

Vilniaus universitetas  
Fizikos fakultetas  
Kvantinės elektronikos katedra

Andrius Žemaitis  
NAŠI LAZERINĖ ABLIACIJA PAVIRŠIŲ STRUKTŪRINIMUI

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės technologijos  
studijų programa

Studentas

Darbo vadovas

Recenzentas

Katedros vedėjas

Andrius Žemaitis

dr. Paulius Gečys

dr. Domas Paipulas

prof. habil. dr. Valdas Sirutkaitis

Vilnius 2017

# TURINYS

TURINYS.....	2
ĮVADAS.....	3
1 Metalų abliacija impulsine lazerine spinduliuote .....	4
2 Našios abliacijos literatūros apžvalga .....	6
2.1 Našios abliacijos modelis .....	6
2.1.1 Impulso energijos įtaka abliacijos spartai.....	8
2.2 Eksperimentai modeliui patvirtinti .....	10
2.2.1 Griovelių eksperimentas .....	10
2.2.2 Efektyvi plotų abliacija.....	11
2.3 Abliacijos efektyvumo priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės parametrų .....	15
2.3.1 Impulsų trukmės įtaka .....	15
2.3.2 Bangos ilgio įtaka .....	17
3 Skaitinė modelio analizė.....	18
3.1 Atstumo tarp impulsų įtaka.....	19
3.2 Impulsų persiklojimo įtaka .....	20
4 Našios abliacijos eksperimentai.....	21
4.1 Eksperimento įranga .....	21
4.2 Bandiniai.....	22
4.3 Lazerių spinduliuotės tyrimas.....	22
4.4 Abliacijos slenkstis .....	24
4.5 Abliacijos spartos skaičiavimo metodika .....	25
4.6 Abliacijos sparta .....	26
4.6.1 Griovelių abliacija .....	26
4.6.2 Kvadratinių duobelių abliacija.....	32
4.7 Našios abliacijos pritaikymas paviršių struktūrinimui .....	37
4.7.1 Struktūra suformuota su optimaliais abliacijos parametrais.....	37
4.7.2 Struktūra suformuota neoptimaliame abliacijai taške .....	39
4.7.3 Spartų ir kokybės palyginimas .....	41
Pagrindiniai rezultatai ir išvados .....	43
Santrauka anglų kalba / Summary .....	44
LITERATŪRA .....	45

## IVADAS

Lazerinis mikroapdirbimas – tai technologija, kurios dėka įmanoma medžiagų paviršiuje ar tūryje suformuoti norimą struktūrinį pokytį. Ši technologija yra patraukli tuo, kad leidžia formuoti itin mažų, mikrometrinių, matmenų darinius. Lazerinis mikroapdirbimas, palyginus su kitomis gamybos technologijomis, turi unikalių privalumų: tai bekontaktis procesas pasižymintis aukštu tikslumu, atsikartojamumu ir lankstumu. Daugelis inžinerinių medžiagų gali būti apdirbtos lazerine spinduliuote, ypač ultratrumpaisiais impulsais [1]. Įmonėms, kurios naudoja lazerines sistemas savo konvejerinei produkcijai gaminti, tikslumas ne visada yra pats svarbiausias rodiklis. Tokioms įmonėms, kur lazerinės sistemos dirba 24/7 režimu, ypatingai svarbus parametras yra produkcijos išeiga. Tai yra, kiek detalių lazeris perpjauja per valandą, kokį paviršiaus plotą struktūruoja per minutę, kiek skylių išgręžia per sekundę ir panašiai. Dažnai produkcijos išeiga yra proporcinga pajamoms.

Šiame magistriniame darbe buvo ištirtas našus metalų paviršių struktūrinimas lazerinės abliacijos būdu. Pritaikytas bei pademonstruotas būdas, leidžiantis rasti optimalų energijos tankį sparčiausiam medžiagos pašalinimui nuo paviršiaus. Darbas rėmėsi gana paprasta idėja: stipriai sufokusuotas lazerio pluoštas išgarins medžiagoje labai mažą kraterį, o smarkiai išfokusuotas – nepaveiks medžiagos dėl energijos tankio, mažesnio už abliacijos slenkstį. Išvada – turi būti optimalus taškas, kuriame kraterio tūris bus didžiausias. Tuomet dirbant šiame taške, bus pasiekama didžiausia abliacijos sparta. Pirmasis mokslinis straipsnis šia tematika pasirodė jau prieš dešimt metų [2], tačiau tema vis dar aktuali ir šiomis dienomis [3].

Darbo tikslas buvo įsigilinti į efektyvios abliacijos teoriją atliekant teorines įžvalgas bei praktinius eksperimentus. Tikslui įgyvendinti buvo iškelti šie uždaviniai: susipažinti su temai aktualia literatūra, atlikti skaitinę sparčios abliacijos teorijos analizę, atlikti optimalaus abliacijos taško nustatymo eksperimentus ir iš jų suformuluoti išplaukiančias išvadas.

## 1 Metalų abliacija impulsine lazerine spinduliuote

Lazerinės abliacijos proceso fizika yra sudėtinga, ji apjungia lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveiką, garų bei plazmos formavimąsi ir augimą, bei lazerinės spinduliuotės ir garų sąveiką [4]. Lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveikos mechanizmai priklauso nuo spinduliuotės parametrų bei fizinių ir cheminių medžiagos savybių. Metaluose beveik visa šviesa yra sugerama paviršiniame sluoksnyje laidumo juostos elektronų, kuris tipiškai yra 10 nm storio. Elektrono – elektrono susidūrimo trukmė yra nuo 10 fs iki 1 ps, o elektrono – fonono relaksacijos trukmė yra žymiai ilgesnė dėl didelio elektrono ir branduolio masių skirtumo. Todėl spinduliuotė yra sugerama elektronų ir tik vėliau elektronai perduoda sugertą energiją gardelei šilumos pavidalu. Priklausomai nuo elektrono – fonono sąryšio, relaksacija užtrunka nuo 1 ps iki 10 ns [5]. Lazerinei spinduliuotei krintant į medžiagą dalis spinduliuotės yra atspindima, toliau sklindant medžiaga, spinduliuotė sugerama.

Šviesos intensyvumas  $I(z)$  slopsta medžiagoje pagal Bugerio-Lamberto-Bero dėsnį:

$$\frac{dI(z)}{dz} = -\alpha I(z), \quad (1)$$

čia  $\alpha$  – sugerties koeficientas, lygus:

$$\alpha = \frac{4\pi n \kappa_0}{\lambda}, \quad (2)$$

čia  $n$  – medžiagos lūžio rodiklis,  $\kappa_0$  – ekstinkscijos koeficientas,  $\lambda$  – spinduliuotės bangos ilgis. Atvirkščias dydis sugerties koeficientui yra optinis skverbties gylis  $l_\alpha = \alpha^{-1}$  [4, 5].

Nanosekundinių lazerinių sistemų apdirbimo rezoliucija yra apribota šilumos difuzijos gyliu:

$$l_T = 2\sqrt{\kappa\tau}, \quad (3)$$

čia  $\kappa$  – medžiagos temperatūrinis laidis,  $\tau$  – impulso trukmė. Šilumos difuzijos gylis nusako, kokią atstumą šiluma difunduoja nuo spinduliuote apšviestos zonos per impulso trukmę [6]. Dielektrikuose optinis skverbties gylis, kuris smarkiai priklauso nuo spinduliuotės bangos ilgio, dominuoja prieš šiluminį. Tuo tarpu metaluose optinis skverbties gylis sudaro tik dešimtąją bangos ilgio dalį ir dažnai gali būti atmestinas palyginus su šiluminiu skverbties gyliu [4]. Metalai turi aukštą temperatūrinį laidį, todėl precizinis mikroapdirbimas turi būti atliekamas ultratrumpaisiais impulsais. Nanosekundinis režimas susijęs su šilumos paveikta zona, kuri susidaro aplink lazerio spinduliuotės suformuotą duobutę. Poveikio zonoje temperatūra pakyla iki lydymosi, tačiau nepasiekia garavimo [7]. Nanosekundiniame abliacijos procese dominuoja klasikinės lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveikos mechanizmas, paremtas medžiagos lydymusi, garavimu ir plazmos formavimusi [4] (1 pav. viršutinė eilutė).

Ultratrumpųjų impulsų atveju šilumos sklidimas labai mažas. Reiškia, energija yra paskirstoma gylyje, kuris palyginimas su optiniu šviesos skverbties gyliu,  $l_\alpha$ , kuris yra 10 nm eilės daugeliui

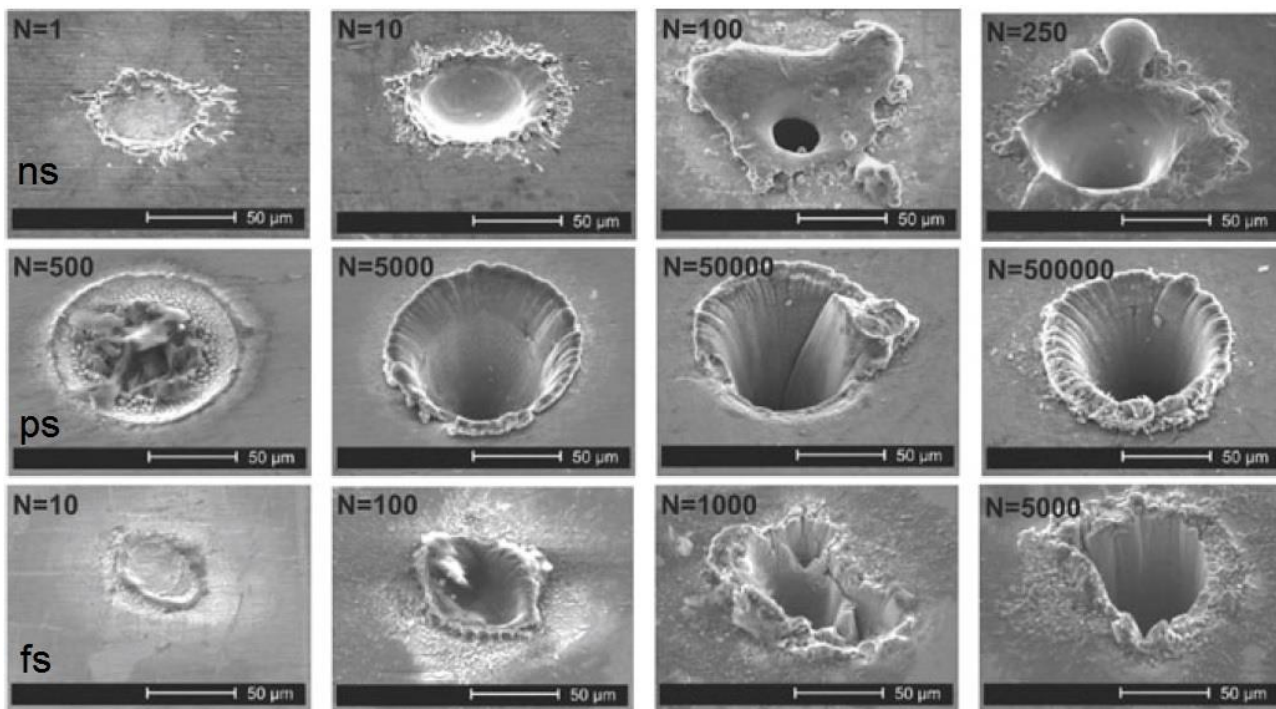
metalų. Labai tikslios, mikrometrinės, struktūros gali būti pagamintos tik pasitelkiant ultratrumpųjų impulsų lazerius [7]. Elektronų – gardelės sąveika, kuri užtrunka kelias pikosekundes, turi būti įskaitoma lazerio impulsams, kurių trukmė mažesnė už 10 ps. Veikiant impulsams trumpesniems už elektronų – gardelės relaksacijos trukmę, energija yra pirma perduodama į elektronų sistemą, o į gardelę perduodama tik pasibaigus impulsui [4]. Tradiciniame metalų apdirbime, kai intensyvumai nėra aukšti,  $I < 10^9 \text{ W/cm}^2$ , ir impulsai 10 ns ar ilgesni, paviršiaus garavimas yra pagrindinis medžiagos pašalinimo mechanizmas. Tačiau, kai energijos tankis viršija keletą  $\text{J/cm}^2$ , lydalas yra perkaitinamas ir staiga pereina į dujų ir skysčio mišinio būseną. Tai dažnai vadinama sprogdinamuoju tūriniu garinimu arba *fazės sprogimu* [8]. Perėjimą iš paviršiaus garinimo režimo į fazės sprogimo lydi dramatiškas abliacijos spartos padidėjimas, o atitinkamas energijos tankis dažnai vadinamas *antruoju slenksčiu*. Fazės sprogimas yra dominuojantis medžiagos pašalinimo mechanizmas didelio intensyvumo ultratrumpųjų impulsų spinduliuotės atveju [5] (1 pav. vidurinė eilutė). Verta paminėti, kad maksimalus lydalo gylis pasiekiamas jau seniai pasibaigus impulsui. Laiko tarpas, kol medžiaga būna skysta yra kelios dešimtys nanosekundžių, kai tuo tarpu garavimas pasibaigia po kelių nanosekundžių. Tai reiškia, kad ultratrumpųjų impulsų režime, tipiška  $\tau < 10 \text{ ps}$ , charakteringa proceso trukmė yra nepriklausoma nuo impulso trukmės ir vis tiek išlieka nanosekundžių eilės. Kyla mintis, kad intensyvus energijos perdavimas elektronams gali sukelti jų atsiskyrimą nuo medžiagos, paliekant medžiagos paviršiuje jonus, kurie stipriai vienas kitą stumia ir stūmos jėgos pagalba yra išsviedžiami iš medžiagos. Toks procesas vadinamas Kuloniniu sprogimu. Tai neterminis abliacijos mechanizmas, kurio metu medžiagos pašalinimas be lydymo gali būti tikėtinas [4]. Eksperimentiškai buvo ištirta dielektrikų ir metalų abliacija femtosekundiniais impulsais [9]. Parodyta, kad dielektrikų atveju medžiaga buvo dalinai pašalinta Kuloniniu sprogimu, dalinai šiluminiu mechanizmu. Kita vertus, metaluose jokie tokio proceso efektai nebuvo matomi. Iš šių rezultatų galima teigti, kad net ir femtosekundinių impulsų atveju metalų abliacija yra šiluminės prigimties (1 pav. apatinė eilutė).

Kai lazerinės spinduliuotės energijos tankis viršija slenkstinį abliacijos energijos tankį, kiekvienas lazerio impulsas pašalina medžiagos sluoksnį, kurio storis  $\Delta z$  apytikriai gali būti išreikštas:

$$\Delta z = \delta \ln \left( \frac{F}{F_{th}} \right), \quad (4)$$

čia  $\delta$  – sugerties gylis, kuris yra didesnis iš  $l_T$  ir  $l_a$ ,  $F_{th}$  – slenkstinis abliacijos energijos tankis,  $F$  – energijos tankis. Kai šilumos skverbties gylis didesnis už optinį skverbties gylį, naudojant panašios energijos impulsus abliacijos sparta didės kaip šaknis iš impulso trukmės. Reiškia ilgesni impulsai pašalins daugiau medžiagos, bet tuo pačiu ir pablogins apdirbimo kokybę sukurdami didesnę šilumos paveiktą zoną [6].

Kadangi lazerių gamyba sudėtingėja stengiantis padaryti impulsus kuo trumpesnius, konkrečiam taikymui impulso trukmė turi būti tokia trumpa, kokios reikia pagal gaminamos struktūros tikslumą bei kokybės reikalavimus. Parodyta, kad metalų abliacijos atveju, impulso trukmės mažinamas žemiau 10 ps neturi prasmės, nes terminiai efektai mažai kinta [10]. Šiuo atveju svarbesnis parametras, kokybės atžvilgiu, yra energijos tankis. Dirbant arti abliacijos slenksčio apdirbimo kokybę aukščiausia [4].



**1 pav.** Kraterių, išabliuotų skirtingomis impulsų trukmėmis, kokybės pavyzdys. Viršutinė eilutė: 532 nm, 60 ns, 34 W, 120 kHz, 20 μm, 45 J/cm<sup>2</sup>, vidurinė eilutė: 1064 nm, 10 ps, 7,5 W, 50 kHz, 40 μm, 6 J/cm<sup>2</sup>, apatinė eilutė: 800 nm, 170 fs, 300 mW, 1 kHz, 30 μm, 23 J/cm<sup>2</sup>. *N* žymi impulsų skaičių. Parametrai: bangos ilgis, impulso trukmė, vidutinė galia, impulsų pasikartojimo dažnis, pluošto diametras, energijos tankis [11].

## 2 Našios abliacijos literatūros apžvalga

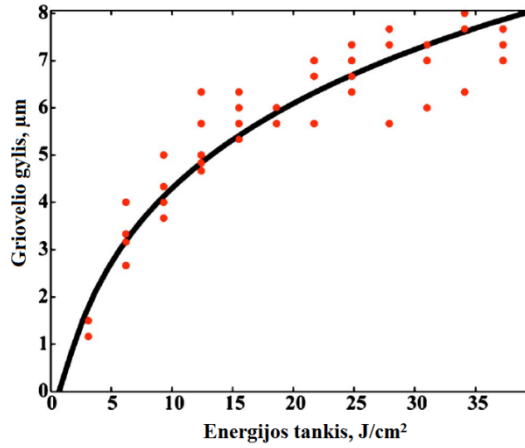
### 2.1 Našios abliacijos modelis

Pirmasis straipsnis, kuriame teoriškai aprašytas našios abliacijos modelis, buvo parašytas mokslininko Furmanski su kolegomis [2]. Šis modelis davė pradžią ir kitiems šios krypties tyrimams.

Iš eksperimentinių rezultatų nustatyta, kad lazerio impulsu išgarinto kraterio gylis  $z$  su energijos tankiu  $F$  siejasi taip (2 pav.) [2]:

$$z = \delta \ln \left( \frac{F}{F_{th}} \right), \quad (5)$$

Esant žemam energijos tankiui  $\delta$  siejamas su optiniu sugerties koeficientu, o aukštesniems energijos tankiams – su terminiais parametrais: karštų elektronų difuzija bei sąveikos trukme [12]. Bendrai,  $\delta$  gali būti vadinamas tiesiog efektiniu energijos sugerties gyliu, kadangi dažnai nežinoma, kuris iš procesų (optinė, šiluminė sugertis, ar jų kombinacija) dominuoja [13].



**2 pav.** Išabliuoto griovelio gylio priklausomybė nuo energijos tankio. Juoda linija atitinka (5) formulę, raudoni taškai – eksperimento rezultatai [2].

Jeigu energijos tankis  $F$  yra Gausinė funkcija, tai parodoma, kad lazerio impulsu išabliuoto kraterio forma parabolinė, o tūris  $V$  lygus:

$$V = \left( \ln \frac{F_0}{F_{th}} \right)^2 \frac{\pi \delta w_0^2}{4}, \quad (6)$$

$F_0$  – energijos tankis pluošto centre,  $w_0$  – pluošto spindulys ( $1/e^2$  lygyje). Norint suskaičiuoti griovelio, išabliuoto persiklojančių impulsų seka, abliacijos spartą  $dV/dt$ , yra susumuojama visų greta kritusių impulsų įtaka, tada:

$$\frac{dV}{dt} = f \frac{\delta \pi}{6} \ln \frac{F_0}{F_{th}} \left( \frac{3}{2} w_0^2 \ln \frac{F_0}{F_{th}} - \Delta x^2 \right), \quad (7)$$

čia  $f$  – impulsų pasikartojimo dažnis,  $\Delta x$  – atstumas tarp impulsų. Ši formulė nuosekliai išvesta [2] straipsnyje.

Sumažinus lazerio pluoštą, padidėja energijos tankis. Tačiau iš logaritminės medžiagos pašalinimo priklausomybės nuo energijos tankio (2 pav.), matyti, kad įsotinimo efektas sumažina stipraus fokusavimo naudą. Kai pluoštas yra padidintas, energijos tankis krenta ir išabliuojamo griovelio plotis didėja. Galima nuspėti, kad išplėtus pluoštą, kiek įmanoma didesniame plote ir laikant energijos tankį kritiniame abliacijai režime, yra efektyviausias energijos panaudojimas medžiagai šalinti [2].

Pasinaudojant energijos tankį ir pluošto spindulį siejančia formule:

$$F_0 = \frac{2E_p}{w_0^2 \pi}, \quad (8)$$

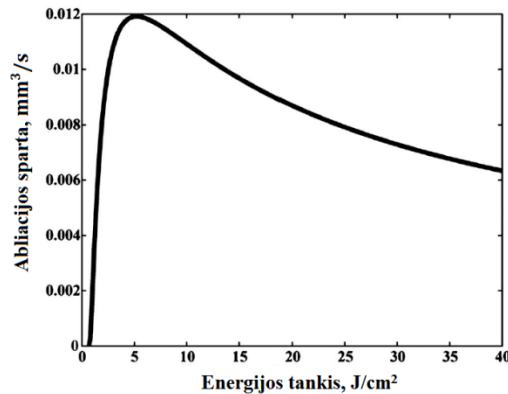
(5) lygtį galima perrašyti taip:

$$\frac{dV}{dt} = f \frac{\delta}{6F_0} E_p \ln \frac{F_0}{F_{th}} \left( 3 \ln \frac{F_0}{F_{th}} + \ln p \right), \quad (9)$$

čia  $E_p$  – impulso energija,  $p = e^{-\Delta x^2/a^2}$  – pagal straipsnio autorių impulsų persiklojimas, kuris turi būti pastovus,  $a$  – pluošto spindulys ( $1/e$  lygyje), lygus:

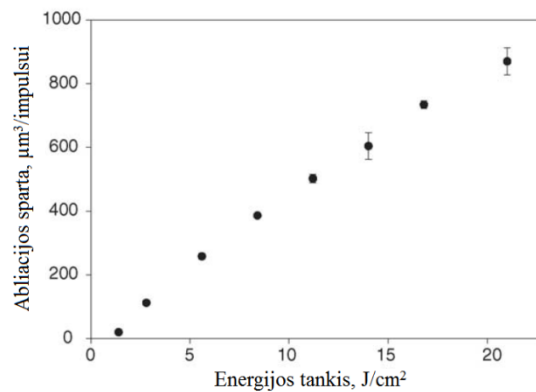
$$a = \frac{w_0}{\sqrt{2}} \quad (10)$$

Jeigu visi kiti parametrai laikomi pastovūs, įskaitant ir impulso energiją, abliacijos spartos, pagal (9) formulę, priklausomybė nuo energijos tankio turi maksimalią vertę ties optimalia energijos tankio verte (3 pav.).



**3 pav.** Abliacijos spartos priklausomybė nuo energijos tankio pagal (9) formulę turi maksimalią vertę. Optimalus energijos tankis aliuminio oksidui yra tarp 3,5 ir 8,5 J/cm<sup>2</sup> [2].

Interpretuojant šią teoriją yra svarbu suprasti, kad energijos tankis yra keičiamas ne didinant impulso energiją, o mažinant pluošto spindulį. Jeigu didinama impulso energiją, o pluošto spindulys nekeičiamas, išabliuojamos medžiagos kiekis didėja panašiai kaip ir kraterio gylis (4 pav.).



**4 pav.** Abliacijos sparta auga didinant energijos tankį, kai pluošto spindulys pastovus [14].

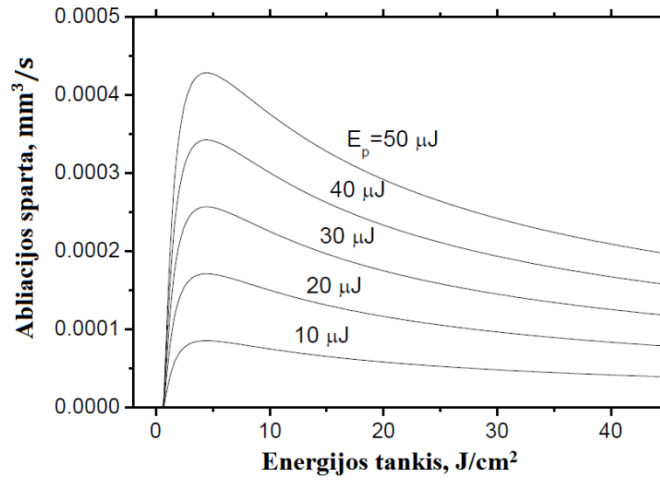
### 2.1.1 Impulso energijos įtaka abliacijos spartai

Kiekvienam impulso energijos, abliacijos slenksčio ir atstumo tarp gretimų impulsų parametru rinkiniui galima surasti pluošto spindulį, kai abliacijos sparta yra maksimali (5 pav.) [15]. Modeliuojant impulso energijos įtaką abliacijos spartai skaičiavimai buvo atlikti pagal (7) formulę imant tokius parametrus: slenkstinis energijos tankis  $F_{th} = 0,6 \text{ J/cm}^2$ , sugerties gylis  $\delta = 38 \text{ nm}$ , impulsų pasikartojimo dažnis  $f = 50 \text{ kHz}$ , atstumas tarp impulsų  $\Delta x = 0,1 \text{ μm}$ . Tiesa, (7) formulėje esantys dydis  $w_0^2$  buvo pakeistas į



$$w_0^2 = \frac{2E_p}{\pi F_0}, \quad (11)$$

nes pluošto dydis, modeliuojant abliacijos spartos priklausomybę nuo energijos tankio, buvo keičiamas.



**5 pav.** Sumodeliuota impulsų seka išabliuotų griovelių abliacijos spartos priklausomybė nuo energijos tankio esant skirtingoms impulsų energijoms. Matyti, kad abliacijos spartos maksimumas yra ties optimaliu energijos tankiu ir nepriklauso nuo impulso energijos. Energijos tankis  $F_0$  didintas mažinant pluošto spindulį [15].

Jeigu  $\Delta x^2 \ll w_0^2$ , tai iš (7) formulės suskaičiuojama, kad sparčiausias medžiagos pašalinimas, arba kai  $dV/dt$  funkcija pasiekia maksimumą, yra kuomet energijos tankis lygus:

$$F_{0 \text{ opt}} = e^2 F_{\text{th}}. \quad (12)$$

O tai atitinka didžiausią išabliuoto kraterio tūrio vienu impulsu sąlygą [15]. Tada optimalus pluošto spindulys lygus:

$$w_{0 \text{ opt}} = \sqrt{\frac{2E_p}{e^2 F_{\text{th}} \pi}}. \quad (13)$$

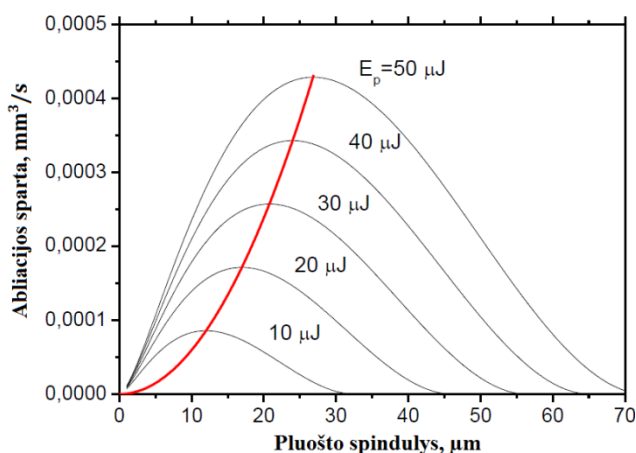
Tai reiškia, kad pluošto dydis turi būti parenkamas pagal slenkstinę abliacijos energijos tankį ir impulso energiją. Norint rasti maksimalios abliacijos spartos išraišką, (12) ir (13) formules įstatomos į (7):

$$\left(\frac{dV}{dt}\right)_{\text{max}} = \frac{2E_p}{e^2 F_{\text{th}}} f \delta \left(1 - \frac{\Delta x^2}{3w_{0 \text{ opt}}^2}\right) \approx \frac{2E_p}{e^2 F_{\text{th}}} f \delta. \quad (14)$$

Taigi, maksimali abliacijos sparta priklauso nuo lazerio parametrų: impulso energijos  $E_p$  ir impulsų pasikartojimo dažnio  $f$ , kurių sandauga lygi vidutinei galiai, bei nuo medžiagos ir lazerinės spinduliuotės sąveikos parametrų: abliacijos slenkščio  $F_{\text{th}}$  bei sugerties gylio  $\delta$ .

Iš tiesų skaičiuojant abliacijos spartas buvo keičiamas pluošto spindulys, o pasinaudojant (11) formule jis susietas su energijos tankiu. Todėl abliacijos spartą taip pat galima atvaizduoti kaip priklausomybę nuo pluošto spindulio esant skirtingoms impulso energijoms (6 pav.). Šįkart kreivių maksimumai yra ne tame pačiame abscisių taške, kaip spartos priklausomybės nuo energijos tankio

atveju, o skirtinguose. Tai reiškia, kad kiekvienai impulso energijai reikia parinkti pluošto dydį tokį, kad jų kombinacija atitiktų optimalų energijos tankį sparčiausiai abliacijai.



**6 pav.** Sumodeliuota impulsų seka išabliuotų griovelių abliacijos spartos priklausomybė nuo pluošto spindulio esant skirtingoms impulsų energijoms. Raudona linija jungia maksimalias spartas skirtingoms impulsų energijoms [15].

Pluošto spindulys, μm

## 2.2 Eksperimentai modeliui patvirtinti

Našios abliacijos modelis buvo sukurtas persiklojančių impulsų seka išabliuojamam grioveliui, pasiremiant vienu impulsu išabliuoto kraterio didžiausiu tūriu. Todėl pirmieji literatūroje randami eksperimentai ir buvo atlikti formuojant griovelius. Tai pat buvo parodyta, kad vienu impulsu išabliuoto kraterio tūrio formulė galioja ir abliuojant plotus persiklojančiais impulsais, tačiau pilnos formulės, kuri įskaitytų ir impulsų persiklojimą plotų efektyviai abliacijai aprašyti, literatūroje nėra.

### 2.2.1 Griovelių eksperimentas

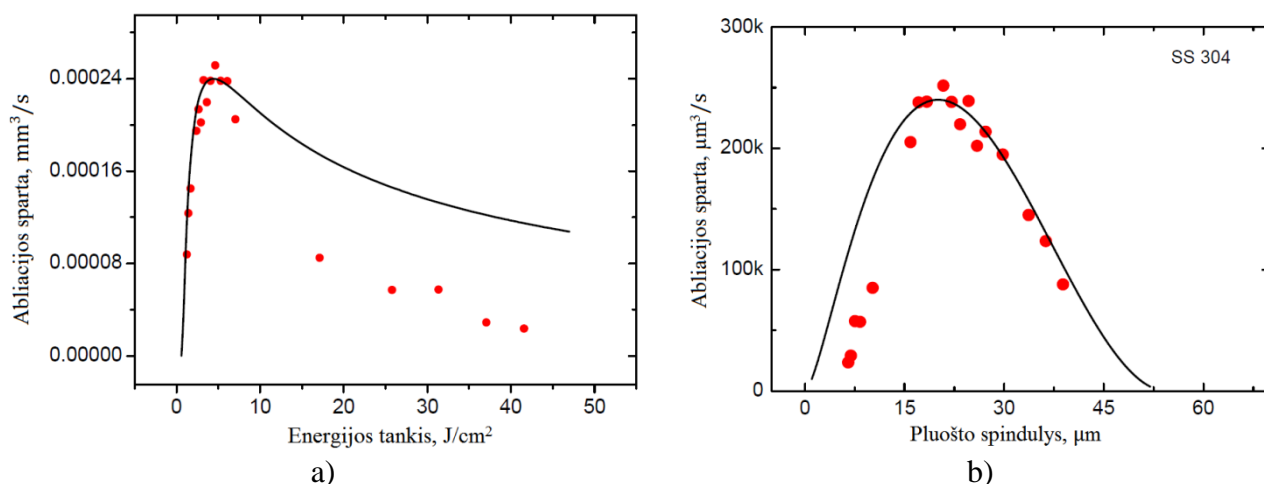
Našios abliacijos modelį pirmieji eksperimentiškai patvirtino Lietuvos mokslininkai [15]. Pikosekundiniu lazeriu vienu skenavimu buvo abliuojami grioveliai nerūdijančio plieno plokštelėse. Kiekvienas jų buvo išabliuotas vis su kitu pluošto spindulio dydžiu bandinio paviršiuje nei prieš tai buvęs. Išmatavus griovelių dydžius, buvo suskaičiuota abliacijos sparta kiekvienam grioveliui. Abliacijos sparta atvaizduota, kaip funkcija nuo energijos tankio (7 pav. a). Eksperimento taškai gerai atitiko abliacijos spartos modelį pagal (7) formulę. Taip pat buvo parodyta, kad egzistuoja optimalus pluošto dydis didžiausiai abliacijos spartai (7 pav. b). Atliekant eksperimentą buvo keičiamas pluošto spindulys, o skenavimo greitis buvo laikomas vienodas, todėl kiekvienas griovelis buvo išabliuotas vis su kitu impulsų persiklojimu  $O$ :

$$O = 1 - \frac{\Delta x}{2w_0}, \quad (15)$$

$\Delta x$  – atstumas tarp impulsų lygus impulsų pasikartojimo dažnio  $f$  ir skenavimo greičio  $v$  santykiui:

$$\Delta x = \frac{f}{v}. \quad (16)$$

Jeigu pluošto spindulys kito nuo 5 iki 40  $\mu\text{m}$ , tai impulsų persiklojimas nuo 99,00 iki 99,88 %.



**7 pav.** Suformuotų griovelių abliacijos spartos priklausomybė nuo energijos tankio (a) ir pluošto spindulio (b). Abi funkcijos turi maksimalias vertes. Eksperimento metu naudoti apdirbimo parametrai  $E_p = 28 \mu\text{J}$ ,  $f = 50 \text{ kHz}$ ,  $\Delta x = 0,1 \mu\text{m}$ . Raudoni taškai – eksperimento duomenys, o juodos kreivės – teoriniai modeliai. Esant mažam pluošto spinduliui buvo stebimas modelio ir eksperimento nesutapimas dėl profilometro adatos geometrijos savybių [15].

### 2.2.2 Efektyvi plotų abliacija

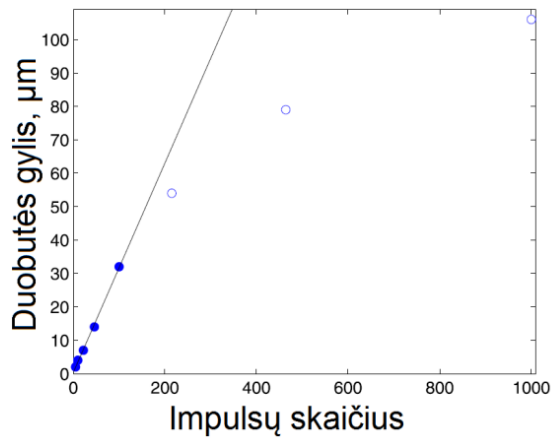
Remiantis panašiais samprotavimais daug darbo tyrinėjant efektyvią abliaciją atliko Šveicarijos mokslininkai Beat'ai: Neuenschwander ir Jaeggi. Autoriai šia tema parašė apie 28 straipsnius, iš kurių didžioji dauguma yra publikuoti kaip konferencijų medžiaga (angl. *conference proceedings*) [16]. Jų teorinis modelis taip pat remiasi vienu lazerio impulsu išabliuoto kraterio didžiausiu tūriu. Prisimenant (6) formulę vienu Gausinio pluošto impulsu išabliuoto kraterio tūris [2, 7]:

$$V = \frac{1}{4} \pi \delta w_0^2 \left( \ln \frac{F_0}{F_{th}} \right)^2, \quad (6)$$

tada suminis išabliuotas tūris per laiko vieneta, abliacijos sparta, lygi [17]:

$$\frac{dV}{dt} = f \cdot V = \frac{1}{4} \pi \delta w_0^2 f \left( \ln \frac{F_0}{F_{th}} \right)^2. \quad (17)$$

Ši formulė aprašo, koks medžiagos tūris yra pašalinamas šaudant impulsų vorą į vieną tašką, dažniu  $f$ . Kad ši formulė būtų teisinga, reikia priimti prielaidą, kad kiekvienas impulsas pašalins vienodą medžiagos tūrį. Ši prielaida netinkama, kai į vieną tašką krenta daug impulsų. Iš praktikos žinoma, kad išabliuojamo medžiagos kiekio priklausomybė nuo impulsų skaičiaus į vieną tašką  $n$  nėra tiesinė, o duobutės abliacijos sparta vienam impulsui krenta (8 pav.). Tai atsitinka, kai duobutės gylis  $d$  tampa palyginamas su pluošto diametru, tada impulso energija pasiskirsto didesniame plote, o tai reiškia mažesnę energijos tankį [18]. Tai yra, kai  $n \gg 1$  arba  $d \sim 2w_0$ , (17) formulės galiojimas gali būti kvestionuojamas.



**8 pav.** Lazerio impulsais suformuotos duobutės gylio priklausomybė nuo impulsų skaičiaus yra įsisotinanti ir tik iki tam tikro impulsų skaičiaus gali būti aproksimuojama tiese [18].

Verta paminėti, kad šiame darbe naudojami terminai abliacijos efektyvumas ir abliacijos sparta yra ne sinonimai. Abliacijos sparta aprašo medžiagos kiekį, išmestą per laiko vienetą, pavyzdžiui,  $\text{mm}^3/\text{min}$ , o abliacijos spartos maksimumas vadinamas našia abliacija. Tuo tarpu abliacijos efektyvumas matuojamas  $\text{mm}^3/\text{J}$  arba  $\text{mm}^3/(\text{min} \cdot \text{W})$ , tai yra energetinis parametras. Abliacijos efektyvumo priklausomybės nuo kintamo parametro maksimumo taškas vadinamas efektyvia abliacija. Taigi abliacijos efektyvumas skaičiuojamas padalinant abliacijos spartą  $dV/dt$  iš vidutinės spinduliuotės galios  $P$ . Į (17) formulę įstačius (11) ir pasinaudojus tuo, kad galia lygi impulso energijos ir impulsų pasikartojimo dažniui:

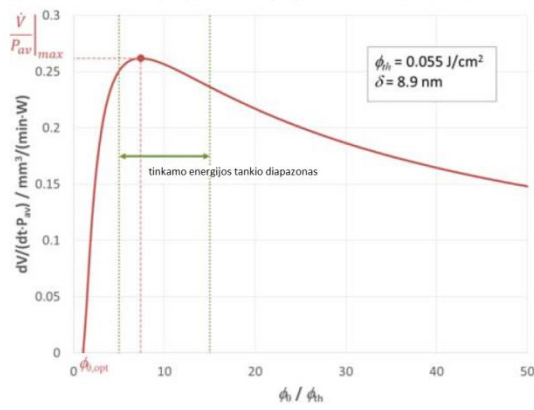
$$P = E_p f, \quad (18)$$

išvedama abliacijos spartos ir abliacijos efektyvumo formulės [19]:

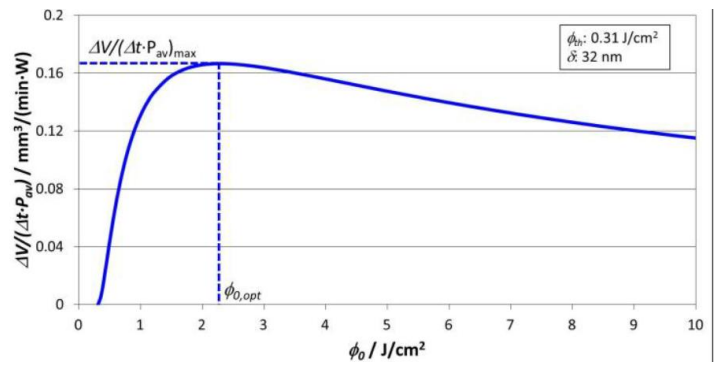
$$\frac{dV}{dt} = P \frac{\delta}{2F_0} \ln^2 \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right), \quad (19)$$

$$\frac{dV}{P \cdot dt} = \frac{\delta}{2F_0} \ln^2 \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right). \quad (20)$$

Abliacijos efektyvumo formulė (20) turi tokią pat formą, kaip ir abliacijos sparta (5 pav.), nepriklausomai nuo to, kaip energijos tankis yra didinamas (9 pav.). Tuo tarpu abliacijos sparta pagal (19) turės maksimumą tik tuomet, jeigu spinduliuotės galia bus konstanta. Tam įgyvendinti yra dvi strategijos. Pirma, kaip jau minėta, galima keisti pluošto dydį, o antrą sufleruoja šiuolaikiniai ultratrumpųjų impulsų lazeriai, kurių galia išlieka pastovi keičiant impulsų pasikartojimo dažnį. Taigi, keičiant impulsų pasikartojimo dažnį, keičiasi impulso energija, o kartu ir energijos tankis, bet galia išlieka ta pati.



a)



b)

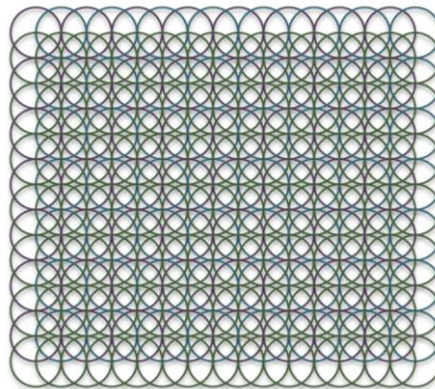
**9 pav.** Pagal (20) suskaičiuoti efektyvios abliacijos pavyzdžiai nerūdijančiam plienui (a) [20] ir variui (b) [21]. Kreivės turi optimalius taškus, kuriuose medžiagos pašalinimas yra efektyviausias.

Palyginimui prisiminkime abliacijos spartą grioveliui. Įstačius į (9) formulę (18) ir atlikus matematinius supaprastinimus, griovelio abliacijos efektyvumas lygus:

$$\frac{dV}{P \cdot dt} = \frac{\delta}{2F_0} \ln^2 \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right) - \frac{\delta \pi}{6E_p} \Delta x^2 \ln \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right), \quad (21)$$

Matyti, kad šios formulės pirmasis dėmuo yra lygus (20). Reiškia, abliuojant griovelį abliacijos efektyvumas yra mažesnis nei abliuojant duobutę dėl impulsų perslinkimo  $\Delta x$ , o kai jis yra lygus nuliui, formulės tampa vienodomis ir abliacijos efektyvumas didžiausias.

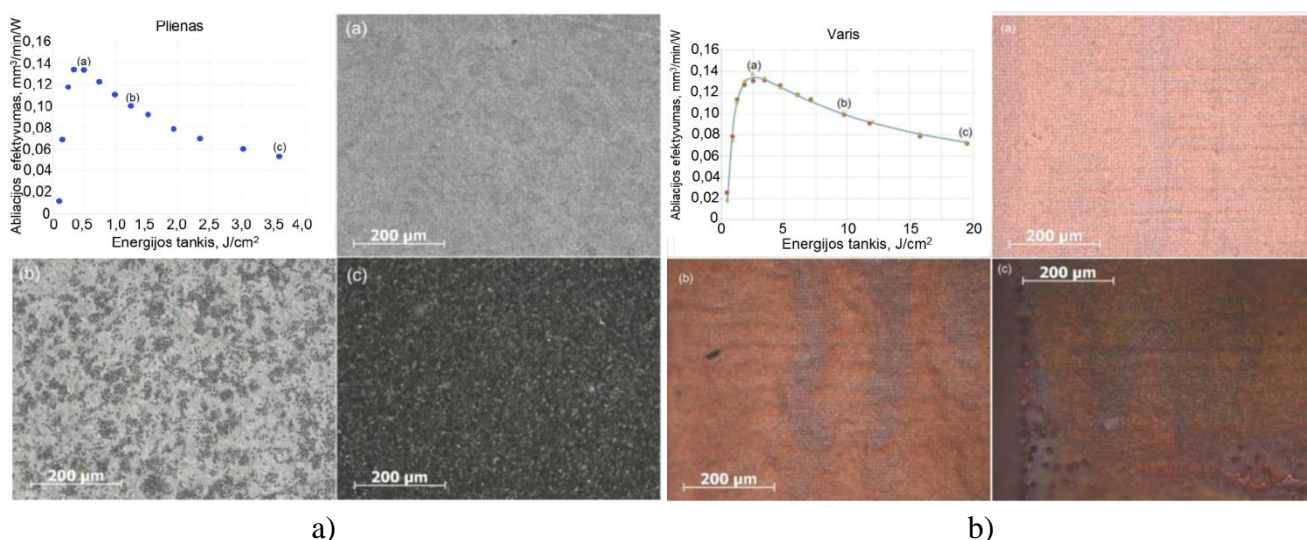
Eksperimentiškai abliacijos efektyvumas gali būti apskaičiuojamas abliuojant plotus [3, 12]. Tuomet skenerio arba poslinkio stalų pagalba lazerio pluoštas yra skenuojamas bandinio paviršiumi persiklojančiomis linijomis, kurios sudarytos iš persiklojančių impulsų, kol suformuojamas norimas išabliuoti plotas (10 pav.).



**10 pav.** Duobutės abliacijos iliustracija skenuojant 50 % persiklojančias linijas, sudarytas iš 50 % persiklojančių impulsų [23].

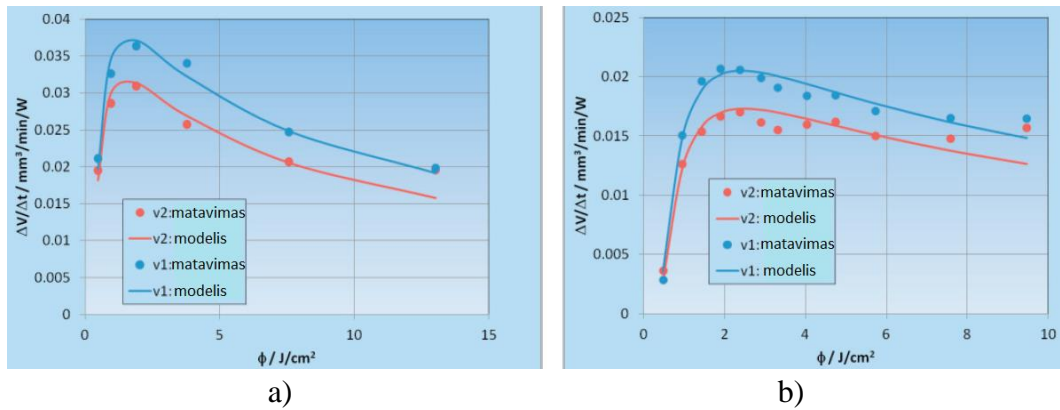
Kad būtų nustatyta impulso energijos arba energijos tankio įtaka abliacijos efektyvumui buvo išabliuoti 1,6 mm kraštinės ilgio kvadratai varyje ir nerūdijančiame plienui, skenuojant 196 kartus [3]. Impulsų pasikartojimo dažnis buvo 200 kHz, atstumas tarp impulsų ir tarp linijų 8  $\mu\text{m}$ . Pašalintas medžiagos tūris buvo apskaičiuotas išmatavus kvadratinų duobių gylius. Padalinus tūrį

iš apdirbimo laiko ir vidutinės galios buvo suskaičiuotas abliacijos efektyvumas. Atvaizdavirus suskaičiuotą abliacijos efektyvumą kaip priklausomybę nuo energijos tankio buvo stebimi maksimumai ir variui ir plienui (11 pav.). Buvo pastebėta, kad plieno atveju optimaliame energijos tankio taške apdirbto bandinio paviršiaus kokybė geriausia, o padidinus energijos tankį tik dvigubai optimalios vertės, paviršiuje pradeda formuotis tuštumos, kurios padengia visą plotą, kai energijos tankis didesnis už  $3,5 \text{ J/cm}^2$ . Paviršiaus kokybės suprastėjimas nulėmė ir mažesnę abliacijos efektyvumą, todėl eksperimentiniai taškai plienui ne visai atitiko modelį. Paviršiaus kokybės suprastėjimas siejamas su šilumos akumuliacija ir per dideliu energijos tankiu [3]. Modeliavimai parodė, kad esant eksperimento sąlygoms ir priimant prielaidą, kad 40% energijos yra paverčiama šiluma bei esant  $3,5 \text{ J/cm}^2$  energijos tankiui, paviršiaus šiluma prieš smogiant kitam impulsui turėtų pasiekti  $1075 \text{ }^\circ\text{C}$  plienui, kai tuo tarpu varyje, esant  $20 \text{ J/cm}^2$ , tik  $62,7 \text{ }^\circ\text{C}$ . Vario atveju išabliuoto ploto paviršius buvo lygiausias optimaliame taške ir kokybė prastėjo didėjant energijos tankiui. Tačiau abliacijos efektyvumo priklausomybė nuo energijos tankio gerai atitiko modelį pagal (20) formulę [3].

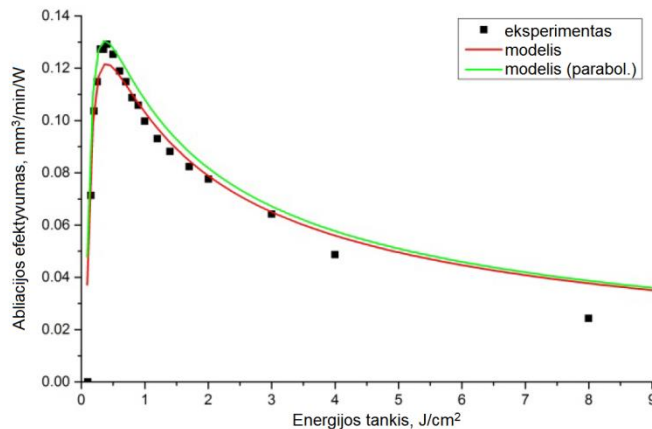


**11 pav.** Iš išabliuotų plotų tūrio suskaičiuota abliacijos efektyvumo priklausomybė nuo energijos tankio plienui (a) ir variui (b). Mikroskopo nuotraukos (a), (b), (c) demonstruoja paviršiaus kokybę kiekviename raide pažymėtame abliacijos efektyvumo grafiko taške. Matyti, kad esant optimaliam energijos tankiui tiek plieno, tiek vario paviršius buvo lygus. Energijos tankiui esant didesniui nei optimalus, paviršiaus kokybė suprastėjo dėl didelės susikaupusios šilumos abliacijos metu [3].

Įdomu tai, kad šiame [3] ir kituose straipsniuose [12,14] plotų eksperimentų duomenys yra aproksimuojami modelių, skirtų kraterio abliacijos efektyvumui aprašyti ir neįskaitomas impulsų persiklojimas, kaip tai buvo padaryta griovelio abliacijos modelyje [2]. Nepaisant to, eksperimentiniai duomenys, suskaičiuoti iš plotų abliacijos, daug kartų gerai atitiko modelį, o taškai koreliavo su kreivėmis (12 pav., 13 pav.).



**12 pav.** Plotų abliacijos metodu apskaičiuotas abliacijos efektyvumas variui (a) ir nerūdijančiam plienui (b), abliuojant 540 ps impulsais [22].



**13 pav.** Abliacijos efektyvumas nerūdijančiam plienui, suskaičiuotas iš plotų abliacijos. Linijos vaizduoja modelį pagal (20), aproksimuojant skirtingais metodais [24].

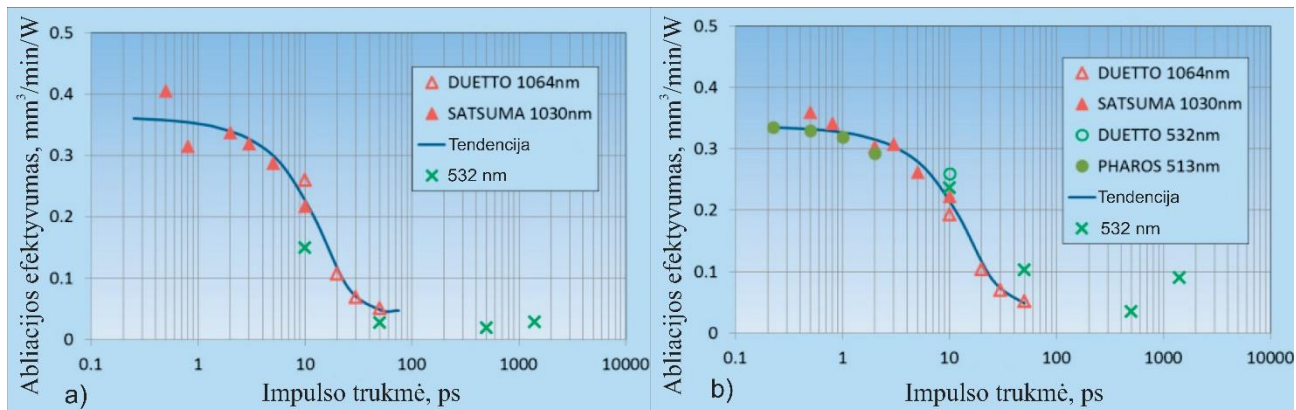
## 2.3 Abliacijos efektyvumo priklausomybė nuo lazerinės spinduliuotės parametru

### 2.3.1 Impulsų trukmės įtaka

Kuomet apdirbimo kokybė yra svarbiausias parametras, ultratrumpųjų impulsų lazeriai yra pasirinkimas numeris vienas. Tačiau norint perkelti procesus į gamybą, kainos kokybės santykis taip pat tampa svarbus. Tokiu atveju subnanosekundiniai lazeriai tampa patrauklesni dėl mažesnės kainos nei femto- ar kelių pikosekundžių trukmės lazeriai.

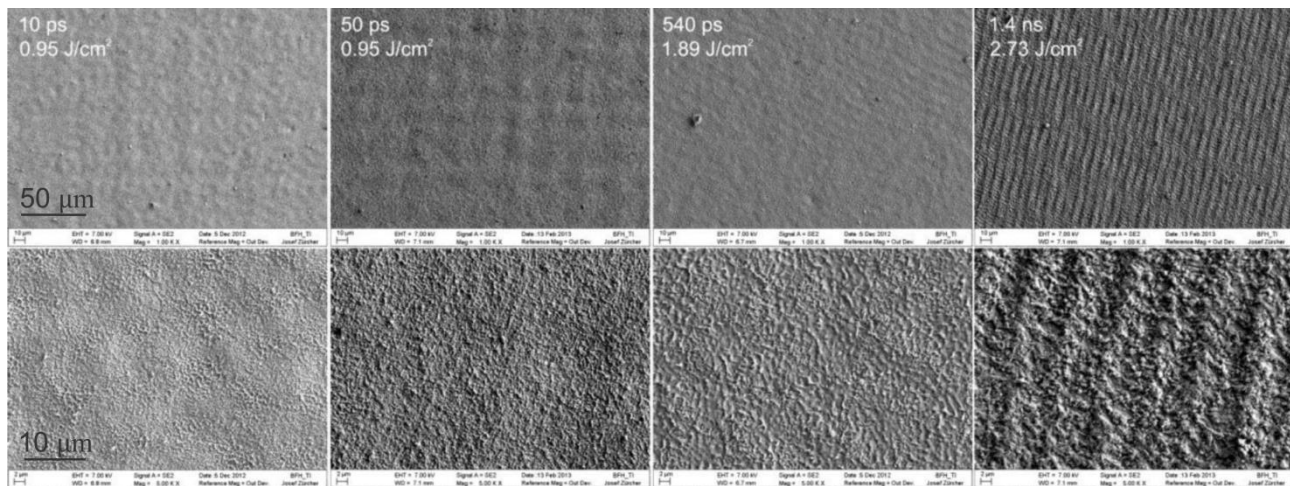
Norint išsiaiškinti, kaip abliacijos efektyvumas priklauso nuo impulso trukmės, buvo apdirbti plienas ir varis skirtingomis impulsų trukmėmis nuo 250 fs iki 1,4 ns [22, 25]. Pastebėta, kad tiek variui tiek plienui abliacijos efektyvumas mažai kinta esant ultratrumpiems impulsams iki pat 2 ps, po to pamažu pradeda kristi ir nuo 10 ps iki 30 ps drastiškai smunka (14 pav.). Tai pat abliacijos efektyvumo mažėjimas stebėtas ištyrus vario abliaciją impulsų trukmių intervale nuo 200 fs iki 10 ps [26]. Didelis efektyvumas ultratrumpųjų impulsų atveju siejamas su dideliu energijos įsiskverbimo gyliu. Impulsų trukmėms didesnėms už 50 ps abliacijos efektyvumas krinta iki kol pasiekia minimalią vertę ir po to šiek tiek pakyla nanosekundinių impulsų atveju. Energijos

įsiskverbimo gylis taip pat iš pradžių krinta ilgėjant impulsams ir po to vėl didėja nanosekundžių režime. Šis padidėjimas aiškinamas tuo, kad klasikinis šilumos laidumas ima dominuoti tarp energijos pernešimo mechanizmų, ką patvirtina ir didėjantis abliacijos slenkstis nanosekundiniams impulsams [22].



**14 pav.** Abliacijos efektyvumas plienui (a) ir variui (b). Pereinant iš ultratrumpųjų (< 10 ps) į trumpų impulsų režimą, abliacijos efektyvumas sparčiai krinta [22].

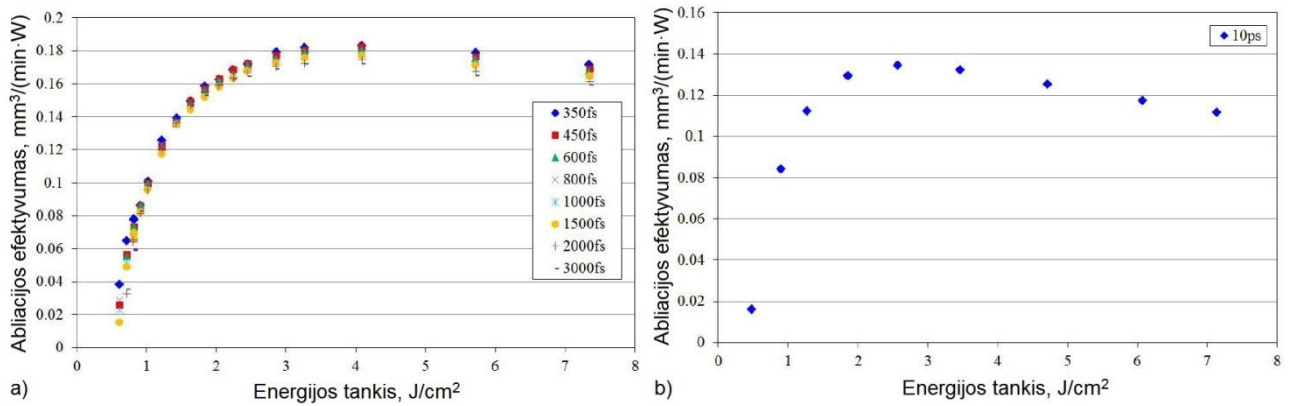
Vizualiai ištyrus išabliuoto paviršiaus kokybę skenuojančiu elektronų mikroskopu (SEM), buvo nustatyta, kad su energijos tankių vertėmis, artimomis optimalioms, apdirbtų paviršių tolygumas labai priklauso nuo impulso trukmės (15 pav.). Lygiausias paviršius gaunamas trumpiausiams impulsams, o impulsų trukmei kylant paviršiaus kokybė prastėja [22, 26].



**15 pav.** Vario paviršiaus kokybė po apdirbimo energijos tankiais, artimais optimaliems, skirtingų impulsų trukmių atvejais. Matyti didėjantis šiurkštumas ilgėjant impulsų trukmei. Viršutinių nuotraukų didinimas 1000, apatinių – 5000 kartų [22].

Taip pat svarbu paminėti, kad optimalus energijos tankis priklauso nuo impulsų trukmės. Buvo parodyta, kad apdirbant varį ultratrumpaisiais impulsais nuo 350 fs ir 3 ps abliacijos efektyvumas pamažu krinta, o optimalus energijos taškas ( $4,1 \text{ J/cm}^2$ ) išlieka beveik nepakitęs (16 pav. a). Padidinus impulsų trukmę iki 10 ps, optimalus energijos tankis sumažėjo beveik dvigubai, iki  $2,4 \text{ J/cm}^2$  (16 pav. b) [27].

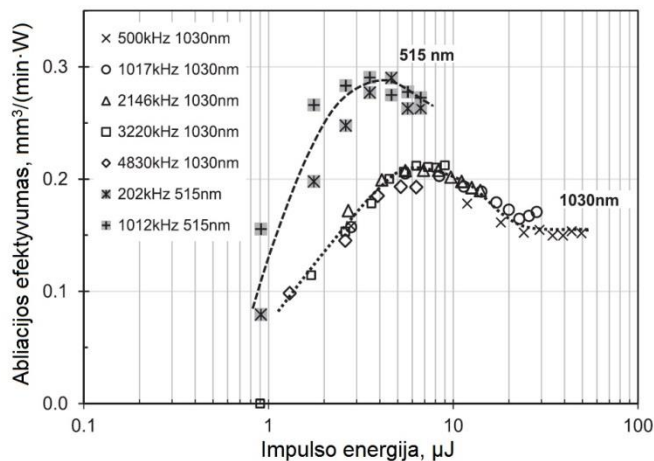




**16 pav.** Vario optimalaus energijos tankio vertė apdirbant impulsų trukmėmis nuo 350 fs iki 3 ps (a) ir 10 ps (b) kinta [27].

### 2.3.2 Bangos ilgio įtaka

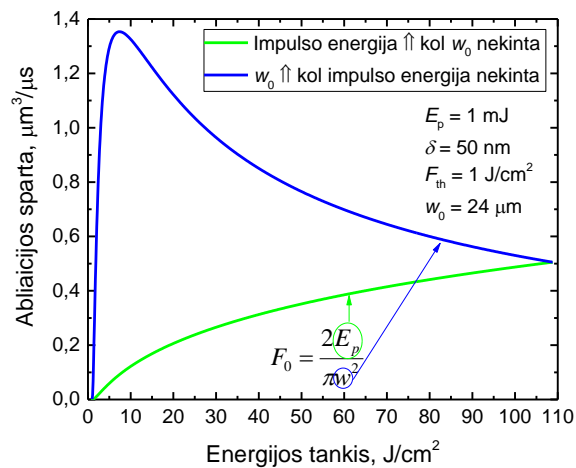
Bendrai žinoma, kad metalų šviesos sugertis didėja trumpėjant lazerinės spinduliuotės bangos ilgiui [6]. Išabliavus kvadratinės duobes 250 fs trukmės impulsais ir suskaičiavus plotų abliacijos efektyvumus 1030 ir 515 nm bangos ilgių spinduliuotėms buvo nustatyta, kad antroji harmonika abliuoja varį apie pusantro karto efektyviau [26]. Abliacijos efektyvumo priklausomybės kreivės nuo impulso energijos turi maksimumo tašką, kuris atitinka optimalų energijos tankį: 3,2 J/cm<sup>2</sup> 1030 nm spinduliuotei bei 2,5 J/cm<sup>2</sup> 515 nm. Tuo pačiu tyrimu parodyta, kad efektyvumui mažai įtakos daro impulsų pasikartojimo dažnis, tirtas 202 kHz ir 4830 kHz diapazone, kas leidžia tikėtis dar didesnio didelio impulsų pasikartojimo dažnio lazerių pritaikomumo medžiagų apdirbime.



**17 pav.** Abliacijos efektyvumas variui apdirbant 515 ir 1030 nm bangos ilgio spinduliuotėmis. Kreivės turi maksimumus ties optimaliomis impulso energijomis tyrimo sąlygomis [26].

### 3 Skaitinė modelio analizė

Norint pademonstruoti, kokia yra abliacijos proceso optimizavimo nauda, buvo sumodeliuoti du apdirbimo atvejai: pirma, kai siekiant didesnės abliacijos spartos buvo didinama impulso energija, antra, kai naudojama turima maksimali impulso energija ir keičiamas pluošto spindulys (18 pav.). Skaičiavimams naudota kraterio abliacijos spartos (19) formulė. Iš rezultatų matyti, kad norint pasiekti didžiausią įmanomą spartą, būtina dirbti esant optimaliam energijos tankiui, kadangi impulso energija yra apribota turimo lazerio. Šiuo atveju, abliacijos spartą galima padidinti beveik tris kartus, jeigu bus dirbama optimaliame taške.



**18 pav.** Abliacijos spartos kitimas, kai didinama impulso energija, o pluošto spindulys nekinta (žalia kreivė), bei kai keičiamas pluošto spindulys, o impulso energija maksimali (mėlyna kreivė).

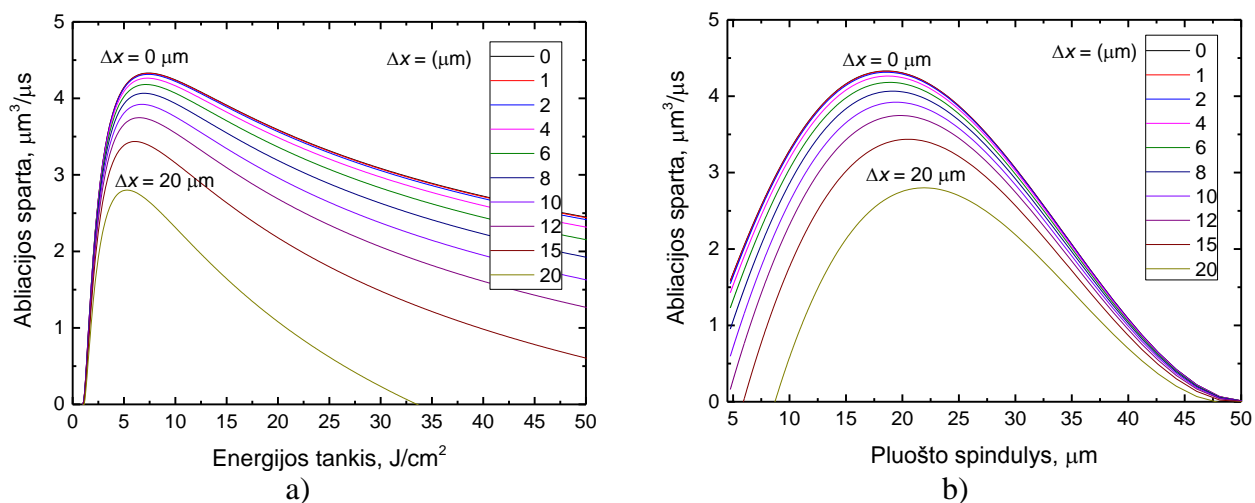
Abliacijos efektyvumo (21) formulėje matyti, kad abliacijos sparta priklauso nuo parametro  $\Delta x$ , kuris reiškia atstumą tarp impulsų ant bandinio paviršiaus. Įdomu pažiūrėti, kaip keičiasi abliacijos spartos priklausomybės nuo energijos tankio  $dV(F_0)/dt$  kreivė, jeigu yra keičiamas atstumas tarp impulsų. Norint suprasti modelį reiktų įsivaizduoti, kad vienai  $dV(F_0)/dt$  kreivei suskaičiuoti naudojama  $\Delta x$  skaitinė vertė yra viena, o kitai  $dV(F_0)/dt$  kreivei – kita. Tai atitiktų modelį, kai grioveliai vienai abliacijos spartos kreivei suskaičiuoti yra abliuojami vienodu greičiu nepaisant to, kad kiekvienas griovelis išabliuojamas su kitu pluošto dydžiu. Akivaizdu, kad tokiu atveju kiekvienas griovelis būtų išabliuotas su skirtingu impulsų persiklojimu. Taip pat įdomu pažiūrėti, kas pasikeistų, jeigu būtų atvirkščiai: kiekvienas griovelis būtų išabliuojamas su vienodu impulsų persiklojimu. Tokiu atveju, pluošto skenavimo greitis turėtų būti perskaičiuotas kiekvienam grioveliui.

### 3.1 Atstumo tarp impulsų įtaka

Norint suprasti, kaip atstumas tarp impulsų  $\Delta x$  keičia abliacijos spartos priklausomybes nuo energijos tankio ir pluošto spindulio, buvo atliktas skaitinis modeliavimas remiantis griovelio abliacijos spartos formule:

$$\frac{dV}{dt} = P \frac{\delta}{2F_0} \ln^2 \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right) - P \frac{\delta \pi}{6E_p} \Delta x^2 \ln \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right), \quad (22)$$

ir (8) formule išreikšti priklausomybę nuo pluošto dydžio (19 pav.). (22) formulė aprašo abliacijos spartos priklausomybę nuo energijos tankio, kai atstumas tarp impulsų yra konstanta. Modeliuojant buvo laikoma, kad vienai kreivei suskaičiuoti energijos tankis keičiamas keičiant lazerio pluošto spindulį, o kiti parametrai tokie: vidutinė galia  $P = 4$  W, impulso energija  $E_p = 40$   $\mu$ J, sugerties gylis  $\delta = 40$  nm, slenkstinis energijos tankis  $F_{th} = 1$  J/cm<sup>2</sup>. Atstumas tarp impulsų  $\Delta x$  atskiroms kreivėms keistas nuo 0 iki 20  $\mu$ m. Tokia situacija realybėje reikštų, kad kiekvienas griovelis išabliuotas išlaikant vienodą skenavimo greitį ir impulsų pasikartojimo dažnį. Iš rezultatų buvo matyti, kad esant nuliniam atstumui tarp impulsų, abliacijos spartos maksimumas turi didžiausią vertę, tai atitinka kraterio abliaciją, o po to truputį krenta (19 pav.). Taigi, neatsižvelgiant į kitus veiksnius ir remiantis vien modeliavimu, taip išeina, kad norint struktūrinti paviršių efektyviai, reiktų dirbti mažais skenavimo greičiais. Tuomet į vieną vietą kris daugelis impulsų, o tai, kaip buvo minėta (žr. 8 pav.), praktikoje nėra efektyvu. Taigi, modelio trūkumas, kad jis neįskaito abliacijos spartos kritimo didėjant impulsų skaičiui į vieną tašką. Taip pat iš modeliavimo rezultatų buvo matyti, kad didėjant atstumui tarp impulsų, optimalaus energijos tankio vertė slinkosi į mažesnes vertes, atitinkamai pluošto spindulys – į didesnes. Iš modelio kreivių grubiai galima įvertinti, kad abliacijos sparta tampa neigiama, kai impulsai atsiskiria, tai yra, kai  $\Delta x > 2w_0$ . Iš tikro impulsai vis tiek abliuoja medžiagą, tik griovelis yra trūkus. Taigi, abliacijos sparta realybėje negali būti neigiama. Todėl modelis tinkamas tik, kai  $\Delta x \ll 2w_0$ .



**19 pav.** Sumodeliuota abliacijos spartos kreivių kitimo priklausomybė nuo atstumo tarp impulsų: energijos tankio (a) ir pluošto spindulio (b) atvejai. Didėjant atstumui tarp impulsų abliacijos našumas krenta.

### 3.2 Impulsų persiklojimo įtaka

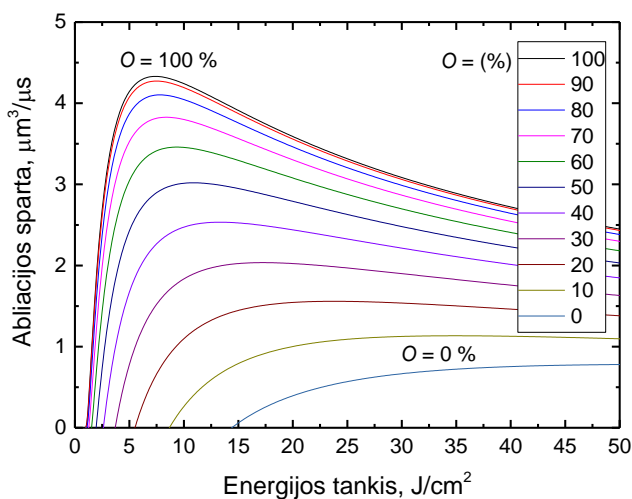
Pagal (15) formulę galima susieti atstumą tarp impulsų  $\Delta x$  ir impulsų persiklojimą  $O$ :

$$\Delta x = 2w_0(1 - O). \quad (23)$$

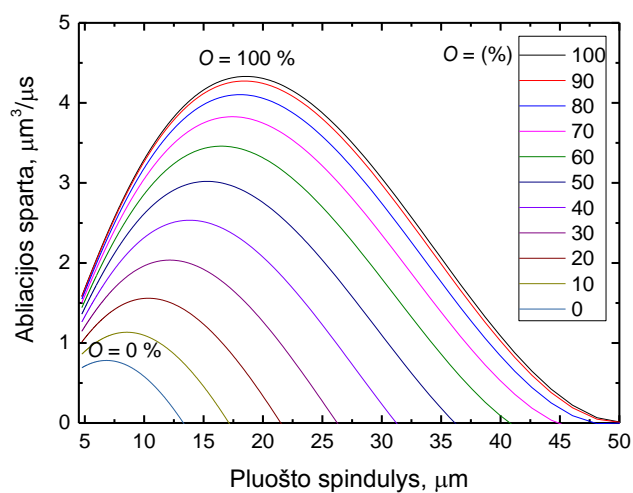
Tada įstačius (23) į (22) suskaičiuojama abliacijos spartos priklausomybė nuo energijos tankio, kai impulsų persiklojimas yra konstanta:

$$\frac{dV}{dt} = P \frac{\delta}{2F_0} \ln^2 \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right) - P \frac{4\delta}{3F_0} (1 - O)^2 \ln \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right). \quad (24)$$

Kuomet energijos tankis yra didinamas mažinant pluošto spindulį ir norima išlaikyti vienodą impulsų persiklojimą, reikia skenavimo greitį priderinti pluošto dydžiui. Modeliuojant abliacijos spartos priklausomybes nuo energijos tankio ir pluošto spindulio buvo parinkti tokie pat parametrai kaip ir ankstesniame modeliavime: vidutinė galia  $P = 4$  W, impulso energija  $E_p = 40$   $\mu$ J, sugerties gylis  $\delta = 40$  nm, slenkstinis energijos tankis  $F_{th} = 1$  J/cm<sup>2</sup>. Impulsų persiklojimas  $O$ , atskiroms kreivėms, keistas nuo 100 iki 0 % (20 pav.). Matyti, kad mažėjant impulsų persiklojimui našios abliacijos vertė krenta, o optimalus energijos tankio taškas didėja. Atitinkamai, optimalus pluošto spindulys mažėja. Ir tai priešinga situacija nei stebėta atstumo tarp impulsų atveju. Taip pat kreivių forma skirtinga: mažėjant persiklojimui kreivės lėkštėja (20 pav. a), o didėjant atstumui tarp impulsų, staigiai krinta žemyn (19 pav. a). Tiesa, kai persiklojimas artimas 100 %, o atstumas tarp impulsų artimas 0, kreivės vienodos.



a)



b)

**20 pav.** Sumodeliuota abliacijos spartos kreivių kitimo priklausomybė nuo impulsų persiklojimo: energijos tankio (a) ir pluošto spindulio (b) atvejai. Mažėjant impulsų persiklojimui abliacijos našumas krenta.

## 4 Našios abliacijos eksperimentai

Našios abliacijos eksperimentai susidėjo iš dviejų dalių:

1. Optimalių fokusavimo sąlygų ir optimalaus energijos tankio nustatymas:
  - a) nerūdijančiam plienui galvanometriniu skenerio pagalba abliuojant griovelius, bei;
  - b) variui poslinkio stalų pagalba abliuojant kvadratinės duobutes.
2. Našus paviršių struktūrinimas remiantis pirmoje dalyje suskaičiuotais rezultatais.

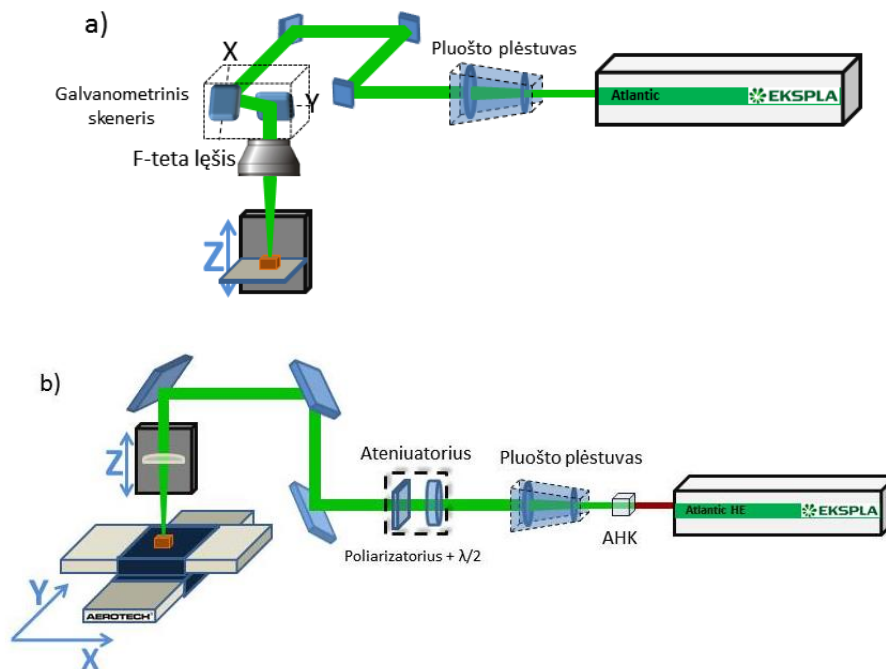
### 4.1 Eksperimento įranga

Eksperimentai atlikti panaudojant skirtingus apdirbimo standus, kuriuos galima pavadinti „greitojo“ bei „lėtojo“ apdirbimo. Greitojo apdirbimo standui panaudotas didelio, maksimalaus 500 kHz impulsų pasikartojimo dažnio, kietojo kūno pikosekundinis Atlantic (Ekspla) lazeris bei galvanometriniu skeneris HurrySCAN 14 (ScanLab), galintis skenuoti kelių metrų per sekundę greičiu, o spinduliuotė fokusuota F-teta lęšiu. Lėtojo apdirbimo standui panaudotas didelės impulso energijos, tačiau mažo, 1 kHz impulsų pasikartojimo dažnio, kietojo kūno subnanosekundinis Atlantic HE (Ekspla) lazeris su poslinkio stalais ALS25020 (Aerotech) (1 lentelė). Stenduose bandinio atstumas nuo fokusuojančio lęšio buvo keičiamas žingsniniu varikliu valdomu pozicionavimo stalu 8MT167-100 (Standa), tik vienu atveju judėjo bandinys, kitu – fokusuojantis lęšis (21 pav.). Bandiniai buvo apdirbami antrosios harmonikos spinduliuote – 532 nm bangos ilgiu.

Lazerinės spinduliuotės vidutinė optinė galia buvo matuojama Nova II (Ophir) galios matuokliu. Apdirbti bandiniai buvo matuojami adatiniu profilometru Dektak 150+ (Veeco), optiniu profilometru PL $\mu$ 2300 (Sensofar), fotografuojami optiniu mikroskopu BX51 (Olympus) bei skenuojančiu elektronų mikroskopu (SEM) JSM-6490LV (JOEL).

**1 lentelė.** Lazerinės sistemos parametrai.

	„Greitojo apdirbimo“ sistema		„Lėtojo apdirbimo“ sistema
	I dalis	II dalis	
<b>Lazeris</b>	Atlantic		Atlantic HE
Bangos ilgis	532 nm		532 nm
Impulso trukmė	13 ps		300 ps
Impulsų pasikartojimo dažnis	100 – 500 kHz		1 kHz
Maksimali vidutinė galia	4,0 W @ 100 kHz 1,22 W @ 500 kHz		1 W @ 1 kHz
<b>Pluošto skenavimas</b>	galvanometriniu skeneris HurrySCAN 14, ScanLab		poslinkio stalai ALS25020, Aerotech
Lęšio židinio nuotolis	80 mm	250 mm	150 mm



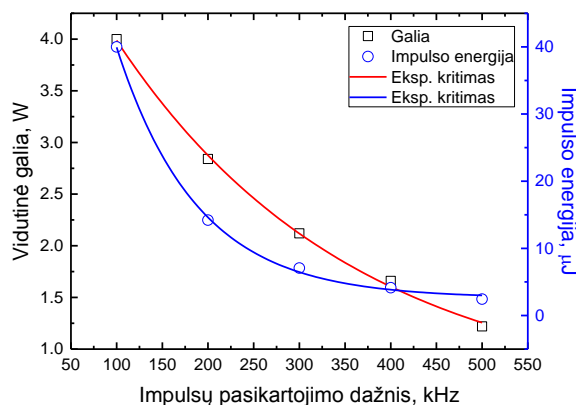
21 pav. Lazerinio apdirbimo schemas: „greitojo“ (a) ir „lėtojo“ (b) apdirbimo stendai.

## 4.2 Bandiniai

Eksperimentams naudotos 0,3 mm storio nerūdijančio plieno ir 5 mm storio vario plokštelės.

## 4.3 Lazerių spinduliuotės tyrimas

Buvo išmatuotos maksimalios Atlantic lazerio vidutinės optinės galios esant skirtingiems lazerio impulsų pasikartojimo dažniams (22 pav.). Apskaičiuotos atitinkamos maksimalios impulsų energijos. Didžiausia galia ir impulso energija buvo lazeriui dirbant 100 kHz dažniu. Norint kuo daugiau išnaudoti lazerio galios bei turėti didžiausią impulso energiją, eksperimentams pasirinktas 100 kHz dažnis. Taip pat, palyginimui, atlikti eksperimentai su maksimaliu lazerio impulsų pasikartojimo dažniu – 500 kHz.

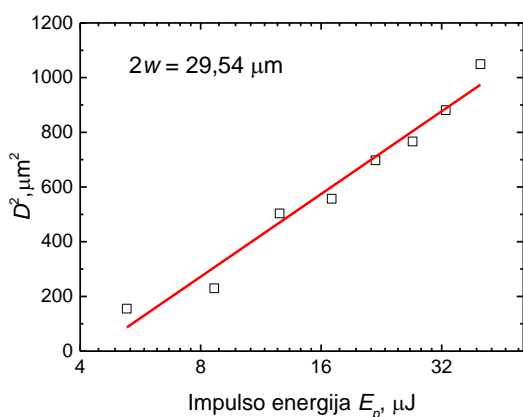


22 pav. Maksimalios vidutinės galios ir impulso energijos priklausomybė nuo impulsų pasikartojimo dažnio Atlantic lazeriui.

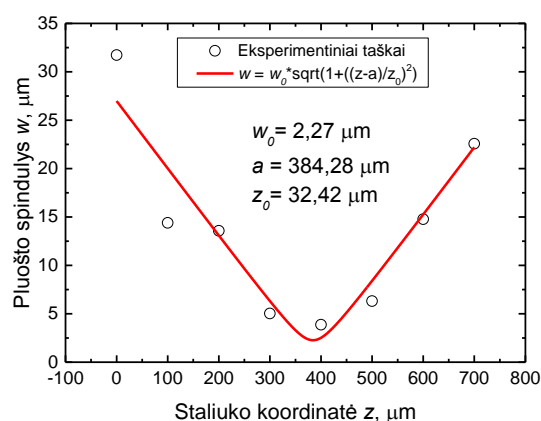
Norint tiksliai suskaičiuoti energijos tankį, buvo ištirtas lazerio pluošto fokusavimas naudojant 80 mm židinio nuotolio objektyvą. Šiam tikslui įgyvendinti išmatuotas pluošto spindulys šaudant po vieną impulsą į tašką ant chromo sluoksniu padengto stiklo. Buvo keičiama impulsų energija ir matuojami chromo pažeidimų diametrai  $D$ . Pluošto diametrai išmatuoti kas 100  $\mu\text{m}$  aplink pluošto sąsmauką. Iš tiesių  $D^2(\ln E_p)$  polinkių buvo apskaičiuoti pluošto diametrai esant skirtingiems staliukų aukščiams  $z$  (23 pav.) [28]. Pluošto spindulio priklausomybė nuo staliuko koordinatės atidėta grafiškai (24 pav.). Aproximuojant eksperimentinius duomenis gausinio pluošto sklidimo lygtimi [29]:

$$w = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z-a}{z_0}\right)^2}, \quad (25)$$

buvo suskaičiuotas pluošto spindulys sąsmaukoje  $w_0 = 2,27 \mu\text{m}$ , Relėjaus ilgis  $z_0 = 32,4 \mu\text{m}$  ir tiksli sąsmaukos vieta  $Z$  staliuko atžvilgiu  $a = 384,3 \mu\text{m}$ . Sklidimo kreivė panaudota energijos tankiams skaičiuoti.

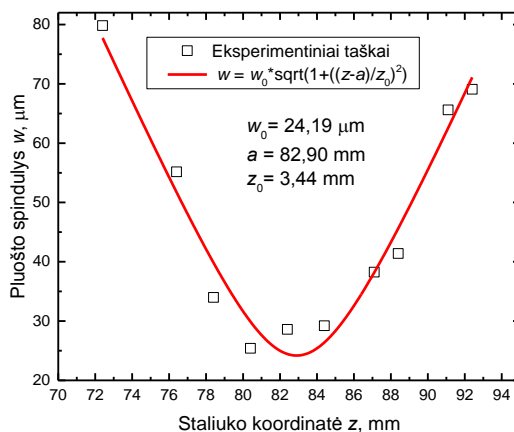


**23 pav.** Pluošto spindulio matavimo pavyzdys  $z = 600 \mu\text{m}$  koordinatėje.



**24 pav.** Pluošto sklidimas jį fokusuojant 80 mm židinio nuotolio F-teta lęšiu.

Ta pati procedūra siekiant nustatyti pluošto sklidimą buvo atlikta ir su „lėtojo“ apdirbimo sistema su fokusuojančiu 150 mm židinio nuotolio lęšiu. Aproximavus buvo suskaičiuotas pluošto spindulys  $w_0 = 24,2 \mu\text{m}$ , Reilio ilgis  $z_0 = 3,44 \text{ mm}$  ir tiksli sąsmaukos vieta  $Z$  staliuko atžvilgiu  $a = 82,90 \text{ mm}$ .



**25 pav.** Pluošto sklidimas fokusuojant 150 mm židinio nuotolio lęšiu.

#### 4.4 Abliacijos slenkstis

Eksperimentiškai slenkstinis energijos tankis  $F_{th}$  nustatomas iš jo sąryšio su lazerio spinduliuote išėsdinto kraterio diametru  $D$  [30]:

$$D^2 = 2w_0^2 \ln \frac{F_0}{F_{th}} \quad (26)$$

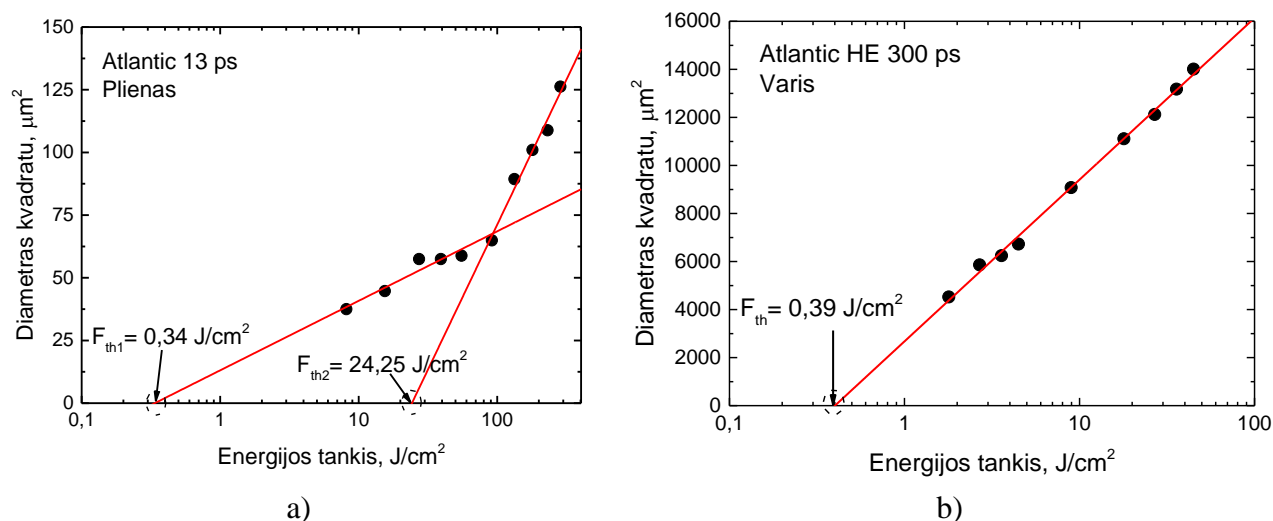
Ekstrapoliuojant ją tiese iki  $D^2 = 0$ , suskaičiuojama abliacijos slenkstinė energijos tankio vertė. Kiekvienas lazerio impulsas netgi su energija, mažesne už slenkstinę vertę, sukelia struktūrinius ar cheminius pokyčius. Šie pokyčiai kaupiasi ir mažina abliacijos slenkstį. Pagal akumuliacijos modelį, abliacijos slenkstis kinta priklausomai nuo impulsų skaičiaus  $N$ :

$$F_{th} = F_{th}(1)N^{\xi-1}, \quad (27)$$

čia  $0 < \xi \leq 1$  yra akumuliacijos koeficientas, kuris aprašo defektų kaupimąsi [30].

Jei energijos tankis artimas abliacijos slenkščiai, ji vadinama švelnia abliacija, kuri pasižymi dideliu tikslumu bei švairiu medžiagos pašalinimu. Abliacijos sparta didėja, didinant energijos tankį, iki tam tikro lūžio taško. Nuo jo didinant energijos tankį, abliacijos sparta auga ženkliai greičiau. Esant švelniajai abliacijai medžiagos pašalinimas susijęs su spinduliuotės sugerties gyliu, o esant sparčiajai – su elektronų šiluminės difuzijos gyliu [31].

Šaudant impulsų vorą ir keičiant impulso energiją ant nerūdijančio plieno ir varių plokštelių buvo suformuoti krateriai. Kiekvienas iš kraterių išabliuotas vienu impulsu. Kraterių diametrai išmatuoti optiniu mikroskopu. Atidėta jų kvadrato priklausomybė nuo energijos tankio (26 pav.). Pastebėta, kad plienas turi du abliacijos režimus: pirmojo slenkstis  $F_{th1} = 0,34 \text{ J/cm}^2$ , o antrojo  $F_{th2} = 24,3 \text{ J/cm}^2$ . Šiuos režimus galima pavadinti švelniąja ir sparčiąja abliacija. Galima laikyti, kad sparčioji abliacija prasidėjo tiesių susikirtimo taške apie  $94 \text{ J/cm}^2$  (26 pav. a). Vario abliacija pasižymėjo vienu slenkščiu  $F_{th} = 0,39 \text{ J/cm}^2$ , o antro, matavimo ribose, nebuvo matyti (26 pav. b).



**26 pav.** Kraterių diametrų kvadratų priklausomybės nuo energijos tankio šaunant vieną impulsą plienui (a) ir variui (b). Plienui išskirti du abliacijos režimai: švelnioji ir sparčioji abliacijos su slenkščiais  $F_{th1}$  ir  $F_{th2}$ , atitinkamai, tuo tarpu variui – vienas.

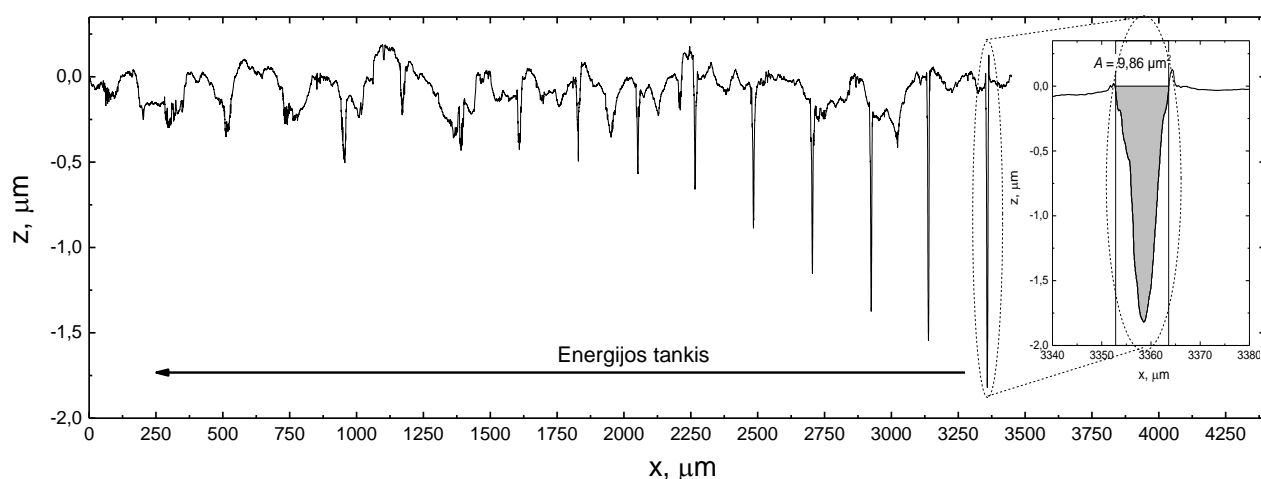


## 4.5 Abliacijos spartos skaičiavimo metodika

Abliacijos spartos priklausomybei nuo pluošto spindulio, o kartu ir nuo energijos tankio įvertinti pliene buvo abliuojami grioveliai, o varyje kvadratinės duobutės. Kiekvienas iš griovelių buvo išabliuotas vis su kitu pluošto spindulio dydžiu ant bandinio paviršiaus. Pluošto dydis buvo keičiamas tolinant bandinį nuo fokusuojančio lęšio. Išabliuotų griovelių profiliai buvo matuojami po tris kartus adatiniu profilometru. Iš profilometro duomenų buvo suskaičiuojami suvidurkinti griovelių skerspjūvio plotai  $A$  (27 pav.). Padauginus skerspjūvio plotą iš skenavimo greičio  $v$ , buvo suskaičiuota abliacijos sparta grioveliui:

$$\frac{dV}{dt} = Av. \quad (28)$$

Tada žinant abliacijos spartą vienam grioveliui ir koku pluošto dydžiu jis buvo išabliuotas, galima atidėti abliacijos spartos priklausomybę nuo pluošto spindulio ir nuo energijos tankio.



**27 pav.** Griovelių profilių pavyzdys. Grioveliai išabliuoti didinant pluošto spindulį iš dešinės į kairę. Intarpe išdidintas griovelio profilis, kurio skerspjūvio plotas  $9,86 \mu\text{m}^2$ .

Kvadratinės duobutės taip pat buvo matuojamos adatiniu profilometru, išmatuojami jų gyliai  $h$  bei pločiai viršuje  $l_v$  bei apačioje  $l_a$ . Iš išmatuotų duomenų suskaičiuoti duobučių tūriai  $V$ :

$$V = h \cdot l \cdot \frac{l_v + l_a}{2}, \quad (29)$$

čia  $l$  – duobutės gylis. Padalinus tūrius iš apdirbimo laiko, suskaičiuota abliacijos spartos  $dV/dt$ .

## 4.6 Abliacijos sparta

### 4.6.1 Griovelių abliacija

Buvo atlikti eksperimentai dviem atvejams: kai keičiant pluošto spindulį atstumas tarp impulsų pastovus ir, kai impulsų persiklojimas bandinio paviršiuje pastovus. Pirmuoju atveju buvo išlaikomas vienodas skenavimo greitis, o antruoju perskaičiuojamas kiekvienam grioveliui.

#### 4.6.1.1 Abliacijos sparta, kai atstumas tarp impulsų pastovus

Buvo atlikti eksperimentai abliacijos spartos priklausomybei nuo pluošto spindulio tuo pačiu ir energijos tankio suskaičiuoti. Vienai kreivei atvaizduoti buvo išabliuoti 16 griovelių. Kiekvienas iš griovelių buvo išabliuotas vienodu skenavimu greičiu  $v$  pakeičiant pluošto spindulį, todėl atstumas tarp impulsų  $\Delta x$  buvo pastovus, tačiau kito impulsų persiklojimas  $O$ . Eksperimentai buvo atlikti esant dviem impulsų pasikartojimo dažniams: 100 kHz ir 500 kHz. Buvo parinktas 300 mm/s skenavimo greitis (tiek 100 kHz, tiek 500 kHz), kad dar būtų išlaikomas tinkamas persiklojimas griovelių profiliams pamatuoti. Esant 100 kHz impulsų pasikartojimo dažniui persiklojimas kito nuo 33,9 iki 94,4 %, o esant 500 kHz dažniui – nuo 86,8 iki 98,9 % (2 lentelė).

**2 lentelė.** Grioveliams išabliuoti naudoti apdirbimo parametrai. Eksperimentai atlikti esant dviem pasikartojimo dažniams: 100 kHz ir 500 kHz (lentelėje pajuodinti) su maksimaliomis galiomis.

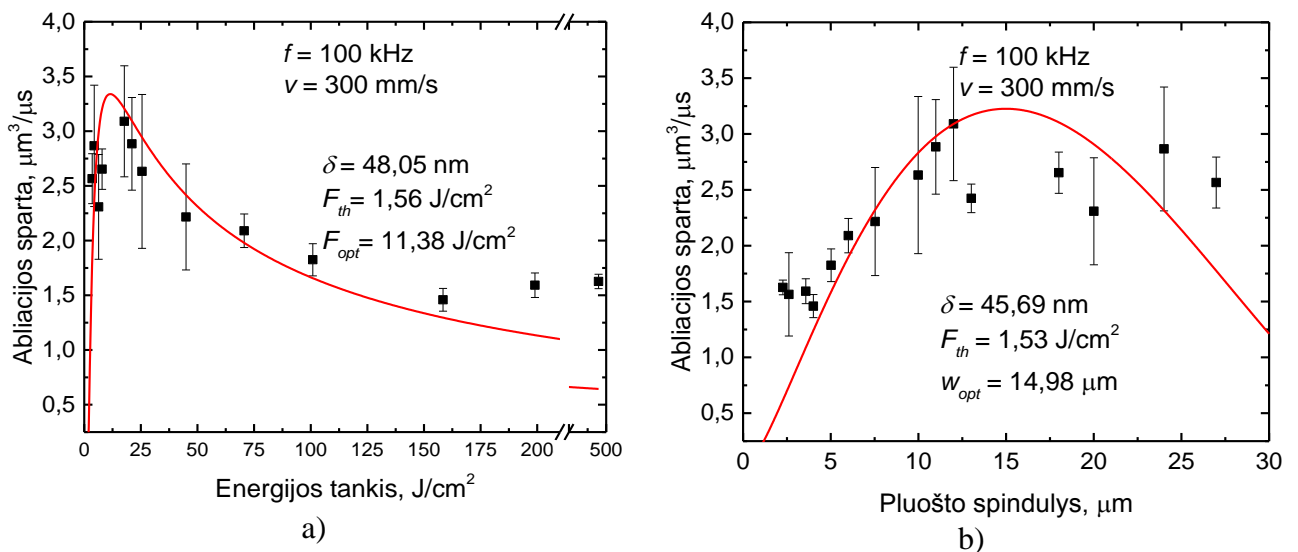
$P, W$		$E_p, \mu J$		$v, mm/s$	$O, \%$		$\Delta x, \mu m$		$w_0, \mu m$	$F_0, J/cm^2$	
100	500	100	500		100	500	100	500		100	500
4,0	1,22	40	2,44	300	3,0	0,6			2,27	494,85	30,19
									2,61	373,16	22,76
									3,58	198,96	12,14
									4,01	158,43	9,66
									5,02	100,9	6,15
									6,01	70,6	4,31
									7,53	44,93	2,74
									9,99	25,52	1,56
									10,99	21,07	1,29
									12	17,67	1,08
									13,02	15,03	0,92
									15	11,32	0,69
									18,01	7,85	0,48
									20,01	6,36	0,39
									24	4,42	0,27
									26,98	3,5	0,21

Eksperimentų rezultatai buvo aproksimuojami išvestomis abliacijos spartos priklausomybėmis nuo energijos tankio ir pluošto spindulio, kai atstumas tarp impulsų konstanta:

$$\frac{dV}{dt}(F_0) = P \frac{\delta}{2F_0} \ln^2 \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right) - P \frac{\delta\pi}{6E_p} \Delta x^2 \ln \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right), \quad (30)$$

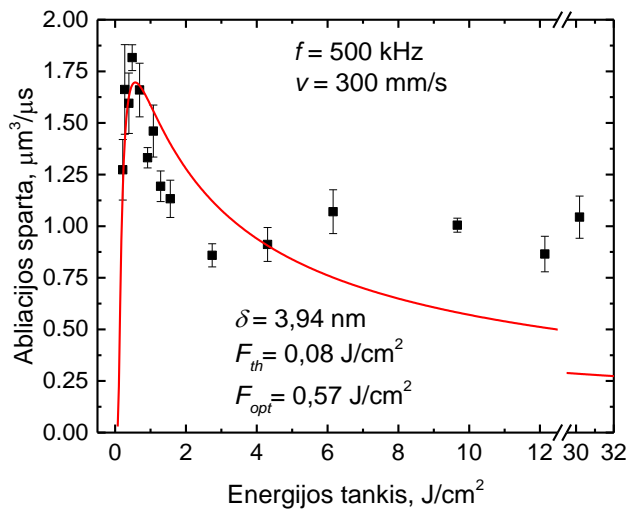
$$\frac{dV}{dt}(w_0) = P \frac{\delta\pi w_0^2}{4E_p} \ln^2 \left( \frac{2E_p}{\pi w_0^2 F_{th}} \right) - P \frac{\delta\pi}{6E_p} \Delta x^2 \ln \left( \frac{2E_p}{\pi w_0^2 F_{th}} \right). \quad (31)$$

Eksperimento rezultatai gerai atitiko modelio kreives esant 100 kHz impulsų pasikartojimo dažniui (28 pav.) ir prasčiau – 500 kHz (29 pav.). Aproksimavus kreives buvo suskaičiuoti lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveikos parametrai: sugerties gylis  $\delta \approx 47$  nm, slenkstinis energijos tankis  $F_{th} \approx 1,55$  J/cm<sup>2</sup>, bei optimalūs parametrai našiai abliacijai: energijos tankis  $F_{opt} = 11,4$  J/cm<sup>2</sup> ir pluošto spindulys  $w_{opt} = 15,0$  μm (28 pav.). Suskaičiuoti parametrai 500 kHz atveju buvo kitokie: sugerties gylis ir slenkstinis energijos tankis buvo žymiai mažesni (29 pav.). Toks abliacijos slenkščio sumažėjimas gali būti paaiškintas šilumos akumuliacija bandinio paviršiuje dėl didesnio impulsų pasikartojimo dažnio [32] bei abliacijos slenkščio kritimo didėjant impulsų skaičiui į tą patį tašką [1]. Didesnė abliacijos sparta pasiekta esant 100 kHz dažniui nei 500 kHz: 3,34 μm<sup>3</sup>/μs ir 1,70 μm<sup>3</sup>/μs, atitinkamai. To priežastis buvo skirtingos vidutinės galios esant skirtingiems impulsų pasikartojimo dažniams: 4,0 W ir 1,22 W.

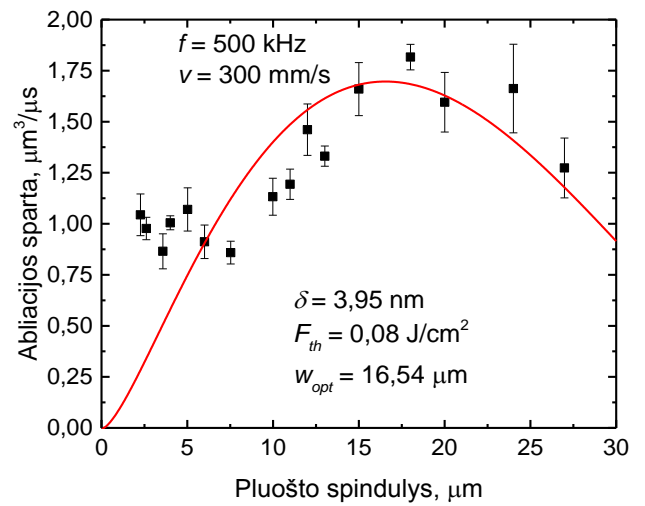


**28 pav.** Griovelių abliacijos spartos priklausomybė nuo energijos tankio (a) ir pluošto spindulio (b) išlaikant vienodą skenavimo greitį. Paklaidos stulpeliai atitinka standartinį nuokrypį. Apdirbimo parametrai:  $P = 4$  W,  $f = 100$  kHz,  $E_p = 40$  μJ,  $v = 300$  mm/s, impulsų persiklojimas kito nuo 33,9 iki 94,4 %. Aproksimuota (30) ir (31) funkcijomis, išskaičiuoti parametrai:  $\delta \approx 47$  nm,  $F_{th} \approx 1,55$  J/cm<sup>2</sup>,  $F_{opt} = 11,4$  J/cm<sup>2</sup>,  $w_{opt} = 15,0$  μm.

Nuotraukose griovelių, kurie buvo daryti sufokusavus lazerio pluoštą ant bandinio paviršiaus ir išfokusavus taip, kad energijos tankis būtų artimas optimaliam, matyti pločių skirtumai (30 pav.) Atitinkamai prie nuotraukų pateikti griovelių profiliai išmatuoti adatiniu profilometru. Iš jų matyti, kad griovelio gylis stipriai sufokusavus pluoštą yra didesnis, tačiau skerspjūvio plotas mažesnis.

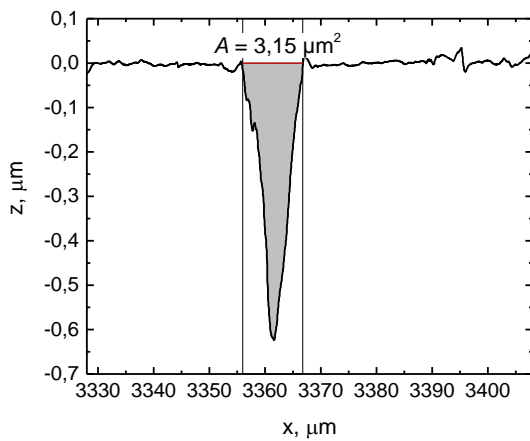


a)

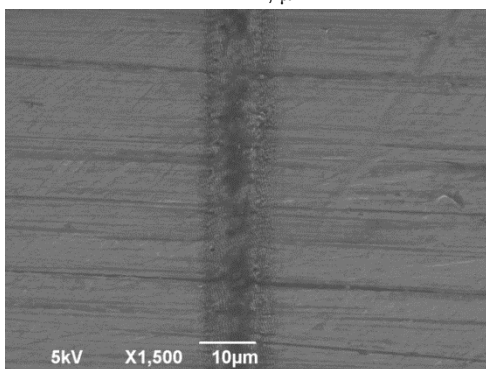


b)

**29 pav.** Griovelių abliacijos spartos priklausomybė nuo energijos tankio (a) ir pluošto spindulio (b) išlaikant vienodą skenavimo greitį. Paklaidos stulpeliai atitinka standartinę nuokrypį. Apdirbimo parametrai:  $P = 1,22 \text{ W}$ ,  $f = 500 \text{ kHz}$ ,  $E_p = 2,44 \text{ μJ}$ ,  $v = 300 \text{ mm/s}$ , impulsų persiklojimas kito nuo 86,8 iki 98,9 %. Aproximuota (30) ir (31) funkcijomis, išskaičiuoti parametrai:  $\delta = 3,95 \text{ nm}$ ,  $F_{th} = 0,08 \text{ J/cm}^2$ ,  $F_{opt} = 0,57 \text{ J/cm}^2$ ,  $w_{opt} = 16,5 \text{ μm}$ .

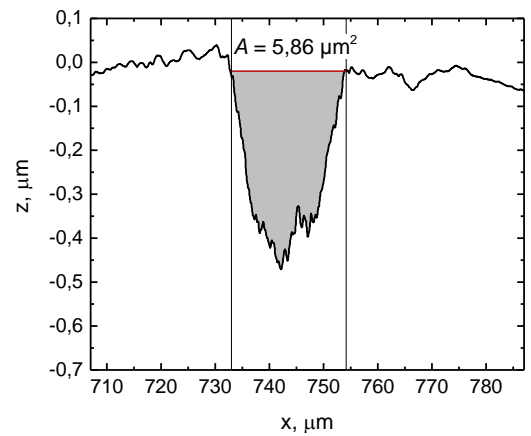


x, μm

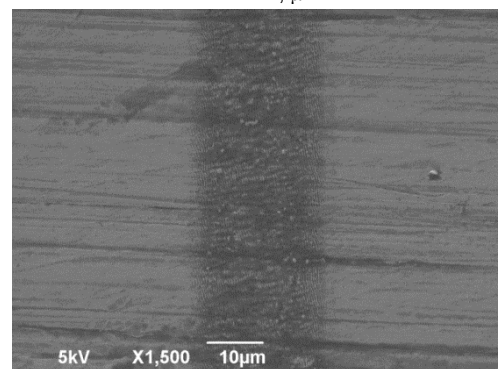


$P = 1,22 \text{ W}$ ,  $f = 500 \text{ kHz}$ ,  $E_p = 2,44 \text{ μJ}$ ,  
 $v = 300 \text{ mm/s}$ ,  $O = 86,8 \%$ ,  $F_0 = 30,19 \text{ J/cm}^2$

a)



x, μm



$P = 1,22 \text{ W}$ ,  $f = 500 \text{ kHz}$ ,  $E_p = 2,44 \text{ μJ}$ ,  
 $v = 300 \text{ mm/s}$ ,  $O = 98,3 \%$ ,  $F_0 = 0,48 \text{ J/cm}^2$

b)

**30 pav.** Išabliuotų griovelių nuotraukos ir skerspjūvių profiliai, kai energijos tankis buvo maksimalus (a) ir artimas optimaliam (b). Matyti, kad optimaliu atveju skerspjūvio plotas didesnis.

#### 4.6.1.2 Abliacijos sparta, kai impulsų persiklojimas pastovus

Kaip jau buvo minėta, abliacijos spartos priklausomybė nuo energijos tankio gali būti skaičiuojama, kai grioveliams abliuoti išlaikomas vienodas impulsų persiklojimas. Eksperimento metu energijos tankis didintas mažinant pluošto spindulį ant bandinio. Kadangi kito pluošto spindulys, kiekvienam grioveliui skenavimo greitis buvo perskaičiuojamas, kad impulsų persiklojimas išliktų konstanta (3 lentelė). Linijoms skenuoti buvo pasirinktas 80 % (100 kHz) impulsų persiklojimas, kad būtų galima išmatuoti griovelio profilį esant didesniai išfokusavimui. Atlikus eksperimentą, kai persiklojimas 60 % (100 kHz) esant didesniai išfokusavimui jau nebuvo įmanoma pamatuoti griovelio gylio dėl per mažo jo kontrasto tarp paveiktos ir nepaveiktos lazerine spinduliuote vietų. 500 kHz dažniui parinktas 96 % persiklojimas taip, kad linijos abliuotos tame pačiame bandinio aukštyje kaip ir 100 kHz (su tuo pačiu pluošto dėmės dydžiu) būtų skenuotos tuo pačiu greičiu.

**3 lentelė.** Grioveliams išabliuoti naudoti apdirbimo parametrai. Eksperimentai atlikti esant dviem impulsų pasikartojimo dažniams: 100 kHz ir 500 kHz (lentelėje pajuodinti) su maksimaliomis galiomis. Vidutinė galia  $P$ , impulso energija  $E_p$ , skenavimo greitis  $v$ , impulsų persiklojimas  $O$ , atstumas tarp impulsų  $\Delta x$ , pluošto spindulys  $w_0$ , energijos tankis  $F_0$ .

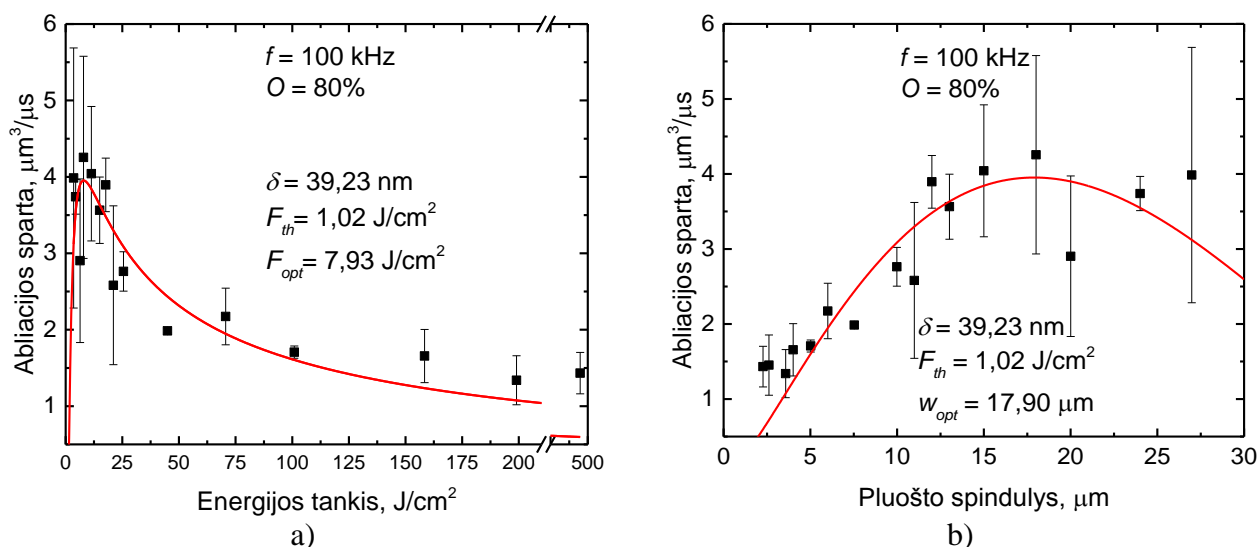
$P$ , W		$E_p$ , $\mu\text{J}$		$v$ , mm/s	$O$ , %		$\Delta x$ , $\mu\text{m}$		$w_0$ , $\mu\text{m}$	$F_0$ , $\text{J}/\text{cm}^2$	
100	500	100	500		100	500	100	500		100	500
4,0	1,22	40	2,44	90,74	80	96	0,91	0,18	2,27	494,85	30,19
				104,49			1,05	0,21	2,61	373,16	22,76
				143,1			1,43	0,29	3,58	198,96	12,14
				160,37			1,60	0,32	4,01	158,43	9,66
				200,95			2,01	0,40	5,02	100,9	6,15
				240,23			2,40	0,48	6,01	70,6	4,31
				301,15			3,01	0,60	7,53	44,93	2,74
				399,57			4,00	0,80	9,99	25,52	1,56
				439,78			4,40	0,88	10,99	21,07	1,29
				480,15			4,80	0,96	12,00	17,67	1,08
				520,65			5,21	1,04	13,02	15,03	0,92
				599,99			6,00	1,20	15,00	11,32	0,69
				720,42			7,20	1,44	18,01	7,85	0,48
				800,25			8,00	1,60	20,01	6,36	0,39
				960,2			9,60	1,92	24,00	4,42	0,27
1079,35	10,79	2,16	26,98	3,5	0,21						

Eksperimento rezultatai buvo aproksimuojami abliacijos spartos funkcijomis nuo energijos tankio ir pluošto spindulio, kai persiklojimas pastovus:

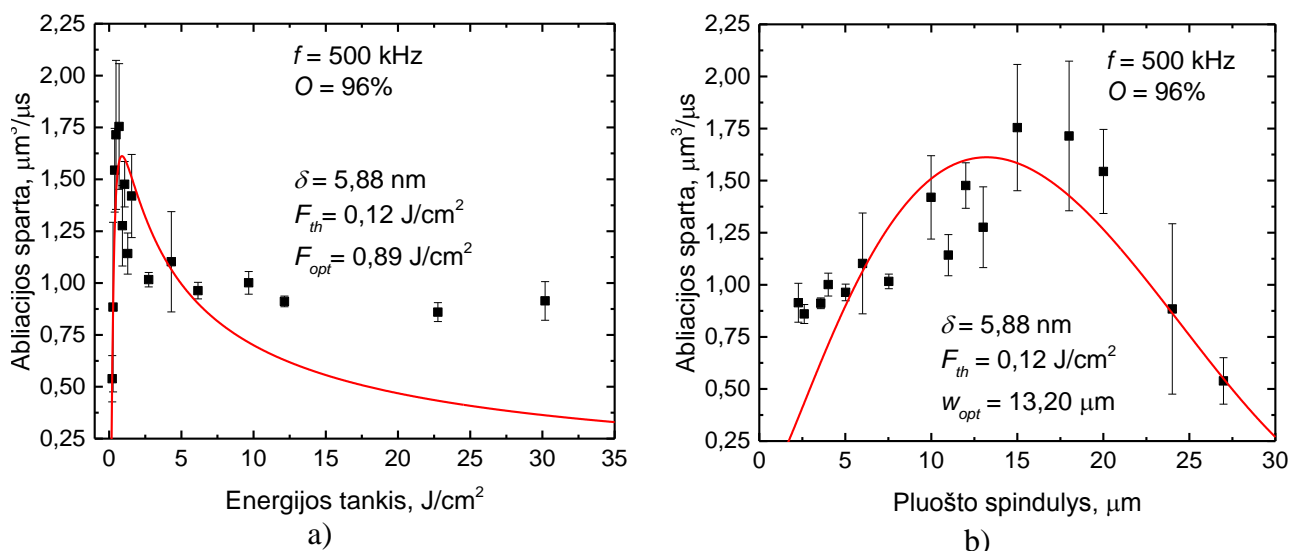
$$\frac{dV}{dt}(F_0) = P \frac{\delta}{2F_0} \ln^2 \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right) - P \frac{4\delta}{3F_0} (1 - O)^2 \ln \left( \frac{F_0}{F_{th}} \right), \quad (32)$$

$$\frac{dV}{dt}(w_0) = P \frac{\delta \pi w_0^2}{4E_p} \ln^2 \left( \frac{2E_p}{\pi w_0^2 F_{th}} \right) - P \frac{4\delta \pi w_0^2}{6E_p} (1 - O)^2 \ln \left( \frac{2E_p}{\pi w_0^2 F_{th}} \right). \quad (33)$$

Iš eksperimento rezultatų buvo suskaičiuoti lazerinės spinduliuotės ir medžiagos sąveikos parametrai: slenkstinis energijos tankis ir sugerties gylis, bei našaus apdirbimo parametrai: optimalus pluošto spindulys bei optimalus energijos tankis (31 pav.). Rezultatai, kai lazeris dirbo 100 ir 500 kHz impulsų pasikartojimo dažniu buvo skirtingi: pirmu atveju sugerties gylis siekė 39,2 nm ir abliacijos slenkstis 1,02 J/cm<sup>2</sup>, antru atveju 5,88 nm ir 0,12 J/cm<sup>2</sup>, atitinkamai (32 pav.).



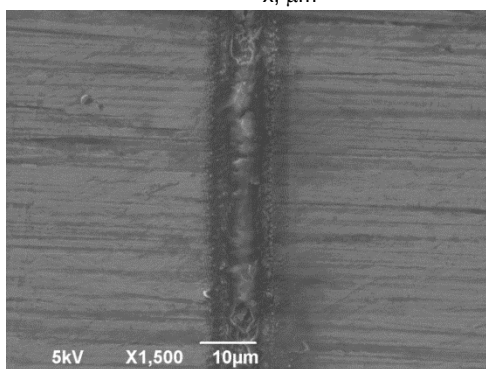
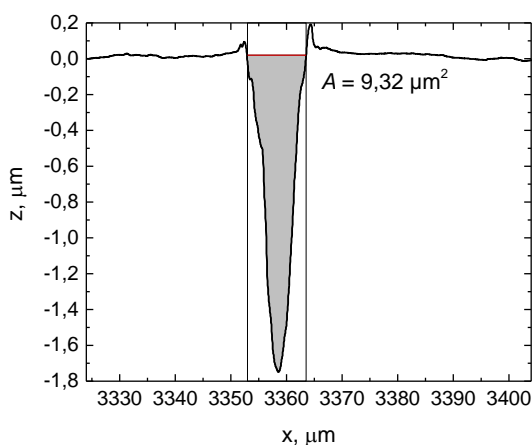
**31 pav.** Griovelių abliacijos spartos priklausomybė nuo energijos tankio (a) ir pluošto spindulio (b) išlaikant vienodą impulsų persiklojimą. Paklaidos stulpeliai atitinka standartinę nuokrypį. Apdirbimo parametrai:  $P = 4 \text{ W}$ ,  $f = 100 \text{ kHz}$ ,  $E_p = 40 \mu\text{J}$ ,  $O = 80\%$ , skenavimo greitis kito nuo 91 iki 1080 mm/s. Aproximuota (32) ir (33) funkcijomis, išskaičiuoti parametrai:  $\delta = 39,2 \text{ nm}$ ,  $F_{th} = 1,02 \text{ J}/\text{cm}^2$ ,  $F_{opt} = 7,92 \text{ J}/\text{cm}^2$ ,  $w_{opt} = 17,9 \mu\text{m}$ .



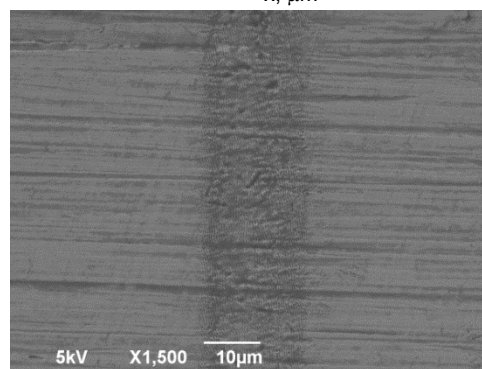
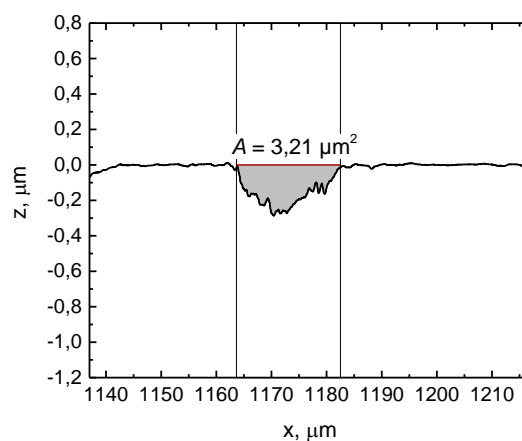
**32 pav.** Griovelių abliacijos spartos priklausomybė nuo energijos tankio (a) ir pluošto spindulio (b) išlaikant vienodą impulsų persiklojimą. Paklaidos stulpeliai atitinka standartinę nuokrypį. Apdirbimo parametrai:  $P = 1,22 \text{ W}$ ,  $f = 500 \text{ kHz}$ ,  $E_p = 2,44 \mu\text{J}$ ,  $O = 96\%$ , skenavimo greitis kito nuo 91 iki 1080 mm/s. Aproximuota (32) ir (33) funkcijomis, išskaičiuoti parametrai:  $\delta = 5,88 \text{ nm}$ ,  $F_{th} = 0,12 \text{ J}/\text{cm}^2$ ,  $F_{opt} = 0,89 \text{ J}/\text{cm}^2$ ,  $w_{opt} = 13,2 \mu\text{m}$ .

Esant 100 kHz impulsų pasikartojimo dažniui impulsų persiklojimas buvo 80 %, o 500 kHz – 96 %. Prisimenant (27) formulę, abliacijos slenkstis krinta didėjant impulsų skaičiui, todėl toks impulsų persiklojimų skirtumas nulėmė mažesnę abliacijos slenkstį, o tuo pačiu ir optimalų energijos tankį, didesniai dažniui. Optimalus energijos tankis, kuomet abliacijos sparta buvo didžiausia ir lygi  $3,95 \mu\text{m}^3/\mu\text{s}$ , 100 kHz atveju buvo  $7,93 \text{ J}/\text{cm}^2$ . Esant 500 kHz impulsų pasikartojimo dažniui našios abliacijos taškas buvo  $0,89 \text{ J}/\text{cm}^2$  ir  $1,61 \mu\text{m}^3/\mu\text{s}$ .

Atkreipus dėmesį į griovelių skerspjūvio profilius, buvo matyti, kad sufokusuotas pluoštas į mažiausią dėmę suformavo griovelį, kurio skerspjūvio plotas buvo didesnis nei išfokusuoto į artimą optimaliam pluošto spinduliui (33 pav.). Tačiau norint išlaikyti vienodą impulsų persiklojimą, antrasis griovelis buvo suformuotas didesniu greičiu. Taigi, sudauginus plotus ir skenavimo greičius, suskaičiuota abliacijos sparta, kai energijos tankis yra artimas optimaliam, buvo didesnė.



$P = 1,22 \text{ W}$ ,  $f = 500 \text{ kHz}$ ,  $E_p = 2,44 \mu\text{J}$ ,  
 $v = 91 \text{ mm/s}$ ,  $O = 96 \%$ ,  $F_0 = 30,2 \text{ J}/\text{cm}^2$   
 a)



$P = 1,22 \text{ W}$ ,  $f = 500 \text{ kHz}$ ,  $E_p = 2,44 \mu\text{J}$ ,  
 $v = 520 \text{ mm/s}$ ,  $O = 96 \%$ ,  $F_0 = 0,92 \text{ J}/\text{cm}^2$   
 b)

**33 pav.** Išabliuotų griovelių nuotraukos ir skerspjūvių profiliai, kai energijos tankis buvo maksimalus (a) ir artimas optimaliam (b). Matyti, kad optimaliu atveju skerspjūvio plotas mažesnis, tačiau linijos skenavimo laikas taip pat mažesnis.

### 4.6.1.3 Rezultatų palyginimas

Lazeriui veikiant 100 kHz impulsų pasikartojimo dažniu jis generavo daugiau galios nei dirbant 500 kHz. Dėl to abliacijos sparta buvo didesnė esant mažesniai dažniui (4 lentelė). Tačiau, suskaičiavus abliacijos efektyvumą, kuris lygus abliacijos spartos ir galios santykiui, buvo nustatyta, kad efektyviau medžiaga šalinama dirbant didesniu dažniu.

**4 lentelė.** Suskaičiuotų parametų palyginimas dviem abliacijos spartos skaičiavimo būdams esant impulsų pasikartojimo dažniams  $f$  100 ir 500 kHz. Pastovus atstumas tarp impulsų  $const.$   $\Delta x$  ir impulsų persiklojimas  $const.$   $O$ , sugerties gylis  $\delta$ , abliacijos slenkstis  $F_{th}$ , optimalus energijos tankis  $F_{opt}$  ir pluošto spindulys  $w_{opt}$ , maksimali sparta  $(dV/dt)_{max}$ , maksimalus efektyvumas  $(dV/dt)_{max}/P$ .

	$f$ , kHz	$\delta$ , nm	$F_{th}$ , J/cm <sup>2</sup>	$F_{opt}$ , J/cm <sup>2</sup>	$w_{opt}$ , $\mu$ m	$(dV/dt)_{max}$ , $\mu$ m <sup>3</sup> / $\mu$ s	$(dV/dt)_{max}/P$ , $\mu$ m <sup>3</sup> /( $\mu$ sW)
$const.$	<b>100</b>	47	1,55	11,38	14,98	3,34	0,84
$\Delta x$	<b>500</b>	3,95	0,08	0,57	16,54	1,70	1,39
$const.$	<b>100</b>	39,23	1,02	7,92	17,90	3,95	0,99
$O$	<b>500</b>	5,88	0,12	0,89	13,20	1,61	1,32

Didelio skirtumo tarp dviejų metodų suskaičiuoti abliacijos spartos parametrus nebuvo pastebėta, nes rezultatai buvo panašūs. Išryškėjo tik skirtumas tarp dviejų impulsų pasikartojimo dažnių: esant 500 kHz dažniui abliacijos slenkstis ir optimalus energijos tankis buvo eile mažesni nei esant 100 kHz. Tokį skirtumą gerai paaiškina šilumos akumuliacijos reiškinys didėjant impulsų pasikartojimo dažniui ir abliacijos slenkščio kritimas didėjant impulsų skaičiui. Taip pat eile skyresni sugerties gylis, kurio mažėjimas didėjant impulsų skaičiui į vieną tašką kinta eksponentiškai, taip kaip abliacijos slenkstis [33].

### 4.6.2 Kvadratinė duobelė abliacija

Siekiant parodyti, kad našios abliacijos modelis galioja nepriklausomai nuo apdirbimo geometrijos, apdirbamos medžiagos ar lazerio parametų, buvo abliuojamos 0,5 x 0,5 mm<sup>2</sup> kvadratinės duobelės varyje panaudojant didelės impulso energijos subnanosekundinį Atlantic HE lazerį, kuris veikė 1 kHz impulsų pasikartojimo dažniu. Kvadratėliai buvo sudaryti iš skenuojamų linijų, atskirtų atstumu lygiu atstumui tarp impulsų ant bandinio paviršiaus taip, kad X ir Y kryptimis impulsų persiklojimas būtų visada vienodas. Kvadratėlių rinkinys su skirtingais greičiais ir skirtingomis galiomis (5 lentelė) buvo išabliuoti šešiuose skirtinguose fokusuojančio lęšio atstumuose nuo bandinio (6 lentelė), tai yra, su šešiais skirtingais pluoštų diametrais.



**5 lentelė.** Apdirbimo parametrai naudoti kvadratinų duobelų abliacijai.

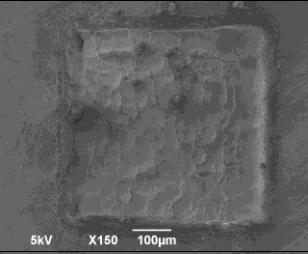
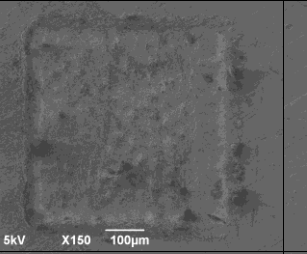
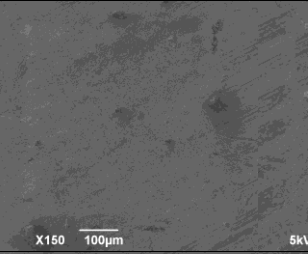

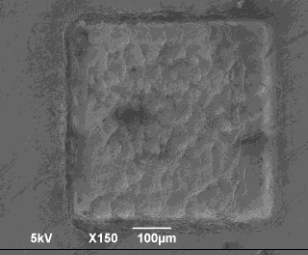
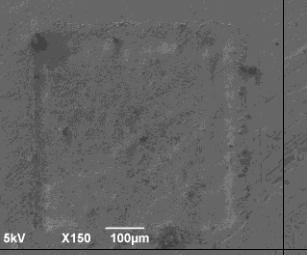
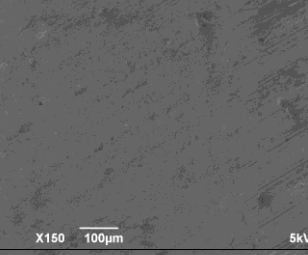
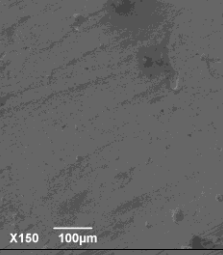
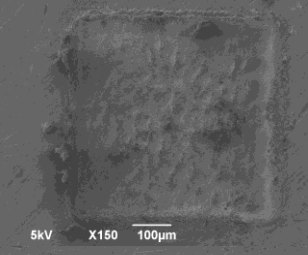
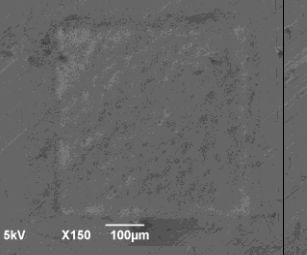
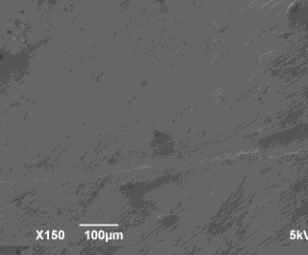
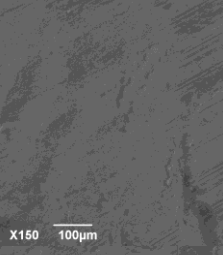
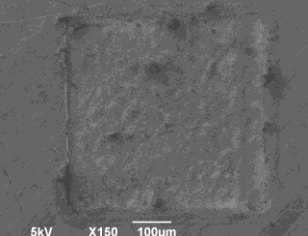
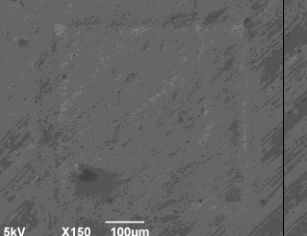
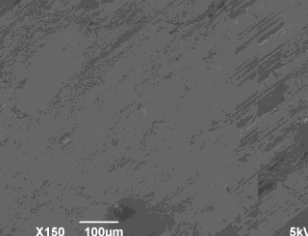

Galia, W	Impulso energija, mJ	Greitis, mm/s	Atstumas tarp impulsų ir linijų, $\mu\text{m}$	Trukmė, s
1	1	2,5	2,5	40
		5	5	10
		10	10	2,5
		15	15	1,11
		20	20	0,625
0,8	0,8	2,5	2,5	40
		5	5	10
		10	10	2,5
		15	15	1,11
		20	20	0,625
0,6	0,6	2,5	2,5	40
		5	5	10
		10	10	2,5
		15	15	1,11
		20	20	0,625
0,4	0,4	2,5	2,5	40
		5	5	10
		10	10	2,5
		15	15	1,11
		20	20	0,625

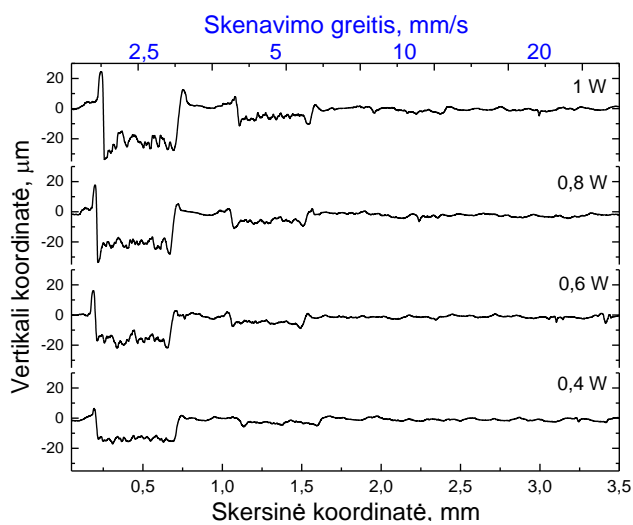
**6 lentelė.** Pluošto spindulio didėjimas fokusuojančiam lęšiui tolstant nuo bandinio. Žalia – raudona spalva vaizduoja, kaip energijos tankis priklauso nuo impulso energijos ir pluošto spindulio.

Z koordinatė, mm	Pluošto spindulys, $\mu\text{m}$	Galia, W			
		1,0	0,8	0,6	0,4
83	24,19	108,79	87,04	65,28	43,52
86	32,64	59,76	47,80	35,85	23,90
89	49,26	26,24	20,99	15,74	10,49
92	68,46	13,58	10,87	8,15	5,43
95	88,52	8,12	6,50	4,87	3,25
98	108,93	5,37	4,29	3,22	2,15

Skenavimo greičio ir vidutinės galios įtaka vario apdirbimui pademonstruota 7 lentelėje. Apdirbant 2,5 mm/s greičiu formavosi grublėtas duobutės dugnas. Didesniam, 5 mm/s, skenavimo greičiui šis efektas buvo mažesnis ir dugnas atrodė lygesnis. Taip atsitiko dėl to, kad apdirbimo trukmė bei vidutinis impulsų skaičius į vieną tašką skyrėsi keturis kartus. Dar greitesniam skenavimui spinduliuotės poveikis vos matomas ir norint pasiekti didesnę duobutės gylį tektų skenuoti tą patį plotą keletą kartų (34 pav.). Iš duobučių profilių buvo matyti, kad gilesnės ir šiurkštesnės duobutės suformuojamos apdirbant lėčiausiu skenavimo greičiu ir didžiausia galia.

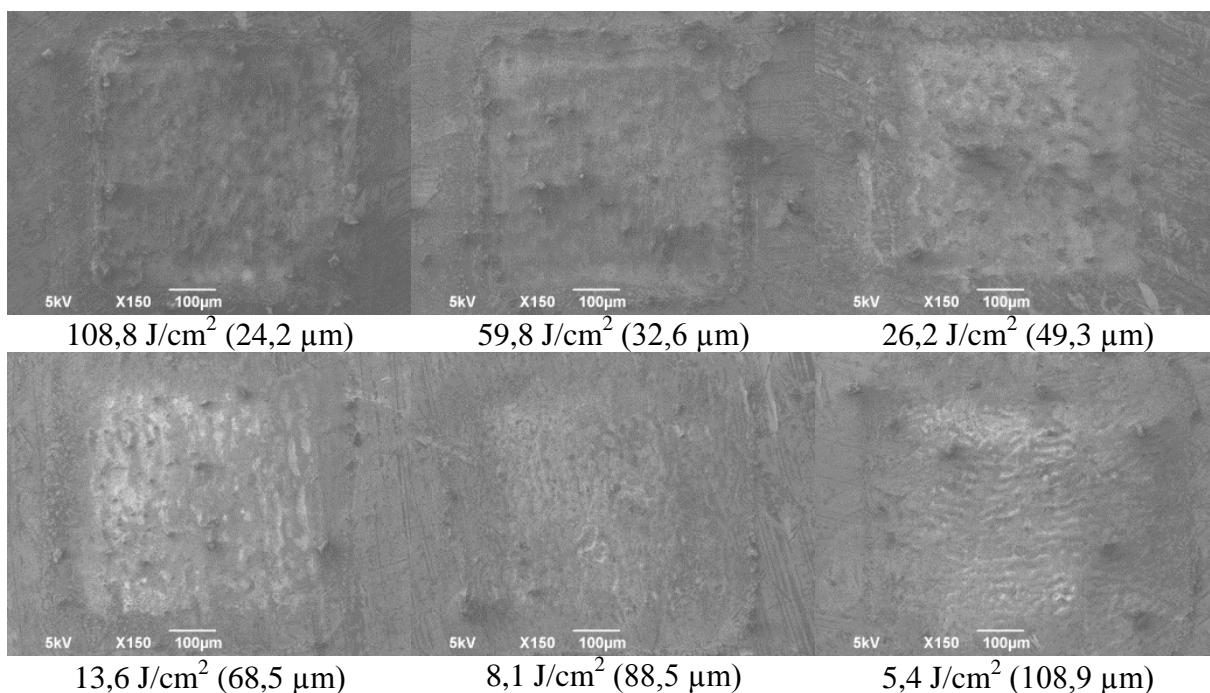
**7 lentelė.** Skirtingais apdirbimo parametrais išabliuotos duobelės varyje, kai pluošto sąsmauka buvo bandinio paviršiuje,  $w_0 = 24,2 \mu\text{m}$ .

Galia, W	Atstumas tarp linijų ir atstumas tarp impulsų, $\mu\text{m}$			
	2,5	5	10	15
	Skenavimo greitis, mm/s			
	2,5	5	10	15
1				
0,8				
0,6				
0,4				



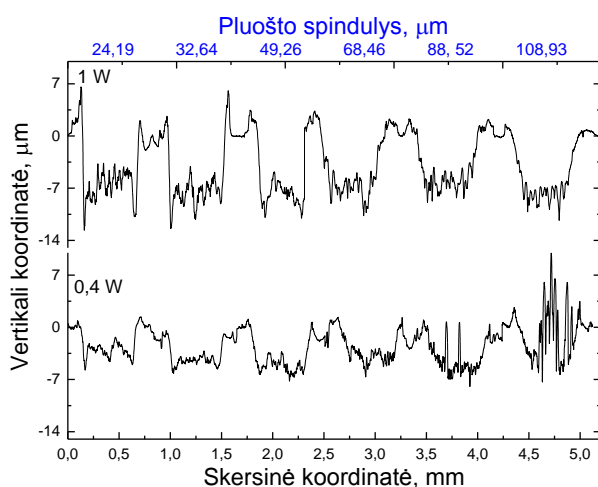
**34 pav.** Skirtingais apdirbimo parametrais išabliuotų duobučių profiliai, kai pluošto sąsmauka buvo bandinio paviršiuje,  $w_0 = 24,2 \mu\text{m}$ .

Keičiant atstumą nuo lęšio iki bandinio, didėjo pluošto spindulys ir mažėjo energijos tankis, todėl keitėsi spinduliuotės įtaka vario paviršiui (35 pav.).

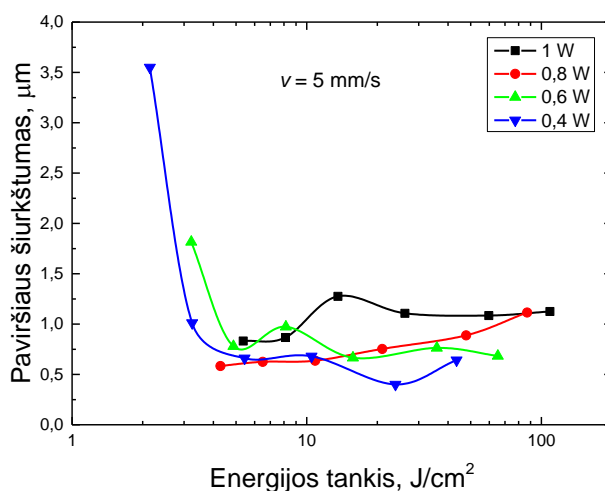


**35 pav.** Apdirbto paviršiaus kitimas priklausomai nuo energijos tankio (pluošto spindulio), kai spinduliuotės galia buvo 1 W ir skenavimo greitis 5 mm/s.

Didėjant pluošto spinduliui, duobučių sienelių statumas bei dugno šiurkštumas mažėjo. Tai, kad egzistuoja optimalus energijos tankis gerai matyti iš duobučių profilio, kai apdirbimo galia buvo 0,4 W (36 pav.). Esant 10,5 J/cm<sup>2</sup> energijos tankiui (49,3 µm pluošto spinduliui) duobutės tūris buvo didžiausias ir šiurkštumas mažiausias. Dar padidinus pluošto spindulį, energijos tankis sumažėjo tiek, kad pradėjo formuotis spygliai duobučių dugne, kurie smarkiai pablogino apdirbimo kokybę padidindami dugno šiurkštumą (37 pav.).



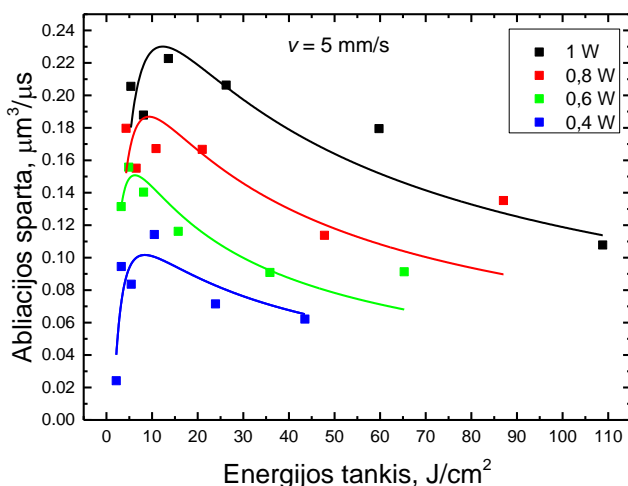
**36 pav.** Duobučių profiliai, kai pluošto spindulys didėjo, o kiti apdirbimo parametrai nekito: 5 mm/s skenavimo greitis, 1W (viršuje) ir 0,4 W (apačioje) vidutinė galia.



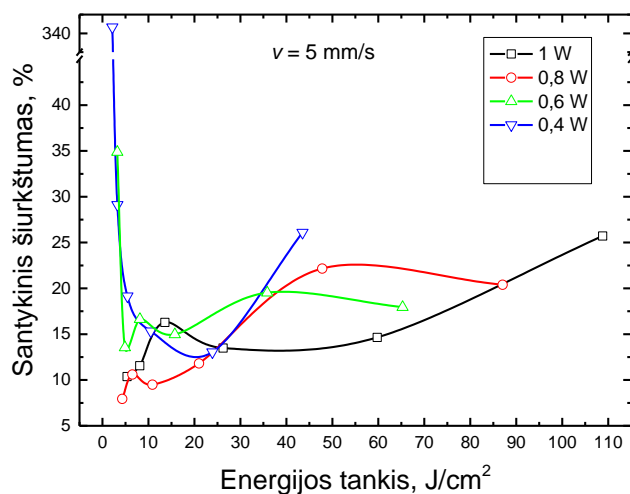
**37 pav.** Paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo energijos tankio skirtingoms galioms. Matyti bendra tendencija: energijos tankiui mažėjant šiurkštumas mažėjo iki kritinio taško ir po to staigiai didėjo.

Atvaizdavirus abliacijos spartos priklausomybę nuo energijos tankio skirtingoms vidutinėms galioms, matyti, kad egzistuoja optimalus energijos tankis našiausiai abliacijai (38 pav.). Aproximavus eksperimentinius duomenis abliacijos spartos priklausomybės nuo energijos tankio (19) formule, buvo suskaičiuoti sąveikos parametrai: sugerties gylis  $\delta$ , slenkstinis energijos tankis  $F_{th}$ , optimalus energijos tankis  $F_{opt}$ , maksimali abliacijos sparta  $(dV/dt)_{max}$ , bei abliacijos efektyvumas  $(dV/dt)_{max}/P$  (8 lentelė). Šiuo atveju abliacijos efektyvumas siekė apie  $0,25 \mu\text{m}^3/(\mu\text{s}\cdot\text{W})$ , kai tuo tarpu apdirbant 13 ps impulsais plieną maždaug  $1 \mu\text{m}^3/(\mu\text{s}\cdot\text{W})$ . Šis efektyvumo skirtumas gerai koreliavo su kitų autorių rezultatais (14 pav.), kai impulso trukmė padidėjo nuo 10 iki 500 pikosekundžių, buvo stebimas panašus, keturių kartų, efektyvumo sumažėjimas [22].

Teoriškai, optimalus energijos tankis neturėtų priklausyti nuo vidutinės galios. Iš suskaičiuotų rezultatų vidutinis optimalus energijos tankis variui buvo  $9,1 \pm 2,5 \text{ J/cm}^2$ . Energijos tankių intervalas, kuriame abliacijos sparta nukrinta ne žemiau nei 95 % maksimalios vertės buvo  $6 \div 14,8 \text{ J/cm}^2$ . Iš to išplaukia, kad net ir grubus optimalaus energijos tankio radimas užtikrina našią abliaciją.



38 pav. Ablacijos spartos priklausomybė nuo energijos tankio skirtingoms vidutinėms galioms.



39 pav. Paviršiaus santykinis šiurkštumas mažėja mažėjant energijos tankiui ir po to staiga išauga artėjant prie abliacijos slenkščio.

8 lentelė. Iš modelio aproksimacijos eksperimento duomenims suskaičiuoti sąveikos parametrai.

$P, \text{ W}$	$F_{th}, \text{ J/cm}^2$	$\delta, \text{ nm}$	$F_{opt}, \text{ J/cm}^2$	$(dV/dt)_{max}, \mu\text{m}^3/\mu\text{s}$	$(dV/dt)_{max}/P, \mu\text{m}^3/(\mu\text{s}\cdot\text{W})$
1	1,67	14,20	12,34	0,230	0,230
0,8	1,26	10,89	9,31	0,187	0,234
0,6	0,84	7,83	6,21	0,151	0,252
0,4	1,14	10,67	8,42	0,101	0,253

Svarbu tai, kad arti optimalaus energijos tankio ne tik sparčiausiai vyko medžiagos šalinimas, bet ir apdirbimo kokybė, pagal santykinį paviršiaus šiurkštumą, kaip paviršiaus šiurkštumo ir gylio santykį, buvo geriausia (39 pav.). Esant energijos tankiui daug didesniai už abliacijos slenkstį, perteklinis energijos kiekis nepanaudotas medžiagos pašalinimui virsta šiluma ir kaitina apdirbamą detalę taip suformuodamas netolygų dugną. Kai energijos tankis yra mažesnis už optimalų, energija yra paskirstoma didesniame plote, dalis energijos tik pašildo medžiagą, dalis abliuoja, tačiau išabliuotos medžiagos dalelės nėra energingos [34] ir nevisos pasišalina iš apdirbimo zonos, todėl iš abliacijos produktų bei lydalo užauga spygliai.

Taigi, naudojant našios abliacijos modelį proceso optimizavimui laimimos dvi labai svarbios charakteristikos: apdirbimo sparta ir apdirbimo kokybė.

#### 4.7 Našios abliacijos pritaikymas paviršių struktūrinimui

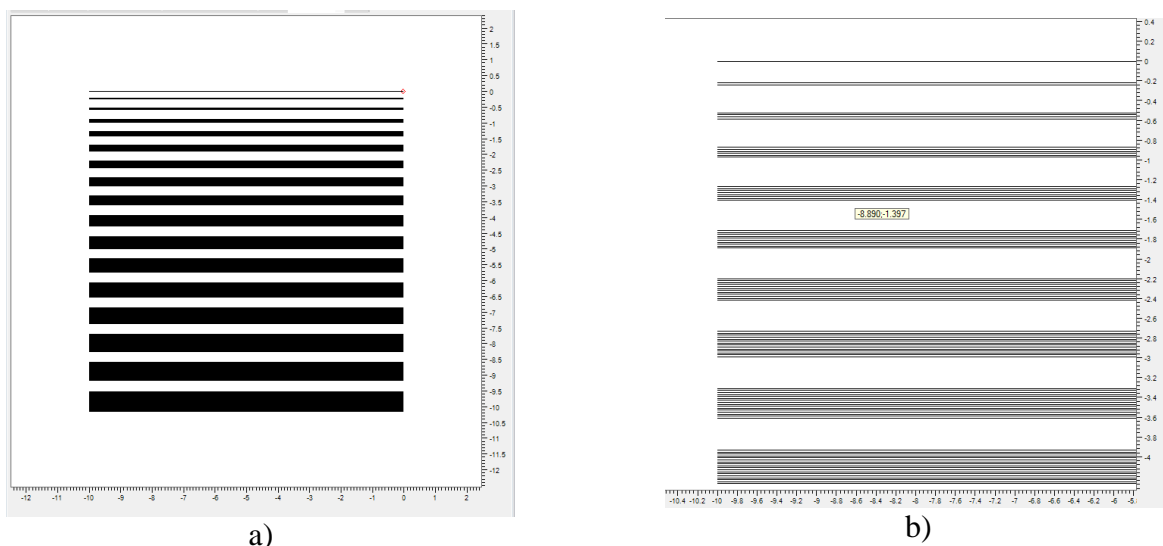
Remiantis nustatytais našios abliacijos parametrais plieno paviršiuje buvo suformuota didėjančio pločių griovelių struktūra. Palyginimui panaši struktūra suformuota dirbant ne optimaliomis sąlygomis.

##### 4.7.1 Struktūra suformuota su optimaliais abliacijos parametrais

Naši abliacija buvo išbandyta didėjančio pločio griovelių struktūrai suformuoti greitąja sistema. Visų pirma buvo padidintas sufokusuoto pluošto diametras iki optimalaus pakeičiant 80 mm F-teta lęšį į 250 mm bei sumažinus pluošto didinimą teleskopu. Išmatuotas pluošto diametras sąsmaukoje buvo 33,7  $\mu\text{m}$ . Plieno plokštelėje didėjančiu atstumu vienas nuo kito buvo abliuojami 10 mm ilgio grioveliai. Griovelių plotis didėjo nuo 140  $\mu\text{m}$  (viena linija) iki 784  $\mu\text{m}$  (32 linijos su 20  $\mu\text{m}$  periodiniu atskirimu). Didėjančio pločio grioveliams suformuoti buvo naudojamos linijos atskirtos 20  $\mu\text{m}$  atstumu. Buvo nubrėžta viena linija, greta jos dvi linijos, greta pastarųjų keturios, šešios, aštuonios ir t.t. (40 pav.). Struktūra skenuota 100 kartų, kad būtų pasiektas didesnis griovelių gylis (9 lentelė).

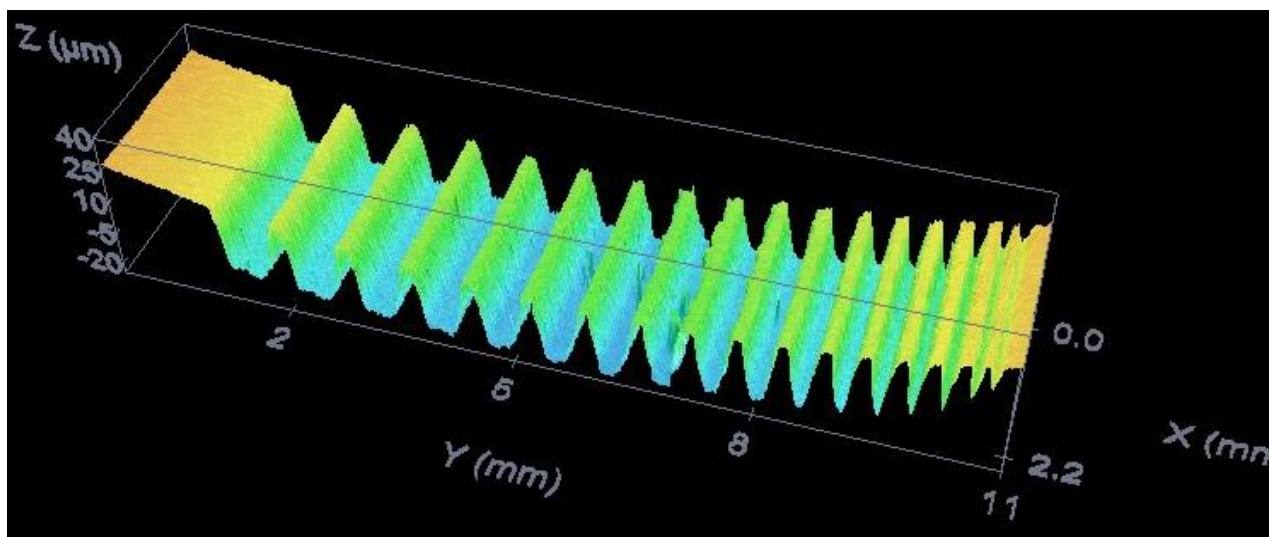
**9 lentelė.** Griovelių abliacijos parametrai.

Galia, W	Dažnis, kHz	Impulso energija, $\mu\text{J}$	Skenavimo greitis, mm/s	Energijos tankis, $\text{J}/\text{cm}^2$	Atstumas tarp impulsų, $\mu\text{m}$	Atstumas tarp linijų, $\mu\text{m}$	Skenavimų skaičius	Abliacijos laikas, s
4,0	100	40	2000	8,96	20	20	100	136,5

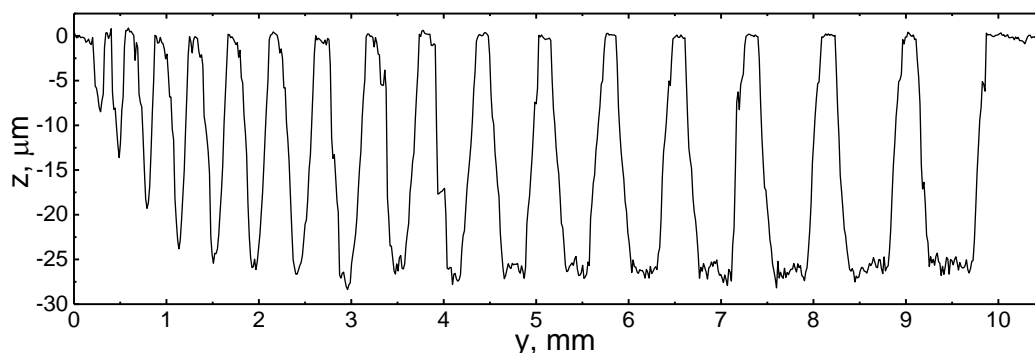
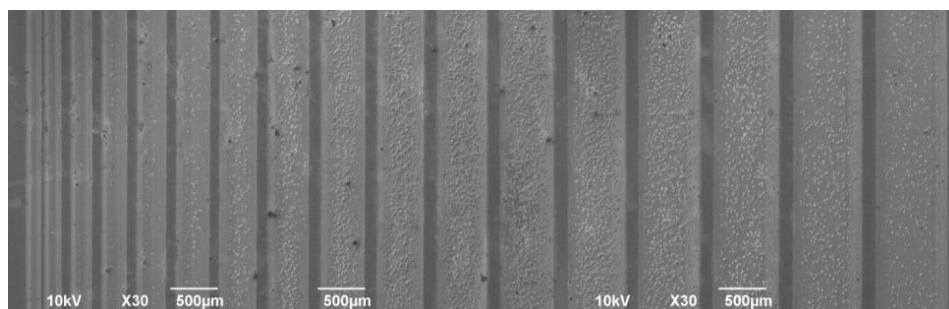


**40 pav.** a) Griovelių abliacijos eksperimento dizainas. b) Padidintas pirmų 10 blokelių vaizdas, blokeliai buvo sudaryti iš linijų atskirtų 20  $\mu\text{m}$  atstumu.

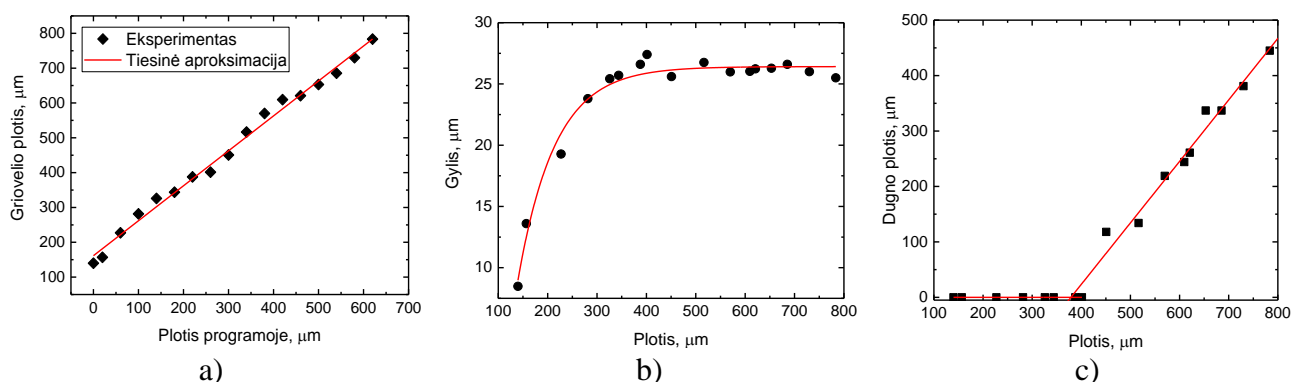
Suformuota struktūra buvo išmatuota optiniu profilometru (41 pav.). Ties viena  $x$  verte paimtas struktūros profilis ir ištirti struktūros gylis bei pločio matmenys ir jų priklausomybės nuo skenuotų linijų skaičiaus (42 pav.). Dėl pluošto pločio griovelių plotis buvo didesnis nei programoje aprašytas, skirtumas buvo 162  $\mu\text{m}$  (43 pav. a). Didėjant griovelių pločiui, griovelių gylis taip pat didėjo ir išsotino ties penktu grioveliu (43 pav. b). Toliau gylis nebekito, didėjo tik plotis. Grioveliai buvo V formos ir tik nuo 450  $\mu\text{m}$  viršutinio griovelio pločio pradėjo formotis horizontalus griovelio dugnas (43 pav. c).



**41 pav.** Suformuotos struktūros 3D vaizdas išmatuotas optiniu profilometru.



**42 pav.** Suformuotos struktūros su didėjančiu griovelių pločiu SEM nuotrauka ir profilis.



**43 pav.** Struktūros charakteristikų tyrimas: a) griovelio pločio priklausomybė nuo programuoto pločio. b) Griovelio gylis priklausomybė nuo jo pločio; išsotina ties 325  $\mu\text{m}$ . c) Griovelio dugno pločio priklausomybė nuo jo pločio viršuje; horizontalus griovelio dugnas pradeda formotis ties 450  $\mu\text{m}$ .

Iš išmatuotų griovelių tūrių buvo apskaičiuota bendra struktūros abliacijos sparta lygi  $10,2 \mu\text{m}^3/\mu\text{s}$ , kuri buvo daugiau nei dvigubai didesnė lyginant su našios abliacijos tašku, apskaičiuotu formuojant griovelius (žr. 4 lentelė).

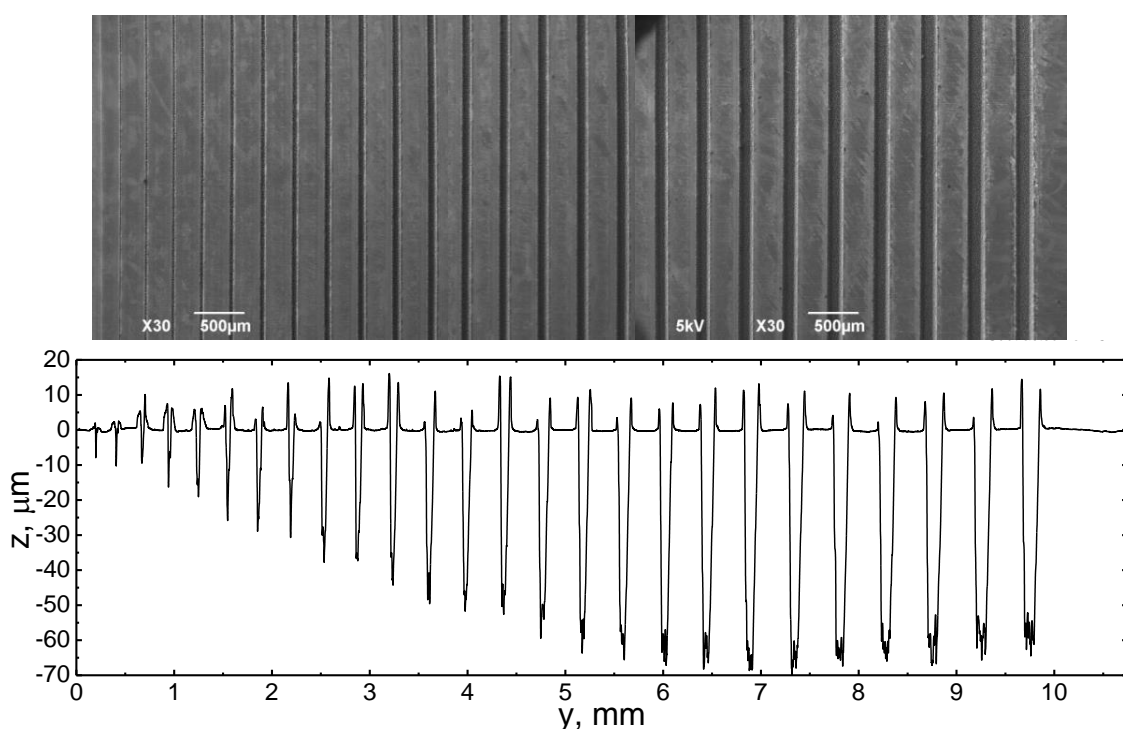
#### 4.7.2 Struktūra suformuota neoptimaliame abliacijai taške

Palyginimui panaši struktūra buvo suformuota su žymiai didesniu energijos tankiu nei optimalus. Tam pluoštas buvo sufokusuotas 80 mm židinio F-teta lęšiu. Struktūrai suformuoti apdirbimo parametrai buvo priderinti: pakeistas skenavimo greitis, kad impulsai persiklotų vienoje linijoje (10 lentelė). Taip pat sumažintas atstumas tarp linijų. Suformuota struktūra nufotografuota skenuojančiu elektronų mikroskopu ir išmatuotas jos profilis (44 pav.).

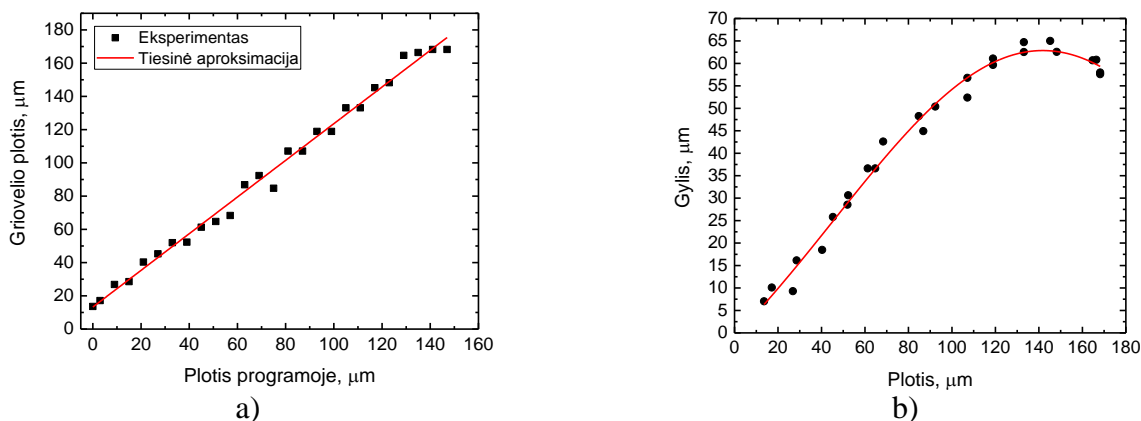
**10 lentelė.** Griovelių abliacijos parametrai.

Galia, W	Dažnis, kHz	Impulso energija, $\mu\text{J}$	Skenavimo greitis, mm/s	Energijos tankis, $\text{J}/\text{cm}^2$	Atstumas tarp impulsų, $\mu\text{m}$	Atstumas tarp linijų, $\mu\text{m}$	Skenavimų skaičius	Abliacijos laikas, s
4,0	100	40	300	101,1	3	3	30	651

Minimalus griovelio plotis trisdešimčiai režimų vienoje vietoje buvo  $13,2 \mu\text{m}$ . Didinant skenuojamų linijų skaičių blokelyje griovelio plotis tolygiai didėjo (45 pav. a). Didėjant griovelio pločiui jo gylis taip pat didėjo kol pasiekė maksimalią vertę ties  $142 \mu\text{m}$  (45 pav. b). Bendra struktūros abliacijos sparta buvo lygi  $1,4 \mu\text{m}^3/\mu\text{s}$  ir panaši į našaus taško nustatymo eksperimentuose apskaičiuotas, kai abliacijai buvo neoptimalios sąlygos.



**44 pav.** Suformuotos struktūros SEM nuotrauka ir išmatuotas profilis.

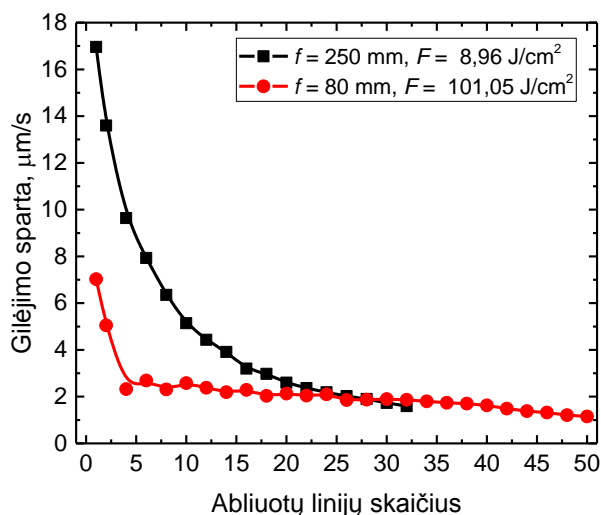


**45 pav.** Struktūros charakteristikų tyrimas: a) griovelio pločio priklausomybė nuo programuoto pločio. b) Griovelio gylio priklausomybė nuo jo pločio, maksimumas ties  $142 \mu\text{m}$ .



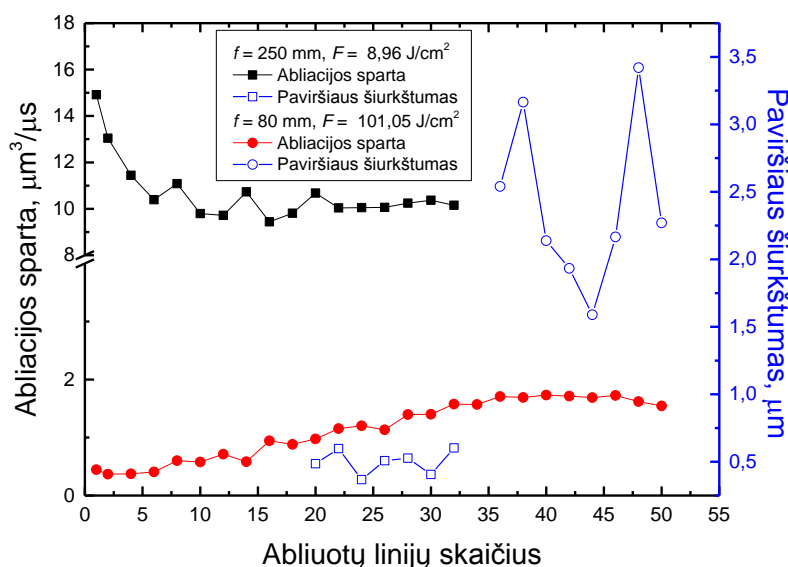
### 4.7.3 Spartų ir kokybės palyginimas

Iš pirmo žvilgsnio gali pasirodyti, kad dirbant su mažesniu pluošto diametru galima suformuoti žymiai gilesnius griovelius nei dirbant optimaliomis sąlygomis. Tačiau, padalinus griovelio gylį iš abliacijos trukmės, net ir smarkiai sufokusuotas pluoštas nepademonstravo didesnio privalumo prieš optimalų pluošto spindulį (46 pav.).



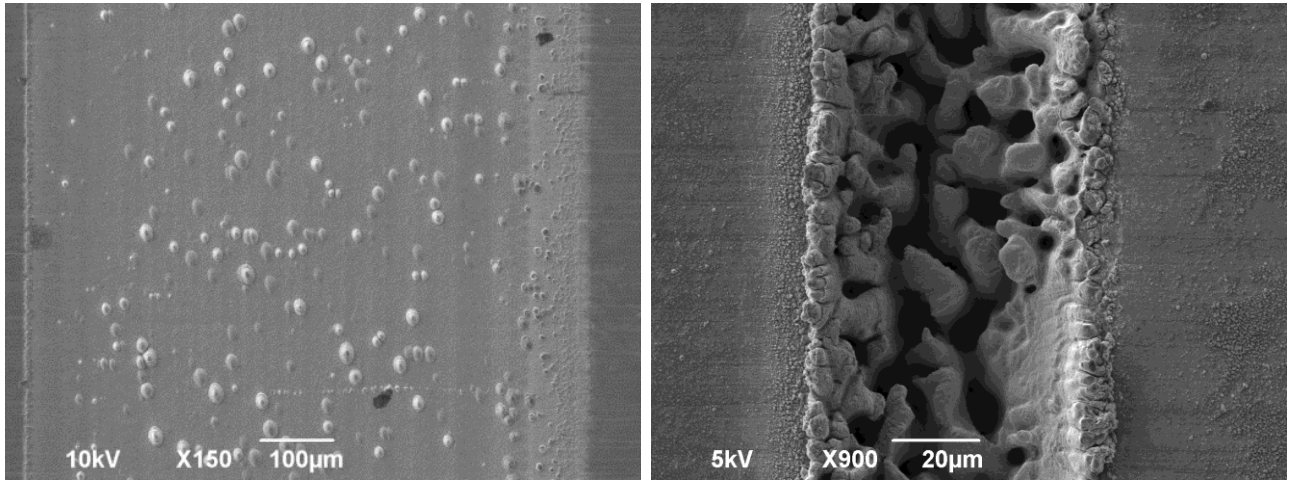
**46 pav.** Griovelių gilėjimo spartos palyginimas dirbant su vienodomis impulsų energijomis tačiau skirtingu pluoštų fokusavimu.

Nepaisant didelio gylio, bendra tokio darinio abliacijos sparta buvo daugiau nei 7 kartus mažesnė nei dirbant su optimaliu pluošto diametru (47 pav.). Vidutinis griovelio dugno šiurkštumas  $R_a$  optimalaus energijos tankio atveju buvo  $0,5 \mu\text{m}$ , o neoptimaliu, beveik penkis kartus didesnis –  $2,4 \mu\text{m}$ .



**47 pav.** Abliacijos spartos ir griovelių dugnų šiurkštumo palyginimai dirbant vienodomis impulsų energijomis tačiau skirtingu pluoštų fokusavimu. Optimaliu atveju ir abliacijos sparta didesnė ir šiurkštumas mažesnis.

Palyginus griovelį, abliuotų panašų laiko tarpą  $t$ , apdirbimo kokybę buvo matyti, kad panaudojus optimalų energijos tankį plieno paviršius buvo žymiai lygesnis. Dėl per didelio energijos tankio griovelio dugne formavosi krateriai, tuo tarpu dirbant su optimaliu energijos tankiu, kraterių nebuvo, tačiau buvo matyti apdirbimo metu susibėgę lašeliai (48 pav.).



a)

$$F_0 = 8,96 \text{ J/cm}^2, v = 2000 \text{ mm/s}, P = 4 \text{ W},$$

$$f = 100 \text{ kHz}, \Delta x = 20 \text{ }\mu\text{m}, t = 16 \text{ s}$$

b)

$$F_0 = 101,1 \text{ J/cm}^2, v = 300 \text{ mm/s}, P = 4 \text{ W},$$

$$f = 100 \text{ kHz}, \Delta x = 3 \text{ }\mu\text{m}, t = 12 \text{ s}$$

**48 pav.** Griovelio, išabliuoto optimaliu energijos tankiu (a), ir griovelio, išabliuoto per dideliu energijos tankiu, kokybės palyginimas. Matyti, kad reikiamas energijos tankis paviršių palieka lygesnį, kai per didelis – suformuoja šiurkštų, krateriais nusėtą dugną.

Taigi, jeigu nereikia paviršiaus struktūrinti elementais, kurių matmenys mažesni už minimalų vieno griovelio plotį, ir norima dirbti efektyviai, reikėtų naudoti optimalų pluošto spindulį. Jeigu struktūrinimui reikia mažų elementų, galingą spinduliuotę reikėtų dalinti į kelis pluoštus su optimaliomis energijos tankio vertėmis.

## Pagrindiniai rezultatai ir išvados

1. Išvestos abliacijos spartos formulės grioveliams, kurios panaudotos teoriniams skaičiavimams ir eksperimentinių duomenų aproksimavimui, dviem atvejams: kai impulsų persiklojimas pastovus ir kai atstumas tarp impulsų pastovus.
2. Iš teorinių skaičiavimų nustatyta, kad maksimali abliacijos sparta pasiekama esant 100 % impulsų persiklojimui ant bandinio paviršiaus, o tai atitinka kraterio abliaciją, todėl našios abliacijos modelis galioja tik tam tikromis sąlygomis ir yra tobulintinas.
3. Buvo suskaičiuoti optimalūs našios abliacijos energijos tankiai nerūdijančiam plienui dirbant 100 kHz apie  $10 \text{ J/cm}^2$ , 500 kHz – apie  $0,8 \text{ J/cm}^2$ , kurie skyrėsi dėl šilumos akumuliacijos didėjant dažniui ir abliacijos slenksčio kritimo didėjant impulsų skaičiui, ir variui esant 1 kHz – apie  $9 \text{ J/cm}^2$ .
4. Panaudojant rastas optimalias fokusavimo sąlygas buvo suformuota didėjančio pločio griovelių struktūra, kurios abliacijos sparta buvo 7 kartus didesnė, o šiurkštumas 5 kartus mažesnis nei formuojant panašią struktūrą neoptimaliomis abliacijai sąlygomis.
5. Parodyta, kad arti optimalaus energijos tankio ne tik abliacijos sparta yra didžiausia, bet ir apdirbimo kokybė aukščiausia, taip vienu metu optimizuojant dvi svarbiausias lazerinio apdirbimo charakteristikas.
6. Mažesnis lazerio pluoštas galėtų būti privalumas, kai reikalingas siauras griovelis ar siauras pjūvis, tačiau norint efektyviai šalinti medžiagą reikėtų naudoti optimalų pluošto spindulį, kuris atitiktų optimalų efektyvios abliacijos energijos tankį.

### Efficient Laser Ablation for Surface Structuring

The high throughput in the laser microfabrication is a key factor for most of industry companies. In this work the efficient laser ablation of stainless steel and copper with pico- and sub-nanosecond pulses was investigated. The model of efficient ablation was applied. It was demonstrated, that there is an optimum laser fluence point for maximum material removal rate.

Using existing ablation model the influence of distance between pulses on sample surface and pulse overlap was calculated. It was shown that, when distance between pulses is zero or pulses overlap is 100 %, the most efficient material removal take place. In contrary, if distance between pulses increases the ablation rate drops down and reaches negative value at the point where beam spot is smaller than pulse distance.

Experiments were carried out to find out the efficient ablation point by varying beam focusing conditions. All parameters were kept constant while beam focusing was varied to find optimum fluence. Experiments were done for two different pulse repetition rates: 100 kHz and 500 kHz in case of 13 ps pulse duration laser. It was shown that material removal rate reaches maximum at  $10 \text{ J/cm}^2$  for 100 kHz and  $0.8 \text{ J/cm}^2$  for 500 kHz while processing trenches. The efficient ablation of copper was investigated with 300 ps pulse duration laser machining cavities. It was found out that optimum fluence for copper was about  $9 \text{ J/cm}^2$ .

Using experimentally calculated optimum beam radius, the structure with increasing trench width was machined. The overall removal rate was reached of  $10.2 \text{ } \mu\text{m}^3/\mu\text{s}$  while processing at the point far from optimum resulted in 7 times smaller material removal rate. Furthermore, surface roughness was 5 times smaller for trenches machined with optimum fluence.

The efficient ablation model was investigated and the most important parameters concerning ablation rate were extracted: effective energy penetration depth, ablation threshold and optimum fluence. It was shown that material ablation rate can be easily increased if working wisely in optimum fluence range. Also, cavities machined with fluence around the optimum point had the smallest surface roughness.

## LITERATŪRA

- [1] G. Raciukaitis, M. Brikas, P. Gecys, M. Gedvilas, Accumulation effects in laser ablation of metals with high-repetition- rate lasers, *Proc. SPIE*, **7005**, 70052L (2008).
- [2] J. Furmanski, A. M. Rubenchik, M. D. Shirk, B. C. Stuart, Deterministic processing of alumina with ultrashort laser pulses, *J. Appl. Phys.*, **102**(7), 073112 (2007).
- [3] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Zimmermann, Laser surface structuring with 100 W of average power and sub-ps pulses, *J. Laser Appl.*, **28**(2), 022506 (2016).
- [4] M. Stafe, A. Marcu, N. N. Puscas, *Pulsed Laser Ablation of Solids Basics, Theory and Applications* (Springer, Berlin, 2014).
- [5] D. Bäuerle, *Laser Processing and Chemistry* (Springer, Berlin, 2011).
- [6] V. Sirutkaitis, O. Balachninaite, A. Bargelis, A. Dementjev, R. Jonušas, G. Račiukaitis, *Lazerinė technologija* (Vilniaus universiteto leidykla, Vilnius, 2008).
- [7] J. Byskov-Nielsen, *Short-pulse laser ablation of metals: Fundamentals and applications for micro-mechanical interlocking* (University of Aarhus, 2010).
- [8] N. M. Bulgakova, A. V. Bulgakov, Pulsed laser ablation of solids: transition from normal vaporization to phase explosion, *Appl. Phys. A*, **73**(2), 199–208 (2001).
- [9] R. Stoian, D. Ashkenasi, A. Rosenfeld, M. Wittmann, R. Kelly, E. E. B. Campbell, Dynamics of ion expulsion in ultrashort pulse laser sputtering of Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, **166-167**, 682–690 (2000).
- [10] F. Dausinger, H. Hugel, V. Konov, Micro-machining with ultrashort laser pulses: From basic understanding to technical applications, *Proc. SPIE.*, **5147**, 106–115 (2003).
- [11] K. H. Leitz, B. Redlingshöfer, Y. Reg, A. Otto, M. Schmidt, Metal ablation with short and ultrashort laser pulses, *Phys. Procedia*, **12**, 230–238 (2011).
- [12] E. Audouard and E. Mottay, Engineering model for ultrafast laser microprocessing, *Proc. SPIE*, **740**, 974016 (2016).
- [13] Y. Miyasaka, M. Hashida, T. Nishii, S. Inoue, S. Sakabe, Derivation of effective penetration depth of femtosecond laser pulses in metal from ablation rate dependence on laser fluence, incidence angle, and polarization, *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 013101 (2015).
- [14] W. Perrie, A. Rushton, M. Gill, P. Fox, W. O'Neill, Femtosecond laser micro-structuring of alumina ceramic, *Appl. Surf. Sci.*, **248**, 213–217 (2005).
- [15] G. Račiukaitis, M. Brikas, P. Gečys, B. Voisiat, M. Gedvilas, Use of High Repetition Rate and High Power Lasers in Microfabrication: How to Keep the Efficiency High?, *J. Laser Micro/Nanoengineering*, **4**(3), 186–191 (2009).
- [16] [https://www.researchgate.net/profile/Beat\\_Neuenschwander2](https://www.researchgate.net/profile/Beat_Neuenschwander2), žiūrėta 2017-05-20.

- [17] B. Neuenschwander, G. F. Bucher, C. Nussbaum, B. Joss, M. Muralt., U. W. H. P. Scheutz, Processing of metals and dielectric materials with ps-laserpulses: results, strategies, limitations and needs, Proc. SPIE, **7584**, 75840R (2010).
- [18] J. Byskov-Nielsen, J. M. Savolainen, M. S. Christensen, P. Balling, Ultra-short pulse laser ablation of metals: Threshold fluence, incubation coefficient and ablation rates, Appl. Phys. A Mater. Sci. Process., **101**, 97–101 (2010).
- [19] B. Lauer, B. Jäggi, B. Neuenschwander, Influence of the pulse duration onto the material removal rate and machining quality for different types of steel, Phys. Procedia, **56**, 963–972 (2014).
- [20] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid, G. Hennig, Surface structuring with ultra-short laser pulses: Basics, limitations and needs for high throughput, Phys. Procedia, **56**, 1047–1058 (2014).
- [21] B. Jaeggi, B. Neuenschwander, M. Zimmermann, L. Penning, R. deLoor, K. Weingarten, A. Oehler, High-throughput and high-precision laser micromachining with ps-pulses in synchronized mode with a fast polygon line scanner, Proc. SPIE, **8967**, 89670Q (2014).
- [22] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid, From fs to sub-ns: Dependence of the material removal rate on the pulse duration for metals, Phys. Procedia, **41**, 794–801 (2013).
- [23] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Zimmermann, L. Penning, R. deLoor, K. Weingarten, A. Oehler, High Throughput Surface Structuring with Ultrashort Pulses in Synchronized Mode with Fast Polygon Line Scanner, ICALEO 2013, paper M203 (2013).
- [24] B. Lauer, B. Jaeggi, Y. Zhang, B. Neuenschwander, Measurement of the Maximum Specific Removal Rate: Unexpected Influence of the Experimental Method and the Spot Size, ICALEO 2015, paper M701, 146–154 (2015).
- [25] J. Lopez, R. Kling, R. Torres, A. Lidolff, M. Delaigue, S. Ricaud, C. Hönninger, E. Mottay, Comparison of picosecond and femtosecond laser ablation for surface engraving of metals and semiconductor, Proc SPIE, **8243**, 82430O-1 (2011).
- [26] J. Schille, L. Schneider, P. Lickschat, U. Loeschner, R. Ebert, H. Exner, High-pulse repetition frequency ultrashort pulse laser processing of copper, J. Laser Appl., **27**, S28007 (2015).
- [27] B. Jaeggi, B. Neuenschwander, S. Remund, T. Kramer, Influence of the pulse duration and the experimental approach onto the specific removal rate for ultra-short pulses, Proc. SPIE, **10091**, 100910J (2017).
- [28] J. M. Liu, Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes, Opt. Lett., **7**(5), 196–198 (1982).
- [29] B. Saleh, M. Teich, *Fundamentals of Photonics* (John Wiley & Sons, 1991).

- [30] G. Račiukaitis, *Lazerinio mikroapdirbimo laboratoriniai darbai* (TEV, Vilnius, 2008).
- [31] M. Brikas, *Silicio ir metalų mikroapdirbimas didelio impulsų pasikratojimo dažnio pikosekundiniais lazeriais* (Vilniaus universiteto leidykla, Vilnius, 2011).
- [32] F. Bauer, A. Michalowski, T. Kiedrowski, S. Nolte, Heat accumulation in ultra-short pulsed scanning laser ablation of metals, *Opt. Express*, **23**(2), 1035–1043 (2015).
- [33] B. Neuenschwander, B. Jaeggi, M. Schmid, A. Dommann, A. Neels, T. Bandi, G. Hennig, Factors controlling the incubation in the application of ps laser pulses on copper and iron surfaces, *Proc. SPIE*, **8607**, 86070D (2013).
- [34] Y. Zhang, B. Neuenschwander, V. Romano, Numerical study of the influence of picosecond laser spot size on laser ablation of metal for high laser fluence cases, *Proc. SPIE*, **10091**, 100910S (2017).