģiju (skatīt 2.5. apakšnodaļu). Vēl tika novērots, ka nehomogenitāšu koncentrācija samazinās, palielinot attālumu starp tīkliņu un paraugu.

Pēc šiem iegūtajiem rezultātiem tika izvirzīti divi mērķi. Pirmkārt, saprast un interpretēt virsmas un tilpuma nehomogenitāšu veidošanos koronas orientēšanas procesā. Jau pēc pirmajiem mērījumiem tika izvirzītas vairākas hipotēzes. Vienā no tām tika spekulēts, ka paraugā varētu notikt masas pārnese, ko izraisa nelineāru NLO hromoforu ķēžu veidošanās. No publicētiem teorētiskiem aprēķiniem bija zināms, ka šādas NLO hromoforu ķēdes varētu būt termiski ļoti stabilas un ar augstu optisko nelinearitāti [161]. Hipotēzes apstiprināšanās gadījumā minēto efektu varētu izmantot, lai veidotu termiski stabilus NLO viesis-saimnieks materiālus. Otrais izvirzītais mērķis bija atrast tādus orientēšanas parametrus, pie kuriem viļņvados būtu iespējams panākt pēc iespējas lielāku optisko nelinearitāti.

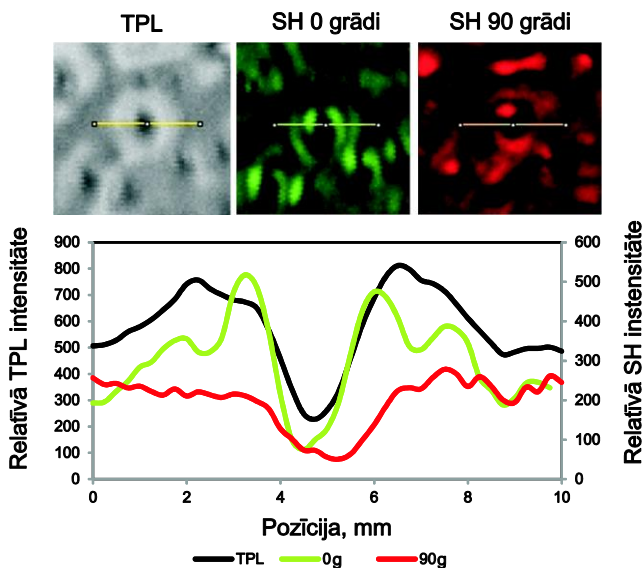
Pirmā mērķa sasniegšanai orientētie viļņvadi tika pētīti ar optisko, otrās harmonikas (SH) un skenējošos elektronu (SEM) mikroskopu palīdzību. Diemžēl no parauga attēliem, kas iegūti ar optisko mikroskopu, nevarēja saprast, kāda ir gaismu izkliedējošo elementu struktūra un īpašības. Būtiski vairāk informācijas sniedza SEM mērījumi, kas atklāja, ka uz parauga virsmas veidojas „kalni” un „ielejas” ar augstumu starpību 0.4 μm, kas ir gandrīz puse no parauga biezuma. Ar SEM iegūtie DMABI+PMMA 10%wt orientēta

parauga attēli redzami 4.4. attēlā. Tā kā SEM attēlu veidošanos varētu ietekmēt arī polarizēti apgabali materiālā, iegūtos rezultātus par materiālā morfoloģijas maiņu bija nepieciešams papildināt ar citiem mērījumiem.



4.4. attēls. DMABI+PMMA 10% wt viļņvada SEM attēli.

To, ka orientēšanas laikā materiālā notiek masas pārnese, apstiprināja arī attēli, kas iegūti ar divfotonu lumiscences (TPL) mikroskopu. Caurumu TPL un SH attēli redzami 4.5. attēlā.



4.5. attēls. TPL un SH intensitātes paraugā izveidotajos caurumos. Mērījums veikts skenējot vertikāli pēc tam, kad paraugs ierosināts ar polarizētu gaismu, attiecīgi  $\leftrightarrow$  ( $0^\circ$ ) un  $\updownarrow$  ( $90^\circ$ ) virzienos.

Interpretējot iegūtos rezultātus, tika pieņemts, ka SH signāls raksturos necentrosimetrisko elementu koncentrāciju materiālā. No 4.5. attēla noprojams, ka hromofori (dipoli) orientēti radiālā virzienā pretī vai prom no caurumiem.

Kā aprakstīts [P5], veiktie mērījumi ļāva izprast nehomogenitāšu formu un struktūru. Diemžēl, šo caurumu rašanās cēloni neizdevās izskaidrot pavisam viennozīmīgi. Tika izvirzītas vairākas hipotēzes par to, kā notiek morfoloģijas maiņa orientētajās plānajās kārtiņās. Vienā no pirmajām hipotēzēm par caurumu rašanos varētu būt atbildīgi joni, kas elektriskā laukā tiek paātrināti. Paraugā tie tiek bremsēti, un maina parauga morforloģiju jonu triecienu rezultātā [162]. Eksperimentāli tika novērots, ka izkliedējošo elementu koncentrācija samazinājās, pazeminot jonu enerģiju. Jonu enerģija tika mainīta ar koronas tīkla sprieguma vai starpliku palīdzību. Attiecīgi, tīkla sprieguma paaugstināšana un/vai starpliku biezuma samazināšana, palielināja jonu kinētisko enerģiju. Minēto hipotēzi atspēkoja novērojums, ka nehomogenitātes neparādās materiālos, kuros nav polāru elementu, piemēram, molekulu ar dipola momentu. Kā saprotams, morfoloģijas maiņai jonu triecienu ietekmē jānotiek neatkarīgi no mikroskopisko polāro elementu koncentrācijas materiālā, kas netika novērots. Tātad, lai materiālā novērotu nehomogenitāšu veidošanos, orientēšanas laikā materiālā ir jābūt polārām molekulām. Vēl vienā no hipotēzēm, kas radās rezultātu interpretācijas laikā, tika ieteikts, ka caurumus varētu radīt lokāla dielektriskā caursite plānajā kārtiņā. Šo hipotēzi atbalstīja novērojums, ka varbūtība konstatēt nehomogenitāšu veidošanos korelēja ar plānās kārtiņas vadītspēju. Visbeidzot, jau pēc publikācijas [P5] nopublicēšanas, tika radīta vēl viena hipotēze par caurumu rašanos paraugos. Nesenā pētījumā tika parādīts, ka plānās kārtiņās, kurās burbuļu formā ieslēgts polārs šķīdinātājs, stipra elektriskā lauka ietekmē varētu notikt šo burbuļu plīšana [163]. Šo hipotēzi atbalstīja novērojums, ka nehomogenitāšu koncentrāciju iespējams būtiski samazināt, ja paraugu pirms elektriskā lauka uzlikšanas izkarsē. Šādi paraugu karsējot, pēc parauga sagatavošanas neiztvaikojušā šķīdinātājā koncentrācija paraugā samazinās, kas reizē samazina varbūtību novērot šķīdinātāja burbuļu plīšanu.

Pētījuma otrais mērķis – palielināt ar koronas triodi orientēto paraugu NLO efektivitāti – tika sasniegts, izmainot parauga pirmsorientēšanas procedūru. Kā minēts iepriekš, paraugu izkarsējot uz īsu brīdi pie noteiktas temperatūras pirms tiek uzlikts orientējošais lauks, var būtiski samazināt varbūtību novērot nehomogenitāšu veidošanos. Šādi iespējams uzlabot viesis-saimnieks paraugu optisko kvalitāti un palielināt novērojamo NLO efektivitāti.

### **4.3. Viļņvadu orientēšanas pētījumi: Apkopojums**

NLO organisku viļņvadu orientēšanai var izmantot koronas orientēšanas metodi. Ar šo metodi iespējams orientēt salīdzinoši lielus viļņvadu apgabalus. Liela šīs metodes priekšrocība ir tāda, ka lokāla dielektriska caursite paraugā neietekmē orientējošā lauka stiprumu pārējā orientējošā apgabalā. Tomēr, kā novērots arī šī darba autora aprakstītajā pētījumā, orientēšanas laikā materiālā

var parādīties virsmas un tilpuma nehomogenitātes, kas būtiski samazina novērojamo NLO efektivitāti viļņvadā. Pētījuma laikā demonstrēts, ka plānajā kārtiņā orientēšanas laikā notiek masas pārnese. Diemžēl šīs parādības izcelsme netika viennozīmīgi identificēta. Tika piedāvātas vairākas hipotēzes par nehomogenitāšu rašanās iemesliem balstoties uz novērotajām likumsakarībām. Darba rezultātā demonstrēts, ka novērojamo NLO efektivitāti viļņvados iespējams palielināt, ieviešot noteiktu pirmsorientēšanas procedūru [P5].



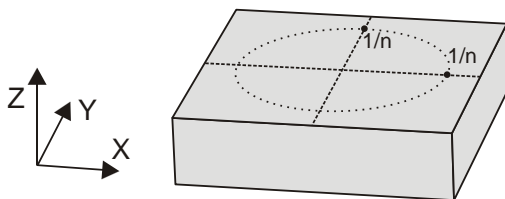
## 5. Materiālu nelineāri optiskie pētījumi

Pēc materiāla orientēšanas svarīgi ir novērtēt iegūto materiāla NLO efektivitāti. Materiāla optiskās nelinearitātes raksturošanai izmanto tā EO koeficienta mērījumus. Šī promocijas darba autors ir ieviesis trīs metodes EO koeficienta mērījumiem plānās kārtiņās, un iegūtos rezultātus ir aprakstījis četros zinātniskos rakstos [P1,P2,P4,P8]. Īpaši izceļams ir darbs [P8], kurā apkopoti rezultāti kas iegūti veicot EO koeficienta mērījumus ar Maha-Cendera interferometrisko (MZI) metodi, Tenga-Mana (TM) elipsometrisko metodi un pilnās iekšējās atstarošanās (ATR) metodi. Šāds salīdzinošs pētījums ir aktuāls, jo neviens no iepriekš minētajām metodēm netiek uzskatīta par standarta metodi EO koeficienta mērījumu veikšanai. Turklāt, šo metožu lielākie trūkumi netiek izcelti citu autoru zinātniskajos rakstos. Šī promocijas darba autors savos darbos demonstrē, ka nekorekta mērījumu rezultātu interpretācija var būtiski ietekmēt materiāla optiskās nelinearitātes novērtējumu.

Šīs nodaļas sākumā tiek īsumā apskatīta ar NLO mērījumiem saistītā teorētiskā daļa. Turpinājumā, tiek skaidroti rezultāti, kas iegūti ieviešot EO koeficienta mērīšanas metodes. Šīs nodaļas saturs ir komplementārs teorētiskajai daļai, kas apskatīta apkopojuma 2. daļā, kā arī zinātniskām publikācijām [P1,P2,P4,P8].

### 5.1. EO koeficientu izvedums

Kā skaidrots 2.6. apakšnodaļā, EO efekts raksturo materiāla gaismas laušanas koeficienta izmaiņu elektriskā lauka ietekmē. Pirms tiek skaidrota EO efekta un gaismas laušanas koeficientu sakarība, nepieciešams vienoties par galvenajām asīm, kā arī par uzliktā elektriskā lauka virzienu. Zemāk 5.1. attēlā attēlotas parauga galvenās assis. Darbā izmantotajiem paraugiem elektriskais lauks tiek uzlikts  $z$  ass virzienā.



5.1. attēls. Parauga galvenās assis.

EO un gaismas laušanas koeficientu sakarības iegūšanai, gaismas laušanas koeficienta aprakstam izmanto Frenela elipsoīdu [85]. Šī elipsoīda apraksta ietvaros laušanas koeficients paraugam, kas ilustrēts 5.1. attēlā, var uzrakstīt formā

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 = 1. \quad (5.1)$$

Frenela jeb gaismas laušanas koeficienta elipsoīdu šķērsgriezums  $xy$  plaknē redzams 5.1. attēlā uz parauga virsmas. EO efekta dēļ mainās laušanas koeficienta elipsoīda forma, ko nosaka (2.21) un (5.1)

$$\left(\frac{1}{n^2}\right)_1 x^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_2 y^2 + \left(\frac{1}{n^2}\right)_3 z^2 + r_{13}E_z x^2 + r_{13}E_y y^2 + r_{33}E_z z^2 + 2r_{13}E_y yz^2 + 2r_{33}E_x xz^2 = 1. \quad (5.2)$$

Šajā aprakstā ir pieņemts, ka paraugā nav novērojama dabultlaušana, kas ir labs tuvinājums vāji orientētām plānām kārtiņām [164], un ka  $E_x$  un  $E_y$  ir vienādi ar nulli. Tad iegūst, ka

$$\left(\frac{1+n^2 r_{13} E_z}{n^2}\right) x^2 + \left(\frac{1+n^2 r_{13} E_z}{n^2}\right) y^2 + \left(\frac{1+n^2 r_{33} E_z}{n^2}\right) z^2 = 1. \quad (5.3)$$

No sakarības (5.3) var iegūt laušanas koeficientus formā

$$n_x = \sqrt{\frac{n^2}{1+n^2 r_{13} E_z}}, \quad (5.4a)$$

$$n_y = \sqrt{\frac{n^2}{1+n^2 r_{13} E_z}}, \quad (5.4b)$$

$$n_z = \sqrt{\frac{n^2}{1+n^2 r_{33} E_z}}, \quad (5.4c)$$

EO koeficientu izvešanai lieto kārtējo tuvinājumu. Tā kā  $r_{33}E_z \ll 1$ , sakarības (5.4) var pārrakstīt formā:

$$n_x = n - \frac{1}{2} n^2 r_{13} E_z, \quad (5.5a)$$

$$n_y = n - \frac{1}{2} n^2 r_{13} E_z, \quad (5.5b)$$

$$n_z = n - \frac{1}{2} n^2 r_{33} E_z, \quad (5.5c)$$

Sakarības (5.5) saista gaismas laušanas koeficienta atkarību no uzliktā elektriskā lauka intensitātes un orientētā organiska materiāla EO koeficientiem. EO koeficientus iespējams noteikt, ja zināma gaismas laušanas koeficienta izmaiņa pie noteiktas uzliktā elektriskā lauka intensitātes.

Svarīgi pieminēt, ka gaismas laušanas koeficienta maiņa ir atkarīga no krītošās gaismas polarizācijas. Ja gaismas krīt uz paraugu  $xz$  plaknē un polarizācija ir paralēla  $y$  asij, tad gaismu pieņemts saukt par  $s$  polarizētu un efektīvo novērojamo EO koeficientu uzdod formā  $r_{eff}^s$ . Gaismā, kas polarizēta paralēli  $x$  asij, tiek dēvēta par  $p$  polarizētu, un efektīvais EO koeficients tiek uzdots formā  $r_{eff}^p$ . Efektīvās EO koeficienta vērtības var pierakstīt sekojošā formā

$$r_{eff}^s = r_{13}, \quad (5.6a)$$

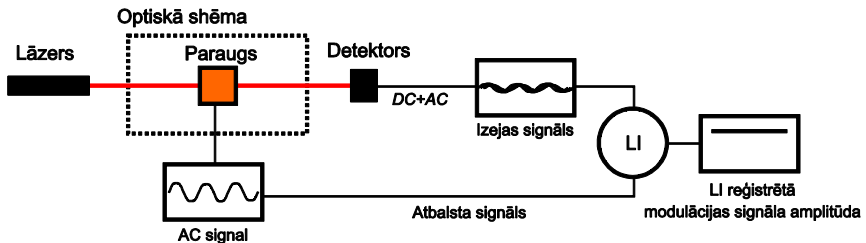
$$r_{eff}^p = r_{13} \cos^2 \theta + r_{33} \sin^2 \theta, \quad (5.6b)$$

kur  $\theta$  ir gaismas laušanas leņķis EO plānajā kārtiņā.

## 5.2. EO koeficienta mērīšanas pamatprincipi

EO koeficienta noteikšanā ir iespējams izmantot dažādas metodes [165–168]. Tā kā EO koeficienta noteikšanai nepieciešams novērtēt ļoti mazas gaismas laušanas koeficienta izmaiņas (parasti ar kārtu  $\sim 10^{-4}$ ), visās metodēs tiek izmantoti optiskie efekti, kas ir ļoti „jutīgi” pret gaismas laušanas koeficienta maiņu, piemēram, gaismas interferences vai viļņvada rezonanses efekts. Visās metodēs vēl nepieciešams izmantot precīzas mērierīces, kuras paredzētas ļoti mazu sprieguma vai strāvas izmaiņu mērījumiem.

Ieviestajās MZI, TM un ATR metodēs tiek realizētas dažādas optiskās shēmas un efekti EO koeficienta novērtēšanai. Visas metodes balstās uz gaismas intensitātes modulācijas dziļuma mērījumiem optiskajā shēmas izejā. EO koeficienta mērīšanas pamatprincipi ilustrēti 5.2. attēlā. MZI, TM un ATR metodēs gaismas laušanas koeficienta izmaiņu mērījumos izmanto koherentas gaismas avotu jeb lāzeru. Gaismas intensitāte optiskās shēmas izejā mainās ar paraugam uzliktā elektriskā lauka modulācijas frekvenci  $f$ . Izejas signālam ir nosacīti laikā nemainīgā DC komponente un laikā mainīgā AC komponente. Tās amplitūda ir maza un parasti arī ļoti trokšņaina. Lai no AC signāla filtrētu to amplitūdu, kas laikā mainās ar frekvenci  $f$ , tiek izmantota sinhrodetekcijas tehnika, kur signāla filtrēšanu veic ar sinhrodetektora (LI) palīdzību [169]. Vienkāršoti, LI detektorā signāls no optiskās izejas tiek filtrēts un reizināts ar atbalsta signālu. Rezultātā to signālu amplitūda, kuru frekvence nesakrīt ar  $f$ , tiek ievērojami vājināta, dodot iespēju reģistrēt tieši modulētā signāla amplitūdu. Šī darba kontekstā ar modulācijas dziļumu tiek apzīmēta optiskā modulētā signāla amplitūdas un laikā nemainīgā signāla attiecība. Sīkāks modulācijas dziļuma skaidrojums katras metodes gadījumā iekļauts publikācijās [P4, P8].



**5.2. attēls.** Ieviesto sinhrodetekcijas mērījuma pamatprincipi. Elektriski pārveidotais signāls no iekārtas optiskās izejas tiek filtrēts un reizināts ar references signālu, kā rezultātā tiek iegūts modulācijas signāls.

## 5.3. MZI metode

Vēsturiski autors kā pirmo ieviesa MZI metodi. Pirms šīs metodes ieviešanas tika veikts literatūras apskats. Apskata veidošanas laikā tika konstatēts, ka MZI metode šķiet tehniski visvienkāršāk realizējama. Turklāt ar

MZI metodi ir iespējams veikt neatkarīgu abu EO koeficientu  $r_{13}$  un  $r_{33}$  mērījumu.

MZI ir divu staru interferometriskā metode. Pirmie EO koeficientu mērījumi ar MZI metodi tika demonstrēti jau 20. gs. astoņdesmitajos gados [170,171]. Šajā metodē paraugs, kam jāveic EO mērījums, tiek ievietots vienā no MZI pleciem. Pēc elektriskā lauka uzlikšanas paraugam, var novērot stara fāzes izmaiņas, kas savukārt ietekmē interferences ainu. Reģistrējot šīs intensitātes izmaiņas, ir iespējams novērtēt EO koeficientu.

Uzreiz pēc MZI metodes optiskās un elektriskās shēmas izveidošanas tika konstatēts, ka mērījumu iekārta ir ārkārtīgi jutīga pret mehāniskajiem trokšņiem. Turklāt, varēja novērot, ka LI inducējas elektromagnētiskie viļņi, ko rada vadi, ar kuriem uz parauga tiek uzlikts spriegums [P1]. Jāmin, ka šis efekts ir būtisks arī citos ar sinhrodetekciju saistītos mērījumos. Vēlāk tika demonstrēti [P2,P4,P8], ka metodei piemīt arī vairāki citi trūkumi. Šie trūkumi ir saistīti ar parauga īpašībām un MZI metodes jutību pret nevēlamajiem efektiem tajos.

MZI metodes viens no trūkumiem ir tāds, ka EO modulācijai paraugos nepieciešami divi elektrodi, kuriem jābūt optiski caurlaidīgiem. Lai nodrošināt zemu gaismas absorbciju, pirmie mērījumi tika veikti paraugiem, kur EO polimērs ir iespiests starp ITO pārklātiem stikliem (skatīt 3.2. attēlu). Spriegums tika uzlikts uz ITO pārklājumiem radot elektrisko lauku EO organiskajā materiālā. Kā minēts 3. nodaļā, starp polimēra slāni un augšējo ITO pārklāto stiklu veidojās gaisa slānis, kas rada divus nevēlamus efektus. Pirmkārt, MZI izejā varēja novērot interferences ainu izmaiņas, ko nosaka gaismas interference gaisa slāni. Otrkārt, kad uz parauga tika uzlikts mainīgs modulējošais elektriskais lauks, gaisa slāņa biezums mainījās, jo elektrodi savstarpēji pievilkās. Šis gaisa slāņa izmaiņas radīja parauga stara intensitātes modulācijas, kas bija par kārtu lielākas nekā izmaiņas, kuras radīja EO efekts organiskajā materiālā [P4]. Līdz ar to, tika parādīts, ka EO mērījumiem nedrīkst izmantot paraugu, kurā EO materiāls tiek iespiests starp diviem ITO stikliem. Lai izvairītos no gaisa slāņa veidošanās starp augšējo elektrodu un EO polimēru, elektrods tika uzputināts uz plānās kārtiņas. Arī šādai pieejai piemīt vairāki būtiski trūkumi. Pirmkārt, novērots, ka šādos paraugos ir liela varbūtība novērot dielektrisko caursiti. Otrkārt, plānajā kārtiņā varēja novērot daudzkārtējās iekšējās atstarošanās (MR) efektu, kas būtiski apgrūtinā eksperimentālo datu interpretēšanu [172]. Lai datu interpretācijā iekļautu MR efektus, tika ieviests skaitlisks datu apstrādes algoritms, kurš balstās uz Abelsa matricu formālismu. Abelsa matricu formālisms ir skaitlisks formālisms, kas tiek izmantots, lai raksturotu optiskas daudzslāņu sistēmas [173,174], piemēram, interferences filtrus, kā arī viļņvadus [175,176]. Ar Abelsa matricu formālismu bija iespējams aprēķināt mērījumos izmantoto paraugu cauri izgājušās un atstarotās gaismas intensitāti un fāzi. Šajā metodē ir iespējams iekļaut EO modulācijas. Tās tika optimizētas promocijas darba autora izstrādātajā skaitliskajā apstrādes modelī, un deva iespēju noteikt EO

koeficientu izmantojot MZI mērijumus. Tomēr, lai arī metode uzrādīja lieliskus rezultātus aprakstot eksperimentālos datus citās zinātniskās publikācijās, tā nespēja veikt korektu EO koeficientu novērtējumu no autora iegūtajiem eksperimentālajiem datiem. Lai pareizi novērtētu EO koeficientu plānajās kārtiņās, modelī bija jāiekļauj pjezo un elektrostrikcijas biezuma izmaiņas (TC) efekti EO polimērā. Ar MZI tika novērtēts, ka kārtiņas biezuma izmaiņas plānajā kārtiņā ir ar kārtu pāris desmitu pm [P4]. Izrādījās, kā optiskā ceļa izmaiņas, ko radīja TC efekts, bija salīdzināms ar to, ko rada EO efekts plānajā kārtiņā. Zinātniskajā publikācijā [P8] autors apraksta biezuma izmaiņu ietekmi uz EO koeficienta mērijumiem. Kā norādīts šajā darbā, TC efektu ignorēšana, var radīt būtiskas kļūdas noteiktajos EO koeficientos no eksperimentālajiem datiem, kas iegūti ar MZI metodi.

## 5.4. TM metode

TM metodē EO koeficienta noteikšanai, tiek novērtētas EO efekta radītās izmaiņas stara polarizācijā. Metodes principi demonstrēti divos neatkarīgos zinātniskos darbos, ko veikuši Tengs un Mans [177] kā arī Šildkrauts [178]. Šobrīd šī ir viena no biežāk lietotajām metodē EO koeficienta noteikšanai.

TM metode ir viena stara elipsometriskā metode ar zemu jutību pret mehāniskiem trokšņiem. Metodes optiskās shēmas dārgākā un svarīgākā komponente ir ierīce gaismas polarizācijas mainīšanai – Soleila-Babinē kompensators. TM metodē tiek reģistrēta no parauga atstarotā gaisma, tātad mērijuma realizēšanai paraugā nepieciešams tikai viens caurspīdīgs elektrods, kas ir būtiska metodes priekšrocība pār citām. Arī šajā metodē tika izmantoti paraugi, kuros viens no elektrodiem tika uzputināts uz EO polimēra. Arī mērijumos ar TM metodi jāņem vērā TC un MR radītie nevēlamie efekti [178–180]. Jāmin, ka literatūrā praktiski netiek apskatīta TC efekta ietekme uz eksperimentālajiem datiem, kas iegūti ar TM metodi. Lielākajā daļā saistīto darbu autori pieņem, ka TC efektu radītās modulācijas ir nebūtiskas [168,179]. Šī promocijas darba autors demonstrē, ka TC ietekme tomēr var būt nozīmīga.

Eksperimentālo datu aprakstam arī šajā metodē lietots skaitliskais algoritms, kas balstīts uz Abelsa matricu formālisma izmantošanu. Iepriekš MZI izmantotajā algoritmā tika veiktas minimālas izmaiņas, lai to pielāgotu TM eksperimentālo datu aprakstam. Tā kā parauga struktūra nemainījās, jāmaina bija tikai metodei raksturīgie vienādojumi. Kā vēlāk demonstrēts darbā [P8], ieviestais skaitliskais algoritms ļoti labi apraksta ar TM metodi iegūtos EO mērijumus. Eksperimentālo datu aprakstā tika iegūts vēl viens pārsteidzošs rezultāts. Izrādās, ka analītiskais TM datu apraksts, kurā nav iekļauts TC un MR efekts, spēj dot ļoti precīzu EO koeficienta novērtējumu. Šeit gan jāmin, ka šis rezultāts ir precīzs, ja apraksta eksperimentālos datus, kas iegūti pie dažādiem gaismas krišanas leņķiem.

## 5.5. ATR metode

Pilnīgās iekšējās atstarošanās jeb ATR metodē EO mērījumi balstīti uz viļņvadu gaismas vadīšanas nosacījumu izmaiņu reģistrēšanu [123,181,182]. Šai metodei ir vairākas būtiskas priekšrocības pār TM un MZI metodi. Tajā praktiski nekādu lomu nespēlē MR efekti, kā arī tā ir mazjūtīga pret TC efektiem paraugā [165,168]. Līdz ar to, eksperimentālo datu apraksts ir daudz vienkāršāks nekā MZI un TM metodēs. Par metodes lielāko trūkumu var uzskatīt augstas prasības pret pētāmo paraugu optisko kvalitāti – kārtiņām jābūt gludām, ar mazu gaismas absorbcijas koeficientu, kā arī jāizpilda gaismas vadīšanas nosacījumi (skatīt 2.1. apakšnodaļu).

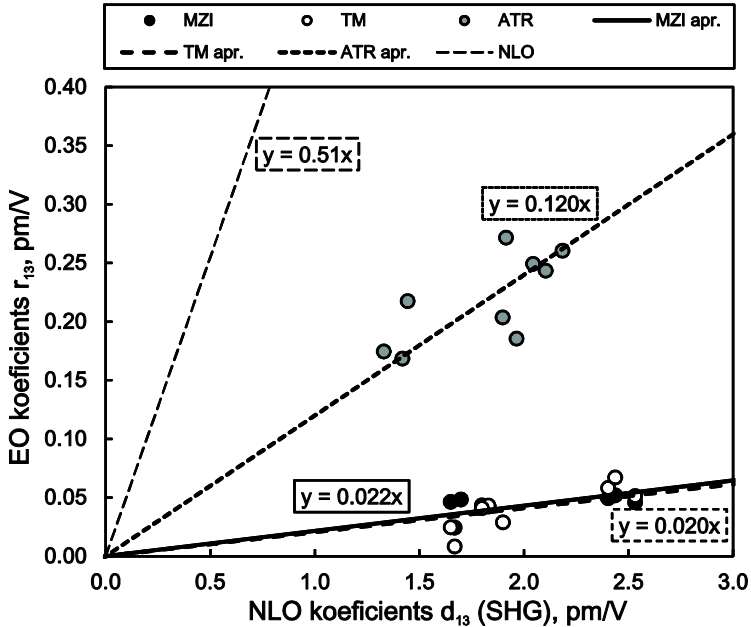
Šī promocijas darba autors piedalījās ATR metodes ieviešanā plānu organisku kārtiņu EO koeficienta noteikšanā, un aprakstīja iegūtos rezultātus zinātniskā publikācijā [P8]. ATR metodē realizētā optiskā shēma ir ļoti līdzīga tai, kas ieviesta, lai novērtētu gaismas zudumus viļņvados (skatīt 3.5. attēlu). Jāizceļ divas atšķirības. Pirmkārt, EO koeficientu mērījumu veikšanai gaismas ievadīšanas punktā uz prizmas ir jābūt vadošam pārklājumam, kurš nodrošina iespēju uzlikt elektrisko lauku uz pētāmās kārtiņas. Šim nolūkam uz prizmas tika uzputināts plāns puscaurspīdīgs zelta slānis. Otrkārt, tiek reģistrēta nevis no viļņvada izkliedētās gaismas intensitāte (skatīt 3.5. attēlu), bet gan no prizmas pamatnes atstarotās gaismas intensitāte.

## 5.6. EO koeficientu mērīšanas metožu salīdzināšana

Ieviestās metodes EO koeficientu noteikšanai tika salīdzinātas balstoties uz iegūto EO koeficientu mērījumu rezultātiem plānajās organiskajās kārtiņās. Plāno kārtiņu orientēšana tika veikta ar koronas triodi, kas aprakstīta 4.2. apakšnodaļā. Visām orientētajām kārtiņām ar Meikera joslu tehniku tika nomērīti NLO koeficienti [111]. NLO mērījumi var sniegt būtisku informāciju par sagaidāmo EO koeficientu vērtībām un to savstarpējo attiecību [91]. No NLO koeficientu mērījumiem ar divu-līmeņu modeļa palīdzību iespējams novērtēt EO koeficientus, kas var tikt izmantoti, lai skaidrotu rezultātus, kas iegūti ar ieviestajām EO koeficientu noteikšanas metodēm.

Ar TM, MZI un ATR metodēm nomērītā EO koeficienta  $r_{13}$  vērtības redzamas 5.3. attēlā. Nomērītais EO koeficients uzzīmēts kā funkcija no NLO koeficienta  $d_{31}$  vērtības. Attēlā 5.3. var pamanīt divas būtiskas iezīmes. Pirmkārt, nomērītie EO koeficienti ir mazāki nekā sagaidāms no NLO mērījumiem. Šo neatbilstību varētu skaidrot ar divu-līmeņu modeļa ienesto neprecizitāti, kas optiskās rezonanses dēļ varētu dot lielāku  $r_{13}/d_{13}$  attiecību nekā ir patiesībā [168]. Otrkārt, 5.3. attēlā var pamanīt, ka EO koeficients, kas noteikts ar ATR metodi, ir par kārtu lielāks nekā tas, kas noteikts ar TM vai MZI metodi. Šim varētu būt vairāki iemesli. Iespējams, ka elektriskā lauka vērtība paraugos, kas izmantoti MZI un TM mērījumos ir pārvērtēti. Paraugu augstās kapacitātes dēļ, tie varētu darboties kā zemo elektrisko frekvenču filtri, būtiski samazinot modulējošā elektriskā lauka vērtību pie  $f=10$  kHz. ATR

metodē izmantoto paraugu kapacitāte ir daudz mazāka. Vēl iespējams, ka MZI un TM izmantoto paraugu sagatavošanas laikā, to optiskā nelinearitāte samazinās. To varētu radīt lokāla parauga sakaršana un tai sekojoša polārās kārtības relaksācija virsējā elektroda putināšanas laikā.



**5.3. attēls.** Noteikto EO koeficientu  $r_{13}$  vērtības atkarībā no paraugiem nomērīto NLO koeficientu  $d_{13}$  vērtībām: MZI, TM, ATR –  $r_{13}$ , kas noteikti ar attiecīgi MZI, TM un ATR metodēm; MZI apr., TM apr., ATR apr. –  $r_{13}$  vērtību aproksimācija ar taisni; NLO – svītrotā līnija, kas norāda uz sagaidāmo  $r_{13}$  vērtību, kas noteikta no nomērītā  $d_{13}$  un pārrēķināts ar divu-līmeņu modeli [91].

Darba laikā veikta arī EO koeficientu mērījumu metožu kļūdu novērtējumu gadījumos, kad netiek ņemti vērā MR un TC efekti. Kā parādīts publikācijā [P8], MZI metode ir visjutīgākā pret MR un TC efektiem paraugā. Vēl konstatēts, ka TM mērījumu datu aprakstam pie noteiktiem nosacījumiem var lietot vienkāršu modulācijas dziļuma analītisku izvedumu, kurā netiek ņemts vērā MR un TC efekts. Kā parādīts [P8], noteiktie EO koeficienti arī šādā gadījumā ir 2% precizitātes robežās.

Par labāko metodi EO koeficientu mērījumiem tika atzīta ATR metode. Tajā TC efektu radītās kļūdas ir daudz mazākas nekā citās ieviestajās metodēs pat gadījumos, kad TC efektu radīto optiskā ceļa izmaiņas ir pat vairākas reizes lielākas nekā tās, ko rada EO efekts.

## **5.7. Materiālu nelineāri optiskie pētījumi: Apkopojums**

Darba autors ir ieviesies trīs metodes plānu kārtiņu EO koeficientu noteikšanai. Kā norādīts iepriekšējās apakšnodaļās un darbā [P8], katrai no metodēm ir savas priekšrocības un trūkumi. Precīzai EO koeficientu noteikšanai ir jāņem vērā daudzkārtējās iekšējās atstarošanās un biezuma maiņas efekti plānajā EO kārtiņā. Šo efektu aprakstam TM un MZI metodēs var lietot Abelsa matricu formālismu. Salīdzinot ieviestās metodes, tika konstatēts, ka ATR ir vienkāršākā un precīzākā no visām. Tam par iemeslu ir fakts, ka EO koeficientu mērījumus praktiski neietekmē daudzkārtējās iekšējās atstarošanās un biezuma maiņas efekti.



## 6. SOI/polimēra EO modulatora izstrāde

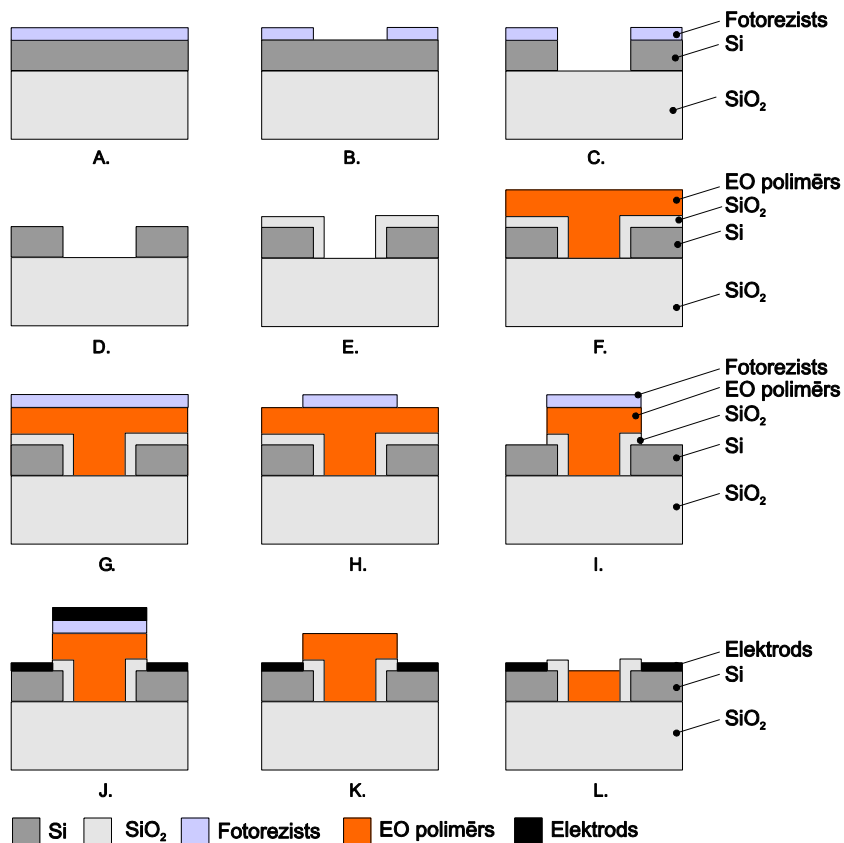
Šī promocijas darba kopsavilkuma ievadā autors piedāvāja īsu aprakstu par šobrīd lietoto EO viļņvadu modulatoru izstrādes tehnoloģiju standartiem un problēmām, kā arī attīstību tendencēm. Kā skaidrots, EO organiski materiāli viļņvadu komponentēs tiek lietoti aizvien biežāk, galvenokārt to zemo izmaksu, augstās efektivitātes un citu labu īpašību dēļ. Šī darba autors piedāvā jauna tipa hibrīda EO viļņvada modulatora dizainu, kas spētu darboties redzamā un infrasarkanā spektra diapazonā. Zemāk aprakstīti piedāvātā modulatora izstrādes soļi, kā arī novērtēti tā darbības parametri. Šajā nodaļā aprakstītie rezultāti sniedz mazu ieskatu par plašāku pētījumu, kas apkopots zinātniskā publikācijā [P7] un patentā [Pa4].

### 6.1. Hibrīda SOI/polimēra viļņvada uzbūve

Autors piedāvā veidot EO viļņvadus uz SOI pamatnēm. Iepriekš SOI pamatnes tikušas galvenokārt uzskatītas kā platformas, lai veidotu silīcija viļņvadus SP fotonikai. Tas darīts galvenokārt tāpēc, ka silīcijs ir optiski savietojams ar citām komunikāciju tīklos izmantotajām komponentēm. Tikai salīdzinoši nesen zinātnieki ir sākuši izmantot arī NLO organiskus materiālus viļņvadu struktūrās uz SOI pamatnēm.

Piedāvātā jauna tipa hibrīda SOI/polimēra viļņvada tehnoloģiskie soļi ir ilustrēti 6.1. attēlā. Šeit galvenie soļi ir tranšeju kodināšana vadošā silīcijā, silīcija oksidēšana un oksidētās tranšejas aizpildīšana ar EO polimēru. Vadošais silīcijs kalpo kā elektrods, starp kuru ir ievietots EO polimērs. Šie elektrodi tiek lietoti, lai veiktu nepieciešamo NLO polimēra orientēšanu, un lai uzliktu elektrisko lauku EO modulēšanai. Silīcija oksīda slānis ir viļņvada serdes pārklājums un nodrošina to, ka gaisma netiek absorbēta silīcijā, kam redzamajā diapazonā ir augsts gaismas absorbcijas koeficients.

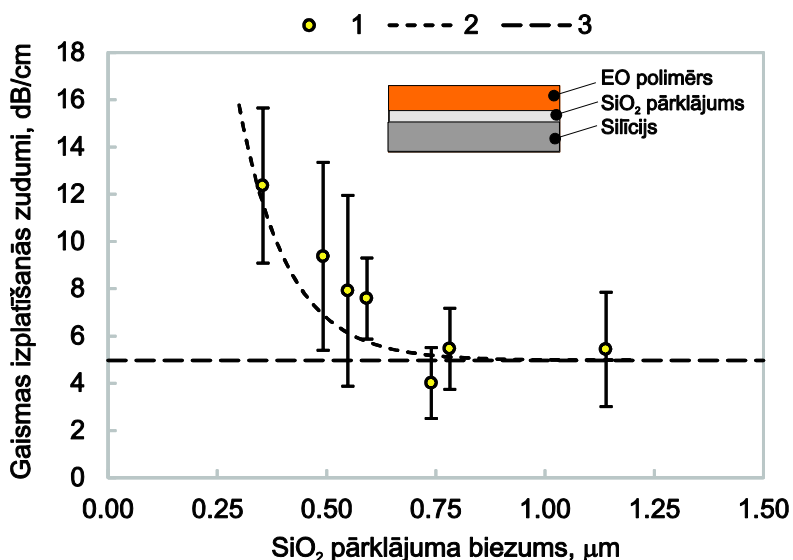
Izstrādājot SOI/polimēra viļņvada uzbūves koncepciju, tika konstatētas vairākas tā labas īpašības un priekšrocības salīdzinot ar citiem dizainiem. Pirmkārt, viļņvada pagatavošanas ir ļoti vienkārša un lēta. Atkarībā no ierīces, kas tiek veidota, iespējama pat situācija, kad jāizmanto tikai viens litogrāfijas solis. Otrkārt, novērojamajam EO efektam viļņvadā jābūt lielam, jo lielākā daļa gaismas enerģijas koncentrēta NLO organiskajā materiālā. Treškārt, ierīce, kas sastāvētu no SOI/polimēra viļņvadiem, spētu darboties plašā spektrālā diapazonā. Optiskos zudumus tajā noteiktu tikai izmantotais EO materiāls, kas varētu tikt individuāli piemeklēts katram konkrētam pielietojumam.



**6.1. attēls.** Hibrīda SOI/polimēra viļņvada izstrādes soļi. **A.** Uz SOI pamatnes tiek uzklāts litogrāfijas maskas veidošanai paredzētais slānis. **B.-D.** Tiek veikta silīcija litogrāfija, kuras laikā tiek izveidota tranšēja. **E.** SiO<sub>2</sub> slānis tiek iegūts silīciju termiski oksidējot noteiktu laiku pie noteiktas temperatūras [183]. **F.** Iegūtajā tranšējā tiek ieklāts NLO materiāls [73]. **G.-J.** Tiek veikts vēl viens litogrāfijas un elektrodu putināšanas solis, lai var izveidot elektrisku kontaktu ar vadošo silīciju. **K.** Tiek noņemts fotorezista slānis. **L.** Nepieciešamības gadījumā EO viļņvada serdes izmēru iespējams samazināt, gadījumā, ja ar viļņvada ģeometrijas izmaiņām vēlams viļņvadam piešķirt noteiktas īpašības.

Viļņvada darbības parametri novērtēti ar teorētiskām un eksperimentālām metodēm, un ir aprakstīti publikācijā [P7]. Lielākās bažas, izstrādājot modulatora dizainu, tika saistītas ar optiskajiem zudumiem tajā. Lielākos optiskos zudumus viļņvadā varētu radīt gaismas absorbcijas silīcija elektrodos gadījumā, ja silīcija oksīda pārklājums izrādītos nepietiekami biezs, lai „noturētu” gaismu viļņvada serdē. Diemžēl, viļņvada serdes maksimālais

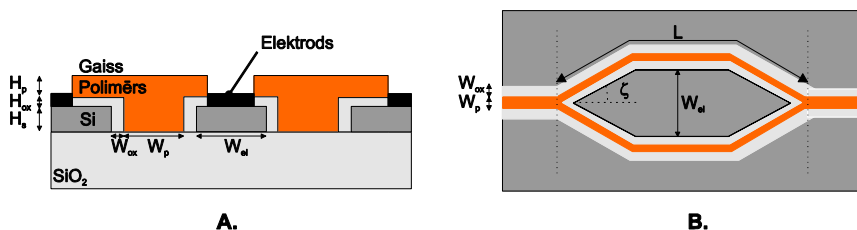
biezums arī ir noteikts. Lai tajā mehānisko spriegumu dēļ neveidotos plaisas, oksīdā slānis uz silīcija nedrīkst pārsniegt aptuveni 1 μm biežumu. Lai novērtētu oksīda slāņa biežuma ietekmi uz gaismas izplatīšanās zudumiem, tika sagatavoti planāri EO polimēra viļņvadi uz silīcija pamatnēm ar dažādu oksīda slāņa biežumu. Gaismas izplatīšanās zudumi tika mērīti ar skenējošās šķiedras metodi, kas aprakstīta šī apkopojuma 3. nodaļā. Zemāk 6.2. attēlā parādīti izmērītie gaismas izplatīšanās zudumi atkarībā no oksīda slāņa biežuma. Eksperimentāli noteiktie zudumi atbilst tiem, kas iegūti ar skaitlisko aprēķinu palīdzību. No grafika var pamanīt, ka gaismas izplatīšanās zudumus noteiks tikai materiāla īpašības, ja oksīda slānis uz absorbējošā silīcija būs vismaz 0.75 μm biezs.



**6.2. attēls.** Gaismas izplatīšanās zudumi planārā DMABI-PSU 10 % wt viļņvadā, kas uzklāts uz silīcija pamatnēm ar dažāda oksīda pārklājuma slāņa biežumiem: 1 – eksperimentālie rezultāti, kas iegūti ar skenējošās šķiedras metodi; 2 – skaitliski ar CAMFR novērtētie gaismas izplatīšanās zudumi; 3 – gaismas izplatīšanās zudumu sliekšnis, ko nosaka gaismas absorbcija un izkliede materiālā

## 6.2. Hibrīda SOI/polimēra intensitātes modulators

Kā minēts iepriekš, piedāvātie SOI/polimēra viļņvada izstrādes soļi var tikt izmantoti, lai veidotu EO viļņvadu ierīces, piemēram, MZI tipa modulātorus. Piedāvāta MZI viļņvadu intensitātes modulatora šķērsgriezums, kā arī augšskats ilustrēts 6.3. attēlā.



**6.3. attēls.** MZI SOI/polimēru viļņvadu intensitātes modulatora **A.** šķērsgriezums un **B.** augšskats:  $W_p$  – viļņvada platums,  $W_{el}$  – centrālā silīcija elektroda platums,  $H_s$  – silīcija elektrodu biezums,  $W_{ox}=H_{ox}$  – SiO<sub>2</sub> apvalka biezums,  $H_p$  – EO organiskā materiāla biezums virs tranšejas,  $L$  – MZI modulatora pleca garums.

EO modulatoram tika veikta teorētiska ģeometrijas optimizēšana, kuras mērķis bija novērtēt maksimālo iespējamo ierīces efektivitāti [P7]. Šādas teorētiskas optimizācijas rezultātā tika samazināti optiskie un modulācijas signāla zudumi, palielināta novērojamā EO efektivitāte utml. Daži svarīgākie optimizācijas soļi skaidroti zemāk.

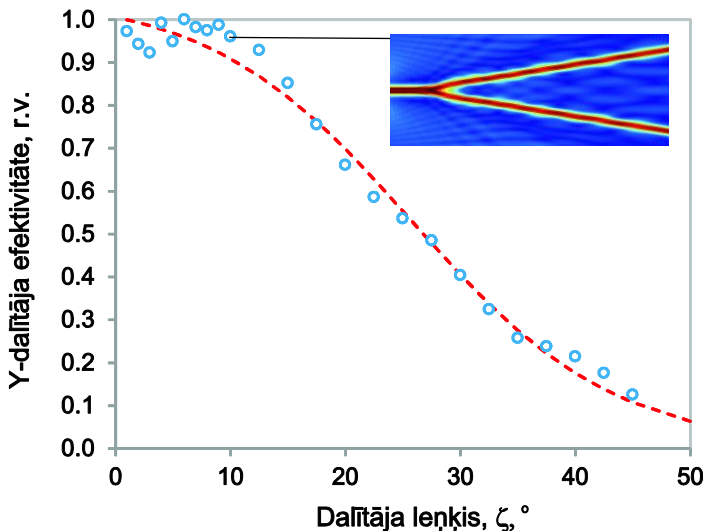
Par galveno ierīces optimizācijas prioritāti bija samazināt gaismas izplatīšanās zudumus tajā. Šeit jāpiemin vairāki būtiski efekti, kas var radīt nevēlamos gaismas zudumus ierīcē:

- gaismas absorbcija – gaismas tiek absorbēta viļņvada serdē un pārklājumā materiālu optisko īpašību dēļ;
- izkliedes zudumi – gaismas zudumi, kas rodas tai izkliedējoties uz viļņvada robežvirsmām, piemēram viļņvada serdes – pārklājuma robežas;
- gaismas modas pārejas zudumi – nevēlamu gaismas zudumus var novērot, ja (i) gaismas moda no serdes pāriet pārklājuma modās vai ja (ii) gaismas pirmā serdes moda pāriet citās zemākās serdes modās (modu dispersijas efekts [69]);
- gaismas zudumi viļņvadu izliekumos – daļa gaismas vienmēr pamet viļņvadu, ja viļņvads ir liekts, piemēram, kā tas notiek Y-dalītājā MZI viļņvadu modulatorā;
- nepolarizētas gaismas ievadīšanas zudumi – zudumi, kas rodas, ja gaismas rezonanses nosacījumi ir tādi, ka var tikt ierosināta tikai vienas polarizācijas moda viļņvadā. Visa gaisma, kas ir ar ortogonālu polarizāciju tiek zaudēta.

Ar viļņvadu ģeometrijas optimizācijas palīdzību diemžēl nav iespējams samazināt materiāla raksturīgos absorbcijas, kā arī gaismas izkliedes zudumus viļņvadā. Līdz ar to, ar ģeometrijas optimizācijas palīdzību tika samazināti arī citiem augstāk minētajiem efektiem saistītie optiskie zudumi. Eksperimentāli tika noskaidrots, ka, lai nodrošinātu to, ka gaisma nepāriet no serdes uz silīcija pamatni un netiek absorbēta, silīcija oksīda pārklājumam jābūt vismaz 0.75 μm biezam. Šis parametrs netika mainīts skaitliskās optimizācijas laikā. Viļņvada

ģeometrija tika optimizēta tā, lai tas darbotos vienmodu režīmā [184–187]. Šādi iespējams izvairīties no zudumiem modu dispersijas efektu dēļ. Tālākajos skaitliskās optimizācijas soļos tika noteikti viļņvada izmēri tā, lai pirmās ortogonāli polarizētās modas būtu ar vienādu efektīvo gaismas laušanas koeficientu jeb nebūtu novērojama dubultlaušana. Pie šādiem nosacījumiem var ievadīt jebkādi polarizētu gaismu un izvairīties no iepriekš aprakstītajiem nepolarizētas gaismas ievadīšanas zudumiem.

Visbeidzot, tika novērtēti gaismas zudumi viļņvadu liekumu dēļ. Šeit gaismas izplatīšanās zudumus noteiks galvenokārt Y-dalītāja leņķis  $\zeta$  MZI modulatorā (skatīt 6.3.B attēlu). Y-dalītāja leņķis  $\zeta$  noteiks to, cik liela daļa gaismas enerģijas tiks novadīta MZI plecos. Teorētiski, šis leņķis jāveido pēc iespējas mazs, lai gaismas zudumi būtu nenozīmīgi, tomēr šādā gadījumā būtiski pieaugs EO modulatora garums. Līdz ar to, ir nepieciešams atrast kompromisu starp gaismas zudumu un EO modulatora ierīces garumu prasībām. Zemāk 6.4. attēlā redzami skaitliski aprēķinātā Y-dalītāja efektivitāte atkarībā no Y-dalītāja leņķa  $\zeta$  lieluma. Y-dalītāja efektivitāti raksturo MZI plecos ievadītās gaismas intensitātes un modulatorā ievadītās kopējās gaismas intensitātes attiecība. Kā redzams no grafika, gaismas zudumi strauji palielinās, ja Y-dalītāja leņķis  $\zeta$  ir lielāks par  $10^\circ$ . Tātad, veidojot MZI modulatoru no SOI/polimēra viļņvadiem, jānodrošina, lai  $\zeta < 10^\circ$ .



6.4. attēls. Skaitliski aprēķinātā Y-dalītāja efektivitāte MZI modulatorā atkarībā no Y-dalītāja leņķa  $\zeta$ .

EO modulatora ģeometrija vēl tika optimizēta, lai nodrošinātu pēc iespējas lielu tā ātrdarbību. Kā minēts šī promocijas darba kopsavilkuma ievadā, ātrdarbīgos EO modulatoros tiek lietota skrejošā viļņa modulācijas

tehnika, kurā modulējošais lauks pārvietojas kopā ar optisko signālu gaismas izplatīšanās virzienā. EO modulācija notiek vietā, kur modulējošais un optiskais lauks pārklājās. Modulējošā signāla zudumus ierīcē nosaka modulatora ģeometrija, izmantoto materiālu dielektriskās konstantes, kā arī elektrodu īpatnējās pretestības vērtība. Modulatora ātrdarbības optimizēšanai tika izmantota kvazi-statiskā TEM metode, kas ir viena no biežāk lietotajām šādu uzdevumu atrisināšanai [7,13,59,188].

Darbā [P7] tika parādīts, ka teorētiski piedāvātais hibrīda SOI/polimēra modulators ar garumu 0.5 cm spētu darboties ar 1.56 V·cm pārslēgšanās spriegumu līdz pat 1.9 GHz frekvencei, pieņemot, ka viļņvada serdes materiāla EO koeficients ir 100 pm/V. Šie rezultāti skaidri parāda, ka piedāvātais modulatora dizains nav lietojams, lai izstrādātu ātrdarbīgas tīkla komponentes. Neskatoties uz to, ir jāizceļ citus potenciālus dizaina pielietojumus, piemēram, iespēja veidot gaismas slēdžus, regulējamus viļņvadu spektrometrus un multipleksorus u.t.t.

### **6.3. SOI/polimēra EO modulatora izstrāde: Apkopjums**

Šī promocijas darba autors ir demonstrējis jauna tipa hibrīda SOI/polimēra viļņvada EO modulatoru. Veicot eksperimentālus mērījumus un skaitliskus aprēķinus tiek parādīts, ka ierīces spētu darboties plašā redzamā un infrasarkanā spektra diapazonā. Kā dizaina lielākās priekšrocības var uzskatīt tā vienkāršo pagatavošanu un sagaidāmo augsto EO efektivitāti. Svarīgi pieminēt, ka piedāvātais EO modulatora dizains šobrīd iesniegts patentēšanai ES patentu valdē [Pa4].

## 7. Apkopojums

Šajā promocijas darba kopsavilkumā apskatīti galvenie rezultāti, kas iegūti ieviešot optiskas metodes viļņvadu lineāri un nelineāri optisko īpašību raksturošanai, veicot viļņvadu orientēšanas pētījumus, kā arī izstrādājot un optimizējot jauna tipa EO modulatora uzbūvi. Šis promocijas darba kopsavilkums ir komplementārs publikācijām [P1-P8], kurām autors ir galvenais (korespondējošais) autors.

Šī kopsavilkuma pirmajās nodaļās aprakstītas trīs optiskās metodes, kuras autors ir ieviesis EO viļņvadu biežuma, gaismas laušanas koeficienta un gaismas izplatīšanās zudumu novērtēšanai tajos. Šo metožu ieviešana bija nepieciešama, lai korekti realizētu EO koeficienta mērījumus, kā arī, lai pārbaudītu jauna tipa EO modulatora atsevišķus darbības parametrus.

Viena no darba nodaļām ir veltīta NLO viļņvadu orientēšanas pētījumiem. Viļņvadu orientēšana ir viens no svarīgākajiem darba posmiem. Viļņvadu orientēšanas pētījumos tika izmantota koronas orientēšanas metode. Pēc pirmajiem paraugu orientēšanas mēģinājumiem tika konstatēts, ka novērojamā optiskā nelinearitāte viļņvados ir zema. Novērojamo optisko nelinearitāti samazināja nehomogenitāte paraugos, kas radās orientēšanas laikā. Nehomogenitātes pētījumos tika konstatēts, ka uz parauga virsmas veidojas „kalni” un „ielejas”. Šī masas pārnese efekta skaidrošanai tikai izvirzītas vairākas hipotēzes, kas pamatotas ar eksperimentālo novērojumu rezultātiem. Izpratne par šī nevēlamā efekta rašanās apstākļiem ļāva būtiski uzlabot viļņvadu NLO efektivitāti, iekļaujot noteiktu pirmsorientēšanas procedūru.

Nākamajā promocijas darba kopsavilkuma nodaļā aprakstīti rezultāti, ko autors ieguvis ieviešot trīs metodes plānu kārtiņu EO koeficienta noteikšanai. Tika ieviestas Maha-Cendera interferometriskā (MZI) metode, Tenga-Mana (TM) elipsometriskā metode un pilnās iekšējās atstarošanās (ATR) metode. Attiecīgajā nodaļā skaidrotas katras metodes priekšrocības un trūkumi. Precīzai EO koeficientu noteikšanai ar MZI un TM metodēm ir jāņem vērā daudzkārtējās iekšējās atstarošanās un biežuma maiņas efekti plānajā EO kārtiņā. Šo efektu ignorēšana var radīt būtiskas kļūdas aprēķinātajos EO koeficientos no eksperimentālajiem mērījumiem, kas veikti ar MZI un TM metodēm. Daudzkārtējās iekšējās atstarošanās un biežuma maiņas efektu aprakstam, kā arī EO koeficientu noteikšanai MZI un TM metodēs autors ieviesis skaitlisku algoritmu, kas balstīts uz Abelsa matricu formālismu. ATR metodei, kas ir tehniski sarežģītāk izveidojama un realizējama, ir daudz mazāka jutīga pret biežuma maiņu un daudzkārtējās iekšējās atstarošanās efektiem. Šī tika atzīta par precīzāko metodi no visām ieviestajām.

Darba pēdējā nodaļā tika demonstrēta jauna veida hibrīda SOI/polimēra EO modulators. Piedāvātā dizaina lielākās priekšrocības ir tā vienkāršā izgatavošana, kā arī augstā efektivitāte. Balstoties uz eksperimentālo mērījumu un skaitlisko aprēķinu rezultātiem tiek demonstrēts, ka ierīce spētu darboties plašā redzamā un infrasarkanā spektra diapazonā.

## 8. Aizstāvamās tēzes

- Ar Tenga-Mana un Maha-Cendera interferometrisko metodi iegūto eksperimentālo rezultātu aprakstam un elektrooptisko koeficientu noteikšanai var izmantot Abelsa matricu formālismu
- Precīzai elektrooptisko koeficientu noteikšanai jāņem vērā biezuma izmaiņas un daudzkārtējās iekšējās atstarošanās efekti paraugā
- No organiska NLO materiāla uz SOI pamatnēm iespējams veidot efektīvus nelineāri optiskus viļņvadus, kas ir pielietojami dažādu EO viļņvadu ierīču izstrādei



## 9. Literatūras saraksts

1. EC, "Towards 2020– Photonics Driving Economic Growth in Europe," [http://www.photonics21.org/download/Brochures/Photonics\\_Roadmap\\_final\\_lowres.pdf](http://www.photonics21.org/download/Brochures/Photonics_Roadmap_final_lowres.pdf).
2. F. P. Kapron, "RADIATION LOSSES IN GLASS OPTICAL WAVEGUIDES," *Appl. Phys. Lett.* **17**, 423 (1970).
3. Cisco, "Cisco Visual Networking Index: Forecast and Methodology, 2013–2018," [http://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/service-provider/ip-ngn-ip-next-generation-network/white\\_paper\\_c11-481360.pdf](http://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/service-provider/ip-ngn-ip-next-generation-network/white_paper_c11-481360.pdf).
4. S. Haykin, *Communication Systems*, 4th ed. (John Wiley & Sons, 2000), pp. 1–838.
5. J. Yamawaku, H. Takara, T. Ohara, K. Sato, A. Takada, T. Morioka, O. Tadanaga, H. Miyazawa, and M. Asobe, "Simultaneous 25 GHz-spaced DWDM wavelength conversion of 1.03 Tbit/s (103×10 Gbit/s) signals in PPLN waveguide," *Electron. Lett.* **39**, 1144 (2003).
6. Y. Miyagawa, T. Yamamoto, H. Masuda, M. Abe, H. Takahashi, and H. Takara, "Over-10 000-channel 2.5 GHz-spaced ultra-dense WDM light source," *Electron. Lett.* **42**, 655 (2006).
7. M. Minakata, "Recent Progress of 40 GHz high-speed LiNbO<sub>3</sub> optical modulator," in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, A. K. Dutta, A. A. S. Awwal, N. K. Dutta, and K. Okamoto, eds. (2001), Vol. 4532, pp. 16–27.
8. M. Minakata, "LiNbO<sub>3</sub> optical waveguide devices," *Electron. Commun. Japan. Part II Electron.* (English Transl. Denshi Tsushin Gakkai Ronbunshi) **77**, 37–51 (1994).
9. I. Suárez, P. L. Pernas, and G. Lifante, "Integrated electro-optic Mach–Zehnder modulator fabricated by vapour Zn-diffusion in LiNbO<sub>3</sub>," *Microw. Opt. Technol. Lett.* **49**, 1194–1196 (2007).
10. A. Melloni, F. Carniel, R. Costa, and M. Martinelli, "Determination of bend mode characteristics in dielectric waveguides," *J. Light. Technol.* **19**, 571–577 (2001).
11. E. L. Wooten, K. M. Kissa, A. Yi-Yan, E. J. Murphy, D. A. Lafaw, P. F. Hallemeier, D. Maack, D. V. Attanasio, D. J. Fritz, G. J. McBrien, and D. E. Bossi, "A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6**, 69–82 (2000).
12. T. Gorman and S. Haxha, "Design Optimization of Z-Cut Lithium Niobate Electrooptic Modulator With Profiled Metal Electrodes and Waveguides," *J. Light. Technol.* **25**, 3722–3729 (2007).
13. N. Anwar, S. S. A. Obayya, S. Haxha, C. Thernistos, B. M. A. Rahman, and K. T. V. Grattan, "The effect of fabrication parameters on a ridge Mach-Zehnder interferometric (MZI) modulator," *J. Light. Technol.* **20**, 854–861 (2002).
14. H. Chung, W. S. C. Chang, and E. L. Adler, "Modeling and optimization of traveling-wave LiNbO<sub>3</sub>/sub 3/ interferometric modulators," *IEEE J. Quantum Electron.* **27**, 608–617 (1991).
15. H. Chung, W. S. C. Chang, and G. E. Betts, "Microwave properties of traveling-wave electrodes in LiNbO<sub>3</sub>/sub 3/ electrooptic modulators," *J. Light. Technol.* **11**, 1274–1278 (1993).
16. K. Noguchi, O. Mitomi, K. Kawano, and M. Yanagibashi, "Highly efficient 40-GHz bandwidth Ti:LiNbO<sub>3</sub> optical modulator employing ridge structure," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **5**, 52–54 (1993).
17. L. N. Binh, "Lithium niobate optical modulators: Devices and applications," *J. Cryst. Growth* **288**, 180–187 (2006).
18. D. M. Gill, D. Jacobson, C. A. White, C. D. W. Jones, Y. Shi, W. J. Minford, and A. Harris, "Ridged LiNbO<sub>3</sub> Modulators Fabricated by a Novel Oxygen-Ion Implant/Wet-Etch Technique," *J. Light. Technol.* **22**, 887–894 (2004).
19. G. K. Gopalakrishnan, W. K. Burns, R. W. McElhanon, C. H. Bulmer, and A. S. Greenblatt, "Performance and modeling of broadband LiNbO<sub>3</sub>/sub 3/ traveling wave optical intensity modulators," *J. Light. Technol.* **12**, 1807–1819 (1994).

20. S. Haxha, B. M. A. Rahman, and K. T. V Grattan, "Bandwidth estimation for ultra-high-speed lithium niobate modulators," *Appl. Opt.* **42**, 2674–2682 (2003).
21. M. Koshiba, Y. Tsuji, and M. Nishio, "Finite-element modeling of broad-band traveling-wave optical modulators," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **47**, 1627–1633 (1999).
22. D.-G. Sun, Z. Liu, Y. Huang, S.-T. Ho, D. J. Towner, and B. W. Wessels, "Performance simulation for ferroelectric thin-film based waveguide electro-optic modulators," *Opt. Commun.* **255**, 319–330 (2005).
23. J. Leuthold, W. Freude, J.-M. Brosi, R. Baets, P. Dumon, I. Biaggio, M. L. Scimeca, F. Diederich, B. Frank, and C. Koos, "Silicon Organic Hybrid Technology—A Platform for Practical Nonlinear Optics," *Proc. IEEE* **97**, 1304–1316 (2009).
24. B. M. A. Rahman, V. Haxha, S. Haxha, and K. T. V Grattan, "Design optimization of polymer electrooptic modulators," *J. Light. Technol.* **24**, 3506–3513 (2006).
25. E. Nitiss, J. Busenbergs, and M. Rutkis, "Hybrid silicon on insulator/polymer electro-optical intensity modulator operating at 780 nm," *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 2446 (2014).
26. R. A. Soref and J. P. Lorenzo, "SINGLE-CRYSTAL SILICON: A NEW MATERIAL FOR 1.3 AND 1.6  $\mu\text{m}$  INTEGRATED-OPTICAL COMPONENTS.," *Electron. Lett.* **21**, 953–954 (1985).
27. W. Bogaerts, F. Martin, and D. Pieter, "Design Challenges in Silicon Photonics," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **20**, 8202008 (2014).
28. R. A. Soref and B. R. Bennett, "ELECTROOPTICAL EFFECTS IN SILICON.," *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-23**, 123–129 (1987).
29. R. Soref, "The Past, Present, and Future of Silicon Photonics," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **12**, 1678–1687 (2006).
30. M. Oehme, K. Kostecki, M. Schmid, M. Kaschel, M. Gollhofer, K. Ye, D. Widmann, R. Koerner, S. Bechler, E. Kasper, and J. Schulze, "Franz-Keldysh effect in GeSn pin photodetectors," *Appl. Phys. Lett.* **104**, 161115 (2014).
31. Y.-H. Kuo, Y. K. Lee, Y. Ge, S. Ren, J. E. Roth, T. I. Kamins, D. A. B. Miller, and J. S. Harris, "Strong quantum-confined Stark effect in germanium quantum-well structures on silicon.," *Nature* **437**, 1334–6 (2005).
32. L. Alloati, D. Korn, R. Palmer, D. Hillerkuss, J. Li, A. Barklund, R. Dinu, J. Wieland, M. Fournier, J. Fedeli, H. Yu, W. Bogaerts, P. Dumon, R. Baets, C. Koos, W. Freude, and J. Leuthold, "42.7 Gbit/s electro-optic modulator in silicon technology.," *Opt. Express* **19**, 11841–51 (2011).
33. B. Momeni, E. S. Hosseini, and A. Adibi, "Planar photonic crystal microspectrometers in silicon-nitride for the visible range.," *Opt. Express* **17**, 17060–9 (2009).
34. M. Liu, X. Yin, E. Ulin-Avila, B. Geng, T. Zentgraf, L. Ju, F. Wang, and X. Zhang, "A graphene-based broadband optical modulator.," *Nature* **474**, 64–7 (2011).
35. N. Horiuchi, "Nonlinear optics: Silicon nitride success," *Nat. Photonics* **6**, 412–412 (2012).
36. T. Ning, H. Pietarinen, O. Hyvärinen, J. Simonen, G. Genty, and M. Kauranen, "Strong second-harmonic generation in silicon nitride films," *Appl. Phys. Lett.* **100**, 161902 (2012).
37. K. Luke, A. Dutt, C. B. Poitras, and M. Lipson, "Overcoming  $\text{Si}_3\text{N}_4$  film stress limitations for high quality factor ring resonators.," *Opt. Express* **21**, 22829–33 (2013).
38. J. P. Epping, M. Hoekman, R. Mateman, A. Leinse, R. G. Heideman, A. van Rees, P. J. M. van der Slot, C. J. Lee, and K.-J. Boller, "High confinement, high yield  $\text{Si}_3\text{N}_4$  waveguides for nonlinear optical applications," *Opt. Express* **23**, 642 (2015).
39. L. R. Dalton, "Rational design of organic electro-optic materials," *J. Phys. Condens. Matter* **15**, R897–R934 (2003).
40. R. A. Norwood, C. Derosé, Y. Enami, H. Gan, C. Greenlee, R. Himmelhuber, O. Kropachev, C. Loychik, D. Mathine, Y. Merzlyak, M. Fallahi, and N. Peyghambarian, "HYBRID SOL-GEL ELECTRO-OPTIC POLYMER MODULATORS: BEATING THE DRIVE VOLTAGE/LOSS TRADEOFF," *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* **16**, 217–230 (2007).

41. D. M. Gill and A. Chowdhury, "Electro-optic polymer-based modulator design and performance for 40 Gb/s system applications," *J. Light. Technol.* **20**, 2145–2153 (2002).
42. B. A. Block, T. R. Younkin, P. S. Davids, M. R. Reshotko, P. Chang, B. M. Polishak, S. Huang, J. Luo, and A. K. Y. Jen, "Electro-optic polymer cladding ring resonator modulators," *Opt. Express* **16**, 18326 (2008).
43. L. Alloattii, D. Korn, C. Weimann, C. Koos, W. Freude, and J. Leuthold, "Second-order nonlinear silicon-organic hybrid waveguides.," *Opt. Express* **20**, 20506–15 (2012).
44. C. Gui and J. Wang, "Optical data exchange of m-QAM signals using a silicon-organic hybrid slot waveguide: proposal and simulation.," *Opt. Express* **22**, 24796–807 (2014).
45. T. Baehr-Jones, M. Hochberg, G. Wang, R. Lawson, Y. Liao, P. A. Sullivan, L. Dalton, A. K.-Y. Jen, and A. Scherer, "Optical modulation and detection in slotted Silicon waveguides," *Opt. Express* **13**, 5216 (2005).
46. C. Koos, P. Vorreau, P. Dumon, R. Baets, B. Esembeson, I. Biaggio, T. Michinobu, F. Diederich, W. Freude, and J. Leuthold, "Highly-nonlinear silicon photonics slot waveguide," in *Optics InfoBase Conference Papers* (Optical Society of America, 2008).
47. S. Xiao, Y. Li, Y. Hao, X. Jiang, and J. Yang, "High-speed compact silicon digital optical switch with slot structure," *Opt. - Int. J. Light Electron Opt.* **122**, 955–959 (2011).
48. J. Witzens, T. Baehr-Jones, and M. Hochberg, "Design of transmission line driven slot waveguide Mach-Zehnder interferometers and application to analog optical links.," *Opt. Express* **18**, 16902–28 (2010).
49. M. Gould, T. Baehr-Jones, R. Ding, S. Huang, J. Luo, A. K.-Y. Jen, J.-M. Fedeli, M. Fournier, and M. Hochberg, "Silicon-polymer hybrid slot waveguide ring-resonator modulator.," *Opt. Express* **19**, 3952–61 (2011).
50. I. E. Araci, R. Himmelhuber, C. T. DeRose, J. D. Luo, A. K.-Y. Jen, R. A. Norwood, and N. Peyghambarian, "Alignment-free fabrication of a hybrid electro-optic polymer/ion-exchange glass coplanar modulator.," *Opt. Express* **18**, 21038–46 (2010).
51. C. T. Derose, R. Himmelhuber, D. Mathine, R. A. Norwood, J. Luo, A. K.-Y. Jen, and N. Peyghambarian, "High  $\Delta n$  strip-loaded electro-optic polymer waveguide modulator with low insertion loss," *Opt. Express* **17**, 3316 (2009).
52. C. T. DeRose, D. Mathine, Y. Enami, R. A. Norwood, J. Luo, A. K.-Y. Jen, and N. Peyghambarian, "Electrooptic Polymer Modulator With Single-Mode to Multimode Waveguide Transitions," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **20**, 1051–1053 (2008).
53. Y. Enami, C. T. DeRose, C. Loychik, D. Mathine, R. A. Norwood, J. Luo, A. K.-Y. Jen, and N. Peyghambarian, "Low half-wave voltage and high electro-optic effect in hybrid polymer/sol-gel waveguide modulators," *Appl. Phys. Lett.* **89**, 143506 (2006).
54. Y. Enami, D. Mathine, C. T. DeRose, R. A. Norwood, J. Luo, A. K.-Y. Jen, and N. Peyghambarian, "Hybrid cross-linkable polymer/sol-gel waveguide modulators with 0.65 V half wave voltage at 1550 nm," *Appl. Phys. Lett.* **91**, 093505 (2007).
55. H. Chen, B. Chen, D. Huang, D. Jin, J. D. Luo, A. K.-Y. Jen, and R. Dinu, "Broadband electro-optic polymer modulators with high electro-optic activity and low poling induced optical loss," *Appl. Phys. Lett.* **93**, 043507 (2008).
56. S.-K. Kim, W. Liu, Q. Pei, L. R. Dalton, and H. R. Fetterman, "Nonlinear intermodulation distortion suppression in coherent analog fiber optic link using electro-optic polymeric dual parallel Mach-Zehnder modulator.," *Opt. Express* **19**, 7865–71 (2011).
57. A. Leinse, M. B. J. Diemeer, A. Rousseau, and A. Driessen, "A novel high-speed polymeric EO Modulator based on a combination of a microring resonator and an MZI," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **17**, 2074–2076 (2005).
58. B. Li, J. Vemagiri, and R. Dinu, "Design and Modeling of Traveling-Wave Electro-Optic Polymer Modulator for Ultrahigh Speed Applications," *J. Light. Technol.* **27**, 606–611 (2009).
59. K. Liang, Q. Song, F. Lu, B. Wu, W. Chen, H. Peng, C. Liu, and S. Luo, "Optimizing Design for the Traveling Wave Electrodes in Low-Drive High-Speed Electro-Optic Polymer Modulators," *Fiber Integr. Opt.* **24**, 521–528 (2005).

60. Z. Liu and D. Zhu, "A Low-loss Electro-optic Waveguide Polymer Modulator and its Optimization Design," *Opt. Quantum Electron.* **37**, 949–963 (2005).
61. H. Zhang, M.-C. Oh, A. Szep, W. H. Steier, C. Zhang, L. R. Dalton, H. Erlig, Y. Chang, D. H. Chang, and H. R. Fetterman, "Push–pull electro-optic polymer modulators with low half-wave voltage and low loss at both 1310 and 1550 nm," *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3136 (2001).
62. S. Park, J. J. Ju, J. Y. Do, S. K. Park, and M. H. Lee, "Multi-channel electro-optic polymer modulator based on a novel side-chain polymer," in *Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials* (2004), Vol. 13, pp. 329–334.
63. F. Yi, F. Ou, B. Liu, Y. Huang, S.-T. Ho, Y. Wang, J. Liu, T. J. Marks, S. Huang, J. Luo, A. K.-Y. Jen, R. Dinu, and D. Jin, "Electro-optic modulator with exceptional power-size performance enabled by transparent conducting electrodes.," *Opt. Express* **18**, 6779–96 (2010).
64. H. Erlig, B. Tsap, D. Chang, A. Szep, W. H. Steier, H. R. Fetterman, and L. R. Dalton, "Recent advances in electrooptic polymer modulators incorporating highly nonlinear chromophore," *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **7**, 826–835 (2001).
65. Y. Shi, W. Lin, D. J. Olson, J. H. Bechtel, H. Zhang, W. H. Steier, C. Zhang, and L. R. Dalton, "Electro-optic polymer modulators with 0.8 V half-wave voltage," *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1–3 (2000).
66. L. R. Dalton, D. Lao, B. C. Olbricht, S. Benight, D. H. Bale, J. A. Davies, T. Ewy, S. R. Hammond, and P. A. Sullivan, "Theory-inspired development of new nonlinear optical materials and their integration into silicon photonic circuits and devices," *Opt. Mater. (Amst)*. **32**, 658–668 (2010).
67. Telcordia Technologies, "Generic Requirements for Passive Optical Components," <http://telecom-info.telcordia.com/site-cgi/ido/docs.cgi?ID=SEARCH&DOCUMENT=GR-1209&>.
68. F. Kajzar and J. Zyss, "Organic nonlinear optics: Historical survey and current trends," in *Nonlinear Optics Quantum Optics* (2012), Vol. 43, pp. 31–95.
69. C. Pollock, *Fundamentals of Optoelectronics* (Irwin Professional Publishing, 1995), p. 569.
70. X. Tong, *Advanced Materials for Integrated Optical Waveguides* (Springer International Publishing Switzerland, 2014), p. 552.
71. L. Chrostowski and M. Hochberg, *Silicon Photonics Design* (Wiley, 2013).
72. L. Chrostowski, J. Flueckiger, C. Lin, M. Hochberg, J. Pond, J. Klein, J. Ferguson, and C. Cone, "Design methodologies for silicon photonic integrated circuits," in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, L. A. Eldada, E.-H. Lee, and S. He, eds. (SPIE, 2014), Vol. 8989, p. 89890G.
73. T. Suhara, "Integrated Optics," in *Comprehensive Microsystems* (Oxford, 2007), pp. 165–200.
74. MARCATILI EAJ, "DIELECTRIC RECTANGULAR WAVEGUIDE AND DIRECTIONAL COUPLER FOR INTEGRATED OPTICS," *Bell Syst. Tech J* **48**, 2071–2102 (1969).
75. G. B. Hocker and W. K. Burns, "MODE DISPERSION IN DIFFUSED CHANNEL WAVEGUIDES BY THE EFFECTIVE INDEX METHOD.," *Appl. Opt.* **16**, 113–118 (1977).
76. M. Szpulak, W. Urbanczyk, E. Serebryannikov, A. Zheltikov, A. Hochman, Y. Leviatan, R. Kotynski, and K. Panajotov, "Comparison of different methods for rigorous modeling of photonic crystal fibers," *Opt. Express* **14**, 5699 (2006).
77. Z. Zhu and T. G. Brown, "Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers," *Opt. Express* **10**, 853–864 (2002).
78. Lumerical, "MODE Solutions," <https://www.lumerical.com/tcad-products/mode/>.
79. Comsol, "Comsol Multiphysics," <http://www.comsol.com/comsol-multiphysics>.
80. P. Bienstman, S. Selleri, L. Rosa, H. P. Uranus, W. C. L. Hopman, R. Costa, A. Melloni, L. C. Andreani, J. P. Hugonin, P. Lalanne, D. Pinto, S. S. A. Obayya, M. Dems, and K.

- Panajotov, "Modelling leaky photonic wires: A mode solver comparison," *Opt. Quantum Electron.* **38**, 731–759 (2007).
81. D. F. G. Gallagher and T. P. Felici, "Eigenmode expansion methods for simulation of optical propagation in photonics: pros and cons," in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, Y. S. Sidorin and A. Tervonen, eds. (2003), Vol. 4987, pp. 69–82.
  82. P. Bienstman and R. Baets, "Optical modelling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers," *Opt. Quantum Electron.* **33**, 327–341 (2001).
  83. Department of Information Technology at Ghent University, "CAMFR," <http://camfr.sourceforge.net/>.
  84. T. Verbiest, K. Clays, and V. Rodriguez, *Second-Order Nonlinear Optical Characterization Techniques: An Introduction*, 1st ed. (Taylor & Francis Group, 2009), p. 192.
  85. R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 2nd ed. (Academic Press, 2003), p. 576.
  86. D. M. Burland, R. D. Miller, and C. A. Walsh, "Second-order nonlinearity in poled-polymer systems," *Chem. Rev.* **94**, 31–75 (1994).
  87. J. L. Casson, H.-L. Wang, J. B. Roberts, A. N. Parikh, J. M. Robinson, and M. S. Johal, "Kinetics and Interpenetration of Ionically Self-Assembled Dendrimer and PAZO Multilayers," *J. Phys. Chem. B* **106**, 1697–1702 (2002).
  88. P. Damman, R. Vallée, M. Dosière, E. Toussaere, and J. Zyss, "Oriented crystallization of NLO organic materials," *Synth. Met.* **124**, 227–232 (2001).
  89. M. G. Kuzyk, K. D. Singer, and G. I. Stegeman, "Theory of Molecular Nonlinear Optics," *Adv. Opt. Photonics* **5**, 4 (2013).
  90. L. R. Dalton, A. W. Harper, and B. H. Robinson, "The role of London forces in defining noncentrosymmetric order of high dipole moment-high hyperpolarizability chromophores in electrically poled polymeric thin films," *Proc. Natl. Acad. Sci.* **94**, 4842–4847 (1997).
  91. K. D. Singer, M. G. Kuzyk, and J. E. Sohn, "Second-order nonlinear-optical processes in orientationally ordered materials: relationship between molecular and macroscopic properties," *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 968–976 (1987).
  92. R. E. Newnham, *Properties of Materials* (Oxford University Press, 205AD), p. 391.
  93. R. H. Page, M. C. Jurich, B. Reck, A. Sen, R. J. Twieg, J. D. Swalen, G. C. Bjorklund, and C. G. Willson, "Electrochromic and optical waveguide studies of corona-poled electro-optic polymer films," *J. Opt. Soc. Am. B* **7**, 1239–1250 (1990).
  94. C. Maertens, C. Detrembleur, P. Dubois, R. Jérôme, P.-A. Blanche, and P. C. Lemaire, "Synthesis and Electrooptic Properties of a New Chromophore Dispersed or Grafted in a Carbazolyl Methacrylate Matrix," *Chem. Mater.* **10**, 1010–1016 (1998).
  95. O. Ahumada, C. Weder, P. Neuenschwander, U. W. Suter, and S. Herminghaus, "Electro-Optical Properties of Waveguides Based on a Main-Chain Nonlinear Optical Polyamide," *Macromolecules* **30**, 3256–3261 (1997).
  96. W. N. Herman and L. M. Hayden, "Maker fringes revisited: second-harmonic generation from birefringent or absorbing materials," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 416–427 (1995).
  97. J. D. Swalen, "Review of organic thin films: Their characterizations and applications," in *American Chemical Society, Polymer Preprints, Division of Polymer Chemistry* (ACS, 1997), Vol. 38, pp. 930–931.
  98. A. Franquet, J. De Laet, T. Schram, H. Terryn, V. Subramanian, W. J. van Ooij, and J. Vereecken, "Determination of the thickness of thin silane films on aluminium surfaces by means of spectroscopic ellipsometry," *Thin Solid Films* **384**, 37–45 (2001).
  99. R. W. Collins, I. An, C. Chen, A. S. Ferlauto, and J. A. Zapien, "Advances in multichannel ellipsometric techniques for in-situ and real-time characterization of thin films," *Thin Solid Films* **469-470**, 38–46 (2004).
  100. S. Costantino, O. E. Martínez, and J. R. Torga, "Wide band interferometry for thickness measurement," *Opt. Express* **11**, 952–957 (2003).
  101. K. Etoh, "Determination method of optical properties," *Appl. Opt.* **34**, 159–162 (1995).

102. P. Hlubina, J. Luňáček, and D. Ciprian, "Maxima of the spectral reflectance ratio of polarized waves used to measure the thickness of a nonabsorbing thin film," *Opt. Lasers Eng.* **48**, 786–791 (2010).
103. M. Brindza, R. A. Flynn, J. S. Shirk, and G. Beadie, "Thin sample refractive index by transmission spectroscopy.," *Opt. Express* **22**, 28537–52 (2014).
104. R. D. L. KRONIG, "ON THE THEORY OF DISPERSION OF X-RAYS," *J. Opt. Soc. Am.* **12**, 547 (1926).
105. K. Lee, E. K. Miller, N. S. Sariciftci, J. C. Hummelen, F. Wudl, and A. J. Heeger, "Photoinduced absorption and photoinduced reflectance in conducting polymer/methanofullerene films: Nonlinear-optical changes in the complex index of refraction," *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **54**, 10525–10529 (1996).
106. J. L. Musfeldt, D. B. Tanner, and A. J. Paine, "Method for the determination of the optical properties of highly conjugated pigments," *J. Opt. Soc. Am. A Opt. Image Sci. Vis.* **10**, 2648–2657 (1993).
107. K. Yamamoto and H. Ishida, "Kramers-Kronig analysis applied to reflection-absorption spectroscopy," *Vib. Spectrosc.* **15**, 27–36 (1997).
108. J. C. Manificier, J. Gasiot, and J. P. Fillard, "A simple method for the determination of the optical constants n, k and the thickness of a weakly absorbing thin film," *J. Phys. E.* **9**, 1002–1004 (1976).
109. M. . Khashan and A. . El-Naggar, "A simple method of measuring and applying the dispersion of thin films," *Opt. Commun.* **187**, 39–47 (2001).
110. M. Bass, E. Van Stryland, D. Williams, and W. Wolfe, *Handbook of Optics*, 2nd ed. (McGraw - Hill, 1995), p. 832.
111. M. Rutkis, A. Vembris, V. Zauls, A. Tokmakovs, E. Fonavs, A. Jurgis, and V. Kampars, "Novel second-order non-linear optical polymer materials containing indandione derivatives as a chromophore," in *Organic Optoelectronics and Photonics II*, P. L. Heremans, M. Muccini, and E. A. Meulenkamp, eds. (2006), Vol. 6192, p. 61922Q–61922Q–8.
112. A. Savitzky and M. J. E. Golay, "Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures," *Anal. Chem.* **36**, 1627–1639 (1964).
113. W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, and W. T. Vetterling, *Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing*, 2nd ed. (Cambridge University Press, 1992), p. 933.
114. V. Lucarini, K.-E. Peiponen, J. J. Saarinen, and E. M. Vartiainen, *Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research* (Springer-Verlag, 2005), p. 164.
115. F. W. King, "Efficient numerical approach to the evaluation of Kramers-Kronig transforms," *J. Opt. Soc. Am. B Opt. Phys.* **19**, 2427–2436 (2002).
116. F. W. King, "Numerical evaluation of truncated Kramers-Kronig transforms," *J. Opt. Soc. Am. B Opt. Phys.* **24**, 1589–1595 (2007).
117. G. E. Okecha, "Quadrature Formulae for Cauchy Principal Value Integrals of Oscillatory Kind," *Math. Comput.* **49**, 259–268 (1987).
118. K. Ohta and H. Ishida, "Comparison among several numerical integration methods for Kramers-Kronig transformation," *Appl. Spectrosc.* **42**, 952–957 (1988).
119. H. J. Trodahl, "Optical absorption in thin films," *J. Phys. E.* **17**, 27–29 (1984).
120. B. H. Robinson, L. R. Dalton, A. W. Harper, A. Ren, F. Wang, C. Zhang, G. Todorova, M. Lee, R. Aniszfeld, S. Garner, A. Chen, W. H. Steier, S. Houbrecht, A. Persoons, I. Ledoux, J. Zyss, and A. K. Y. Jen, "The molecular and supramolecular engineering of polymeric electro-optic materials," *Chem. Phys.* **245**, 35–50 (1999).
121. S. Zhu, Q. Fang, M. B. Yu, G. Q. Lo, and D. L. Kwong, "Propagation losses in undoped and n-doped polycrystalline silicon wire waveguides.," *Opt. Express* **17**, 20891–9 (2009).
122. T. N. Nguyen, K. Lengle, M. Thual, P. Rochard, M. Gay, L. Bramerie, S. Malaguti, G. Bellanca, S. D. Le, and T. Chartier, "Nondestructive method to measure coupling and propagation losses in optical guided structures," *J. Opt. Soc. Am. B Opt. Phys.* **29**, 3393–3397 (2012).

123. TIEN PK, "Light waves in thin films and integrated optics," *Appl. Opt.* **10**, 2395–2413 (1971).
124. Y. A. Vlasov and S. J. McNab, "Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends," *Opt. Express* **12**, 1622 (2004).
125. S. Toyoda, N. Ooba, M. Hikita, T. Kurihara, and S. Imamura, "Propagation loss and birefringence properties around 1.55  $\mu\text{m}$  of polymeric optical waveguides fabricated with cross-linked silicone," *Thin Solid Films* **370**, 311–314 (2000).
126. H. P. Weber, F. A. Dunn, and W. N. Leibolt, "LOSS MEASUREMENTS IN THIN-FILM OPTICAL WAVEGUIDES.," *Appl. Opt.* **12**, 755–757 (1973).
127. M. D. Himel and U. J. Gibson, "Measurement of planar waveguide losses using a coherent fiber bundle," *Appl. Opt.* **25**, 4413 (1986).
128. F. Wang, "Precision measurements for propagation properties of high-definition polymer waveguides by imaging of scattered light," *Opt. Eng.* **47**, 024602 (2008).
129. R. Ulrich and R. Torge, "Measurement of thin film parameters with a prism coupler.," *Appl. Opt.* **12**, 2901–8 (1973).
130. R. Fazluddeen, S. Barai, P. K. Pattnaik, T. Srinivas, and A. Selvarajan, "A novel technique to measure the propagation loss of integrated optical waveguides," *IEEE Photonics Technol. Lett.* **17**, 360–362 (2005).
131. S.-H. Jang and A. K.-Y. Jen, "Electro-optic (E-O) molecular glasses.," *Chem. Asian J.* **4**, 20–31 (2009).
132. T. Aoyama, T. Wada, M. F. Beristain, and T. Ogawa, "Orientational Properties in Nonlinear Optical Polymers of Azo-Containing Poly(dipropargyloxybenzoates)," *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **446**, 55–60 (2006).
133. M. J. Cho, D. H. Choi, P. A. Sullivan, A. J. P. Akelaitis, and L. R. Dalton, "Recent progress in second-order nonlinear optical polymers and dendrimers," *Prog. Polym. Sci.* **33**, 1013–1058 (2008).
134. W. Shi, C. Fang, Y. Sui, J. Yin, Q. Pan, Q. Gu, D. Xu, H. Wei, H. Hu, and J. Yu, "Thermal stability and transmission losses of the poled polyimide side-chain thin films," *Opt. Commun.* **183**, 299–306 (2000).
135. J. Reyes-Esqueda, B. Darracq, J. García-Macedo, M. Canva, M. Blanchard-Desce, F. Chaput, K. Lahliel, J. Boilot, A. Brun, and Y. Lévy, "Effect of chromophore–chromophore electrostatic interactions in the NLO response of functionalized organic–inorganic sol–gel materials," *Opt. Commun.* **198**, 207–215 (2001).
136. M. Rutkis, A. Jurgis, V. Kampars, A. Vembris, A. Tokmakovs, and V. Kokars, "New Figure of Merit for Tailoring Optimal Structure of the Second Order NLO Chromophore for Guest-Host Polymers," *Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **485**, 903–914 (2008).
137. I. Rau, P. Armatys, P.-A. Chollet, F. Kajzar, Y. Bretonnière, and C. Andraud, "Aggregation: A new mechanism of relaxation of polar order in electro-optic polymers," *Chem. Phys. Lett.* **442**, 329–333 (2007).
138. L. Dalton, A. Harper, A. Ren, F. Wang, G. Todorova, J. Chen, C. Zhang, and M. Lee, "Polymeric electro-optic modulators: From chromophore design to integration with semiconductor very large scale integration electronics and silica fiber optics," *Ind. Eng. Chem. Res.* **38**, 8–33 (1999).
139. C. V. McLaughlin, X. Zheng, and L. M. Hayden, "Comparison of parallel-plate and in-plane poled polymer films for terahertz sensing," *Appl. Opt.* **46**, 6283 (2007).
140. R. Blum, M. Sprave, J. Sablotny, and M. Eich, "High-electric-field poling of nonlinear optical polymers," *J. Opt. Soc. Am. B Opt. Phys.* **15**, 318–328 (1998).
141. J. G. Grote, "Effect of conductivity and dielectric constant on the modulation voltage for optoelectronic devices based on nonlinear optical polymers," *Opt. Eng.* **40**, 2464 (2001).
142. Y. Wang, O. Y.-H. Tai, and C. H. Wang, "Second-harmonic generation in an optically poled azo-dye/polymer film.," *J. Chem. Phys.* **123**, 164704 (2005).
143. A. Apostoluk, J.-M. Nunzi, V. Boucher, A. Essahlaoui, R. Seveno, H. W. Gundel, C. Monnereau, E. Blart, and F. Odobel, "Permanent light-induced polar orientation via all-optical poling and photothermal cross-linking in a polymer thin film," *Opt. Commun.* **260**, 708–711 (2006).

144. C. Fiorini, F. Charra, and J.-M. Nunzi, "Six-wave mixing probe of light-induced second-harmonic generation: example of dye solutions," *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 2347 (1994).
145. C. Fiorini, J. M. Nunzi, F. Charra, F. Kajzar, M. Lequan, R. M. Lequan, and K. Chane-Ching, "Light-induced orientation of a low absorbing phosphine oxide azo-dye/PMMA copolymer: Towards a trade-off between transparency and photoinduced non-linearity," *Chem. Phys. Lett.* **271**, 335–340 (1997).
146. P. M. Blanchard and G. R. Mitchell, "Localized room temperature photo-induced poling of azo-dye-doped polymer films for second-order nonlinear optical phenomena," *J. Phys. D. Appl. Phys.* **26**, 500–503 (1993).
147. Y. Atassi, J. Chauvin, J. Delaire, J. F. Delouis, I. Fanton-Maltesy, and K. Nakatani, "Reversible photoinduced modifications of polymers doped with photochromes : Anisotropy, photo-assisted poling and surface gratings," *Mol. Cryst. Liq. Cryst. Sci. Technol. Sect. A Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **314**, 313–324 (1998).
148. H. Kobayashi, M. Kubo, T. Tsukada, and M. Hozawa, "Numerical analysis for photothermal poling process of nonlinear optical polymer film," *Int. J. Heat Mass Transf.* **45**, 865–875 (2002).
149. A. Hou, D. Zhang, K. Chen, and M. Yi, "Poling of organic polymer films for external electro-optic measurement," in *Symposium on Integrated Optoelectronics*, B. S. Dunn, E. J. A. Pope, H. K. Schmidt, and M. Yamane, eds. (International Society for Optics and Photonics, 2000), pp. 299–305.
150. J. M. Marshall, Q. Zhang, and R. W. Whatmore, "Corona poling of highly (001)/(100)-oriented lead zirconate titanate thin films," *Thin Solid Films* **516**, 4679–4684 (2008).
151. D. Möncke, G. Mountrichas, S. Pispas, E. I. Kamitsos, and V. Rodriguez, "SHG and orientation phenomena in chromophore DRI-containing polymer films," *Photonics Nanostructures - Fundam. Appl.* **9**, 119–124 (2011).
152. B. Yun, G. Hu, C. Lu, and Y. Cui, "Study on dipolar orientation and relaxation characteristics of guest–host polymers affected by corona poling parameters," *Opt. Commun.* **282**, 1793–1797 (2009).
153. J. A. Giacometti, S. Fedosov, and M. M. Costa, "Corona charging of polymers: Recent advances on constant current charging," *Brazilian J. Phys.* **29**, 269–279 (1999).
154. T. Fukuda, H. Matsuda, H. Someno, M. Kato, and H. Nakanishi, "Effective poling of high Tg NLO polymer," *Mol. Cryst. Liq. Cryst. Sci. Technol. Sect. A Mol. Cryst. Liq. Cryst.* **314**, (1998).
155. A. Vembris, M. Rutkis, and E. Laizane, "Influence of corona poling procedures on linear and non-linear optical properties of polymer materials containing indandione derivatives as chromophores," in *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, P. L. Heremans, M. Muccini, and E. A. Meulenkaamp, eds. (2008), Vol. 6999, pp. 699924–699924–6.
156. R. A. Hill, A. Knoesen, and M. A. Mortazavi, "Corona poling of nonlinear polymer thin films for electro-optic modulators," *Appl. Phys. Lett.* **65**, 1733 (1994).
157. Y. H. Min, K. S. Lee, C. S. Yoon, and L. M. Do, "Surface morphology study of corona-poled thin films derived from sol-gel processed organic-inorganic hybrid materials for photonics applications," *J. Mater. Chem.* **8**, 1225–1232 (1998).
158. S. M. Garner, V. Chuyanov, W. H. Steier, L. R. Dalton, A. Udupa, and H. R. Fetterman, "Optical intensity modulator based on a novel electrooptic polymer incorporating high mu beta chromophore," *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 527–532 (2000).
159. O. Vilitis, I. Muzikante, M. Rutkis, and A. Vembris, "Chromophore Poling in Thin Films of Organic Glasses. 2. Two-Electrode Corona Discharge Setup," *Latv. J. Phys. Tech. Sci.* **49**, 62–70 (2012).
160. O. Vilitis, E. Titavs, E. Nitiss, and M. Rutkis, "Chromophore Poling in Thin Films of Organic Glasses. 3. Setup for Corona Triode Discharge / Hromoforu Polarizēšana Plānās Organisko Stiklu Kārtiņās 3. Koronas Izlādes Triodes Ierīce," *Latv. J. Phys. Tech. Sci.* **50**, 66–75 (2013).
161. M. Rutkis and A. Jurgis, "Insight in NLO Polymer Material Behavior from Langevin Dynamic Modeling of Chromophore Poling," *Integr. Ferroelectr.* **123**, 53–65 (2011).



162. R. E. Lake, J. M. Pomeroy, H. Grube, and C. E. Sosolik, "Charge State Dependent Energy Deposition by Ion Impact," *Phys. Rev. Lett.* **107**, 063202 (2011).
163. Q. Wang, Z. Suo, and X. Zhao, "Bursting drops in solid dielectrics caused by high voltages.," *Nat. Commun.* **3**, 1157 (2012).
164. J. W. Wu, "Birefringent and electro-optic effects in poled polymer films: steady-state and transient properties," *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 142 (1991).
165. M. Dumont, Y. Levy, and D. Morichère, "Electrooptic organic waveguides: optical characterization," *Org. Mol. Nonlinear Opt. Photonics* **194**, 461–480 (1991).
166. M. J. Shin, H. R. Cho, J. H. Kim, S. H. Han, and J. W. Wu, "Optical Interferometric Measurement of the Electro-Optic Coefficient in Nonlinear Optical Polymer Films," *J. Korean Phys. Soc.* **31**, 99–103 (1997).
167. M. Aillerie, N. Théofanous, and M. D. Fontana, "Measurement of the electro-optic coefficients: description and comparison of the experimental techniques," *Appl. Phys. B Lasers Opt.* **70**, 317–334 (2000).
168. D. Morichère, P.-A. Chollet, W. Fleming, M. Jurich, B. A. Smith, and J. D. Swalen, "Electro-optic effects in two tolane side-chain nonlinear-optical polymers: comparison between measured coefficients and second-harmonic generation," *J. Opt. Soc. Am. B* **10**, 1894–1900 (1993).
169. P. Regtien, F. van der Heijden, M. Korsten, and W. Olthius, *Measurement Science for Engineers* (Elsevier, 2004), pp. 87–115.
170. M. Sigelle, "Determination of the electrooptic coefficients of 3-methyl 4-nitropyridine 1-oxide by an interferometric phase-modulation technique," *J. Appl. Phys.* **52**, 4199–4204 (1981).
171. K. D. Singer, M. G. Kuzyk, W. R. Holland, J. E. Sohn, S. J. Lalama, R. B. Comizzoli, H. E. Katz, and M. L. Schilling, "Electro-optic phase modulation and optical second-harmonic generation in corona-poled polymer films," *Appl. Phys. Lett.* **53**, 1800–1802 (1988).
172. F. Qui, X. Cheng, K. Misawa, and T. Kobayashi, "Multiple reflection correction in the determination of the complex electro-optic constant using a Mach-Zehnder interferometer," *Chem. Phys. Lett.* **266**, 153–160 (1997).
173. F. Abelès, "La détermination de l'indice et de l'épaisseur des couches minces transparentes," *J. Phys. le Radium* **11**, 310–314 (1950).
174. S. Larouche and L. Martinu, "OpenFilters: open-source software for the design, optimization, and synthesis of optical filters," *Appl. Opt.* **47**, C219–C230 (2008).
175. D. Rafizadeh and S.-T. Ho, "Numerical analysis of vectorial wave propagation in waveguides with arbitrary refractive index profiles," *Opt. Commun.* **141**, 17–20 (1997).
176. D.-G. Sun, Z. Liu, J. Ma, and S.-T. Ho, "Design and fabrication of electro-optic waveguides with self-assembled superlattice films," *Opt. Laser Technol.* **39**, 285–289 (2007).
177. C. C. Teng and H. T. Man, "Simple reflection technique for measuring the electro-optic coefficient of poled polymers," *Appl. Phys. Lett.* **56**, 1734–1736 (1990).
178. J. S. Schildkraut, "Determination of the electrooptic coefficient of a poled polymer film.," *Appl. Opt.* **29**, 2839–2841 (1990).
179. D. H. Park, C. H. Lee, and W. N. Herman, "Analysis of multiple reflection effects in reflective measurements of electro-optic coefficients of poled polymers in multilayer structures," *Opt. Express* **14**, 8866–8884 (2006).
180. Y. Levy, M. Dumont, E. Chastaing, P.-A. Chollet, G. Gadret, and F. Kajzar, "Reflection method for electrooptical coefficient determination in stratified thin film structure," *Mol.Chryst.liq.Chryst.Sci.Technol. B* **4**, 1–19 (1993).
181. S. Herminghaus, B. A. Smith, and J. D. Swalen, "Electro-optic coefficients in electric-field-poled polymer waveguides," *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2311–2317 (1991).
182. W. H. G. Horsthuis and G. J. M. Krijnen, "Simple measuring method for electro-optic coefficients in poled polymer waveguides," *Appl. Phys. Lett.* **55**, 616–618 (1989).
183. B. E. Deal and A. S. Grove, "General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon," *J. Appl. Phys.* **36**, 3770 (1965).

184. A. G. Rickman, G. T. Reed, and F. Namavar, "Silicon-on-insulator optical rib waveguide loss and mode characteristics," *J. Light. Technol.* **12**, 1771–1776 (1994).
185. J. Schmidtchen, A. Splett, B. Schueppert, K. Petermann, and G. Burbach, "Low loss singlemode optical waveguides with large cross-section in silicon-on-insulator," *Electron. Lett.* **27**, 1486–1488 (1991).
186. L. Vivien, S. Laval, B. Dumont, S. Lardenois, A. Koster, and E. Cassan, "Polarization-independent single-mode rib waveguides on silicon-on-insulator for telecommunication wavelengths," *Opt. Commun.* **210**, 43–49 (2002).
187. S. P. Pogossian, L. Vescan, and A. Vonsovici, "The single-mode condition for semiconductor rib waveguides with large cross section," *J. Light. Technol.* **16**, 1851–1853 (1998).
188. E. J. Denlinger, "LOSSES OF MICROSTRIP LINES.," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.* **MTT-28**, 513–522 (1980).

## Pateicības

Šī darba izstrāde un nobeigšana nebūtu iespējama bez vairāku cilvēku palīdzības un līdzdalības.

Īpašu paldies vēlos teikt darba zinātniskajam vadītājam Dr. Mārtiņam Rutkim par doto iespēju izstrādāt darbu Organisko Materiālu laboratorijā, par viņa pareizajos brīžos sniegtajiem izaicinājumiem un atbalstu. Viņa pienesums manā personīgajā un profesionālajā izaugsme ir nenovērtējams.

Tāpat autors pateicas saviem kolēģiem Cietvielu Fizikas institūtā, kuri palīdzēja ar eksperimentu izstrādi, īpaši Dr. Oskaram Vilītim, Jānim Busenbergam, Andrejam Tokmakovam, kā arī Fizikālo Zinātņu un Tehnoloģiju centrā, īpaši Prof. Vidmantas Gulbinas un Dr. Andrejam Dementjevam. Izsaku pateicības arī saviem bijušajiem un esošajiem kolēģiem Organisko Materiālu laboratorijā – bakalaura un maģistra studentiem – Eduardam Titavam, Rolandam Usānam, Arturam Bundulim, Elzai Liniņai, kuri palīdzēja ar paraugu gatavošanu un mērījumu veikšanu. Tāpat pateicos kolēģiem Dr. Linardam Skujam un Kārlim Kundziņam par vērtīgām zinātniskām diskusijām.

Visbeidzot, vēlētos izteikt vislielāko pateicību savai ģimenei, kas pacietīgi mani atbalstīja darba izstrādes laikā, jo īpaši pateicos savai sievai Julijai, meitai Paulai, un māsai Dinai, kuras bija neizsmeļams prieka un motivācijas avots.

Šis darbs izstrādāts ar Eiropas Sociālā fonda atbalstu projektā «Atbalsts doktora studijām Latvijas Universitātē».



EIROPAS SAVIENĪBA



LATVIJAS  
UNIVERSITĀTE  
ANNO 1919

IEGULDĪJUMS TAVĀ NĀKOTNĒ