

Vilniaus universiteto  
Fizikos fakulteto  
Lazerinių tyrimų centras

Evelina Drobužaitė

LAZERIU INDUKUOJAMAS NUOVARGIO EFEKTAS: OPTINIŲ DANGŲ  
IŠGYVENAMUMO SKIRSTINIŲ TYRIMAS

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerių fizikos ir optinių technologijų studijų programa

Studentė

Evelina Drobužaitė

Leista ginti

2021-05-18

Darbo vadovas

dr. Andrius Melninkaitis

Centro direktorius

prof. Aidas Matijošius

Vilnius 2021

# Turinys

Įvadas .....	3
1 Literatūros apžvalga .....	4
1.1 Išgyvenamumo analizė.....	4
1.1.1 Pasiskirstymo ir išgyvenamumo funkcijos .....	4
1.1.2 Rizikos funkcija .....	4
1.1.3 Cenzūravimas .....	5
1.1.4 Modelių sudėjimas .....	5
1.2 Parametriniai modeliai .....	5
1.2.1 Veibulio modelis .....	6
1.2.2 Logaritmiškai normalusis modelis .....	7
1.2.3 Logaritmiškai logistinis modelis .....	7
1.2.4 Trijų parametrų modeliai .....	7
1.3 Neparametriniai modeliai .....	8
1.3.1 Kaplan-Meier modelis .....	8
1.3.2 Nelson-Aalen modelis.....	8
1.4 Regresiniai modeliai .....	9
1.4.1 Proporcingos rizikos modelis .....	9
1.4.2 Paspirtintos gyvavimo trukmės modelis .....	10
1.5 Atspindžio koeficientas .....	10
1.6 Pažaida lazerio spinduliuote .....	12
1.7 Lazериu indukuojamas nuovargio efektas .....	13
1.7.1 Bendrinis nuovargio efekto modelis.....	14
1.7.2 Nuovargio efektas metaluose .....	14
1.7.3 Nuovargio efektas dielektrikuose.....	15
2 Tyrimo metodai .....	19
2.1 Bandinys .....	19
2.2 Eksperimento schema.....	19
2.3 Gyvavimo trukmės skirstinių matavimas.....	20
2.4 Duomenų analizė.....	21
3 Pagrindiniai rezultatai ir jų aptarimas .....	23
3.1 Metalinis „Au“ veidrodis .....	23
3.1.1 Tinkinimas .....	23
3.1.2 Prognostinis modelis .....	25
3.1.3 Lazero energijos nenuostovumo daroma įtaka .....	26
3.2 Dielektrinis $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ veidrodis.....	27
3.2.1 Prognostinis modelis femtosekundiniams impulsams.....	27

3.2.2	Pažaidos modos .....	28
3.2.3	Prognostinis modelis nanosekundiniams impulsams.....	29
3.3	Prognostinis modelis „Au“ ir $\text{Al}_2\text{O}_3$ - $\text{SiO}_2$ veidrodžiams .....	32
3.3.1	Poliarizacijos daroma įtaka .....	33
3.3.2	Impulso trukmės daroma įtaka .....	33
	Išvados .....	35
	Literatūros sąrašas .....	36
	Mokslinio tiriamojo darbo aprobacija .....	39
	Santrauka .....	40
	Summary .....	42

## Įvadas

Optinių elementų atsparumas lazerio spinduliuotei yra nusakomas pažaidos lazerio spinduliuote slenksčio verte (PLSS), kuri dėl nuovargio efekto mažėja didėjant impulsų skaičiui. PLSS vertė yra nustatoma standartizuotais S-į-1 testais, kurie yra numatyti ISO 21254-2 standarte [1]. Tačiau dėl ISO 21254-2 standarte numatyto matavimo atlikimo laiko sąnaudų, S-į-1 testais yra išmatuojamas tik santykinai mažas impulsų skaičius, todėl, siekiant rasti optinių elementų nepaveikiantį spinduliuotės energijos įtėkį, PLSS vertės priklausomybė nuo impulsų skaičiaus yra ekstrapoliuojama.

Literatūroje yra išskiriamos dvi pagrindinės optinių elementų nuovargio efekto priežastys: statistinės kilmės nuovargio efektas dėl gamybos proceso metu atsiradusių defektų ar lazerio spinduliuotės nestabilumo [2] ir medžiagos nuovargio efektas dėl lazerio spinduliuote sukurtų defektų [3]. Medžiagos nuovargio efektas didžiausią įtaką PLSS vertei daro esant didesniems impulsų skaičiams [4], todėl būtina į šį efektą atsižvelgti prognozuojant optiniams elementams saugią spinduliuotės energijos įtėkio vertę. Tačiau šiuo metu naudojamas 21254-2 standarte numatytas ekstrapoliacijos modelis gali būti taikomas tik statistinės kilmės nuovargio efekto prognozavimui [4].

Kitose srityse naudojamų komponentų, tokių kaip generatoriaus armatūros strypai ar LED šviestukai [5], patikimumas ir kokybė yra įvertinami remiantis pagreitintos gyvavimo trukmės testavimu (*angl. accelerated life testing*), kuriame gyvavimo trukmės skirstiniai yra išmatuojami komponentus paveikiant didesniais nei įprastomis sąlygomis veikiančiais veiksniais (tokiais kaip įtampa, temperatūra, slėgis ir t.t.) it tinkinami parametriniu modeliu [5]. Remiantis gautu parametriniu modeliu gali būti nustatoma komponento gyvavimo trukmė esant skirtingiems veiksnio dydžiams. Taigi, toks testavimas gali būti pritaikytas ir optinių elementų gyvavimo trukmės prognozavimui.

Šio darbo tikslas yra eksperimentiškai ištirti skirtingų optinių dangų gyvavimo trukmės skirstinius ir pritaikyti pagreitinto gyvavimo trukmės testavimo principus, sukurti naują prognostinį modelį.

Tiksliui pasiekti buvo keliami tokie uždaviniai:

1. Ištirti dielektrinio  $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$  ir metalinio aukso sluoksniu dengto (toliau „Au“) veidrodžių gyvavimo trukmės skirstinius, esant skirtingoms lazerio spinduliuotės poliarizacijoms, trukmėms ir energijos įtėkio vertėms.
2. Rasti geriausiai tinkančius parametrinius modelius išmatuotiems gyvavimo trukmės skirstiniams ir rasti senėjimą prognozuojančių parametru priklausomybes nuo smailinio energijos įtėkio.
3. Įvertinti išgyvenamumo prognozavimo galimybes ir nustatyti galimus ribojančius veiksnius.

# 1 Literatūros apžvalga

## 1.1 Išgyvenamumo analizė

Išgyvenamumo analizė yra apibrėžiama kaip statistinių metodų visuma naudojama analizuojant duomenis, kuriuose kintamasis yra laikas iki stebimo įvykio atsitikimo. Priklausomai nuo taikymo srities, stebimas įvykis gali būti ligos atsiradimas, mirtis arba sistemos gedimas [6]. Išgyvenamumo analizė yra naudojama daugelyje sričių, tokių kaip medicina [7], biologija, epidemiologija, demografija, ekonomika [8], sociologija [9] ir inžinerija.

### 1.1.1 Pasiskirstymo ir išgyvenamumo funkcijos

Kintamasis  $T$  yra vadinamas gyvavimo trukme (*angl. time to failure*). Tai yra teigiamas atsitiktinis dydis, kuris nusako laiką nuo gerai apibrėžto pradžios taško iki stebimo įvykio atsitikimo. Atsitiktinio dydžio pasiskirstymas yra visiškai ir vienareikšmiškai aprašomas tikimybės tankio funkcija. Todėl svarbiausia funkcija išgyvenamumo analizėje yra gyvavimo trukmės pasiskirstymo funkcija (1), iš kurios gali būti išvedami ir kiti dydžiai [10].

$$F(t) = \mathbf{P}(T \leq t) = \int_0^t f(s)ds \quad (1)$$

kur  $\mathbf{P}(A)$  yra tikimybė, kad įvykis  $A$  įvyks,  $f(s)$  yra tikimybės tankio funkcija. Gyvavimo trukmės pasiskirstymo funkcija reiškia tikimybę, kad stebimas įvykis atsitiks esant laiko momentui  $t$ .

Tačiau išgyvenamumo analizėje svarbiau yra tikimybė, kad stebimas įvykis neįvyks t.y. tikimybė, kad individas išgyvens (arba sistema nesuges). Šią tikimybę aprašo išgyvenamumo funkcija [10]:

$$S(t) = 1 - F(t) = \mathbf{P}(T \geq t) = \int_t^\infty f(s)ds \quad (2)$$

### 1.1.2 Rizikos funkcija

Rizikos funkcijos (*angl. hazard function*) apibrėžimas yra [10]:

$$h(t) = \lim_{\Delta \rightarrow 0} \frac{\mathbf{P}(t < T \leq t + \Delta | T > t)}{\Delta} = \frac{f(t)}{1 - F(t)} \quad (3)$$

Rizikos funkcija aprašo momentinę stebimo įvykio atsitikimo spartą, jei įvykis laiko momentu  $t$  dar nėra įvykęs. Šia funkcija yra nusakoma kuriuose laiko perioduose stebimo įvykio atsitikimas yra mažai arba labai tikėtinas. Pavyzdžiui, sistemos gedimo rizikos funkcija gali būti „vonios“ (*angl. bathtub curve*) formos, t.y. gedimo tikimybė yra didelė kai sistemą tik pradėdame naudoti (pvz. dėl gamybos metu sukurtų ir nepastebėtų defektų) ir kai sistemą naudojame jau ilgą laiką (pvz. dėl nusidėvėjimo), o gedimo tikimybė yra maža esant laiko tarpui tarp šių dviejų veikimo

režimų [11].

Kartais patogiau yra naudoti integruotą rizikos funkciją [10]:

$$H(t) = \int_0^t h(s)ds = \int_0^t \frac{f(t)}{1 - F(t)} ds = -\ln(1 - F(t)) \quad (4)$$

Integruota rizikos funkcija ir išgyvenamumo funkcija yra susieta sąryšiu [7]:

$$S(t) = e^{-H(t)} \quad (5)$$

### 1.1.3 Cenzūravimas

Išgyvenamumo analizės metu yra atsižvelgiama į cenzūruotus duomenis. Cenzūruoti duomenys turi tik dalinę informaciją apie stebimo įvykio atsitikimą, nes tyrimo metu šis įvykis nebuvo stebėtas. Cenzūravimas yra skirstomas į tipus [7]:

1. Cenzūravimas iš dešinės, kai tyrimo metu stebimas įvykis neįvyksta;
2. Cenzūravimas iš kairės, kai tyrimo metu stebimas įvykis įvyksta, bet nėra žinomas pradžios laikas. Pavyzdžiui, medicininuose tyrimuose tai reikštų, kad žmogus prieš pradėdamas dalyvauti tyrime jau sirgo [7];
3. Intervalinis cenzūravimas, kai žinomas laiko intervalas kuriame stebimas įvykis įvyko, bet nežinomas tikslus laikas.

### 1.1.4 Modelių sudėjimas

Išgyvenamumo analizėje gali būti naudojami keli modeliai vienu metu, tai palengvina procesų, kuriuose yra daugiau nei viena stebimo įvykio įvykimo priežastis, modelių kūrimą [12]. Sudedant pasiskirstymo funkcijas yra naudojama sudėjimo konstanta  $w$ , kuri turi tenkinti  $w_i > 0$  ir  $\sum_{i=1}^n w_i = 1$  sąlygas, kai  $i = 1, 2, \dots, n$ . Tokiu atveju sudėta pasiskirstymo funkcija yra užrašoma [12]:

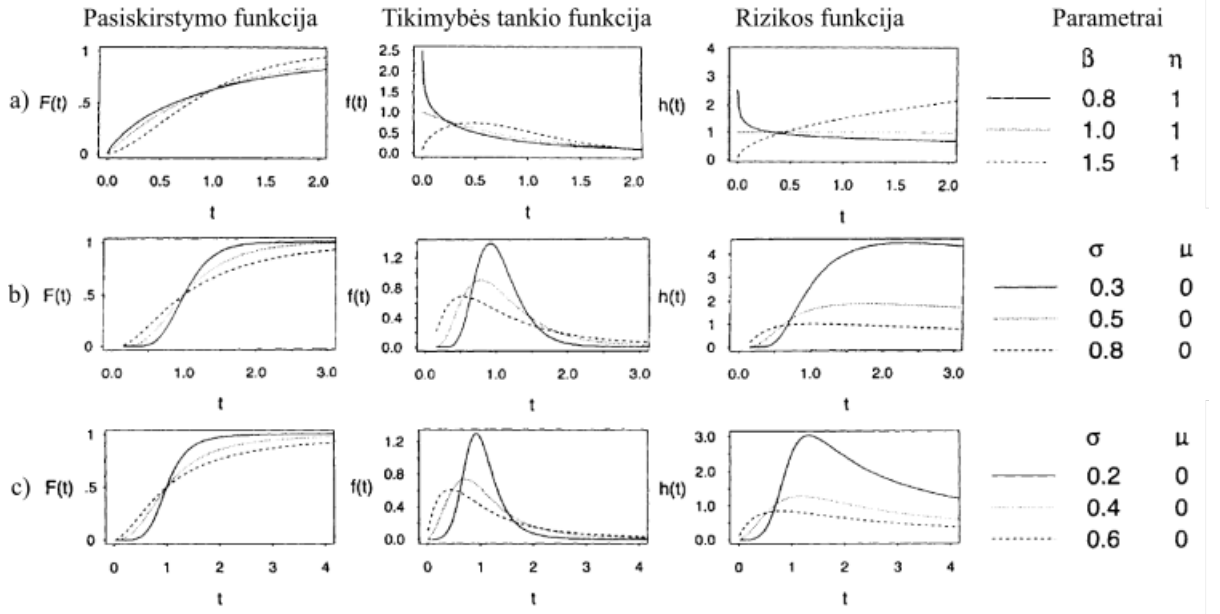
$$F(t) = \sum_{i=1}^n w_i F_i(t) \quad (6)$$

kur  $F_i(t)$  yra sudedamos pasiskirstymo funkcijos.

## 1.2 Parametriniai modeliai

Parametriniuose išgyvenamumo analizės modeliuose yra daromos prielaidos apie gyvavimo trukmės  $T$  pasiskirstymą. Gyvavimo trukmės pasiskirstymui nusakyti yra naudojami tolydiniai parametriniai modeliai. Tokiu atveju, pasiskirstymo, rizikos ir kitos funkcijos turi tam tikrą formą laike, kuri yra aprašoma vienu ar daugiau parametru [7].

Kadangi šiame darbe nagrinėjama pažaidos slenksčio priklausomybė nuo impulsų skaičiaus yra laipsninė funkcija, toliau bus aptarti tik logaritminės vietos skalės šeimai (*angl. log-location-scale family*) priklausantys gyvavimo trukmės modeliai, tokie kaip Veibulio, logaritmiškai normalusis ir logaritmiškai logistinis [13].



1 pav. a) Veibulio, b) logaritmiškai normalaus, c) logaritmiškai logistinio pasiskirstymo, tikimybės tankio ir rizikos funkcijos esant skirtingiems parametrams [13].

### 1.2.1 Veibulio modelis

Gyvavimo trukmė  $T$  turi Veibulio pasiskirstymą jei pasiskirstymo ir tikimybės tankio funkcijos yra [13]:

$$F(t; \mu, \sigma) = \Phi_{sev} \left( \frac{\log(t) - \mu}{\sigma} \right) = 1 - \exp \left[ - \left( \frac{t}{\eta} \right)^\beta \right] \quad (7)$$

$$f(t; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma t} \phi_{sev} \left( \frac{\log(t) - \mu}{\sigma} \right) = \frac{\beta}{\eta} \left( \frac{t}{\beta} \right)^{\beta-1} \exp \left[ - \left( \frac{t}{\eta} \right)^\beta \right], \quad t > 0 \quad (8)$$

kur  $\Phi_{sev}(z) = 1 - \exp(-\exp(z))$  ir  $\phi_{sev}(z) = \exp(z - \exp(z))$  yra standartinės mažiausio kraštutinumo vertės pasiskirstymo ir tikimybės tankio funkcijos. Parametrai  $\mu$  ir  $\sigma$  yra  $\log(T)$  skirstinio vietos ir mastelio parametrai, kurie formulėse (7) ir (8) yra susieti sąryšiais  $\eta = \exp(\mu)$  ir  $\beta = \frac{1}{\sigma}$ .

Veibulio skirstiniu galima aprašyti skirstinius turinčius skirtingas formas, o rizikos funkcija gali būti ir auganti (kai  $\beta > 1$ ), ir mažėjanti (kai  $0 < \beta < 1$ ). Veibulio pasiskirstymo, tikimybės tankio ir rizikos funkcijos pavaizduotos 1 pav. a).

### 1.2.2 Logaritmiškai normalusis modelis

Gyvavimo trukmė  $T$  turi logaritmiškai normalųjį pasiskirstymą jei pasiskirstymo ir tikimybės tankio funkcijos yra [13]:

$$F(t; \mu, \sigma) = \Phi_{nor} \left[ \frac{\log(t) - \mu}{\sigma} \right] = \frac{1}{2} \left( 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\left( \frac{\log(t) - \mu}{\sigma} \right)}{\sqrt{2}} \right) \right) \quad (9)$$

$$f(t; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma t} \phi_{nor} \left[ \frac{\log(t) - \mu}{\sigma} \right] = \frac{1}{\sigma t} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp \left( -\frac{\left( \frac{\log(t) - \mu}{\sigma} \right)^2}{2} \right), \quad t > 0, \quad (10)$$

kur  $\Phi_{nor}(z) = \int_{-\infty}^z \phi_{nor}(w) dw$  ir  $\phi_{nor}(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(-\frac{z^2}{2})$  yra standartinio normaliojo skirstinio pasiskirstymo ir tikimybės tankio funkcijos. Parametrai  $\mu$  ir  $\sigma$  yra skirstinio  $\log(T)$  vidurkio ir standartinio nuokrypio vertės, o dydžiai  $\exp(\mu)$  ir  $\sigma$  yra vertės  $T$  skirstinio mastelio ir formos parametrai. Logaritmiškai normalaus pasiskirstymo, tikimybės tankio ir rizikos funkcijos pavaizduotos 1 pav. b).

Logaritmiškai normalusis skirstinys yra dažnai naudojamas siekiant įvertinti iš puslaidininkinių medžiagų pagamintų komponentų, tokių kaip LED ar transistorių, gyvavimo trukmes [14].

### 1.2.3 Logaritmiškai logistinis modelis

Gyvavimo trukmė  $T$  turi logaritmiškai logistinį pasiskirstymą jei pasiskirstymo ir tikimybės tankio funkcijos yra [13]:

$$F(t; \mu, \sigma) = \Phi_{logis} \left[ \frac{\log(t) - \mu}{\sigma} \right] \quad (11)$$

$$f(t; \mu, \sigma) = \frac{1}{\sigma t} \phi_{logis} \left[ \frac{\log(t) - \mu}{\sigma} \right] \quad (12)$$

kur  $\Phi_{logis}(z) = \frac{\exp(z)}{1+\exp(z)}$  ir  $\phi_{logis}(z) = \frac{\exp(z)}{[1+\exp(z)]^2}$  standartinio logistinio skirstinio pasiskirstymo ir tikimybės tankio funkcijos, o  $\exp(\mu)$  ir  $\sigma > 0$  yra atitinkamai mastelio ir formos parametrai. Logaritmiškai logistinio pasiskirstymo, tikimybės tankio ir rizikos funkcijos pavaizduotos 1 pav. c).

### 1.2.4 Trijų parametru modeliai

Anksčiau aprašyti skirstiniai prasideda taške  $t=0$ , tai reiškia, kad pasiskirstymo funkcija šiame taške pradeda augti. Tačiau, bendru atveju skirstiniai gali būti pasislinkę, t.y. gali prasidėti taške  $t \neq 0$ . Tokius skirstinius galima aprašyti įvedus slenkstinį parametru  $\gamma$ . Tuomet pasiskirstymo ir tikimybės tankio funkcijos įgauna tokias reikšmes [13]:

$$F(t; \mu, \sigma, \gamma) = \Phi \left[ \frac{\log(t - \gamma) - \mu}{\sigma} \right] \quad (13)$$



$$f(t; \mu, \sigma, \gamma) = \frac{1}{\sigma(t - \gamma)} \phi \left[ \frac{\log(t - \gamma) - \mu}{\sigma} \right], t > \gamma \quad (14)$$

### 1.3 Nparametriniai modeliai

Naudojantis nparametriniais modeliais galima gauti išgyvenamumo funkciją nedarant jokių išankstinių prielaidų apie išgyvenamumo funkcijos formą. Taigi, šie modeliai yra lankstūs, nes juos galima naudoti esant bet kokiam stebimo įvykio tikimybės tankiui. Tačiau siekiant gauti kokybišką nparametrinį modelį reikia didelio kiekio duomenų, o rizikos funkciją galima apskaičiuoti tik papildomai atlikus duomenų glotninimą [10].

Tolimesniuose skyriuose bus aptarti du nparametriniai modeliai: Kaplan-Meier ir Nelson-Aalen.

#### 1.3.1 Kaplan-Meier modelis

Naudojantis Kaplan-Meier modeliu galima gauti empirinę išgyvenamumo funkciją. Sakym, kad  $t_1 < t_2 < \dots < t_k$  yra stebimo įvykio atsitikimo laikai, kai  $n = n_0$  yra visų stebėjimų skaičius. Tuomet  $d_j$  yra laiko momentu  $t_j$  įvykusių įvykių skaičius, kai  $j = 1, \dots, k$ , o  $m_j$  yra cenzūruotų stebėjimų skaičius laiko intervale  $[t_j, t_{j+1})$ . Tada  $n_j = (m_j + d_j) + \dots + (m_k + d_k)$  yra stebėjimų skaičius prieš laiko momentą  $t_j$ , kuriuose nebuvo stebėtas įvykis. Tuomet išgyvenamumo funkcija yra aprašoma formule [7]:

$$S(t) = \prod_{j:t_j \leq t} \frac{n_j - d_j}{n_j} \quad (15)$$

Kaplan-Meier metodu gauta išgyvenamumo funkcija yra mažėjanti laiptelių formos funkcija, kuri keičia vertę įvykio atsitikimo laiko momentu. Šio metodo trūkumas yra  $S(t)$  funkcijos neapibrėžtumas esant didžiausiam stebėjimo laikui, kai stebėjimas yra cenzūruotas. Tokiu atveju negalima nustatyti vidutinės gyvavimo trukmės [10]. Kaplan-Meier metodas yra tinkamas atliekant nesudėtingą analizę, kurios metu norima palyginti gyvavimo trukmes tarp skirtingų grupių [7].

#### 1.3.2 Nelson-Aalen modelis

Naudojantis Nelson-Aalen modeliu galima apskaičiuoti integruotą rizikos funkciją [7]:

$$H(t) = \sum_{j:t_j \leq t} \frac{d_j}{n_j} \quad (16)$$

Šis modelis gali būti naudojamas renkantis tinkamą parametrinį modelį. Pavyzdžiui,  $H(t)$  funkcijos priklausomybė nuo  $t$  esant eksponentiniam parametriniam modeliui yra tiesė, o esant Veibulio paramteriniam modeliui tiesė gaunama esant  $\ln(H(t))$  priklausomybei nuo  $\ln(t)$  [10].

## 1.4 Regresiniai modeliai

Regresiniai modeliai išgyvenamumo analizėje yra naudojami siekiant surasti gyvavimo trukmės priklausomybę nuo kitų išorinių veiksnių, pavyzdžiui, medicinoje tai gali būti pacientų amžius, o elektronikoje - temperatūra ar naudojama įtampa [5]. Priklausomai nuo gyvavimo trukmės priklausomybės nuo išorinių veiksnių dažniausiai naudojami du regresiniai modeliai: proporcingos rizikos (*angl. Cox proportional hazards*) ir paspartintos gyvavimo trukmės (*angl. accelerated failure time*).

### 1.4.1 Proporcingos rizikos modelis

Proporcingos rizikos modelio funkcija išreiškiama [7]:

$$h(t; x_1, \dots, x_p) = h_0(t)e^{\beta_1 x_1 + \dots + \beta_p x_p} \quad (17)$$

kur  $h_0$  yra bazinė rizikos funkcija, nepriklausanti nuo išorinių veiksnių,  $x_i$  išorinio veiksnio dydis, o  $\beta_i$  parametras nusakantis išorinio veiksnio poveikį gyvavimo trukmei. Pasinaudojus (5) priklausomybe galima užrašyti išgyvenamumo funkciją [15]:

$$S(t; x_1, \dots, x_p) = [S_0(t)]^{\exp(\beta_1 x_1 + \dots + \beta_p x_p)} \quad (18)$$

$$S_0(t) = \exp\left(-\int_0^t h_0(t)dt\right) \quad (19)$$

Siekiant surasti nežinomus  $\beta$  parametrus yra skaičiuojamas dalinis tikėtinumai [7]:

$$PL(\beta) = \prod_{t_i: \text{įvykis laiku } t_i} \frac{e^{\beta x(t_i)}}{\sum_{j: t_j \geq t_i} e^{\beta x_j}} \quad (20)$$

Kur  $x_{t_i}$  yra išorinio veiksnio  $x$  dydis, kuriam veikiant įvyko įvykis laiko momentu  $t_i$ . Tačiau norint taikyti (20) formulę, keikvienu laiko momentu gali būti įvykęs tik vienas įvykis.

Iš formulės (20) galima matyti, kad bazinė rizikos funkcija nėra būtina proporcingos rizikos modelio taikymui, todėl šis modelis dažnai yra vadinamas dalinai parametriniu. Proporcingos rizikos modelyje nėra daromos prielaidos apie gyvavimo trukmės pasiskirstymą, tačiau yra daroma prielaida, kad rizikos funkcijos santykis (santykis tarp rizikos ir bazinės rizikos funkcijų) yra nekintantis laike dydis. Šis modelis yra naudojamas ekstrapoliuojant išorinio veiksnio poveikį gyvavimo trukmei, bet nėra naudojamas ekstrapoliuojant gyvavimo trukmės pasiskirstymui laike [15].

### 1.4.2 Paspartinios gyvavimo trukmės modelis

Paspartinios gyvavimo trukmės modelio rizikos funkcija ir išgyvenamumo funkcija esant vienam išoriniam veiksniai yra aprašomos (21) [10] ir (22) [7] formulėmis.

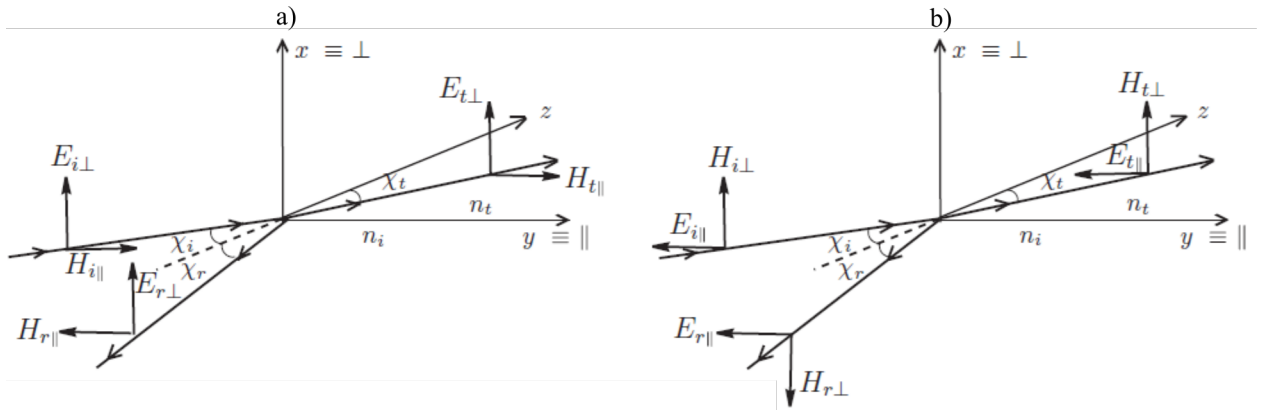
$$h(t; x_1, \dots, x_p) = h_0(t e^{\beta_1 x_1 + \dots + \beta_p x_p}) e^{\beta_1 x_1 + \dots + \beta_p x_p} \quad (21)$$

$$S(t; x) = S_0(e^{\beta x t}) \quad (22)$$

Kur  $S_0(t) = S(t; x = 0)$  yra bazinė išgyvenamumo funkcija, o  $e^{\beta}$  yra spartėjimo faktorius. Iš (21) ir (22) formulių matyti, kad išgyvenamumo funkcijos forma nekinta keičiantis išorinio veiksnio dydžiui, o spartėjimo faktorius parodo gyvavimo trukmės priklausomybę nuo išorinio faktoriaus dydžio. Pavyzdžiui, jei spartėjimo faktorius  $e^{\beta} > 1$  gyvavimo trukmė mažės didėjant išorinio faktoriaus dydžiui  $x$ , tačiau jei  $e^{\beta} < 1$  tai gyvavimo trukmė didės didėjant  $x$  [7].

Paspartinios gyvavimo trukmės modelis yra visiškai parametrinis modelis, kurio rizikos ir tikimybės tankio funkcijas galima nustatyti iš išgyvenamumo funkcijos. Tokio modelio pavyzdys yra logaritmiškai logistinis parametrinis modelis [7].

### 1.5 Atspindžio koeficientas



2 pav. Kritusios, atsispindėjusios ir praėjusios dielektrinę lūžio rodiklio pokyčio ribą ( $n_t > n_i$ ) bangų elektrinio ir magnetinio laukų vektoriai, kai a) kritusios šviesos poliarizacija yra statmena kritimo plokštumai (S pol.), b) lygiagreti kritimo plokštumai (P pol.) [16].

Darbo metu buvo nagrinėjama poliarizacijos daroma įtaka dielektrinio ir metalinio veidrodžių išgyvenamumo skirstiniams, todėl toliau bus trumpai aptarti spinduliuotės atspindys.

Frenelio dėsniai nusako elektromagnetinei spinduliuotei daromą poveikį lūžio rodiklio pokyčio riboje. 2 pav. matomi kritusios ( $i$ ), praėjusios ( $t$ ) ir atsispindėjusios ( $r$ ) elektromagnetinės bangos vektoriai ( $E$  elektrinio ir  $H$  magnetinio laukų vektoriai) esant skirtingoms kritusios bangos poliarizacijoms, kai banga krenta iš optiškai retesnės į optiškai tankesnę aplinką ( $n_t > n_i$ ).

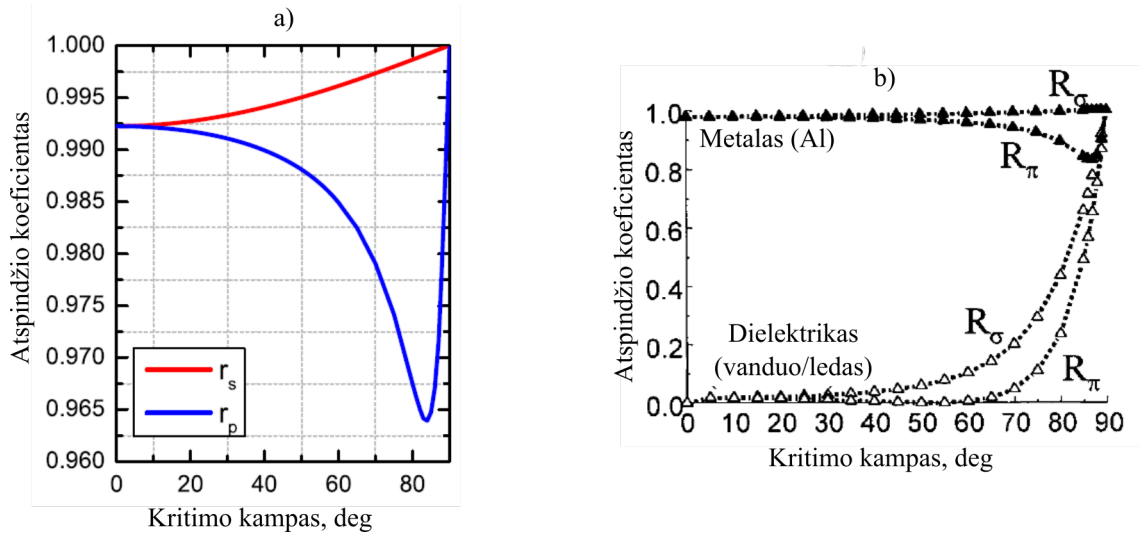
Čia  $\chi_i$  ir  $\chi_t$  yra pažymėti kritimo ir lūžimo kampai, atspindžio kampas  $\chi_r$  yra lygus kritimo kampui  $\chi_i$ .

Atsižvelgus į kraštinę sąlygą (elektromagnetinės bangos  $E$  ir  $H$  komponentai, lygiagretūs lūžio rodiklių pokyčio ribai, yra pastovūs išilgai šios ribos) ir pasinaudoję spektriniame regione galiojančia priklausomybe  $H = E \cdot n \cdot C$  (kur  $n$  yra lūžio rodiklis, o  $C$  yra konstanta), galima gauti Frenelio atspindžio koeficientus dielektrinėje riboje, kai į ribą krenta skirtingos poliarizacijos spinduliuotės.

$$R_{D\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}} = \frac{n_i \cos \chi_i - n_t \cos \chi_t}{n_i \cos \chi_i + n_t \cos \chi_t} = -\frac{\sin(\chi_i - \chi_t)}{\sin(\chi_i + \chi_t)} \quad (23)$$

$$R_{D\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}} = -\frac{n_t \cos \chi_i - n_i \cos \chi_t}{n_t \cos \chi_i + n_i \cos \chi_t} = -\frac{\tan(\chi_i - \chi_t)}{\tan(\chi_i + \chi_t)} \quad (24)$$

Čia  $R_{D\perp}$  yra atspindžio koeficientas S poliarizacijos, o  $R_{D\parallel}$  - P poliarizacijos spinduliuotėms, kai atspindys vyksta nuo dielektrinio paviršiaus. Neigiamas ženklas (23), (24) formulėse reiškia, kad bangos fazė atspindžio metu patiria  $\pi$  fazinį poslinkį [16].



3 pav. a) Frenelio atspindžio koeficiento priklausomybė nuo kritimo kampo 1550 nm S (raudonas) ir P (mėlynas) poliarizacijos spinduliuotėms oro/aukso riboje [17]. b) Atspindžio koeficiento priklausomybė nuo kritimo kampo  $6000 \text{ cm}^{-1}$  (1667 nm) vakuumo/metalo (Al) ir vakuumo/dielektriko (vandens-ledo) ribose S ( $\sigma$ ) ir P ( $\pi$ ) poliarizacijos spinduliuotėms [18].

Frenelio atspindžio koeficientai esant metalinei ribai yra gaunami pasinaudojus kompleksiniu metalų lūžio rodikliu  $\hat{n} = n(1 \pm i\kappa)$ , kur  $n$  yra realioji lūžio rodiklio dedamoji, o  $\kappa$  yra ekstinkcijos koeficientas [16].

$$R_{M\perp} = \frac{E_{r\perp}}{E_{i\perp}} = \frac{n^2(1 + \kappa^2) \cos^2 \chi_i - 2n \cos \chi_i + 1}{n^2(1 + \kappa^2) \cos^2 \chi_i + 2n \cos \chi_i + 1} \quad (25)$$

$$R_{M\parallel} = \frac{E_{r\parallel}}{E_{i\parallel}} = \frac{n^2(1 + \kappa^2) \cos^2 \chi_i - 2n \cos \chi_i + \cos^2 \chi_i}{n^2(1 + \kappa^2) \cos^2 \chi_i + 2n \cos \chi_i + \cos^2 \chi_i} \quad (26)$$

Čia  $R_{M\perp}$  yra atspindžio koeficientas S poliarizacijos, o  $R_{M\parallel}$  - P poliarizacijos spinduliuotėms, kai atspindys vyksta nuo metalinio paviršiaus. S ir P poliarizacijų spinduliuotės atspindžio koeficiento priklausomybės nuo kritimo kampo dielektrinėje ir metalinėje ribose pavaizduoti 3 pav.

## 1.6 Pažaida lazerio spinduliuote

Paveikus optinius elementus lazerio spinduliuote dėl elemento tūryje ar paviršiuje įvykusio skilimo, lydymosi, garavimo, įtrūkimo ir t.t. medžiagos savybės gali negrįžtamai pakisti. Šis procesas yra vadinamas pažaida lazerio spinduliuote ir jo veikimo ribą nusako pažaidos lazerio spinduliuote slenkstis PLSS. Optinė pažaida atsiranda dėl staigaus ir lokalaus temperatūros padidėjimo lazerio spinduliuote paveiktoje medžiagos vietoje [19]. Mechanizmas dėl kurio įvyksta pažeidimas priklauso nuo impulsų trukmės ir medžiagos sugerties savybių.

Skaidriose medžiagose optinis pažeidimas įvyksta, nes esant pakankamam spinduliuotės intensyvumui dėl griūtinės ar daugiafotonės jonizacijų yra sugeneruojamas didelis laisvųjų elektronų tankis. Pagal Drudės (Paul Drude) modelį, laisvųjų elektronų plazma sugeria spinduliuotę, kurios dažnis yra mažesnis už rezonansinį dažnį  $\omega_{p,d} \sim \sqrt{N}$  [20], todėl elektronų tankiui pasiekus tam tikrą vertę, labai padidėja spinduliuotės sugertis medžiagoje. Tuomet vyksta energijos perdavimas iš laisvųjų elektronų į medžiagos gardelę, kuris gali būti aprašomas difuzijos modeliu [21]:

$$C_e \frac{\partial T_e}{\partial t} = k_e \left( \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} \right) - C_i \frac{\partial T_i}{\partial t} + I(t) A \alpha e^{-\alpha z} \quad (27)$$

Čia  $T_i$  ir  $T_e$  yra gardelės ir elektronų sistemų temperatūros,  $C_i$  ir  $C_e$  yra gardelės ir elektronų šiluminės talpos,  $k_e$  - ne šiluminėje pusiausvyroje esančių elektronų šiluminis laidumas,  $A$  - pralaidumas,  $\alpha$  - sugerties koeficientas,  $I(t)$  - lazerio intensyvumo priklausomybė nuo laiko,  $t$  yra laikas, o  $z$  yra statmenos bandinio paviršiu krypties koordinatė. (27) formulėje aprašytame modelyje yra dvi charakteringos laiko skalės, tai yra elektronų atvėsimo laikas  $\tau_e = C_e/\gamma$  ir gardelės šilimo laikas  $\tau_i = C_i/\gamma$ , kur  $\gamma$  yra parametras nusakantis elektrono ir gardelės sąveiką.

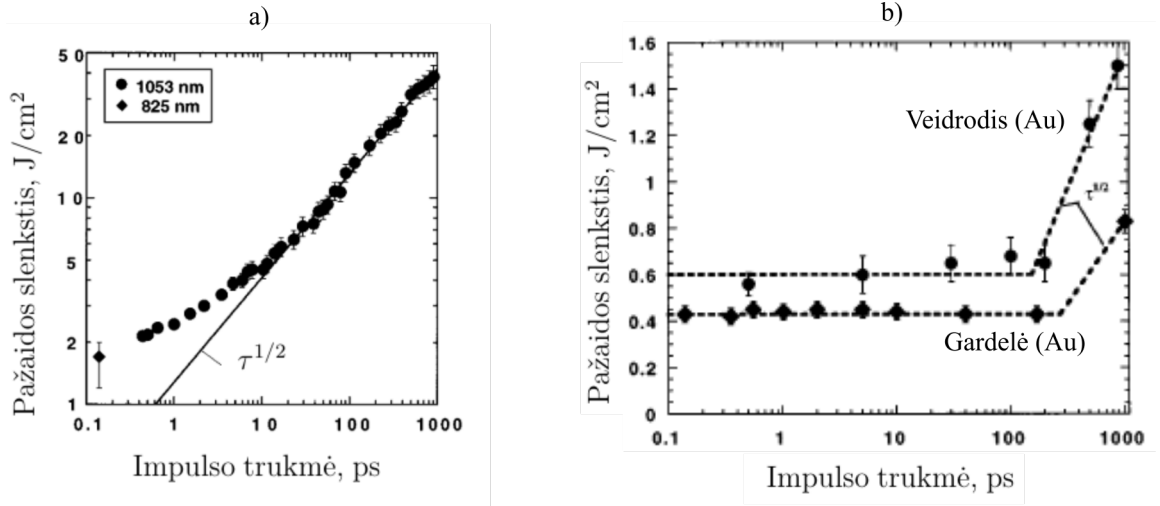
Nanosekundinių impulsų atveju, kai impulso trukmė yra ilga palyginus su gardelės šilimo trukme  $\tau_{ns} \gg \tau_i$ , elektronų ir gardelės išliks šiluminėje pusiausvyroje  $T_e = T_i = T$  ir tuomet (27) modelis tampa šilumos lygtimi [21]:

$$C_i \frac{\partial T}{\partial t} = k_0 \left( \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + I \alpha e^{-\alpha z} \quad (28)$$

Čia  $k_0$  šiluminėje pusiausvyroje esančių elektronų šiluminis laidumas. (28) modelis reiškia, kad nanosekundinių impulsų atveju medžiagos paviršius bus įkaitinamas iki lydymosi ir tuomet iki garavimo temperatūros, o spinduliuotės ir medžiagos sąveikos metu energija iš elektronų į gardelę bus perduodama šiluminės difuzijos būdu. Šilumos paveikta zona, tokiu atveju yra

$L_{th} = 2\sqrt{D_t \cdot \tau}$ , kur  $D_t$  šiluminės difuzijos koeficientas [21].

Femtosekundiniu atveju, dėl trumpos impulso trukmės, impulso metu nėra pasiekama šiluminė pusiausvyra, t.y. elektronai ir gardelė turi skirtingas temperatūras  $T_e \neq T_i$  [21]. Esant nepusiauvyroje padėtyje energijos perdavimas iš elektronų į gardelę vyksta dėl elektronų-fononų susidūrimų [22]. Šis energijos perdavimas yra labai spartus (gardelei energija yra perduodama pikosekundinėje laiko skalėje), todėl pažaida vyksta dėl tiesioginio kietos medžiagos virtimo garais ir staigaus plėtimosi į aplinką (vakuumą).



4 pav. Pažaidos slenksčio priklausomybė nuo impulso trukmės a) lydytam kvarcui [23] ir b) metaliniam Au veidrodžiui [24].

Pažaidos lazerio spinduliuote slenksčio priklausomybė yra pavaizduota 4 pav. Pažaida esant ilgesnei impulsų trukmei vyksta dėl energijos perdavimo gardelei ir jos pernašos medžiagoje šiluminės difuzijos būdu. Šiame impulsų trukmės intervale pažaidos slenksčio priklausomybė nuo impulso trukmės įgauna  $\tau^{\frac{1}{2}}$  formą tiek metalams tiek ir dielektrikams [24]. Tačiau mažinant impulso trukmę yra pasiekama vertė, kai pažaidos slenksstis pradeda nepriklausyti nuo impulso trukmės (metaliniams veidrodžiams) arba priklausomybė įgauna kitą formą (dielektrikams) 4 pav.

## 1.7 Lazeriu indukuojamas nuovargio efektas

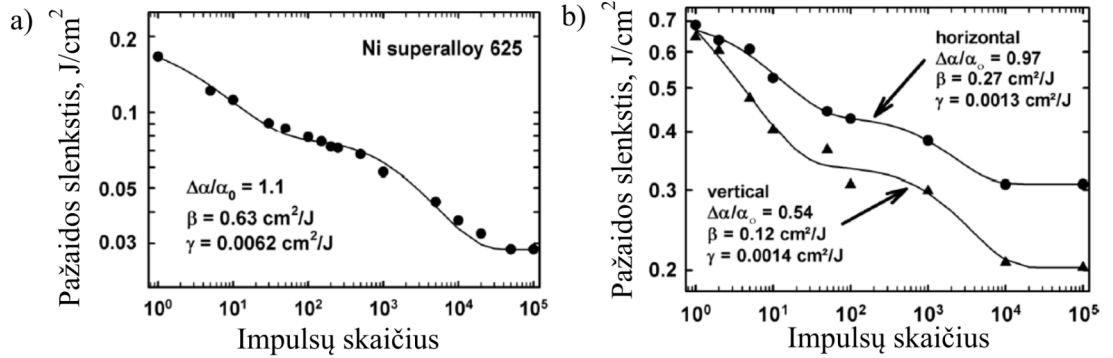
Medžiagos nuovargio efektas yra pažaidos slenksčio mažėjimas eksponuojant medžiagą daugeliu impulsų. Egzistuoja modeliai, kurie teigia, kad esant dideliems impulsų skaičiams pažaidos slenksstis išsotina ir artėja prie nekintančios vertės  $F_{\infty}$ , o spinduliuotės energijos įtėkiui esant  $F < F_{\infty}$  galimas saugus optinių komponentų naudojimas [25]. Optinio nuovargio efektas atsiranda, nes daugelio impulsų poveikio metu medžiaga tarp impulsų negrįžta į pradinę būseną, t.y. medžiagoje kaupiasi lazeriu indukuoti pakitimai. Nors egzistuoja įvairūs modeliai aiškinantys šį efektą, medžiagos pažaida veikiant daugeliu impulsų yra diskusijoms atviras klausimas.

### 1.7.1 Bendrinis nuovargio efekto modelis

Pažaidos slenksčio priklausomybė nuo impulsų skaičiaus gali būti aprašoma geometrinės progresijos dėsnio pavidalu [26]:

$$F_{th,N} = F_1 N^{S-1} \quad (29)$$

Čia  $F_1$  ir  $F_{th,N}$  yra 1-į-1 ir  $N$ -į-1 pažaidos slenksčiai, atitinkamai, o  $S$  - nuo medžiagos priklausomantis laisvas parametras. Šis modelis yra tinkamas nesudėtingų pažaidos slenksčio priklausomybių aprašymui, tačiau jis nenusako  $F_\infty$  slenksčio egzistavimo.



5 pav. a) Nikelio lydinio ir b)  $\text{TiO}_2$  dangos eksperimentinės ir teorinės PLSS priklausomybės nuo impulsų skaičiaus [26].

Siekiant aprašyti sudėtingesnes pažaidos slenksčio priklausomybes, modelyje reikia atsižvelgti į nuo dozės ar intensyvumo priklausančią sugertį medžiagoje (dėl tarpinių defektnių lygmenų generacijos arba užpildymo) ir į pažeidimui sukurti reikalingos energijos sumažėjimą (dėl gardelės nestabilumo, kuris atsiranda dėl impulsų metu sugeneruotų defektų ar nanoįtrūkimų) [26]:

$$F_{th}(N, F) = \frac{[F_1 - F_\infty \left(1 + \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}\right)] [1 - e^{-\gamma F(r)(N-1)}]}{1 + \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} [1 - e^{-\beta\gamma F(r)(N-1)}]} \quad (30)$$

Čia  $\frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}$  - sugerties koeficiento pokyčio ir sugerties koeficiento santykis,  $\gamma$  - medžiagos nuovargį apibūdinantis koeficientas,  $F(r)$  - energijos įtėkis,  $\beta$  - koeficientas nusakantis sugerties medžiagoje pokytį,  $N$  - impulsų skaičius. Šis modelis yra empirinis, t.y. neatsižvelgia į nuovargio efekto ir sugerties atsiradimo priežastis, tačiau dėl daromų bendrų prielaidų gali būti naudojamas prognozuojant daugelio medžiagų pažaidos slenksčio priklausomybes kaip pavaizduota 5 pav.

### 1.7.2 Nuovargio efektas metaluose

Nanosekundinių impulsų atveju nuovargio efektas metaluose yra siejamas su plastine šlyties deformacija [27], kuri yra sukaupiama bandinio paviršiuje dėl pasikartojančio eksponavimo lazerio impulsais. Dėl šlyties deformacijos padidėja paviršiaus šiurkštumas ir medžiaga pradeda geriau segerti spinduliuotę [28].

Lazeriu indukuoto terminių įtempimų amplitudė yra proporcinga paviršiaus temperatūros pokyčiui [28]:

$$\sigma = -\frac{E\alpha dT}{1-\nu} \quad (31)$$

Temperatūros pokytis  $dT$  žemiau lydymosi temperatūros yra proporcingas spinduliuotės energijos įtekiui  $F$ :

$$dT = \frac{2A}{\sqrt{\pi K C t_p}} F \quad (32)$$

Čia  $t_p$  erdviškai tolygaus stačiakampio impulso trukmė,  $K$  terminis laidumas,  $C$  savitoji šiluminė talpa,  $A$  vidutinis sugerties koeficientas. Taigi, terminio streso amplitudė yra tiesiogiai proporcinga spinduliuotės energijos įtekiui. Šlyties deformacija įvyksta tada, kai indukuoto terminio įtempimo amplitudė viršija tamprumo ribą, o eksponuojant pasikartojančiais lazerio impulsais ši deformacija kaupiasi medžiagos paviršiuje.

Atlikus tam tikrus pakeitimus ir atsižvelgus į mechaninės deformacijos ir plastinių įtempimų nuovargio efektus metaluose, gauname medžiagos įtempio ir deformacijos kreivę nuovargio efektui  $\sigma = \sigma_f(\epsilon_p/\epsilon_f)^n$ , kur  $\epsilon_p$  yra plastinio įtempimo dydis, kuriam esant pasireiškia deformacija,  $\epsilon_f$  koeficientas nusakantis medžiagos nuovargį per vieną ciklą,  $\sigma_f$  nuovargio stiprumą aprašantis koeficientas,  $n$  ciklinio įtempimo-tvirtėjimo koeficientas, nurodantis medžiagos elastiškumą [28]. Pasinaudojus nuovargio kreivių panašumu galima gauti parametro  $n$  priklausomybę nuo nuovargio kreivės polinkio koeficiento  $S$   $n = (1 - S)/(5S - 4)$  (žr. (29) formulę). Pasinaudojus šia priklausomybe galima gauti per  $N$  impulsų medžiagoje sukauptą plastinių įtempimų energijos išraišką (33).

$$W = \left(\frac{6S - 5}{4S - 3}\right) 2\sigma_f \epsilon_f N^{4(1-S)} \quad (33)$$

Kai  $S < 1$  plastinių įtempimų energija  $W$  didėja didėjant impulsų skaičiui  $N$  ir pasiekus tam tikrą kritinę energijos vertę įvyksta pažeidimas, kai  $S > 1$  energija  $W$  mažėja didėjant impulsų skaičiui, tai reiškia, kad medžiaga tvirtėja, o kai  $S = 1$  spinduliuotė nedaro jokios įtakos medžiagai. Taigi, remiantis koreliacija tarp lazeriu indukuoto ir mechaninio nuovargio efektų, buvo gautas modelis, kuris nusako lazeriu sukeltų terminių įtempimų ir deformacijos kaupimąsi metaliniuose paviršiuose [28].

### 1.7.3 Nuovargio efektas dielektrikuose

Optinio nuovargio efektas atsiranda, nes medžiaga tarp impulsų negrįžta į pradinę padėtį. Tai gali pasireikšti kaip tarpinių lygmenų atsiradimas draustinėje juostoje, kurių atsiradimas aiškinamas kaip taškinių defektų generacija [29]. Taškinių defektų arba kitaip spalvinių centrų generacija yra siejama su Frenkelio defektais, elektronų pagava esančiuose defektiniuose lygmenyse ir savaimė pagautųjų eksitonų formavimusi [3, 30, 31]. Sugeneruoti defektai gali lemti sugerties medžiagoje padidėjimą arba šviesos sklaidimo pokyčius dėl pasikeitusio lūžio rodiklio,



šiluminės ar netiesinės savifokusacijų. Pastaruoju atveju katastrofinį pažeidimą sukeltų dėl fokusavimosi padidėjęs smailinis intensyvumas, kuris paveiktų toliau nuo sugeneruotų defektų esančią medžiagos dalį [32]. Šviesos sklaidimo pokyčius gali sukelti ir sklaida nuo nanometrinių įtrūkimų atsiradusių dėl mechaninių įtempimų [31].

### Spalvinių centrų modelis

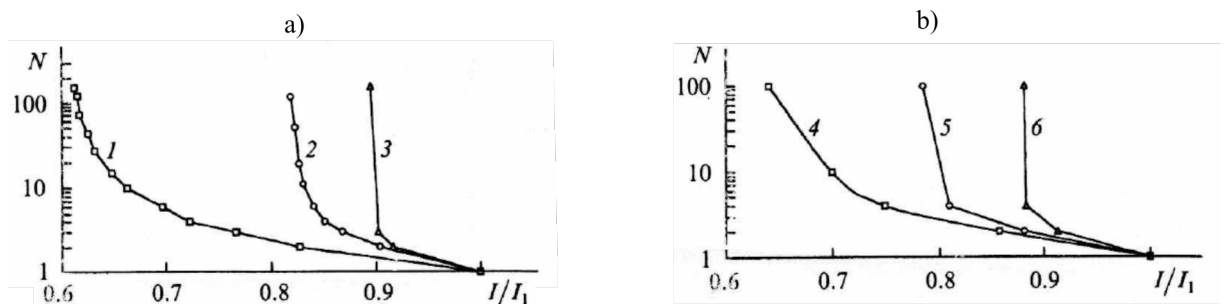
Literatūroje aprašytame spalvinių centrų modelyje šarminiams halidams teigiama, kad pažeida daugelio impulsų atveju susidaro dėl atsiradusių mechaninių įtempimų, kurie sukuria nanoįtrūkimus ar šlyties deformacijas dėl kurių atsiranda spinduliuotės sklaidos centrai, kurie moduliuoja šviesos sklaidimą ir yra detektuojami kaip pažeidimai [31]. Įtempimus sukelia dėl spinduliuotės poveikio atsiradę F-centrai (spalviniai centrai) [33]. F-centrai atsiranda kai kristalinėje gardelė mažesnio diametro jonas yra išstumiamas (tampa tarpmazginiu defektu), o jo vietoje atsiranda vakansija. Medžiagoje sukuriamas įtempis dėl sugeneruotų spalvinių centrų yra išreiškiamas [31]:

$$\sigma = A + B\sqrt{n_F} \quad (34)$$

Čia  $A$  ir  $B$  yra medžiagą nusakančios konstantos, o  $n_F$  yra spalvinių centrų koncentracija. Vieno impulso metu sugeneruotas spalvinių centrų skaičius gali būti išreiškiamas:

$$\Delta n_f \sim e^{-\frac{U_0 - \gamma\sigma}{kT}} \quad (35)$$

Čia  $k$  - Bolcmano konstanta,  $T$  - temperatūra,  $\gamma$  - medžiagą nuskantis parametras,  $U_0$  - defekto sužadavimo energija. Remiantis (34) ir (35) formulėmis galima teigti, kad toks spalvinių centrų generavimas yra save skatinantis procesas, nes didėjant defektų skaičiui  $n_f$  didėja medžiagos atsparumas  $\sigma$  ir didėja  $\Delta n_f$  sugeneruojamų spalvinių centrų skaičius. Nors šiuo modeliu galima paaiškinti pažeidos susidarymą nesant pradiniam defektams, bet šis modelis nenumato spalvinių centrų relaksacijos ar kito defektų generavimą ribojančio mechanizmo [31].



6 pav. a) Eksperimentinės ir b) remiantis spalvinių centrų modeliu gautos teorinės nuovargio kreivės [34].

Spalvinių centrų modelyje švino silikatiniams stiklams pažeidos susidarymą lemia šiluminė spinduliuotės savifokusacija ir dėl to padidėjusi spinduliuotės sugertis [34]. Šis modelis yra su-

darytas iš dviejų pagrindinių lygčių, (36) formulė nusako spalvinių centrų poveikį spinduliuotės sugerčiai, o (37) formulė aprašo spalvinių centrų generaciją laike [34]. Eksperimentinių ir šiuo modeliu gautų rezultatų palyginimas pavaizduotas 6 pav.

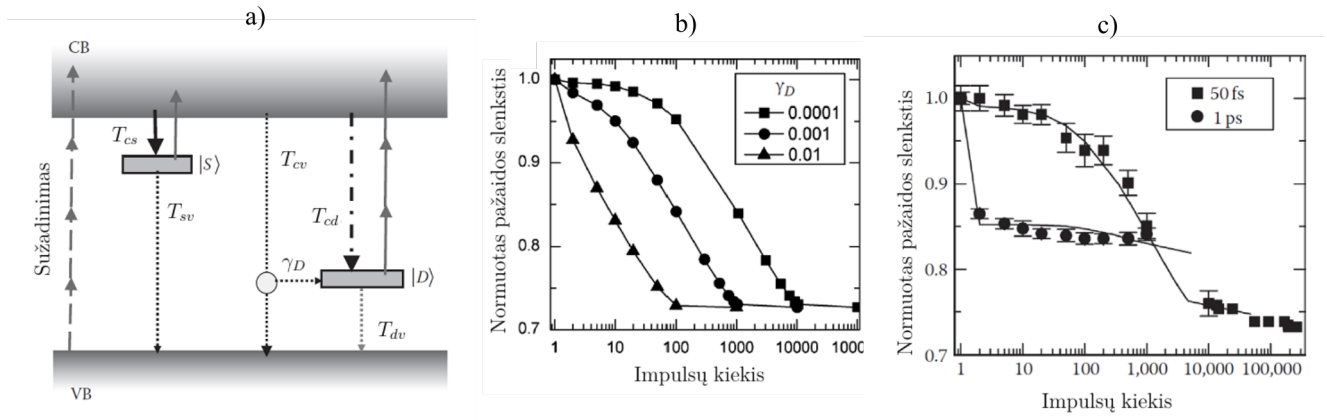
$$\frac{2F\lambda}{\pi^2 d_f^2 \sigma \tau} = I n_\infty (I) [1 - e^{-\frac{I^2}{I_0^2} N \tau}] \quad (36)$$

Čia  $\lambda$ , - bangos ilgis,  $F$  - slenkskinė sugertos energijos tankio vertė,  $d_f$  - spinduliuotės diametras savifokusacijos fokuse,  $\sigma$  - sugerties skerspjūvis,  $\tau$  - impulso trukmė,  $N$  - impulsų skaičius,  $I$  - spinduliuotės galios tankis,  $n_\infty$  - didžiausia galima spalvinių centrų koncentracija.

$$C_1 \frac{n_0 - n_\infty}{n_\infty} I^2 - C_2 \frac{n_\infty}{n_0 - n_\infty} I - n_\infty = 0 \quad (37)$$

Čia  $C_1 = \gamma W_1 / 3\sigma W_2$ ,  $C_2 = \sigma / W_1$ , kur  $\gamma$  - trijų fotonų sugerties koeficientas,  $W_1$  ir  $W_2$  - spalvinio centro generacijos ir rekombinacijos tikimybės.

## Elektronų pagavos modelis



7 pav. a) Galimi procesai elektronų pagavos modelyje, b) teorinės medžiagos nuovargio kreivės gautos elektronų pagavos modeliu esant skirtingiems sugeneruojamų defektų kiekiams, c) teorinė ir eksperimentiškai gautos pažeidos slenkščio priklausomybės nuo impulsų skaičiaus  $\text{HfO}_2$  dangai [3].

Šiame modelyje teigiama, kad nuovargio efektas medžiagoje atsiranda dėl elektronų relaksacijos į medžiagoje jau esančius arba impulso metu sukuriamus defektinius energijos lygmenis [25]. Šie lygmenys turi mažesnę sužadinimo energiją, todėl sekančio impulso metu yra sužadinama daugiau elektronų ir dėl to sumažėja pažeidos lazerio spinduliuote slenkstis. Šiuo modeliu yra nusakomas elektronų tankio kitimas sekliuose (lygmuo esantis per vieną fotono kvantą nuo laidumo juostos), giliuose (mažesnės energijos lygmuo nei sekliasis) ir laidumo energetiniuose lygmenyse 7 a). Elektronų tankio kitimas aprašomas elektronų generacijos spartos

lygtimis (38), (39) ir (40) atitinkamai laidumo, sekliame ir giliame energijos lygmenyse [3].

$$\begin{aligned} \frac{dN}{dt} = & \alpha N(t)I(t) + \beta_m I(t)^m - \frac{N(t)}{T_{cv}} - \frac{N(t)}{T_{cs}} \left(1 - \frac{N_s(t)}{N_{s,max}}\right) + \sigma_s N_s(t) \left(\frac{I(t)}{h\nu}\right) \\ & - \frac{N(t)}{T_{cd}} \left(1 - \frac{N_d(t)}{N_{d,max}}\right) + \sigma_d N_d(t) \left(\frac{I(t)}{h\nu}\right)^{m'} \end{aligned} \quad (38)$$

$$\frac{dN_s}{dt} = \frac{N(t)}{dt} \left(1 - \frac{N_s(t)}{N_{s,max}}\right) - \sigma_s N_s(t) \left(\frac{I(t)}{h\nu}\right) - \frac{N_s(t)}{T_{sv}} \quad (39)$$

$$\frac{dN_d}{dt} = \frac{N(t)}{T_{cd}} \left(1 - \frac{N_d(t)}{N_{d,max}}\right) - \sigma_d N_d(t) \left(\frac{I(t)}{h\nu}\right)^{m'} - \frac{N_d(t)}{T_{dv}} \quad (40)$$

Šiame modelyje (41) lygtimi yra įskaitomi impulsų metu sugeneruoti defektai [3]:

$$\frac{dN_{d,max}}{dt} = \gamma_D \frac{N(t)}{T_{cv}} \left(1 - \frac{N_{d,max}(t)}{N_0}\right) \quad (41)$$

Čia  $T_{cv}, T_{cs}, T_{cd}$  laikinėmis konstantomis aprašoma elektronų relaksacija į atitinkamus lygmenis, kurie turi ribines užpildos vertes  $N_{s,max}$  ir  $N_{d,max}$ , koeficientu  $\gamma_D$  yra nurodoma kuri relaksuojančių elektronų dalis sukuria defektus (vykstantys sugerties ir relaksacijos procesai pažymėti 7 pav. a),  $\sigma_s$  ir  $\sigma_d$  - elektrono sugerties skerspjūvis atitinkamai sekliam ir giliam defektams,  $m$  - fotojonizacijos eilė,  $m'$  - giluminių defektų fotojonizacijos eilė,  $h\nu$  - spinduliuotės kvanto energija,  $\alpha$  - griūtinės jonizacijos parametras,  $\beta_m$  - fotojonizacijos parametras,  $N_0$  - gilių defektinių lygmenų didžiausia galima vertė [3].

7 pav. b) pavaizduotos pažaidos slenksčio priklausomybė nuo impulsų skaičiaus esant skirtingam defektų generacijos greičiui. Šioje priklausomybėje matome, kad pastovi pažaidos slenksčio vertė nepriklauso nuo defektų generacijos greičio. 7 pav. c) dalyje matome, kad elektronų pagavos modeliu galima paaikškinti pažaidos slenksčio priklausomybę nuo impulsų trukmės. Šiuo atveju skirtingos kreivės formos rodo skirtingą giliųjų defektinių lygmenų sužadavimo efektyvumą. Dėl didesnio 50 fs impulso intensyvumo, giliųjų lygmenų sužadimas vyksta efektyviau nei 1 ps atveju, tai galima matyti iš mažesnės pažaidos slenksčio vertės esant didesniam impulsų skaičiui [3].

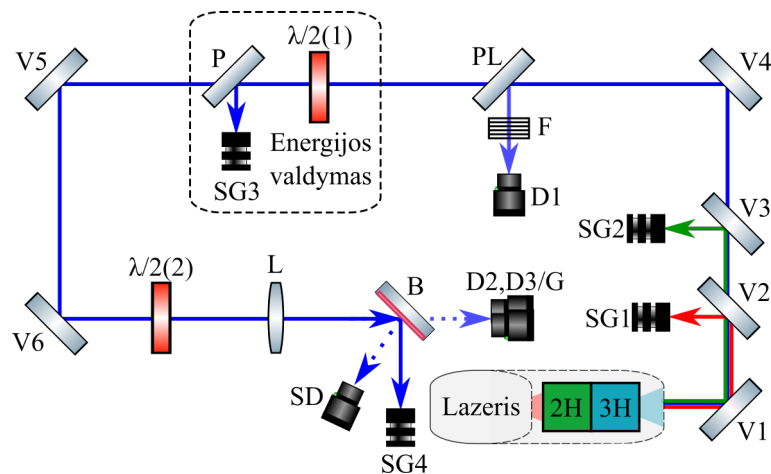
## 2 Tyrimo metodai

### 2.1 Bandinys

Eksperimentų metu naudotas didelio atspindžio koeficiento ( $R > 99,8\%$  @ 355 nm) dielektrinis veidrodis. Šis veidrodis pagamintas atspindėti 355 nm bangos ilgio S poliarizacijos spinduliuotę, kurios kritimo kampas (*angl. angle of incidence*) yra  $45^\circ$ . Veidrodis padengtas naudojantis elektronų pluošto garinimu asistuojant plazminiu nusodinimu (*angl. electron beam evaporation with plasma assisted deposition*). Atspindinti danga yra sudaryta iš didelio lūžio rodiklio (H)  $\text{Al}_2\text{O}_3$   $n(355 \text{ nm})=1,76$  [35] ir mažo lūžio rodiklio (L)  $\text{SiO}_2$   $n(355 \text{ nm})=1,48$  [36] medžiagų. Atspindinti danga buvo padengta ant 5,08 cm diametro lydyto kvarco pagrinduokio naudojantis  $(\text{H}^1\text{L}^1)^7(\text{HL})^{10}\text{H}2\text{L}$  formule. Veidrodis gamybos metu buvo atkaitintas.

Taip pat eksperimento metu buvo naudotas metalinis veidrodis padengtas 300 nm Au danga  $n(355 \text{ nm})=1,50$  [37]. Bandinio diametras yra 2,54 cm. Gamybos metu buvo panaudoti du adheziniai  $\text{TiO}_2$  ir Ti sluoksniai. Veidrodis padengtas naudojantis magnetroninio dulkinimo metodu (*angl. magnetron sputtering*).

### 2.2 Eksperimento schema



8 pav. 2H ir 3H - antros ir trečios harmonikų moduliai, V2 - pirmą harmoniką atspindintis veidrodis, V3 - antrą harmoniką atspindintis veidrodis, V1, V4, V5, V6 - spindulį nukreipiantieji veidrodžiai, PL - pleištas, F - filtrai, D1, D2, D3 - energijos diodai, G - galios matuoklis,  $\lambda/2(1)$ ,  $\lambda/2(2)$  - pusės bangos ilgio fazinės plokštelės, P - poliarizatorius, L - lęšis, SD - sklaidos energijos diodas, SG1, SG2, SG3, SG4 - spinduliuotės gaudyklės.

Optinių dangų išgyvenamumo skirstiniai buvo išmatuoti naudojant UV spinduliuotę bei esant skirtingoms impulsų trukmėms, todėl eksperimentų metu buvo naudojami du lazeriai ir dvi eksperimentinės sistemos, kurių principinė schema yra pavaizduota 8 pav. Nanosekundinių impulsų generacijai buvo panaudotas Nd:YAG vienos išilginės modos nanosekundinis lazeris

(„SpitLight Hybrid“, „Innolas Laser GmbH“), kurio spinduliuotės parametrai:  $f = 100$  Hz,  $\lambda_{1H} = 1064$  nm,  $\lambda_{3H} = 355$  nm, pluošto diametras  $\frac{1}{e^2}$  aukštyje buvo  $d_{ns} = 55,9 \pm 1,3$   $\mu\text{m}$ , impulso trukmė  $\tau_{ns} = 4,7$  ns, o femtosekundinių impulsų generacijai panaudotas Yb:KGW lazeris („Pharos“, UAB „Light Conversion“), kurio spinduliuotės parametrai:  $f = 100$  Hz,  $\lambda_{1H} = 1030$  nm,  $\lambda_{3H} = 343$  nm,  $d_{fs} = 55,4 \pm 0,3$   $\mu\text{m}$ ,  $\tau_{fs} = 198,4$  fs.

Darbo metu Nd:YAG nanosekundinio lazerio impulso trukmė išmatuota naudojantis energijos diodu D2 ir oscilografu (8 pav.), o femtosekundinio Yb:KGW lazerio trukmė išmatuota autokoreliatoriumi. Pluošto diametrai išmatuoti kamera „Chameleon“, kurios vaizdo elemento (*angl. pixel*) dydis yra 3,75  $\mu\text{m}$ . Pluošto diametrui nustatyti papildomai buvo naudojamas objektyvas, kurio nominalus didinimas 5,56 karto.

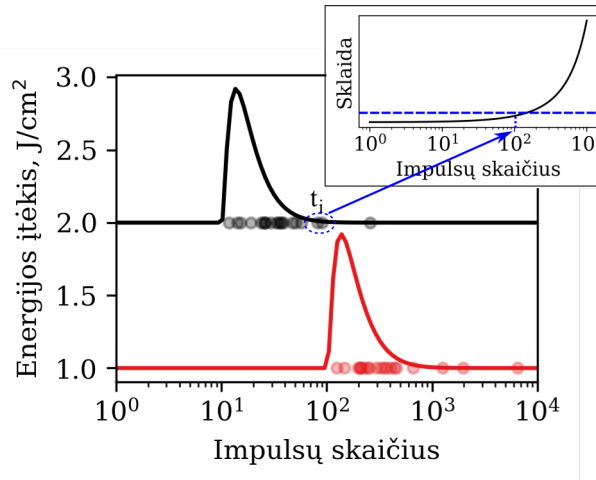
Principinėje eksperimento schemoje (8 pav.) pažymėtuose 2H ir 3H harmonikų moduluose yra sugeneruojama trečios harmonikos spinduliuotė. 8 pav. matome, kad pirmos ir antros harmonikos spinduliuotės yra atspindimos V1 ir V2 veidrodžiais, o trečios harmonikos spinduliuotė yra dalinai atspindima pleišto PL į energijos matuoklį D1. Bandinį veikiančių impulsų energija yra sukalibruojama sukant pusės bangos fazinę plokštelę  $\lambda/2(1)$ , kuri yra valdoma elektroniškai, ir atspindint dalį spinduliuotės P poliarizatoriumi. Kalibracijos metu bandinys yra išimamas iš laikiklio ir išmatuojama D3 energijos matuoklio arba G galios matuoklio signalo priklausomybė nuo D1 energijos matuoklio signalo, kai yra keičiamas  $\lambda/2(1)$  plokštelės posūkio kampas. Pusės bangos fazinė plokštele  $\lambda/2(2)$  yra keičiama į bandinį atsklindančios spinduliuotės poliarizacija, o pluoštas į bandinį yra fokusuojamas 40 cm židinio nuotolio lęšiu L. Išsklaidytos šviesos detektorius yra naudojamas registruojant optinį bandinio pažeidimo faktą ir laiką.

Kaip pavaizduota 8 pav. eksperimento metu buvo naudojama kampu krentančios spinduliuotės geometrija ( $45^\circ$ ), kuri leidžia išmatuoti skirtingos poliarizacijos daromą įtaką gyvavimo trukmės skirstiniams.

## 2.3 Gyvavimo trukmės skirstinių matavimas

Gyvavimo trukmės skirstinių matavimo metu bandinys buvo eksponuojamas lazerio impulsais ir registruojamas impulsų skaičius, kuriam esant įvyksta optinis pažeidimas. Optinis pažeidimas buvo nustatomas ir konkrečios bandinio vietos eksponavimas buvo nutraukiamas, kai sklaidos diodo išmatuota energija viršijo slenkstinę energijos vertę (9 pav.), kuri taip pat priklauso ir nuo pasirinktos energijos įtėkio vertės. Esant optiniam pažeidimui, sklaidos diodas registruoja spinduliuotės intensyvumo padidėjimą, nes pažeistas veidrodis dalį spinduliuotės pradeda sklaidyti įvairiais kampais.

Matavimų metu buvo pasirinktos kelios energijos įtėkio vertės (nuo 3 iki 5 skirtingų verčių). Esant kiekvienai energijos įtėkio vertei nuo 50 iki 100 skirtingų bandinio vietų buvo eksponuojamos lazerio impulsais ir nustatomas impulsų skaičius, kuriam esant buvo stebėtas sklaidos signalo padidėjimas (optinis pažeidimas). Maksimalus impulsų skaičius, kuriuo buvo eksp-

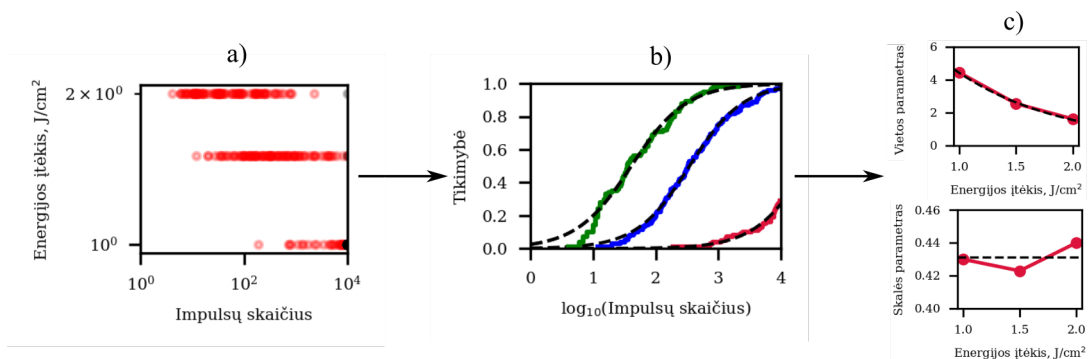


9 pav. Gyvavimo trukmės skirstinių matavimo metu gautų rezultatų pavyzdys.

nuotas bandinys yra  $10^4$  impulsų vienoje vietoje. Tokia vertė pasirinkta dėl praktiškai ribotos eksperimento atlikimo trukmės.

Matavimų metu yra gaunamas optinį pažeidimą sukeliančio impulsų skaičiaus pasiskirstymas esant skirtingoms energijos įtėkio vėrtėms (9 pav.) Tačiau prieš analizuojant duomenis yra patkrinami eksperimento metu gauti sklaidos signalai ir atrenkamos išmatuotos optinį pažeidimą sukeliančio impulsų skaičiaus vėrtės. Sklaidos signalai yra tikrinami, nes sistemos derinimo metu slenkstinė sklaidos diodo vėrtė gali bŭti nustatoma per didelė. Tuomet automatinis optinio pažeidimo nustatymas tampa netikslus, t.y. optinį pažeidimą sukeliančio impulsų skaičius išmatuojamas didesnis nei ištikro yra.

## 2.4 Duomenų analizė



10 pav. Duomenų analizė: a) Eksperimentiškai (iš sklaidos signalo pokyčio) užregistruoti gyvavimo trukmės duomenys, b) Kumuliatyvinės gyvavimo trukmių pasiskirstymo funkcijos gautos eksperimento metu ir jų tinkinimas teoriniu modeliu, c) Atrinktojo prognostinio modelio paramterų priklausomybė nuo energijos įtėkio (prognostinio kinamojo).

Duomenų analizę galima susikirstyti į žingsnius:

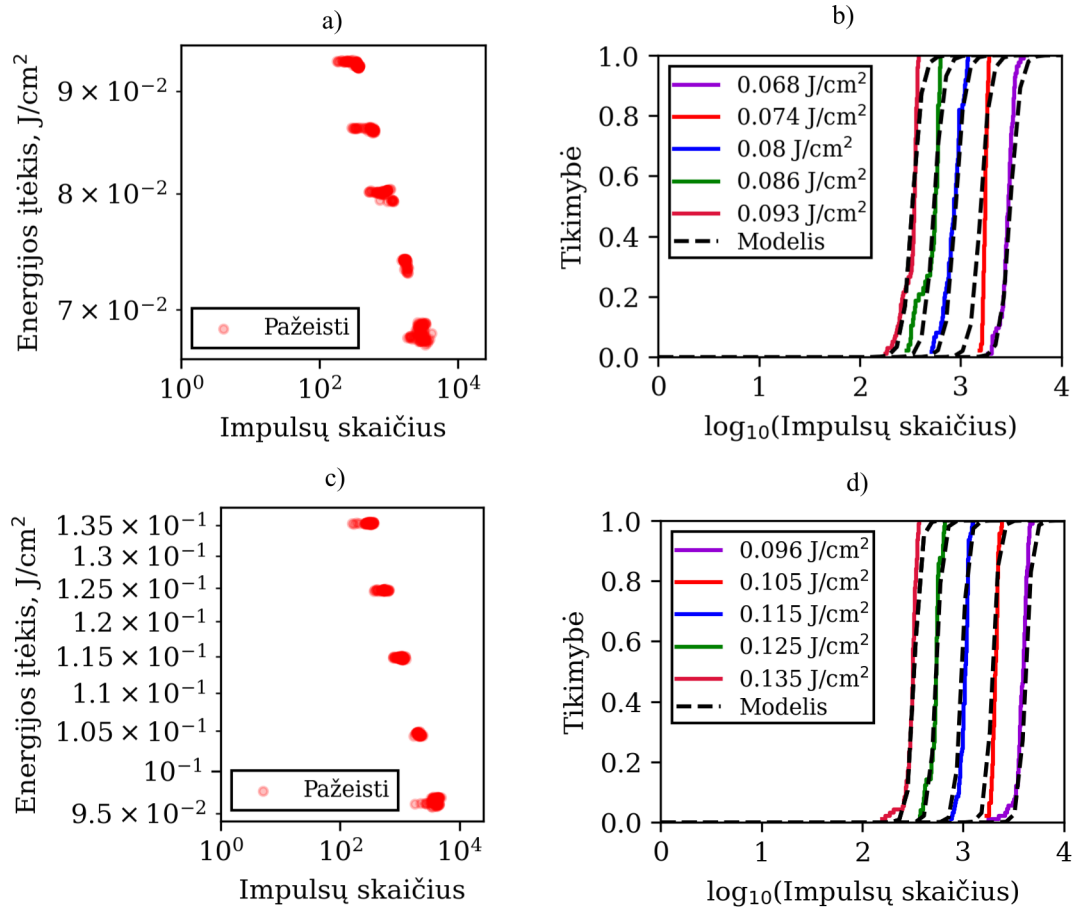
1. Atvaizduojamos optinį pažeidimą sukeliančio impulsų skaičiaus vertės ir jų priklausomybė nuo energijos įtekio 10 pav. a).
2. Apskaičiuojama empirinė kumuliatyvinė gyvavimo trukmės pasiskirstymo funkcija (1) naudojantis Kaplan-Meier išgyvenamumo funkcijos formule (15) ir (2) tapatybe 10 pav. b).
3. Gautos gyvavimo trukmės pasiskirstymo funkcijos yra tinkamos parametriniu modeliu ir gaunamos paramterų priklausomybės nuo energijos įtekio 10 pav. c).

Šiame darbe gautos pasiskirstymo funkcijos buvo tinkamos logaritmiškai logistine pasiskirstymo funkcija (11). Skaičiavimai buvo vykdomi *Python* programavimo kalba. Tinkinimas buvo atliktas naudojantis *scipy.optimize.curve\_fit* funkcija [38], kuri yra paremta mažiausių kvadratų metodu.

### 3 Pagrindiniai rezultatai ir jų aptarimas

#### 3.1 Metalinis „Au“ veidrodis

##### 3.1.1 Tinkinimas



11 pav. Metalinio Au veidrodžio 3H (343 nm) 198 fs: a) ir c) eksperimentiniai rezultatai (nuovargio kreivės) paveikiant skirtingos poliarizacijos spinduliuotėms (P ir S atitinkamai), b) ir d) empirinės pasiskirstymo funkcijos, esant skirtingiems energijos įtekėjams ir jų tinkinimas (P ir S poliarizacijoms atitinkamai).

Eksperimento metu buvo gauti gyvavimo trukmės skirstiniai metaliniam „Au“ veidrodžiui esant skirtingoms impulsų trukmėms ir skirtingoms spinduliuotės poliarizacijoms 11 pav. ir 12 pav. Pasinaudojus Kaplan-Meier išgyvenamumo funkcijos formule (15) ir (2) tapatybe buvo suskaičiuotos kumuliatyvinės gyvavimo trukmės funkcijos 11 ir 12 pav. b) ir d) dalys. Tuomet buvo atliekamas šių funkcijų tinkinimas logaritmiškai logistine pasiskirstymo funkcija  $F(t; \mu, \sigma)$  (42), kur  $t$  yra impulsų skaičius. Toks modelis buvo pasirinktas pagal geriausią sutapimą su eksperimentiniais duomenimis, išbandžius daugybę kitų literatūroje dažnai sutinkamų modelių (Veibulio, logaritmiškai normalaus ir kt.) Darome prielaidą, kad logaritmiškai logistinės funkcijos vietos parametras  $\mu$  nuo energijos įtekio  $E$  priklauso laipsnine funkcija (43), o formos

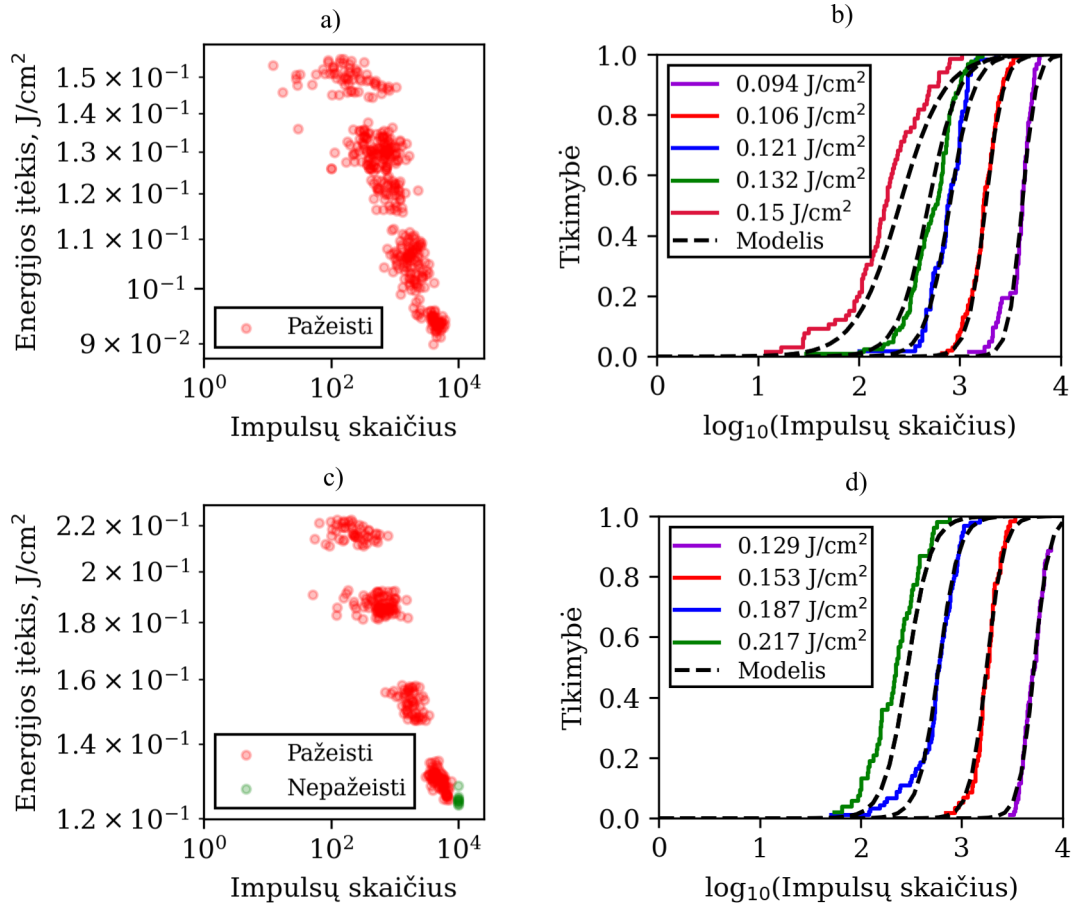


parametras  $\sigma$  yra konstanta (femtosekundiniu atveju) arba eksponentinė funkcija (nanosekundiniu atveju) (44).

$$F(t; \mu(E), \sigma(E)) = \frac{e^{-\frac{\log(t) - \mu(E)}{\sigma(E)}}}{1 + e^{-\frac{\log(t) - \mu(E)}{\sigma(E)}}}, \quad (42)$$

$$\mu(E) = \alpha E^{-\beta} \quad (43)$$

$$\sigma(E) = e^{\gamma E - \phi} \quad (44)$$



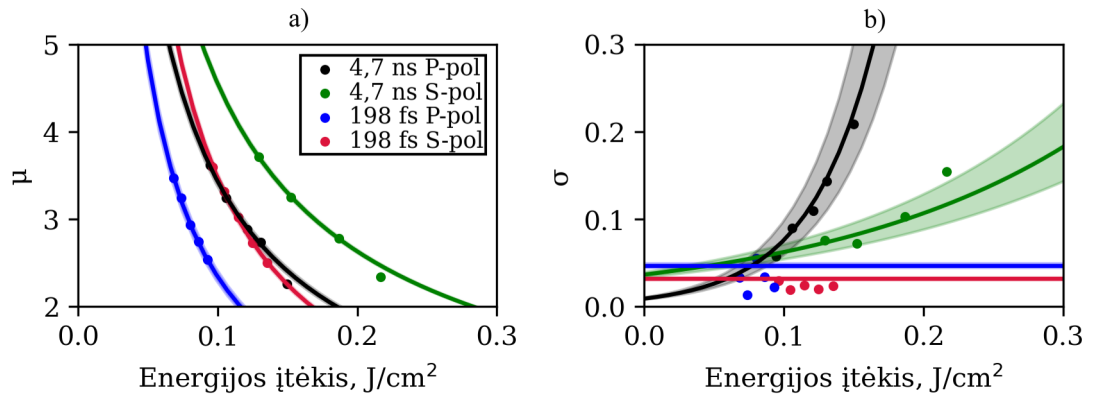
12 pav. Metalinio „Au“ veidrodžio 3H (355 nm) 4,7 ns: a) ir c) eksperimentiniai rezultatai (nuovargio kreivės) paveikiant skirtingos poliarizacijos spinduliuotėms (P ir S atitinkamai), b) ir d) empirinės pasiskirstymo funkcijos, esant skirtingiems energijos įtėkiam ir jų tinkinimas (P ir S poliarizacijoms atitinkamai).

Tinkinimas buvo atliekamas dviem būdais. Pirmasis, kai tinkinama kiekviena pasiskirstymo funkcija atskirai ir tuomet gautos  $\mu$  ir  $\sigma$  parametų priklausomybės nuo energijos įtėkio yra tinkinamos (43) ir (44) funkcijomis. Antrasis (globalus tinkinimas), kai tinkinamos visos pasiskirstymo funkcijos kartu ir tinkinimo matu yra gaunamos (43) ir (44) funkcijų parametų vertės ( $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\phi$ ). Tinkinant pastaruoju būdu, reikia įvertinti ar gautų pasiskirstymo funkcijų parametrai gali būti aprašomi tomis pačiomis funkcijomis.

Globaliu būdu gauti tinkinimo rezultatai išmatuotoms energijos įtėkio vertėms yra pavaizduoti 11 ir 12 pav. b) ir d) grafikuose brūkšninėmis linijomis. Nanosekundinių duomenų atveju, didžiausio energijos įtėkio kreivės nebuvo tinkinamos dėl galimai atsiradusios kitos pažaidos modos, kuri lemia pažaidos susidarymą esant didesnei energijos įtėkio vertei.

### 3.1.2 Prognostinis modelis

Tinkinimo metu gautos logaritmiškai logistinio skirstinio parametrų priklausomybės nuo energijos įtėkio pavaizduotos 13 pav. Taškais pažymėtos logaritmiškai logistinio skirstinio parametrų vertės, kurios buvo rastos tinkinant empirines pasiskirstymo funkcijas (42) formule t.y. anksčiau aptaru pirmuoju būdu, o kreivėmis yra pažymėtos parametrų priklausomybės nuo energijos įtėkio, gautos globalaus tinkinimo metu. Taip pat 13 pav. grafikuose spalvomis yra pažymėtos globalaus tinkinimo metu gautų parametrų vieno standartinio nuokrypio paklaidos.



13 pav. Logaritmiškai logistinio skirstinio parametrų priklausomybės nuo energijos įtėkio. Taškais pažymėtos parametrų vertės gautos tinkinant kiekvieną energijos įtėkio pasiskirstymo kreivę atskirai, o linijomis pažymėtos kreivės gautos tinkinant visas pasiskirstymo kreives kartu (globalaus tinkinimo metu gautos paklaidos pažymėtos spalvomis).

Globalaus tinkinimo metu gautų gyvavimo trukmės skirstinių parametrų priklausomybės nuo energijos įtėkio (13 pav.):

1. Femtosekundiniu atveju:

$$\mu(E)_{P-pol} = 0,213 \cdot E^{-1,041}, \quad \sigma_{P-pol} = 0,046 \quad (45)$$

$$\mu(E)_{S-pol} = 0,296 \cdot E^{-1,068}, \quad \sigma_{S-pol} = 0,032 \quad (46)$$

2. Nanosekundiniu atveju

$$\mu(E)_{P-pol} = 0,457 \cdot E^{-0,875}, \quad \sigma_{P-pol} = e^{21,3 \cdot E - 4,7} \quad (47)$$

$$\mu(E)_{S-pol} = 0,737 \cdot E^{-0,790}, \quad \sigma_{S-pol} = e^{5,3 \cdot E - 3,3} \quad (48)$$

### 3.1.3 Lazerio energijos nenuostovumo daroma įtaka

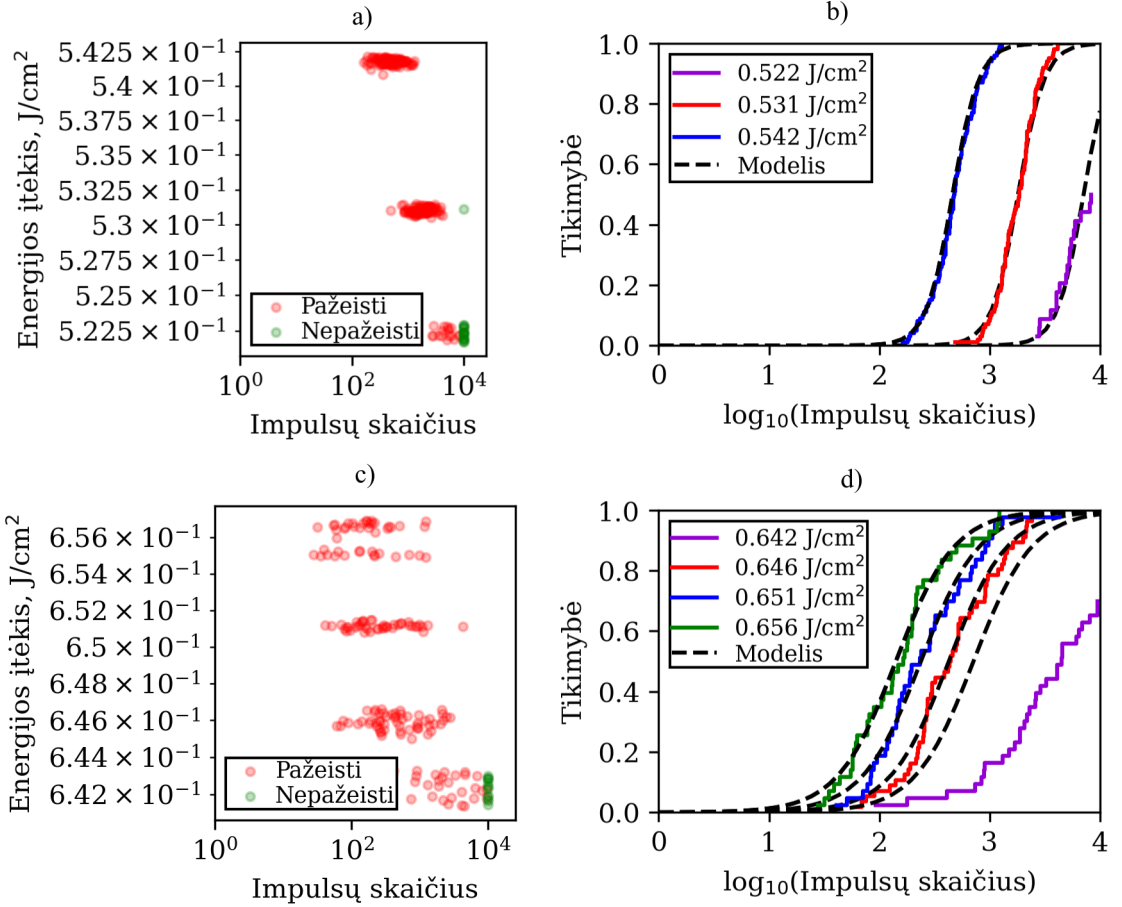
11 ir 12 pav. matome, kad nanosekundiniu atveju išmatuotas energijos įtėkio pasiskirstymas yra platesnis nei femtosekundiniu atveju. Taip yra dėl naudojamų skirtingų lazerių, kurių energijos stabilumas yra nevienodas. Femtosekundinės spinduliuotės nestabilumas, t.y. energijos įtėkio standartinis nuokrypis, bandinį eksponuojant P poliarizacijos spinduliuote buvo 2,2 %, o eksponuojant S poliarizacija 1,5 %. Nanosekundinės spinduliuotės nestabilumas P poliarizacijos atveju 10,5 %, o S poliarizacijos atveju 9,5 %.

13 pav. b) dalyje matome, kad formos parametras  $\sigma$ , kuris nurodo gyvavimo trukmės skirstinio plotį logaritminiame mastelyje, femtosekundiniu atveju yra konstanta, t.y. nepriklauso nuo energijos įtėkio. P poliarizacijos atveju matome, kad parametras  $\sigma$  yra didesnis nei esant S poliarizacijos spinduliuotei. Tai gali būti susiję su skirtingu lazerio energijos nestabilumu esant skirtingoms poliarizacijoms. Dėl didesnio energijos nestabilumo eksponuojant P poliarizacijos spinduliuote, išmatuotos gyvavimo trukmės pasiskirstymo plotis energijos įtėkio kryptimi yra didesnis esant šiai poliarizacijai ( $\Delta E_{P-pol} = 1,1 \cdot 10^{-3} \text{ J/cm}^2$ ,  $\Delta E_{S-pol} = 0,6 \cdot 10^{-3} \text{ J/cm}^2$ ). Taigi, dėl platesnio gyvavimo trukmės pasiskirstymo energijos įtėkio kryptimi esant P poliarizacijai, taip pat gauname platesnį pasiskirstymą impulsų skaičiaus kryptimi, kuris ir sąlygoja didesnę  $\sigma$  parametro vertę.

Nanosekundinių impulsų atveju matome, kad formos parametras  $\sigma$  didėja didėjant energijos įtėkio vertei 13 pav. b). Tokį priklausomybės atsiradimą, kaip ir femtosekundiniu atveju, galima sieti su lazerio energijos nestabilumu. Tačiau, dėl beveik 10 kartų didesnio energijos nestabilumo eksponuojant nanosekundiniais impulsais, parametras  $\sigma$  tampa priklausomas nuo energijos įtėkio. Galima numanyti, kad esant mažam impulsų skaičiui, skirtingos bandinio vietos gali patirti skirtingo dydžio energijos svyravimus (vienos bandinio vietos gali patirti didelius energijos svyravimus, o kitos mažus), o esant dideliame impulsų skaičiui skirtingos bandinio vietos patiria panašius (per ilgesnį matavimo laiką suvidurkintus) energijos svyravimus. Pavyzdžiui, nanosekundinio matavimo metu, esant P poliarizacijos spinduliuotei, energijos įtėkio standartinis nuokrypis esant mažam impulsų skaičiui kito nuo 0,009 iki 0,023 J/cm<sup>2</sup> (impulsų skaičius nuo 100 iki 200), o esant didesniai impulsų skaičiui standartinis nuokrypis kito nuo 0,010 iki 0,013 J/cm<sup>2</sup> (impulsų skaičius nuo 3000 iki 6000). Matome, kad esant mažam impulsų skaičiui energijos įtėkio standartinis nuokrypis kinta platesnėse ribose, nei esant didesniai impulsų skaičiui. Vadinasi, esant mažam impulsų skaičiui skirtumai tarp energijos svyravimo skirtingose bandinio vietose yra didesni. Taigi, formos parametras  $\sigma$ , kuris nusako gyvavimo trukmės skirstinio plotį, didėja didėjant energijos įtėkio vertei, nes esant didesnei energijos įtėkio vertei kiekvienos bandinio vietos eksponavimas trunka trumpiau ir skirtingos bandinio vietos patiria skirtingo dydžio energijos svyravimus, dėl kurių pakinta impulsų skaičius, kuriam esant įvyksta pažeidimas.

## 3.2 Dielektrinis $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ veidrodis

### 3.2.1 Prognostinis modelis femtosekundiniams impulsams

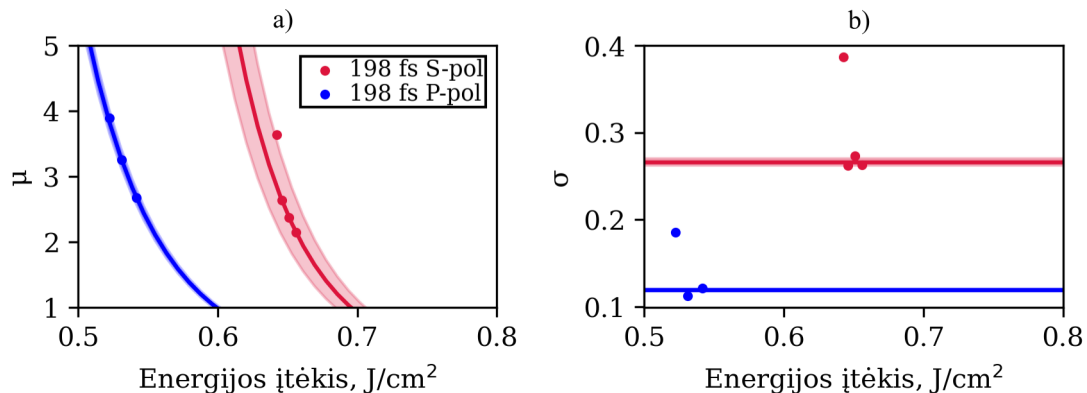


14 pav. Dielektrinio  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  veidrodžio 3H (343 nm) 198 fs: a) ir c) eksperimentiniai rezultatai (nuovargio kreivės) paveikiant skirtingos poliarizacijos spinduliuotėms (P ir S atitinkamai), b) ir d) empirinės pasiskirstymo funkcijos, esant skirtingiems energijos įtėkiams ir jų globalaus tinkinimo rezultatai.

Dielektrinio veidrodžio femtosekundinio matavimo rezultatai ir gautos kumuliatyvinės pasiskirstymo funkcijos pavaizduotos 14 pav. Buvo atliktas globalus empirinių pasiskirstymo funkcijų tinkinimas, kaip aprašyta 3.1.1 skyriuje, kurio rezultatai yra pažymėti juodomis brūkšninėmis kreivėmis 14 pav. b) ir d) dalyse. Reikia pastebėti, kad tinkinant visus S poliarizacijos matavimo rezultatus (14 pav. d)), nebuvo rastas globalus modelis, kuris gerai aprašytų šiuos rezultatus. Todėl globalus tinkinimas buvo vykdomas tik pasiskirstymo funkcijoms, kurios išmatuotos esant energijos įtėkiui nuo 0,646 iki 0,656  $\text{J}/\text{cm}^2$ .

Išmatuotų gyvavimo trukmės skirstinių parametų priklausomybės femtosekundiniu atveju yra:

$$\mu(E)_{P-pol} = 0,0066 \cdot E^{-9,8}, \quad \sigma_{P-pol} = 0,12 \quad (49)$$



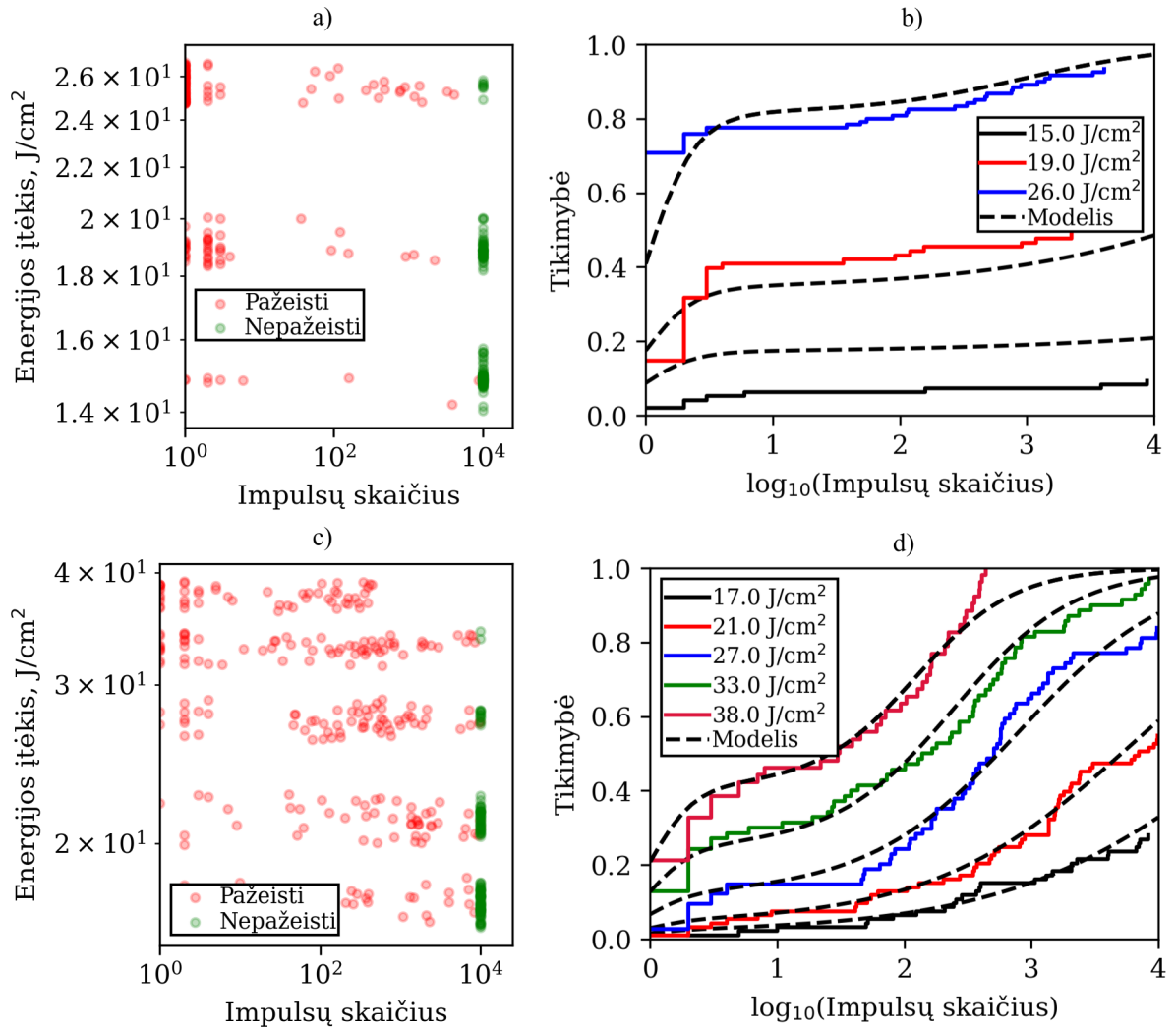
15 pav. Dielektrinio  $\text{Al}_2\text{O}_3$ - $\text{SiO}_2$  veidrodižio 3H (343 nm) 198 fs globalaus (kreivės) ir atskirų pasiskirstymo funkcijų (taškai) tinkinimo rezultatai.

$$\mu(E)_{S-pol} = 0,0085 \cdot E^{-13,1}, \quad \sigma_{S-pol} = 0,27 \quad (50)$$

Šios priklausomybės yra pavaizduotos 15 pav. Matome, kad globalus modelis S poliarizacijos spinduliuotės matavimo duomenims negalėjo būti rastas, nes gyvavimo trukmės skirstinio vietos parametras  $\mu$  yra didesnis ties  $0.642 \text{ J}/\text{cm}^2$ , nei tai gali prognozuoti laipsninė kreivė. Taip pat matome, kad skirstinio pločio parametras  $\sigma$ , ties mažiausia išmatuota energijos įtėkio verte yra padidėjęs. Taigi, dėl didesnių nei yra prognozuojama globalaus modelio  $\mu$  ir  $\sigma$  parametrų verčių, galima manyti, kad šios priklausomybės gali „užlinkti“ mažinant energijos įtėkio vertę. Tokiu atveju egzistuotų tokia energijos įtėkio vertė, kuriai esant parametro  $\mu$  vertė yra begalinė. Begalinė  $\mu$  vertė reikštų, kad katastrofinis pažeidimas neįvyksta, o energijos įtėkis, kuriam esant parametras  $\mu$  tampa begaliniu, galėtų būti laikomas saugiu eksponuojant bandinį lazerio spinduliuote.

### 3.2.2 Pažaidos modos

Dielektrinio veidrodižio nanosekundinio matavimo rezultatai ir gautos kumuliatyvinės pasiskirstymo funkcijos pavaizduotos 16 pav. Iš eksperimentinių duomenų (16 pav. a) ir c)) ir analogijos su „vonios“ (1.1.2 skyrius) kreive, galima numanyti, kad eksponuojant šį veidrodį nanosekundinės trukmės impulsais, pažeidimai įvyksta dėl dviejų pažaidos modų. Esant pirmajai modai bandinys yra pažeidžiamas iš karto, t.y. per pirmus 10 impulsų, o esant antrajai modai bandinys yra pažeidžiamas vėliau arba matavimo metu iš viso nėra pažeidžiamas. Matome, kad esant P poliarizacijos spinduliuotei didžioji dalis pažeidimų įvyksta dėl pirmosios modos, nes 16 pav. b) grafike tikimybės vertė esant  $\log_{10}(\text{Impulsų skaičius}) > 1$  kinta nedaug. Tačiau esant S poliarizacijos spinduliuotei, matome, kad bent pusė matavimo metu įvykusių pažeidimų yra dėl antrosios pažaidos modos, nes matome ryškų tikimybės didėjimą didėjant impulsų skaičiui 16 pav. d). Tokia pirmosios pažaidimo modos daromos įtakos priklausomybė nuo spinduliuotės poliarizacijos gali būti paaiškinta remiantis didesniu Frenelio atspindžio koeficientu S poliariza-



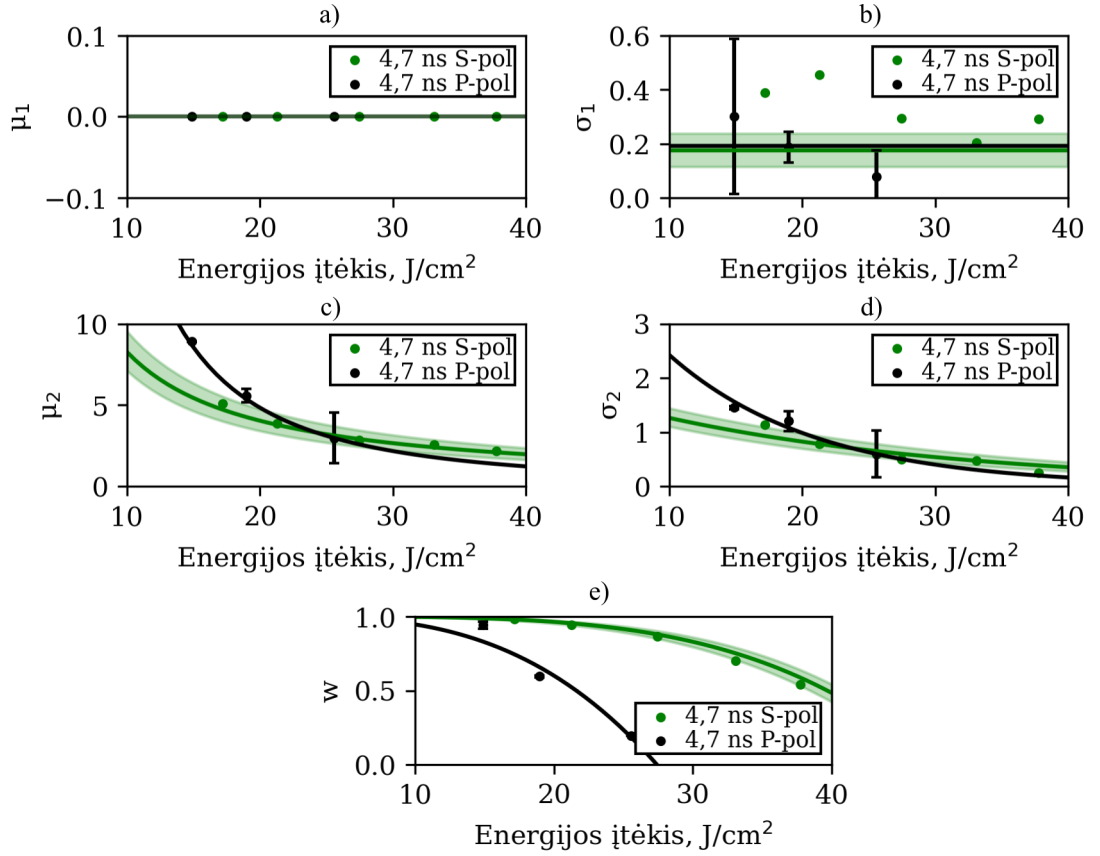
16 pav. Dielektrinio Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-SiO<sub>2</sub> veidrodžio 3H (355 nm) 4,7 ns: a) ir c) eksperimentiniai rezultatai (nuovargio kreivės) paveikiant skirtingos poliarizacijos spinduliuotėms (P ir S atitinkamai), b) ir d) empirinės pasiskirstymo funkcijos, esant skirtingiems energijos įtėkiams ir jų globalaus tinkinimo rezultatai.

cijos spinduliuotei. Didesnis atspindžio koeficientas lemia tai, kad didžioji dalis spinduliuotės yra atspindima mažesniame dielektrinio veidrodžio gylyje. Vadinasi S poliarizacijos spinduliuotė paveikia mažesnę medžiagos kiekį nei P poliarizacijos spinduliuotė. Didesnis medžiagos kiekis, kurį paveikiame spinduliuote, nulemia didesnę tikimybę, kad poveikio vietoje bus pirmą pažeidimo modą sukeliantis defektas.

### 3.2.3 Prognostinis modelis nanosekundiniams impulsams

Kaip ir anksčiau nagrinėtais atvejais, buvo atliktas globalus empirinių pasiskirstymo funkcijų tinkinimas S poliarizacijos matavimo duomenims 16 pav. d). Tačiau dėl didelės pirmos pažeidimo modos įtakos P poliarizacijos matavimo rezultatams ir nedidelio kiekio dėl antrosios

pažaidos modos įvykusių pažeidimų, nebuvo rastas gerai eksperimentinius rezultatus atitinkantis globalus modelis. Todėl šios poliarizacijos rezultatai buvo tinkinami pirmuoju 3.1.1 skyriuje aprašytu būdu, o 16 pav. b) juodomis brūkšninėmis kreivėmis yra pažymėti ne tinkinimo metu gauti, bet toliau aprašyti modelio rezultatai.



17 pav. Dielektrinio  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  veidrodžio 3H (355 nm) 4,7 ns tinkinimo metu gautų paramet-  
rų priklausomybės nuo energijos įtėkio. Taškais pažymėtos paramet-  
rų vertės gautos tinkinant  
kiekvieną energijos įtėkio pasiskirstymo kreivę atskirai, o linijomis pažymėtos kreivės gautos tin-  
kinant visas pasiskirstymo kreives kartu (globalaus tinkinimo metu gautos paklaidos pažymėtos  
spalvomis).

Kadangi dielektrinio  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  veidrodžio pažaidos susidaro dėl dviejų pažaidos modų,  
tinkinimui naudota pasiskirstymo funkcija yra sudaryta iš dviejų modelių, kurių pasiskirstymo  
funkcijos yra sudedamos kaip aprašyta 1.1.4 skyriuje:

$$F(t; \mu_1, \mu_2, \sigma_1, \sigma_2, w) = (1 - w) \cdot \frac{e^{-\frac{\log(t) - \mu_1}{\sigma_1}}}{1 + e^{-\frac{\log(t) - \mu_1}{\sigma_1}}} + w \cdot \frac{e^{-\frac{\log(t) - \mu_2}{\sigma_2}}}{1 + e^{-\frac{\log(t) - \mu_2}{\sigma_2}}}, \quad (51)$$

kur  $w$  yra sudėjimo konstanta, o  $t$  impulsų skaičius. Tinkinimo metu gautos paramet-  
rų pri-  
klausomybės:

$$\mu_{1,P-pol} = 0, \quad \sigma_{1,P-pol} = 0,19, \quad w_{P-pol} = 1 - \left(\frac{E}{27,4}\right)^{2,9} \quad (52)$$

$$\mu_{2,P-pol} = 1819 \cdot E^{-1,98}, \quad \sigma_{2,P-pol} = e^{1,79-0,09 \cdot E} \quad (53)$$

$$\mu_{1,S-pol} = 0, \quad \sigma_{1,S-pol} = 0,18 \quad w_{S-pol} = 1 - \left( \frac{E}{47,5} \right)^{3,9} \quad (54)$$

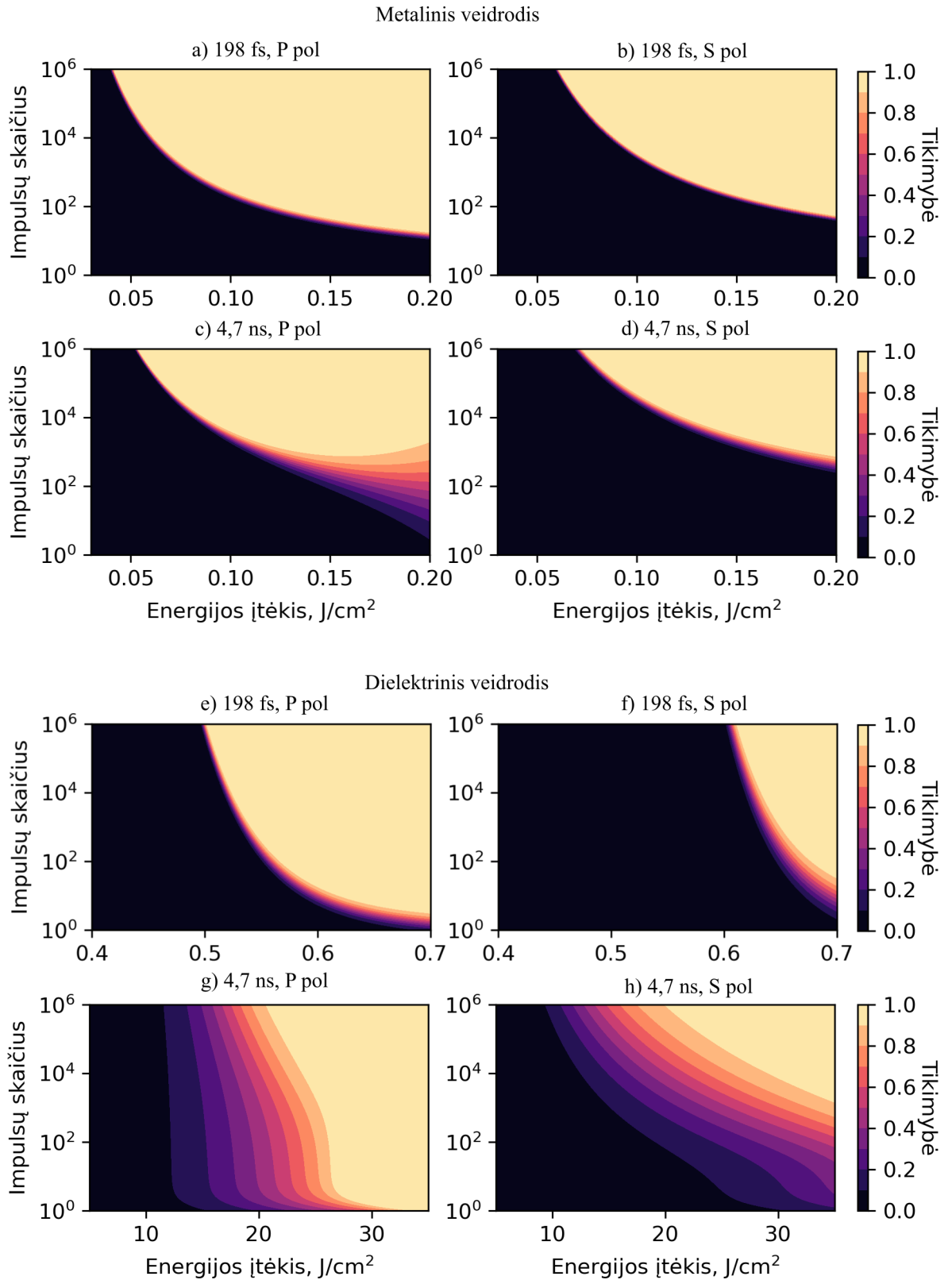
$$\mu_{2,S-pol} = 89,5 \cdot E^{-1,03}, \quad \sigma_{2,S-pol} = e^{0,66-0,04 \cdot E} \quad (55)$$

Pirmos pažaidos modos pasiskirstymo funkcijos parametrai  $\mu_1$  ir  $\sigma_1$  yra nepriklausomi nuo energijos įtekio, o  $\mu_1$  pasirinkta vertė yra  $\mu_1 = \log_{10} 1 = 0$ . Tokios prielaidos yra daromos tiek P tiek ir S poliarizacijoms, kad būtų sumažintas modelio kintamųjų skaičius. Taip pat, 17 pav. e) matome, kad sudėjimo konstanta  $w$ , kuri nusako kokia yra daroma antrosios pažaidos įtaka, didėja mažėjant energijos įtekiui ir praktiškai siekia maksimalią vertę, išmatuotoms pasiskirstymo funkcijoms. Tai reiškia, kad pirmos pažaidos modos daroma įtaka esant mažesniems energijos įtekiamis yra nedidelė arba visai neegzistuojanti. Todėl pirmoji pažaidos moda pasidaro nesvarbi prognozuojant saugią energijos įtekio vertę ir modeliuose į šią modą yra mažai atsižvelgiama.

Visos (51) pasiskirstymo funkcijos parametru priklausomybės pavaizduotos 17 pav. Matome, kad pirmos pažaidos modos parametras  $\sigma_1$  S ir P poliarizacijoms paklaidos ribose sutampa (šiuo atveju lyginame S poliarizacijos globalųjį modelį ir P poliarizacijos atskirų pasiskirstymo funkcijų tinkinimo rezultatus). Vadinasi, pirmos pažaidos modos skirstinio plotis nepriklauso nuo spinduliuotės poliarizacijos.



### 3.3 Prognostinis modelis „Au“ ir $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ veidrodžiams



18 pav. Metaliniam „Au“ ir dielektriniam  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  veidrodžiams gauti kumuliatyvinės pasiskirstymo funkcijos modeliai 198 fs ir 4,7 ns trukmės impulsams ir skirtingoms S ir P poliarizacijos spinduliuotėms.

Remiantis tinkinimo metu gautomis, aukščiau aprašytais pasiskirstymo funkcijos parametru priklausomybėmis nuo energijos įtekio, gauti kumuliatyvinės pasiskirstymo funkcijos prognostiniai modeliai „Au“ ir  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  bandiniams, esant skirtingoms impulso trukmėms ir skirtingoms spinduliuotės poliarizacijoms 18 pav.

### 3.3.1 Poliarizacijos daroma įtaka

Remiantis modeliais galima teigti, kad jei bandinyje egzistuoja viena pažeidimo moda (matomas tik vienas gyvavimo trukmės skirstinys), tai eksponuojant S poliarizacijos spinduliuote tikimybė, kad pažeidimas įvyks esant tam pačiam impulsų skaičiui, yra mažesnė nei eksponuojant P poliarizacijos spinduliuote. Taip gali būti dėl to, kad S poliarizacijos spinduliuotės Frenelio atspindžio koeficientas tiek metalui tiek ir dielektrikui yra didesnis nei P poliarizacijos spinduliuotei. Didesnis atspindžio koeficientas dielektriniam veidrodžiui lemia tai, kad didžioji dalis spinduliuotės yra atspindima mažesniame veidrodžio gylyje, spinduliuotė mažiau įsiskverbia į medžiagą. Todėl S poliarizacijos spinduliuotė paveikia mažesnę dielektrinės medžiagos tūrį, nei P poliarizacijos spinduliuotė. Mažesnis paveiktos medžiagos kiekis ir lemia mažesnę pažaidos susidarymo tikimybę. Metaliniam veidrodžiui didesnis S poliarizacijos atspindžio koeficientas reiškia, kad mažesnis šios poliarizacijos spinduliuotės kiekis yra sugeriamas medžiagoje.

18 pav. g) ir h) modeliuose matome, kad tikimybė, jog įvyks pažeidimas esant tam pačiam impulsų skaičiui P poliarizacijos spinduliuotei yra didesnė nei S poliarizacijos spinduliuotei (kaip ir prieš tai minėtais atvejais), kai žiūrime į pirmos pažaidos modos dominuojamus pažeidimus, t.y. kai impulsų skaičius  $< 10^4$ . Tačiau jei pažiūrėsime į tikimybes, kurios yra antros pažaidos modos dominuojančiame impulsų skaičiaus regione (kai impulsų skaičius  $> 10^4$ ), matome kad tikimybės tiek S tiek ir P poliarizacijai yra panašios ar net vienodos. Pavyzdžiui, kai energijos įtekis yra  $21 \text{ J/cm}^2$  tikimybė, kad pažeidimas įvyks per  $10^6$  impulsų, yra lygi 0,9 abiems poliarizacijoms. Taigi, tikimybė, kad pažeidimas įvyks per tam tikrą impulsų skaičių, pradeda nepriklausyti nuo poliarizacijos tik nanosekundiniams pažeidimams susidariusiems ant dielektrinio  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  veidrodžio ir kai impulsų skaičius yra didesnis nei  $\sim 10^4$ . Galime daryti išvadą, kad antrąją pažaidos modą sukeliantis defektas yra lokalizuotas arčiau bandinio paviršiaus, nes tik jei abiejų poliarizacijų spinduliuotė paveikia defektą tokiu pačiu intensyvumu (žinome, kad dėl didesnio S poliarizacijos atspindžio koeficiento ši poliarizacija turi mažesnę įsiskverbimo į bandinį gylį) yra galimos tokios pačios pažaidos tikimybės esant tokiam pat impulsų skaičiui 18 pav. g) ir h).

### 3.3.2 Impulso trukmės daroma įtaka

Kaip ir buvo galima tikėtis, tikimybė, kad įvyks pažeidimas esant tam pačiam energijos įtekiui, tam pačiam impulsų skaičiui ir tai pačiai spinduliuotės poliarizacijai, 198 fs impulsams yra didesnė nei 4,7 ns impulsams. Tai galioja dielektriniam ir metaliniam bandiniams. Tačiau

galima pastebėti, kad išmatuotos metalinio veidrodžio energijos įtėkio vertės femtosekundiniu ir nanosekundiniu atveju yra palyginamos, o dielektrinio veidrodžio nanosekundiniuose matavimuose yra naudojama  $\sim 30$  kartų didesnė energijos įtėkio spinduliuotė. Taip yra dėl to, kad dielektrinis  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  veidrodis yra skaidrus 3H (3,5-3,6 eV) spinduliuotei ( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  draustinės juostos tarpas yra 6,5 ir 7,5 eV atitinkamai [39]). Skaidri medžiaga optiškai yra pažeidžiama kai dėl griūtinės jonizacijos yra sugeneruojamas didelis laisvųjų elektronų tankis. Esant pakankamam laisvųjų elektronų tankiui, elektronų plazma pradeda sugerti elektromagnetinę spinduliuotę, o sugerta energija šiluminės difuzijos būdu yra perduodama likusiai medžiagos daliai. Nanosekundinės spinduliuotės atveju, kai pradinis laisvųjų elektronų kiekis nėra didelis, reikia didelio intensyvumo spinduliuotės, kad impulso metu būtų sugeneruojamas pakankamas laisvųjų elektronų tankis. Taigi, matuojant nanosekundiniais impulsais sukeltus pažeidimus, reikalingas didesnis energijos įtėkis, nei matuojant femtosekundiniais impulsais, nes esant femtosekundiniams impulsams, dėl vykstančios daugiafotonės jonizacijos, yra sugeneruojami papildomi pradiniai elektronai, dėl kurių griūtinė jonizacija vyksta efektyviau. Metalinio bandinio išmatuotos energijos įtėkio vertės yra palyginamos, nes metalai dėl metališkojo ryšio turi didelį laisvųjų elektronų tankį ( $\text{Au } 5,9 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  [40]).

18 pav. matome, kad dvi pažaidos modos yra būdingos tik dielektriniam veidrodžiui paveiktam nanosekundiniais impulsais. Taip gali būti dėl to, kad dėl silpnos nanosekundinių impulsų sąveikos su skaidria medžiaga ir dėl to matavimuose naudojamos didelės energijos įtėkio vertės, pirmosios modos pažaida gali vykti dėl medžiagoje esančių homogeniškai išsidėsčiusių defektų, kurie sąveikoje su pakankamos energijos impulsu sukuria pažaidą (prekursoriaus modelis [2]), o antrosios modos pažaida vyksta tada kai impulsas nepataiko į prekursorių ir pažaida įvyksta dėl medžiagos nuovargio efekto. Taigi, siekiant ištirti medžiagos nuovargio efektą yra reikalinga stirpi medžiagos ir spinduliuotės sąveika, kuri priklauso nuo medžiagos draustinės juostos tarpo, nuo esančių priemaišų ir nuo spinduliuotės parametrų, tokių kaip bangos ilgis ir impulso trukmė.

## Išvados

1. Eksperimentiškai ištyrus optinio nuovargio efektą (išgyvenamumo skirstinius) metaliniam („Au“) ir dielektriniam ( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ ) veidrodžiams 343 ir 355 nm bangos ilgio, femtosekundinių ir nanosekundinių impulsų, S ir P poliarizacijos poveikyje, nustatyta, kad dideliu tikslumu tokie skirstiniai gali būti apibūdinami naudojant logaritmiškai logistinį skirstinį ar šių skirstinių sumą, kur smailinis įtėkis naudojamas kaip spartinantis senėjimą paramteras, o pagreitintos gyvavimo trukmės testavimo metodika gali būti naudojama prognozuojant optinių elementų gyvavimo trukmę.
2. Lyginant metalinio („Au“) ir dielektrinio ( $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$ ) veidrodžių būdingus eksperimentinius išgyvenamumo skirstinius ir jų priklausomybes nuo energijos įtėkio, pastebėta, kad femtosekundinių impulsų poveikyje senėjimo dėsningumai gali būti aprašyti tais pačiais prognostiniais modeliais (skirstinio paramteras  $\mu$  turi laipsninę priklausomybę nuo energijos įtėkio, o paramteras  $\sigma$  yra konstanta). Tačiau nanosekundinių impulsų poveikyje, dėl lazerio energijos nestabilumo metalinės dangos atveju ir dviejų pažaidos modų egzistavimo  $\text{Al}_2\text{O}_3\text{-SiO}_2$  bandinio atveju, senėjimo dėsningumai negali būti aprašyti tais pačiais ekstrapoliavimo dėsniais.
3. Tiriant metalinio „Au“ veidrodžio gyvavimo trukmės skirstinius pastebėta, kad skirstinio parametro  $\sigma$  priklausomybė nuo energijos įtėkio nanosekundiniu ir femtosekundiniu atveju skiriasi. Galimai, šis skirtumas atsiranda dėl didesnio lazerio energijos nestabilumo nanosekundinio lazerio atveju, todėl yra reikalingi lazerio energijos nenuostovumo daromos įtakos prognostiniam modeliui tyrimai.

## Literatūros sąrašas

- [1] Test methods for laser-induced damage threshold – part 2: Threshold determination, ISO 21254-2:2011, International Organization for Standardization, Geneva, Switzerland (2011).
- [2] C. Gouldieff, F. Wagner, and J.-Y. Natoli, Nanosecond uv laser-induced fatigue effects in the bulk of synthetic fused silica: a multi-parameter study, *Opt. Express*, **23**(3), 2962–2972 (2015).
- [3] L. A. Emmert, M. Mero, and W. Rudolph, Modeling the effect of native and laser-induced states on the dielectric breakdown of wide band gap optical materials by multiple subpicosecond laser pulses, *J. Appl. Phys.*, **108**(4), 043523 (2010).
- [4] L. Smalakys and A. Melninkaitis, Predicting lifetime of optical components with bayesian inference, *Opt. Express*, **29** (2020).
- [5] F. Pascual, W. Meeker, and L. Escobar, *Accelerated Life Test Models and Data Analysis*, pages 397–426 (2006).
- [6] A. Diamoutene, B. Diakarya, S. Somda, F. Nouredine, and B. Foguem, Survival analysis in living and engineering sciences, *JP J. Biostat.*, **13**, 223–238 (2016).
- [7] C. Kartsonaki, Survival analysis, *Diagn. Histopathol.*, **22**(7), 263 – 270 (2016).
- [8] M. Stepanova and L. Thomas, Survival analysis methods for personal loan data, *Oper. Res.*, **50**(2), 277–289 (2002).
- [9] D. Kaminski and C. Geisler, Survival analysis of faculty retention in science and engineering by gender, *Science*, **335**(6070), 864–866 (2012).
- [10] A. Wienke, *Frailty Models in Survival Analysis (Chapman & Hall CRC Biostatistics Series)* (Chapman and Hall/CRC, 2010).
- [11] K. Wang, F. Hsu, and P. Liu, Modeling the bathtub shape hazard rate function in terms of reliability, *Reliab. Eng. Syst. Saf.*, **75**(3), 397–406 (2002).
- [12] A. Al-Wakeel and A. Razali, Combining two weibull distributions using a mixing parameter, *Eur. J. Sci. Res.*, **31**, 296 (2009).
- [13] W. Q. Meeker and L. A. Escobar, *Statistical Methods for Reliability Data* (Wiley-Interscience, 1998).
- [14] A. Jordan, A comprehensive review of the lognormal failure distribution with application to led reliability, *Microelectron. Reliab.*, **18**(3), 267 – 279 (1978).

- [15] W. B. Nelson, *Accelerated Testing: Statistical Models, Test Plans, and Data Analysis* (Springer, 2004).
- [16] D. Clarke, *Appendix A: The Fresnel Laws*, pages 365–385 (John Wiley & Sons, Ltd, 2009).
- [17] M. S. Robinson, G. Mallick, J. L. Spillman, P. A. Carreon, and S. Shaloo, Polarization-dependent interference effects in grazing-angle fourier transform infrared reflection-absorption spectroscopy to determine the thickness of water-ice films, *Appl. Opt.*, **38**(1), 91–95 (1999).
- [18] M. S. Robinson, G. Mallick, J. L. Spillman, P. A. Carreon, and S. Shaloo, Polarization-dependent interference effects in grazing-angle fourier transform infrared reflection-absorption spectroscopy to determine the thickness of water-ice films, *Appl. Opt.*, **38**(1), 91–95 (1999).
- [19] A. Dubietis, *Netiesinė optika* (Vilniaus Universitetas, Vilnius, 2011).
- [20] A. Pečiulis, *Skaidrių terpių ir dielektrinių dangų pažeidimo mechanizmų tyrimas ultrasparčiosios spektroskopijos metodais. Bakalauro studijų baigiamasis darbas* (Vilniaus Universitetas, Vilnius, 2019).
- [21] A. Hamad, *Effects of Different Laser Pulse Regimes (Nanosecond, Picosecond and Femtosecond) on the Ablation of Materials for Production of Nanoparticles in Liquid Solution*, page 21 (2016).
- [22] P. Poole, S. Trendafilov, G. Shvets, D. Smith, and E. Chowdhury, Femtosecond laser damage threshold of pulse compression gratings for petawatt scale laser systems, *Opt. Express*, **21**(22), 26341–26351 (2013).
- [23] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics, *Phys. Rev. B*, **53**, 1749–1761 (1996).
- [24] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, Optical ablation by high-power short-pulse lasers, *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**(2), 459–468 (1996).
- [25] D. Ristau, *Laser-induced damage in optical materials* (CRC Press, Broken Sound Parkway NW, USA, 2015).
- [26] Z. Sun, M. Lenzner, and W. Rudolph, Generic incubation law for laser damage and ablation thresholds, *J. Appl. Phys.*, **117**(7), 1–7 (2015).

- [27] M. F. Becker, C. Ma, and R. M. Walser, Predicting multipulse laser-induced failure for molybdenum metal mirrors, *Appl. Opt.*, **30**(36), 5239–5246 (1991).
- [28] Y. Jee, M. F. Becker, and R. M. Walser, Laser-induced damage on single-crystal metal surfaces, *J. Opt. Soc. Am. B*, **5**(3), 648–659 (1988).
- [29] E. Eva and K. Mann, Calorimetric measurement of two-photon absorption and color-center formation in ultraviolet-window materials, *Appl. Phys. A.*, **62**(2), 143–149 (1996).
- [30] D. Ashkenasi, M. Lorenz, R. Stoian, and A. Rosenfeld, Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation, *Appl. Surf. Sci.*, **150**(1), 101–106 (1999).
- [31] R. T. Casper, S. C. Jones, P. Braunlich, and P. Kelly, F-center accumulation as a mechanism of multiple-pulse, laser-induced bulk damage in KBr and KI at 532 nm, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B*, **46**(1-4), 231–234 (1990).
- [32] A. Beaudier, J.-Y. Natoli, and F. Wagner, Discussing defects related to nanosecond fatigue laser damage: A short review, *Opt. Eng.*, **57**, 1 (2018).
- [33] T. Tokizaki, T. Makimura, H. Akiyama, A. Nakamura, K. Tanimura, and N. Itoh, Femtosecond cascade-excitation spectroscopy for nonradiative deexcitation and lattice relaxation of the self-trapped exciton in NaCl, *Phys. Rev. Lett.*, **67**(19), 2701–2704 (1991).
- [34] O. Bosyi and O. Efimov, Relationships governing the cumulative effect in optical damage and its mechanism under conditions of multiphoton generation of colour centres, *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 710–717 (1996).
- [35] M. R. Querry, *Optical constants* (1985).
- [36] I. H. Malitson, Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica, *J. Opt. Soc. Am.*, **55**(10), 1205–1209 (1965).
- [37] P. B. Johnson and R. W. Christy, Optical constants of the noble metals, *Phys. Rev. B*, **6**, 4370–4379 (1972).
- [38] Scipy community, [https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve\\_fit.html](https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/generated/scipy.optimize.curve_fit.html) (2020-12-31).
- [39] D. Tahir, H. L. Kwon, H. C. Shin, S. K. Oh, H. J. Kang, S. Heo, J. G. Chung, J. C. Lee, and S. Tougaard, Electronic and optical properties of  $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{SiO}_2$  thin films grown on Si substrate, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **43**(25), 255301 (2010).
- [40] D. Bansal, Searching for alternative plasmonic materials for specific applications, *Indian J. Eng. Mater. Sci.*, **2014**, 10 (2014).

# Mokslinio tiriamojo darbo aprobacija

Straipsniai:

1. L. Smalakys, E. Drobužaitė, B. Momgaudis, R. Grigutis, A. Melninkaitis, Quantitative investigation of laser-induced damage fatigue in HfO<sub>2</sub> and ZrO<sub>2</sub> single layer coatings, **28**(17), 25335 (2020).

Konferencijos:

1. L. Smalakys, E. Drobužaitė, B. Momgaudis, R. Grigutis, A. Melninkaitis, Quantitative model of fatigue induces by femtosecond laser pulses in dielectric coatings, Proc. SPIE 11514, Laser-induced Damage in Optical Materials 2020, 115141W (11 September 2020).
2. E. Drobužaitė, L. Smalakys, B. Momgaudis, A. Melninkaitis, Fatigue of optical resistance in dielectric coatings: investigation of single pulse contribution using digital holography with high temporal resolution, Open Readings (2019).



# LAZERIU INDUKUOJAMAS NUOVARGIO EFEKTAS: OPTINIŲ DANGŲ IŠGYVENAMUMO SKIRSTINIŲ TYRIMAS

Evelina Drobužaitė

## Santrauka

Optinių elementų atsparumas lazerio spinduliuotei yra nusakomas pažaidos lazerio spinduliuote slenksčio verte (PLSS), kuri dėl nuovargio efekto mažėja didėjant impulsų skaičiui. PLSS vertė yra nustatoma standartizuotais S-į-1 testais, kurie yra numatyti ISO 21254-2 standarte. Tačiau dėl ilgai trunkančių eksperimentų yra išmatuojamas mažas impulsų skaičius palyginus su optinio elemento numatyta veikimo trukme. Todėl PLSS vertės priklausomybė nuo impulsų skaičiaus yra ekstrapoliuojama naudojantis prognostiniu modeliu, numatytu ISO 21254-2 standarte.

Tačiau ISO 21254-2 standarte nurodytas prognostinis modelis yra apribotas statistinės kilmės nuovargio efekto prognozėmis, o esant dideliems impulsų skaičiams dažniausiai pasireiškia medžiagos nuovargio efektas, kuris pasižymi kitokiais dėsniniais. Todėl šiuo metu galiojantis standartas nėra pritaikytas PLSS vertės radimui esant dideliems impulsų skaičiams. Pasinaudojus kitose srityse naudojamų komponentų patikimumui ir kokybės įvertinimui naudojamą pagreitintą gyvavimo trukmės testavimo metodiką, galima sukurti naują prognostinį modelį, kuris remiasi gyvavimo trukmės skirstinių parametru priklausomybėmis nuo išorinio poveikio (optinių komponentų atveju - energijos įtekio). Todėl šio darbo tikslas yra ištirti optinių dangų gyvavimo trukmės skirstinius, kurie galėtų būti pritaikyti naujo ekstrapoliacijos modelio sukūrimui.

Šiam tikslui pasiekti buvo išmatuoti dielektrinio  $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$  veidrodžio ir metalinės Au dangos gyvavimo trukmės skirstiniai, veikiant femtosekundinės ir nanosekundinės impulso trukmės, S ir P poliarizacijos spinduliuote ir esant skirtingoms spinduliuotės energijos įtekio vertėms. Gauti skirstiniai buvo tinkinami logaritmiškai logistiniu modeliu ir radus modelio parametru verčių priklausomybes nuo spinduliuotės energijos įtekio, buvo gautos pažaidos tikimybės priklausomybės nuo impulsų skaičiaus ir energijos įtekio, kurios gali būti naudojamos ekstrapoliuojant PLSS vertes.

Darbe pademonstruota, kad femtosekundinės spinduliuotės atveju abiejuose bandiniuose gyvavimo trukmės skirstinio forma nepriklauso nuo energijos įtekio (logaritminiame mastelyje), o keičiantis energijos įtekiui keičiasi tik gyvavimo trukmės skirstinio centro padėtis. Tačiau nanosekundinės spinduliuotės atveju skirstinio forma pradeda priklausyti nuo energijos įtekio ir ši priklausomybė didele dalimi gali būti nulemta lazerio energijos nestabilumo. Dielektrinio  $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$  veidrodžio skirstiniuose nanosekundinių impulsų poveikyje egzistuoja dvi pažaidos modos. Pirmoji moda yra nulemta homogeniškai išsidėsčiusių defektų (prekursorių), o ant-rają modą lemia medžiagos nuovargio efektas. Taigi, kuriant prognostinius optinio pažeidimo tikimybės modelius reikia atsižvelgti į impulsų trukmę, spinduliuotės poliarizaciją ir medžiagą

iš kurios yra pagamintas optinis komponentas, o šio darbo metu gauti rezultatai patvirtina, kad optinių elementų pažaidos lazerio spinduliuote prognostinis modelis gali būti sukurtas remiantis išgyvenamumo skirstinių parametrų priklausomybėmis nuo smailinio įtėkio.

# LASER-INDUCED FATIGUE: INVESTIGATIONS OF LIFETIME DISTRIBUTIONS IN OPTICAL COATINGS

Evelina Drobužaitė

## Summary

Laser-induced damage threshold (LIDT) defines optical components. However, multiple pulse LIDT depends on number of pulses used for radiation due to optical fatigue effect. LIDT measurements are usually done by doing S-on-1 tests described in ISO 21254-2 standard. However, due to measurement time limitations S-on-1 tests are performed for small number of pulses, therefore, extrapolation model is used to predict LIDT value at fluence and pulse number of interest.

Extrapolation model defined in ISO 21254-2 standard can only be applied for statistical fatigue effect, however, material fatigue usually dominates at longer radiations. So, in order to find proper LIDT value at large number of pulses one must find a model that defines material fatigue. Prognostics of fatigue effect on components used in other fields (e.g. electronics) are done by measuring distribution of time to failure and acquiring parametric models of distribution parameters. Therefore, the main goal of this work is to use methods used in other fields to predict optical components fatigue. In order to do that, lifetime distributions were investigated and new extrapolation models were found.

Lifetime distributions of dielectric  $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$  and metallic Au mirrors were measured for different pulse duration, different polarization and different fluence values. Then, measured lifetime distributions were approximated with logarithmic logistic model and parameters dependence on fluence were found. Lastly, cumulative distribution models for different fluence and number of pulses were created.

It was shown that lifetime distribution  $\sigma$  parameter do not depend on fluence for both samples if samples are exposed to femtosecond pulses. However, if samples are exposed to nanosecond pulses  $\sigma$  parameter starts to follow exponential dependence on fluence which can be greatly influenced by pulse energy stability. Lifetime distribution parameter  $\mu$  can be defined by power law dependence for all measured lifetime distributions. Large difference between femtosecond and nanosecond lifetime distributions are seen for  $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{SiO}_2$  sample, due to difference in material-light interaction strength. Different lifetime distributions might be a consequence of different optical damage source. Nonetheless, optical component lifetime can be extrapolated by using logarithmic logistic distribution model (if one damaging mode exists) or by mixing two logarithmic logistic distributions (if two damaging modes exist). So, in order to create prognostic model for optical component fatigue one must take into account pulse duration, light polarization and material that was used to manufacture component and in this work it was proven that laser damage fatigue can be modeled by using lifetime distribution parameters dependencies on fluence.