

**VILNIAUS UNIVERSITETO
FIZIKOS FAKULTETO
LAZERINIŲ TYRIMŲ CENTRAS**

Oskaras Mižutavičius

**SKENAVIMO ALGORITMO ĮTAKA PAVIRŠIAUS MORFOLOGIJAI LAZERINĖS
ABLIACIJOS PROCESE**

MAGISTRANTŪROS STUDIJŲ BAIGIAMASIS DARBAS

Lazerinės technologijos studijų programa

Studentas

Oskaras Mižutavičius

Leista ginti

2026-05-22

Darbo vadovas

doc. Vytautas Jukna

Recenzentas

Dr. Balys Momgaudis

Centro direktorius/ė

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2026

Padėka

Autorius dėkoja prof. Vytautui Juknai ir Evaldui Kažukauskui už suteiktą „MatLab“ kodą, naudotą šiame darbe.

Turinys

Santrumpų sąrašas	4
Įvadas	5
1. Literatūros apžvalga	7
1.1. Paviršiaus šiurkštumo parametrai	7
1.2. Furjė analizė paviršiaus šiurkštumo charakterizavimui	8
1.3. Frenelio atspindžiai lazerinėje abliacijoje	9
1.4. Lazerinės abliacijos skenavimo strategijos ir algoritmo optimizavimas	11
1.5. Algoritmo parametrų įtaka paviršiaus šiurkštumui	13
1.6. Lazerinės abliacijos algoritmų modeliavimas	15
2. Metodologija	17
3. Rezultatai	21
3.1 Erdvinio dažnio priklausomybė nuo žingsnio	21
3.2 Erdvinio dažnio priklausomybė nuo atsitiktinių poslinkių	24
3.3 Sa priklausomybė nuo žingsnio	27
3.4 Sa priklausomybė nuo pasukimo kampo tarp sluoksnių	29
3.5 Sa priklausomybė nuo impulsų išdėstymo	31
Išvados ir pagrindiniai rezultatai	33
Santrauka (LT)	34
Summary (EN)	36
Šaltiniai	38

Santrumpų sąrašas

- Ra - aritmetinis vidutinis šiurkštumas (1D paviršiaus šiurkštumas)
- Sa - aritmetinis vidutinis aukštis (2D paviršiaus šiurkštumas)
- PSD - galios spektrinis tankis (ang. Power Spectral Density)
- OCT - optinė koherentinė tomografija (ang. Optical Coherent Tomography)
- MMPCD - metalinės matricos polikristalinis deimantas
- Yb:KGW - iterbiu legiruotas kalio gadolinio volframas
- UV - ultravioletinė spinduliuotė
- IR - infraraudonoji spinduliuotė
- s-pol - s poliarizacija (statmena poliarizacija)
- p-pol - p poliarizacija (lygiagreči poliarizacija)

Ivadas

Siekiant lazerinės abliacijos procesuose suformuoti kuo mažesnio šiurkštumo paviršius, vis svarbesnis tampa bendras lazerinių technologijų, skaitmeninio modeliavimo ir medžiagų mokslo metodų taikymas. Per pastaruosius dešimtmečius sparčiai tobulėjant patikimiems ir didelio tikslumo lazeriniams šaltiniams, lazerinė spinduliuotė įsitvirtino kaip plačiai taikoma įvairių medžiagų paviršiaus apdorojimo technologija. Lyginant su įprastais mechaniniais ar cheminiais apdorojimo būdais, lazerinė abliacija pasižymi dideliu tikslumu, valdomumu ir pritaikomumu skirtingoms medžiagoms bei geometrijoms [1], [2]. Naujausių tyrimų rezultatai rodo, kad paviršiaus kokybė reikšmingai priklauso nuo adaptyvių skenavimo algoritmų, kurie pritaikomi konkrečiai medžiagai, jos savybėms ir apdorojamai geometrijai. Kažukauskas ir kt. (2023) nustatė, kad sraigtinio gręžimo algoritmai, kuriuose taikomi kintami įtekio gradientai, leidžia lydytame silicyje pasiekti $Ra < 0,2 \mu m$, kai energijos pasiskirstymas koreguojamas taip, kad būtų slopinamas įtrūkių plitimas [3]. Panašią tendenciją patvirtino ir Pallarés-Aldeiturriaga ir kt. (2021), optimizavę sluoksninį safyro graviravimo procesą, kuriame įtraukus aušinimo intervalus paviršiaus šiurkštumas sumažintas nuo $3,2 \mu m$ iki $0,8 \mu m$ [4]. Šie darbai parodo, kad efektyvus medžiagos šalinimas turi būti derinamas su šiluminių procesų kontrole, ypač apdorojant trapias medžiagas, kurių paviršiuje lokalus temperatūros padidėjimas gali suformuoti defektus.

Metalinėms medžiagoms perspektyvūs rezultatai gauti taikant hibridinius lazerinės ir vandens srovės abliacijos metodus. Ahmed ir kt. (2016) parodė, kad Ti-6Al-4V lydinio paviršiaus šiurkštumas, palyginti su sausu lazeriniu apdorojimu, sumažėjo 40 %, kai į procesą buvo integruota vandens srovė, atliekanti aušinimo ir nuodegų pašalinimo funkciją [2]. Kita vertus, toks metodas didina technologinio proceso sudėtingumą, nes skenavimo trajektorijos turi būti tiksliai sinchronizuojamos su srauto dinamika, o purkštuko padėtis ir slėgis turi būti koreguojami realiuoju laiku. Panašų paviršiaus kokybės gerinimo principą taikė Parvez ir kt. (2023), kurie priediniu būdu pagamintiems metalams naudojo abliaciją kartu su lazeriniu poliravimu ir pasiekė 93 % geresnį rezultatą [5]. Tokie dviejų etapų algoritmai rodo, kad nuoseklus proceso skaidymas į grubaus medžiagos šalinimo ir baigiamojo paviršiaus apdorojimo fazes gali pagerinti tiek apdirbimo našumą, tiek galutinę paviršiaus kokybę.

Sudėtingų ir lenktų paviršių apdorojime vis didesnę reikšmę įgyja pažangūs trajektorijų planavimo metodai, paremti geometriniais skaičiavimais. Guo ir kt. (2025) pritaikė konforminį atvaizdavimą, kuriuo 3D turbinos mentės geometrija buvo transformuota į 2D parametrinę erdvę, ir tokiu būdu matmenų tikslumą pagerino 24,9 % [6]. Šis metodas leidžia efektyviau

kompensuoti kritimo kampo ir židinio padėties pokyčius, kurie sudėtingose geometrijose lemia netolygų energijos pasiskirstymą. Kitas pažangus sprendimas pateiktas Buser ir kt. (2019) darbe, kuriame OCT buvo integruota į uždaro ciklo sistemą. Tokia sistema realiuoju laiku pašalino abliuotose srityse susidarančias atliekas, todėl apdorojimo trukmė sutrumpėjo 40 %, išlaikant $Ra < 2 \mu\text{m}$ anglies pluošto kompozituose [7], [8].

Nepaisant bendros technologinės pažangos, konkrečiai medžiagai pritaikyta proceso optimizacija išlieka viena svarbiausių lazerinės abliacijos tyrimų kryptių. Literatūroje nagrinėjami paviršiaus šiurkštumo pokyčiai, atsirandantys dėl skenavimo algoritmų taikymo pakartotinio apdorojimo metu tiek metalinėse [9], [10], tiek dielektrinėse [1], [4], [11] medžiagose. 2024 m. atliktame tyrime, kuriame analizuotos Inconel 718 ir metalinės matricos polikristalinio deimanto (MMPCD) medžiagos, nustatyta, kad optimalių parametrų rinkiniai šioms medžiagoms iš esmės skiriasi. MMPCD medžiagai garavimu pagrįstam medžiagos šalinimui reikėjo $23,74 \text{ J/cm}^2$ įtekio ir 821 mm/s skenavimo greičio, pasiekiant $Ra = 0,23 \mu\text{m}$, o Inconel 718 atveju buvo reikalingas $53,63 \text{ J/cm}^2$ įtekis ir mažesni atstumai tarp impulsų, kad būtų sumažintas lydalo išstūmimas ir pasiektas $Ra = 0,33 \mu\text{m}$. Šių parametrų tinkamumas buvo patvirtintas taikant svertinius „grey wolf“ algoritmus daugiataikslės optimizacijos procese, kartu atskleidžiant netiesinę įtekio, skenavimo greičio ir šiluminės relaksacijos sąveiką [12], [13].

Vis dėlto pramoninio masto lazerinės abliacijos taikymas vis dar susiduria su reikšmingais iššūkiais. Jaeggi ir kt. (2017) tyrimas parodė, kad didelio našumo sistemose trajektorijos keitimo trukmė sudaro mažiau nei 15 % viso apdorojimo laiko, todėl proceso gaištis mažinimas turi būti sprendžiamas ne tik algoritminiu lygmeniu, bet ir derinant aparatinės bei programinės įrangos projektavimą [14].

Šio darbo tikslas - nustatyti ir optimizuoti pagrindinius lazerinės abliacijos skenavimo algoritmo parametrus, leidžiančius pasiekti mažiausią paviršiaus šiurkštumą.

Pagrindiniai šio darbo uždaviniai yra:

- Išanalizuoti mokslinę literatūrą, susijusią su lazerinės abliacijos skenavimo algoritmais, bei nustatyti pagrindinius šiuose algoritmuose taikomus parametrus.
- Atliekant skaitmeninį modeliavimą keisti pasirinktus skenavimo algoritmo parametrus ir įvertinti jų įtaką paviršiaus šiurkštumui.
- Parengti paviršiaus morfologijos įvertinimo metodiką ir nustatyti optimalius skenavimo algoritmo parametrus, leidžiančius gauti mažiausią paviršiaus šiurkštumą.

1. Literatūros apžvalga

1.1. Paviršiaus šiurkštumo parametrai

Paviršiaus šiurkštumui kiekybiškai įvertinti dažniausiai taikomi standartiniai paviršiaus topografijos parametrai, iš kurių šiame darbe aktualiausi yra Ra ir Sa . Šie dydžiai apibūdina paviršiaus aukščio nuokrypius nuo vidutinės paviršiaus arba profilio padėties, tačiau skiriasi vertinimo matmeniškumu ir informacijos apimtimi. Ra parametras nusako vienmačio profilio šiurkštumą (t.y. analizuojamas vienas skersinis paviršiaus pjūvis), o Sa leidžia įvertinti visą tiriamą paviršiaus plotą, todėl yra tinkamesnis dvimačiam paviršiaus morfologijos aprašymui.

Ra , arba aritmetinis vidutinis šiurkštumas, apibrėžiamas kaip vidutinis absoliutus profilio aukščio nuokrypis nuo vidutinės linijos išilgai pasirinktos matavimo trajektorijos. Kitaip tariant, šis parametras apibūdina, kiek vidutiniškai paviršiaus profilis nukrypsta nuo savo vidutinės vertės tam tikrame matavimo ilgyje. Matematiškai Ra gali būti išreiškiamas šia formule:

$$Ra = \frac{1}{L} \int_0^L |Z(x)| dx \quad (1)$$

kur L yra vertinamas profilio ilgis, o $Z(x)$ - paviršiaus aukščio nuokrypis nuo vidutinės vertės x padėtyje.

Šis parametras yra plačiai naudojamas dėl paprastos interpretacijos ir patogaus taikymo, ypač tais atvejais, kai reikia greitai įvertinti paviršiaus būklę pagal pasirinktą linijinį profilį. Vis dėlto Ra turi esminį apribojimą: jis aprašo tik vieną pasirinktą paviršiaus pjūvį, todėl negali pilnai reprezentuoti visos paviršiaus topografijos. Dėl šios priežasties lokaliai susiformavę defektai, gilūs įbrėžimai, pavienės duobės ar kryptingai pasiskirstę paviršiaus netolygumai gali būti nepakankamai tiksliai įvertinti, jei jie nepatenka į pasirinktą matavimo trajektoriją.

Siekiant išsamiau apibūdinti paviršiaus morfologiją, naudojamas Sa parametras. Jis gali būti laikomas Ra parametro išplėtimu iš vienmačio profilio į dvimatį paviršiaus plotą. Sa apibūdina vidutinį absoliutų paviršiaus aukščio nuokrypį nuo vidutinės plokštumos visame tiriamame plote. Šis parametras apskaičiuojamas ne pagal vieną pasirinktą profilį, o pagal visą matuojamą paviršių, todėl geriau atspindi realią paviršiaus būklę. Sa gali būti aprašomas šia formule:

$$Sa = \frac{1}{A} \iint_A |Z(x, y)| dx dy \quad (2)$$

kur A yra tiriamas paviršiaus plotas, o $Z(x, y)$ - aukščio nuokrypis nuo vidutinės vertės kiekviename paviršiaus taške.

S_a parametras yra svarbus vertinant bendrą modeliuoto paviršiaus kokybę ir nustatant, kaip skirtingi lazerinės abliacijos skenavimo algoritmo parametrai veikia galutinį paviršiaus šiurkštumą. Mažesnė S_a reikšmė rodo tolygesnį paviršių ir mažesnius aukščio nuokrypius nuo vidutinės plokštumos, o didesnė reikšmė leidžia pastebėti ryškesnius paviršiaus netolygumus bei galimą papildomo apdorojimo poreikį.

1.2. Furjė analizė paviršiaus šiurkštumo charakterizavimui

Furjė analizė yra vienas iš pagrindinių metodų, taikomų paviršiaus topografijai tirti dažnių srityje. Šis metodas leidžia paviršiaus aukščio pasiskirstymą išskaidyti į atskiras erdvių dažnių dedamąsias, todėl paviršiaus struktūrą galima apibūdinti išsamiau nei naudojant vien tik skaliarinius šiurkštumo parametrus, tokius kaip R_a ar S_a [15], [16]. Kitaip tariant, Furjė analizė suteikia galimybę nustatyti ne tik bendrą paviršiaus nelygumų dydį, bet ir įvertinti, kokio mastelio bei kryptingumo paviršiaus struktūros dominuoja tiriamame reljefe.

Paviršiaus topografijos spektriniam įvertinimui dažnai naudojama galios spektrinio tankio funkcija, arba PSD. Ji gaunama atlikus paviršiaus aukščio duomenų Furjė transformaciją ir apibūdina, kaip paviršiaus reljefo „galia“ arba amplitudžių intensyvumas pasiskirsto skirtinguose erdvių dažnių intervaluose. Tokiu būdu PSD leidžia kiekybiškai įvertinti, kurie paviršiaus struktūros masteliai turi didžiausią įtaką bendram paviršiaus reljefui. Ji gali būti aprašoma tokia išraiška:

$$PSD(k) = \langle |Z(k)|^2 \rangle \quad (3)$$

kur $Z(k)$ yra amplitudė erdvių dažnių srityje kiekviename taške, o k žymi erdvinio dažnio komponentę.

PSD grafikas, rodantis galios priklausomybę nuo erdvinio dažnio, suteikia informaciją apie nuo mastelio priklausančią paviršiaus reljefo pobūdį. Aukštų erdvių dažnių dedamosios paprastai siejamos su smulkiomis paviršiaus variacijomis arba mikrošiurkštumu, vidutinių dažnių komponentai apibūdina banguotumą, o žemų dažnių srityje dažniausiai pasireiškia didesnio mastelio formos paklaidos [15]. Tokia spektrinė analizė leidžia atskirti skirtingos kilmės paviršiaus netolygumus, kurie įprastu R_a ar S_a parametru vertinimu gali būti sujungti į vieną bendrą skaitinę reikšmę.

Svarbus PSD analizės pranašumas yra tai, kad ji išsaugo paviršiaus spektrinę informaciją. Skirtingai nei skaliariniai šiurkštumo parametrai, kurie visą paviršiaus reljefo informaciją suspaudžia į vieną vertę, PSD leidžia matyti, kokie erdviniai dažniai dominuoja ir kaip jie pasiskirsto. Dėl šios priežasties galima tiksliau įvertinti paviršiaus struktūros kilmę, nustatyti periodinius defektus arba identifikuoti technologinio proceso paliktus pasikartojančius pėdsakus [15].

Be to, Furjė transformacija ir PSD analizė gali būti naudojamos ir paviršiaus modeliavimo bei proceso optimizavimo uždaviniams. Kadangi spektrinėje srityje galima nustatyti dominuojančius reljefo dažnius, šie duomenys gali būti siejami su skenavimo algoritmo parametrais, pavyzdžiui, impulsų žingsniu, trajektorijos periodiškumu ar pasikartojimų orientacija. Taip sudaroma galimybė ne tik aprašyti jau gautą paviršių, bet ir vertinti, kaip konkrečių algoritmo parametrų keitimas gali paveikti galutinę paviršiaus morfologiją.

Šiame darbe PSD analizė taikoma kaip papildomas paviršiaus morfologijos vertinimo metodas, leidžiantis išsamiau apibūdinti lazerinės abliacijos metu susiformavusį reljefą. Skirtingai nei daugelyje darbų, kuriuose paviršiaus kokybė dažniausiai vertinama tik pagal skaliarinius šiurkštumo parametrus, tokius kaip Ra arba Sa, šiame tyrime siekiama įvertinti ir paviršiaus struktūros spektrinę sudėtį. Tai leidžia nustatyti, kokie erdviniai dažniai dominuoja modeliuotame paviršiuje, kaip jie priklauso nuo impulsų centrų išdėstymo, žingsnio, atsitiktinių poslinkių ir pasikartojimų geometrijos

1.3. Frenelio atspindžiai lazerinėje abliacijoje

Frenelio atspindžiai yra vienas iš svarbių optinių reiškinių, į kuriuos būtina atsižvelgti analizuojant lazerio spinduliuotės ir medžiagos sąveiką abliacijos metu. Šis reiškinys atsiranda elektromagnetinei bangai pasiekiant dviejų skirtingų optinių savybių terpių ribą, pavyzdžiui, oro ir kietosios medžiagos sandūrą. Kadangi šios terpės pasižymi skirtingais lūžio rodikliais, dalis krintančios spinduliuotės nėra perduodama į medžiagą, bet atsispindi nuo jos paviršiaus. Tokiu būdu sumažėja efektyvus įtekis, realiai pasiekiantis ir sugeriamas medžiagoje, todėl gali mažėti abliacijos efektyvumas bei atsirasti netolygus energijos pasiskirstymas paviršiuje [3], [17]. Paprasčiausiu atveju, kai lazerio spindulys į paviršių krinta statmenai, atspindžio koeficientas gali būti aprašomas tokia išraiška [17]:

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (4)$$

kur R - atspindžio koeficientas, o n_1, n_2 – pirmosios ir antrosios terpės lūžio rodikliai (šiuo atveju - oro ir abliuojamos medžiagos).

Didelio atspindžio medžiagoms, tokioms kaip varis ar aliuminis, šis reiškinys tampa ypač svarbus, nes tam tikrais lazerio bangos ilgiais nuo paviršiaus gali atsispindėti labai didelė spinduliuotės dalis. Tokiu atveju, norint pasiekti reikiamą abliacijos slenkstį, dažnai tenka didinti lazerio galią arba impulso energiją. Vis dėlto, toks kompensavimas gali sukelti papildomų problemų, nes didesnė į sistemą įvedama energija padidina šiluminio pažeidimo, lydalo susidarymo ar aplinkinių sričių perkaitimo riziką.

Kai spindulys į paviršių krinta ne statmenai, t. y. kai kritimo kampas nėra lygus 0° , atspindžio koeficientas tampa priklausomas ne tik nuo lūžio rodiklių, bet ir nuo kritimo kampo bei spinduliuotės poliarizacijos. Tokiu atveju atspindžiai aprašomi Frenelio lygtimis, kurios atskirai nusako s ir p poliarizacijų elgseną [18]. Norint suprasti, kaip Frenelio atspindys priklauso nuo kritimo kampo, naudojamos (5) ir (6) formulės:

$$r_s = \frac{n_1 \cos \theta_i - n_2 \cos \theta_t}{n_1 \cos \theta_i + n_2 \cos \theta_t} \quad (5)$$

$$r_p = \frac{n_2 \cos \theta_i - n_1 \cos \theta_t}{n_2 \cos \theta_i + n_1 \cos \theta_t} \quad (6)$$

kur r_s ir r_p yra atitinkamai statmenai (s) ir lygiagrečiai (p) poliarizuotos šviesos atspindžio koeficientai, n_1 ir n_2 yra krintančios ir lūžusios terpės lūžio rodikliai, θ_i žymi kritimo kampą, o θ_t - lūžio kampą. Šių kampų tarpusavio ryšys aprašomas Snelijaus dėsnio:

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t \quad (7)$$

Įstrižo apšvitinimo atvejai yra ypač aktualūs realiuose lazerinio apdorojimo procesuose, nes apdorojami paviršiai ne visada yra idealiai plokšti, o abliacijos metu susidarantys krateriai keičia lokalią paviršiaus geometriją. Todėl kiekvieno vėlesnio impulso kritimo sąlygos gali skirtis nuo pradinės paviršiaus būsenos. Didėjant kritimo kampui, s poliarizuotos spinduliuotės atspindys paprastai didėja, o p poliarizuotos spinduliuotės atveju egzistuoja kampas, kuriam esant atspindys pasiekia teorinį minimumą. Šis kampas vadinamas Briusterio kampu [19]:

$$\tan(\theta_B) = n \quad (8)$$

kur θ_B yra Briusterio kampas, o n - medžiagos lūžio rodiklis. Kai spinduliuotė yra p poliarizuota ir krinta Briusterio kampu, atspindžio nuostoliai gali būti reikšmingai sumažinti. Dėl šios

priežasties tam tikrose lazerinio apdorojimo sistemose spindulio poliarizacija ir kritimo kampas gali būti naudojami kaip papildomi proceso optimizavimo parametrai.

Frenelio atspindžių mažinimui taip pat taikomos antirefleksinės dangos, pritaikytos konkrečiam lazerio bangos ilgiui, optinės sistemos orientavimas taip, kad būtų artėjama prie Briusterio kampo, ir impulsų laikinės formos valdymas, leidžiantis išnaudoti medžiagos optinių savybių pokyčius abliacijos metu. Tačiau šie metodai ne visada visiškai pašalina atspindžių įtaką, nes abliacijos procesas yra dinaminis. Medžiagai pereinant iš kietosios būsenos į plazminę, jos optinės savybės gali greitai kisti, o kartu keičiasi ir lūžio rodiklis bei sugerties sąlygos.

Šie dinaminiai pokyčiai apsunkina tikslų Frenelio atspindžių įtraukimą į skaitmeninius lazerinės abliacijos modelius. Daugelyje modeliavimo sistemų optinės konstantos laikomos pastoviomis arba taikomi supaprastinti efektyvios terpės aprašymai. Toks supaprastinimas leidžia sumažinti skaičiavimo sudėtingumą, tačiau kartu gali lemti neatitikimus tarp modeliuojamų ir eksperimentiškai gaunamų rezultatų. Tai ypač svarbu tada, kai siekiama tiksliai prognozuoti kraterio morfologiją, abliacijos gylį ir galutinį paviršiaus šiurkštumą [3], [17].

Šiame darbe Frenelio atspindžiai taip pat įtraukiami į skaitmeninį lazerinės abliacijos modelį, siekiant tiksliau aprašyti realiai medžiagoje sugeriamą lazerio įtekį. Modelyje atsižvelgiama į tai, kad po kiekvieno impulso paviršiaus morfologija keičiasi, todėl vėlesni impulsai į lokaliai pakitusį paviršių gali kristi skirtingais kampais. Tokiu atveju dalis krintančios spinduliuotės atsispindi nuo paviršiaus, o efektyvus įtekis, dalyvaujantis medžiagos šalinimo procese, sumažėja.

1.4. Lazerinės abliacijos skenavimo strategijos ir algoritmo optimizavimas

Lazerinės abliacijos metu taikoma skenavimo strategija yra vienas iš svarbiausių veiksnių, lemiančių galutinį paviršiaus šiurkštumą. Ji nulemia, kaip lazerio impulsų energija paskirstoma apdorojamame paviršiuje, koku mastu vyksta šiluminė akumuliacija ir kaip formuojasi pašalintos medžiagos reljefas [3], [20], [21]. Kitaip tariant, skenavimo algoritmas tiesiogiai kontroliuoja ne tik impulsų padėtį erdvėje, bet ir bendrą energijos nusėdimo pobūdį, nuo kurio priklauso kraterių persidengimas, medžiagos šalinimo tolygumas ir paviršiaus morfologijos formavimasis.

Pagrindiniai parametrai, apibrėžiantys skenavimo strategijos poveikį paviršiaus kokybei, yra skenavimo žingsnis, impulsų persidengimo laipsnis, lazerio įtekis ir impulso laikinės charakteristikos. Žingsnis nusako atstumą tarp gretimų skenavimo linijų arba impulsų centrų, o impulsų persidengimas priklauso nuo lazerio dėmės dydžio, impulsų kartojimo dažnio ir skenavimo greičio. Šie parametrai kartu lemia, kaip erdvėje pasiskirsto abliuotos medžiagos tūris ir kokio pobūdžio paviršiaus struktūra susiformuoja po apdorojimo [1], [13]. Jei impulsų persidengimas yra nepakankamas, paviršiuje gali likti nevisiškai apdorotų sričių, o per didelis persidengimas gali sukelti perteklinę šiluminę apkrovą ir nepageidaujamus paviršiaus pažeidimus.

Eksperimentiniai tyrimai rodo, kad tinkamai parinkti skenavimo parametrai leidžia pasiekti submikrometrinį paviršiaus šiurkštumą tiek metaluose, tiek keraminėse medžiagose. Vis dėlto tokie optimalūs parametrai nėra universalūs, nes jų efektyvumas stipriai priklauso nuo apdorojamos medžiagos optinių, šiluminių ir mechaninių savybių. Pavyzdžiui, polimerinėms medžiagoms paprastai reikalingas mažesnis įtekis ir didesnis impulsų persidengimas, kad būtų išvengta terminės degradacijos. Tuo tarpu šilumai atsparesnių metalų apdorojimui dažnai būtinas didesnis įtekis, tačiau kartu reikalingas kruopštus šilumos kaupimosi valdymas [1], [13]. Dėl šios priežasties skenavimo algoritmų optimizavimas turi būti siejamas ne tik su bendrais proceso parametrais, bet ir su konkrečios medžiagos atsaku į lazerinį apšvitinimą.

Medžiagai pritaikytas skenavimo strategijos parinkimas tampa ypač svarbus apdorojant sudėtingos geometrijos paviršius. Laisvos formos arba lenktuose paviršiuose lokaliai kinta lazerio spindulio kritimo kampas, todėl keičiasi ir efektyvus įtekis, pasiekiantis medžiagos paviršių. Tokie pokyčiai gali lemti netolygų energijos pasiskirstymą, skirtingą abliacijos gylį ir padidėjusį paviršiaus šiurkštumą. Todėl sudėtingoms geometrijoms reikalingi algoritmai, galintys realiu laiku kompensuoti kritimo kampo, židinio padėties ar paviršiaus orientacijos pokyčius [1], [13], [21].

Šiuolaikinis lazerinės abliacijos algoritmų vystymas vis dažniau grindžiamas daugiafizinėmis modelių integravimu. Tokiuose modeliuose kartu įvertinama šiluminė difuzija, faziniai virsmai, plazmos ekranavimo reiškiniai ir kiti procesai, galintys turėti įtakos abliacijos rezultatui. Remiantis šiais modeliais, skenavimo parametrai gali būti dinamiškai keičiami proceso metu, siekiant išlaikyti tolygų medžiagos šalinimą ir sumažinti paviršiaus šiurkštumą. Pavyzdžiui, adaptyvūs algoritmai, paremti mašininiu mokymusi, gali naudoti realaus laiko

paviršiaus topografijos grįžtamąjį ryšį ir pagal jį koreguoti skenavimo žingsnį ar impulso energiją. Toks valdymas leidžia mažinti šiurkštumo didėjimą tose srityse, kuriose medžiaga šalinama netolygiai [3], [21].

Nepaisant didelio modeliais grįstų metodų potencialo, jų taikymas vis dar susiduria su keliais esminiais apribojimais. Dauguma skenavimo algoritmų yra patvirtinami eksperimentiniais tyrimais, tačiau rečiau analizuojami grynai skaitmeninėse modeliavimo aplinkose, kur būtų galima atskirai įvertinti daugiaparametrines sąveikas. Be to, vienai medžiagai nustatyti optimalūs parametrai nebūtinai gali būti tiesiogiai pritaikomi kitai medžiagai, nes skiriasi jų šiluminis laidumas, sugerties savybės ar abliacijos slenkstis. Dar vienas svarbus apribojimas yra trajektorijų planavimo sudėtingumas, ypač kai reikia optimizuoti procesą sudėtingoms trimatėms geometrijoms realiuoju laiku [21].

Nors skaitmeniniais modeliais ir adaptyviais algoritmais pagrįstos skenavimo strategijos yra perspektyvios paviršiaus šiurkštumui mažinti, jų praktinis pritaikymas pramonėje vis dar reikalauja papildomų tyrimų. Siekiant patikimo ir perkeliama algoritmo optimizavimo, būtina geriau suprasti parametrų tarpusavio sąveiką, įvertinti skirtingų medžiagų atsaką ir spręsti geometrinio mastelio bei skaičiavimo našumo ribojimus. Dėl to lazerinės abliacijos skenavimo strategijų optimizavimas išlieka aktuali tyrimų kryptis, jungianti eksperimentinius matavimus, skaitmeninį modeliavimą ir pažangius valdymo algoritmus [1], [3], [21].

1.5. Algoritmo parametrų įtaka paviršiaus šiurkštumui

Lazerinės abliacijos metu susiformuojantis paviršiaus šiurkštumas yra glaudžiai susijęs su taikomais proceso ir skenavimo algoritmo parametrais. Literatūroje plačiai nagrinėjama, kaip paviršiaus morfologiją veikia lazerio galia, impulso energija, skenavimo greitis, atstumas tarp impulsų arba skenavimo linijų ir impulsų persidengimo santykis [1], [3], [13]. Šie parametrai lemia, kaip lazerio energija pasiskirsto erdvėje ir laike, todėl nuo jų tiesiogiai priklauso medžiagos kaitinimo, lydymosi, garavimo, kietėjimo ir kraterių formavimosi procesai.

Vienas svarbiausių veiksnių, darančių įtaką paviršiaus kokybei, yra impulsų persidengimas. Didėjant persidengimui, paviršius dažniausiai apdorojamas tolygiau, nes gretimi impulsai pašalina medžiagą iš dalinai persidengiančių sričių. Dėl to gali mažėti paviršiaus aukščio skirtumai, o galutinis reljefas tampa lygesnis. Jei impulsų persidengimas tampa per didelis, ypač termiškai jautriose medžiagose, tokiose kaip lydytasis kvarcas ar

polimerai, gali pradėti kauptis šiluma. Tokia šiluminė akumuliacija gali lemti įtrūkių atsiradimą, perlydyto sluoksnio susidarymą arba fazinius medžiagos pokyčius. Šie defektai didina paviršiaus netolygumus ir gali pabloginti tokius šiurkštumo parametrus kaip Ra ar Sa. Priešingu atveju, kai persidengimas yra per mažas, tarp gretimų impulsų lieka nepakankamai paveiktos sritys, todėl paviršiuje susidaro keteros, grioveliai arba ryškesni abliacijos pėdsakai [22].

Parametrų tarpusavio sąveika lazerinės abliacijos procese yra netiesinė, todėl jų optimizavimas tampa sudėtingas. Pavyzdžiui, padidinus skenavimo greitį, sumažėja medžiagos medžiagos kaitinimo trukmė, tačiau norint išlaikyti abliacijai reikalingą energijos tankį dažnai reikia didinti impulso energiją. Toks impulso energijos didinimas gali sukelti plazmos ekranavimo efektus, kai dalis krantinčios spinduliuotės išsklaidoma arba sugerama virš paviršiaus susiformavusioje plazmoje. Dėl to energija medžiagoje pasiskirsto netolygiai, o paviršiuje gali formuotis nevienodo gylio krateriai [23]. Panašiai ir skenavimo žingsnio parinkimas reikalauja kompromiso: jis turi būti pakankamai mažas, kad paviršius būtų tolygiai padengtas impulsais, tačiau ne toks mažas, kad tarp gretimų abliacijos griovelių susidarytų per didelė šiluminė sąveika [24].

Dėl šių priežasčių paviršiaus šiurkštumo mažinimas negali būti siejamas tik su vieno parametro keitimu. Praktikoje būtina vienu metu derinti kelis proceso kintamuosius, nes vieno parametro optimizavimas gali pabloginti kitą technologinį rodiklį. Pavyzdžiui, mažesnis paviršiaus šiurkštumas dažnai pasiekiamas mažinant medžiagos šalinimo spartą arba ilginant apdorojimo laiką. Literatūroje nurodoma, kad tam tikrais atvejais 10–15 % paviršiaus šiurkštumo sumažinimas gali pareikalauti 20–30 % ilgesnės apdirbimo trukmės [25], [26]. Todėl lazerinės abliacijos parametrų optimizavimo metu reikia suderinti paviršiaus kokybę, našumą, energijos sąnaudas ir proceso stabilumą.

Eksperimentiniai tyrimai suteikia svarbios informacijos apie parametrų poveikį paviršiaus morfologijai, tačiau jų galimybės yra ribotos, kai siekiama atskirai įvertinti trumpalaikius šiluminius reiškinius. Lazerinės abliacijos metu temperatūros gradientai, faziniai virsmai ir medžiagos judėjimas gali vykti labai trumpose, mikrosekundžių ar dar mažesnėse, laiko skalėse. Tokius procesus tiesiogiai išmatuoti yra sudėtinga, todėl ne visada įmanoma tiksliai nustatyti, kaip konkretus šiluminis reiškinys prisideda prie galutinio paviršiaus šiurkštumo formavimosi [27].

Dėl to skaitmeninis modeliavimas tampa svarbia priemone, leidžiančia sistemiškai nagrinėti skirtingų algoritmo parametrų įtaką paviršiaus topografijai. Modeliai, kuriuose įtraukiama išlydytos medžiagos skysčių dinamika, garų plėtra, nuo fazės priklausantys sugerties pokyčiai ir šiluminė relaksacija, gali suteikti išsamesnį supratimą apie abliacijos procesą. Tokie skaičiavimo metodai leidžia tirti režimus, kuriuos eksperimentiškai įgyvendinti arba atskirai išanalizuoti būtų sudėtinga, pavyzdžiui, itin didelio greičio abliaciją, sudėtingų geometrijų apdorojimą arba daugiaparametres skenavimo strategijas.

1.6. Lazerinės abliacijos algoritmų modeliavimas

Skaitmeninis modeliavimas yra svarbi priemonė, leidžianti prognozuoti lazerinės abliacijos proceso eigą ir galutinį paviršiaus rezultatą dar prieš atliekant fizinius eksperimentus. Taikant skaičiavimo metodus galima įvertinti, kaip lazerio spinduliuotė sąveikauja su medžiaga, kaip vystosi paviršiaus topografija ir kokie veiksniai lemia paviršiaus šiurkštumo pokyčius. Dėl šios priežasties modeliavimas tampa ypač reikšmingas tiriant daugiaparametres skenavimo strategijas, kuriose eksperimentiškai atskirti kiekvieno parametro poveikį gali būti sudėtinga [3], [20].

Šiuolaikiniuose lazerinės abliacijos modeliuose dažniausiai jungiamos kelios tarpusavyje susijusios fizikinės ir skaičiavimo sritys. Pirmiausia aprašoma lazerio ir medžiagos sąveika, įskaitant spinduliuotės sugertį, sklaidą, atspindžius ir galimą plazmos susidarymą. Antra, įvertinami medžiagos faziniai virsmai, kai dėl didelės energijos tankio medžiaga pereina iš kietosios būsenos į skystąją ar garinę. Trečia, modeliuose nagrinėjamas skenavimo strategijos poveikis, apimantis impulsų išdėstymą, griovelių formavimąsi, impulsų persidengimą ir šilumos kaupimąsi tarp gretimų apdorojimo sričių [3].

Pažangesniuose skaitmeniniuose modeliuose papildomai vertinami veiksniai, kurie dažnai nėra įtraukiami į paprastesnius vieno praėjimo aprašymus. Prie tokių veiksnių galima priskirti lazerio spindulio pozicionavimo paklaidas, atsitiktinius impulsų centrų poslinkius, kumuliacinius šiluminius efektus ir daugkartinio apdorojimo metu palaipsniui kintančią paviršiaus geometriją. Šie aspektai yra svarbūs, nes realiame procese kiekvienas naujas impulsas veikia jau anksčiau pakeistą paviršių, todėl abliacijos sąlygos nebėra identiškos pradiniam atvejui [3].

Nepaisant didelio skaitmeninio modeliavimo potencialo, esami lazerinės abliacijos modeliai vis dar turi reikšmingų apribojimų. Vienas pagrindinių trūkumų yra didelė priklausomybė nuo empirinės kalibracijos. Dažnai modeliuose naudojami eksperimentiniu

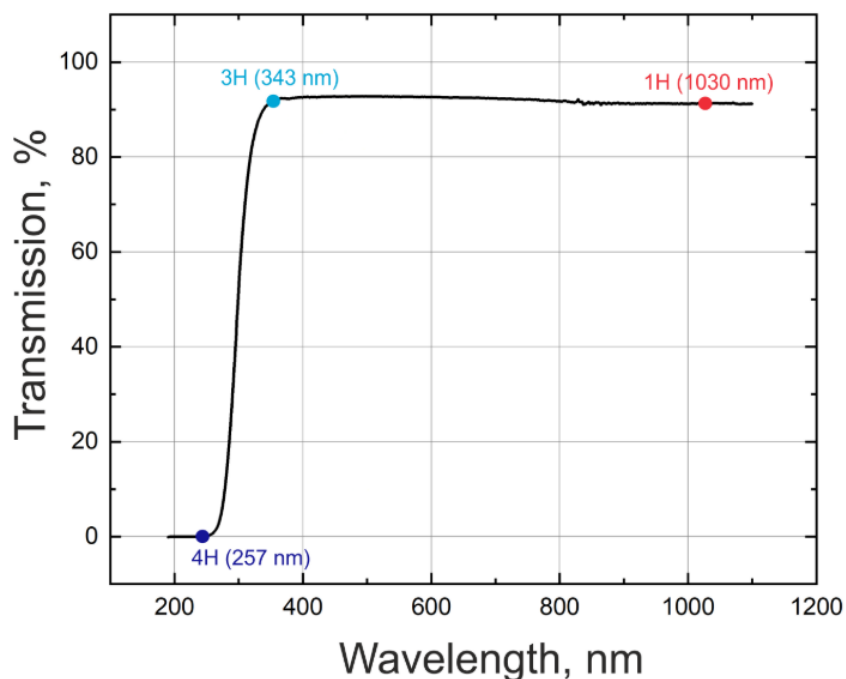
būdu nustatyti abliacijos slenksčiai ar kiti medžiagos atsako parametrai, užuot juos apskaičiavus remiantis vien teoriniu aprašymu. Tai leidžia pasiekti geresnį atitikimą konkrečiai eksperimentinei sistemai, tačiau kartu riboja modelio universalumą ir jo pritaikomumą kitoms medžiagoms ar skirtingoms apdorojimo sąlygoms.

Kitas svarbus apribojimas yra sudėtingų fizikinių reiškinių supaprastinimas. Lazerinės abliacijos metu vienu metu vyksta šiluminė difuzija, lydymasis, garavimas, plazmos formavimasis, optinių savybių kitimas ir medžiagos judėjimas. Visus šiuos procesus tiksliai aprašyti viename modelyje yra skaičiavimo požiūriu sudėtinga, todėl dažnai taikomos aproksimacijos [21]. Be to, ne visada pakankamai tiksliai įvertinamas medžiagos heterogeniškumas, pavyzdžiui, amorfinės ir kristalinės fazių skirtumai keramikoje arba skirtingų fazių perėjimai abliacijos metu.

Dėl minėtų supaprastinimų modeliuojami rezultatai gali skirtis nuo eksperimentinių profilometrijos matavimų. Validuojant modelius pagal realius paviršiaus profilius, šiurkštumo parametrų, tokių kaip S_a ir R_a , prognozės paklaidos gali viršyti 15–30 %, ypač tada, kai tiriamos nehomogeniškos medžiagos arba sudėtingos geometrijos [21]. Tai rodo, kad norint tiksliai prognozuoti paviršiaus morfologiją, būtina tobulinti pačius skaitmeninius modelius ir jų validavimo metodus.

2. Metodologija

Šio darbo rezultatams gauti taikytas pagrindinis skaitmeninio modeliavimo įrankis buvo MATLAB programavimo kalba parašytas kodas, sukurtas doc. Vytauto Juknos, Evaldo Kažukauskio ir bendraautorių. Šis kodas anksčiau buvo naudotas lazerinės abliacijos skenavimo algoritmo optimizavimo tyrimuose, kuriuose siekta suformuoti mažo šiurkštumo paviršius. Minėtuose tyrimuose skaitmeninis modeliavimas buvo derinamas su laboratoriniais eksperimentais, todėl buvo parodyta, kad modelis gali patikimai atkartoti realiai lazerinės abliacijos metu gaunamus rezultatus [3]. Modeliavimas pradedamas nuo apdorojamos medžiagos apibrėžimo. Šiuo atveju tai buvo 1 mm storio natrio-kalkių silicio dioksido stiklo plokštelė. Pradinis modeliuojamo paviršiaus šiurkštumas laikytas lygus nuliui, kad būtų galima izoliuoti ir įvertinti tik lazerio impulsų sukeltą poveikį paviršiaus morfologijai. Toks pradinis paviršiaus apibrėžimas leidžia išvengti papildomų netikslumų, kurie galėtų atsirasti dėl pradinės medžiagos paviršiaus defektų ar nelygumų.

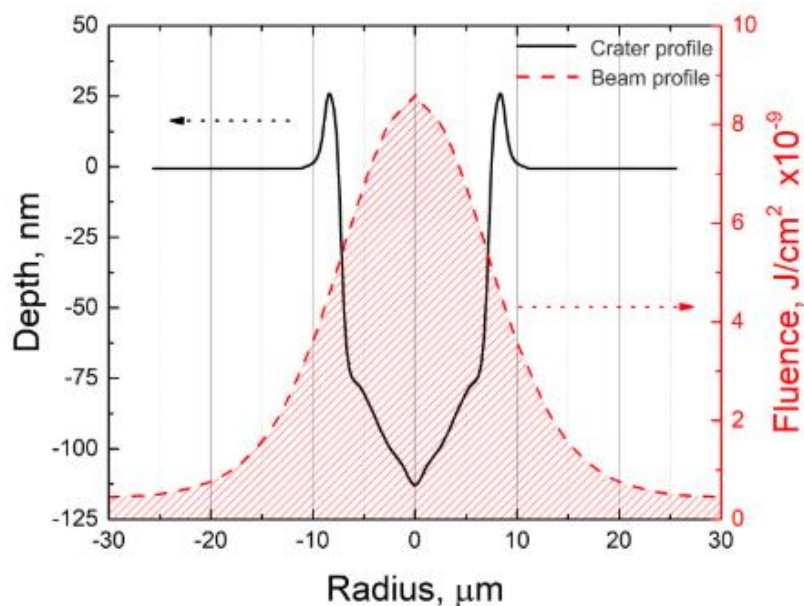


1 pav. 1 mm storio natrio-kalkių stiklo mėginio pralaidumo spektras [3].

Toliau modelyje aprašomas lazerio impulsas ir jo sąveika su pasirinkta medžiaga. Remiantis 1 pav. pateiktu pralaidumo spektru, matyti, kad 343 nm ir didesnio bangos ilgio spinduliuotė didžiąja dalimi būtų praleidžiama per pasirinktą stiklo mėginį. Dėl šios priežasties šiame darbe modeliavimui pasirinkta 257 nm bangos ilgio lazerinė spinduliuotė, kuri yra tinkamesnė efektyvesnei sąveikai su nagrinėjama medžiaga. Lazerio parametrai modelyje

parinkti pagal „PHAROS“ lazerinį šaltinį, kurio gamintojas yra „Light Conversion Ltd.“. Tai iterbiu legiruoto kalio gadolinio volframoto, arba Yb:KGW, lazeris, kurio pagrindinė harmonika generuojama 1030 nm bangos ilgiu. Šis lazerinis šaltinis taip pat turi harmonikų generavimo modulį, leidžiantį gauti trečiąją ir ketvirtąją harmonikas. Trečioji harmonika atitinka 343 nm, o ketvirtoji – 257 nm bangos ilgio spinduliuotę. Kadangi šiame darbe naudojama ketvirtoji harmonika, impulsų kartojimo dažnis buvo pasirinktas atsižvelgiant į didžiausią šios harmonikos konversijos efektyvumą. Modelyje naudotas 50 kHz kartojimo dažnis.

Svarbi modelio dalis yra lazerio pluošto įtekio profilio aprašymas židinio padėtyje. Šis profilis buvo eksperimentiškai išmatuotas ankstesniame E. Kažukauskio ir bendraautorių darbe [3], todėl modelyje buvo galima susieti lazerio įtekio pasiskirstymą su medžiagoje susiformuojančio kraterio geometrija. Kiekvienas išmatuoto įtekio profilio taškas buvo susietas su atitinkamu suformuoto kraterio tašku. Tokia priklausomybė leidžia skaitmeniniam modeliui tiksliau apskaičiuoti kiekvieno lazerio impulso sukuriamą kraterį ir jo indėlį į bendrą paviršiaus reljefą.



2 pav. Susidariusio kraterio priklausomybė nuo lazerio pluošto įtekio profilio [3].

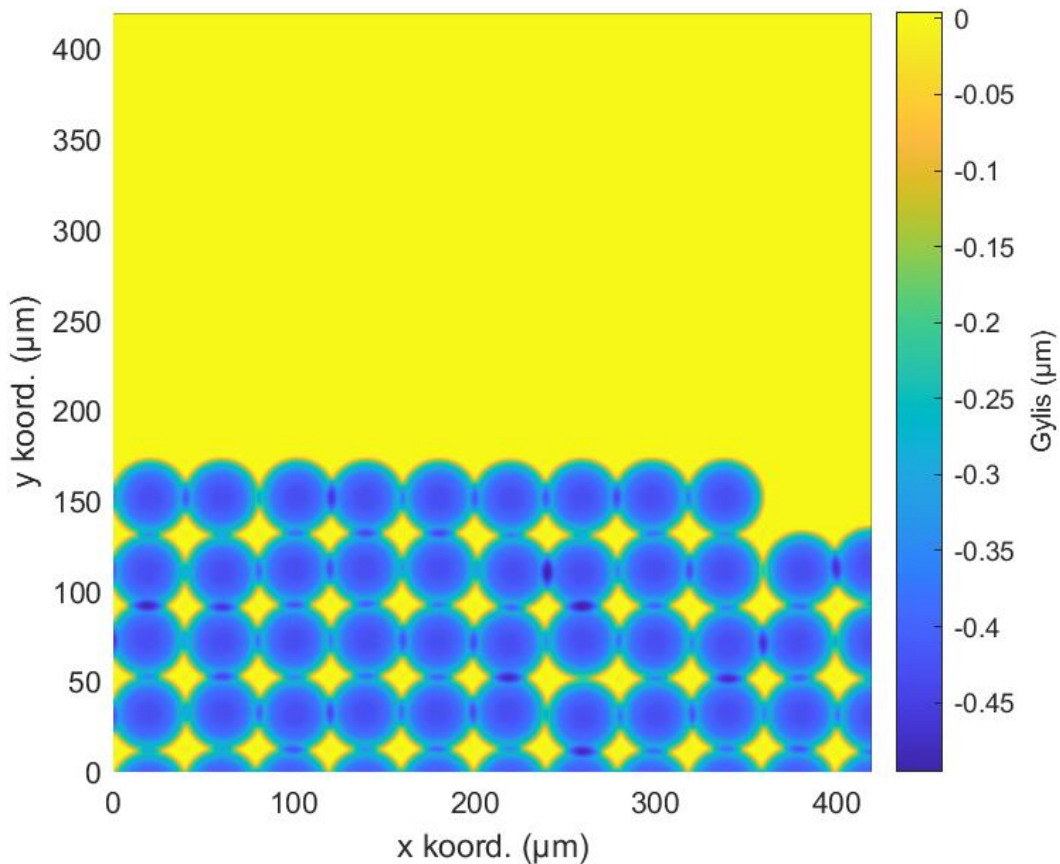
Remiantis šia priklausomybe, modelyje tiksliau aprašomas šiame darbe naudotas lazerio pluoštas. Be to, skaitmeninis modelis įvertina tai, kad kiekvieno atskiro impulso įtekio vertė gali kisti dėl jau anksčiau suformuotos paviršiaus morfologijos. Po pirmųjų impulsų paviršius nebėra idealiai plokščias, todėl vėlesni impulsai gali kristi į lokaliai pakitusį paviršių

nebe statmenai. Kai kritimo kampas tampa nelygus 0° , padidėja efektyvus apšviečiamas paviršiaus plotas, todėl sumažėja įtekis. Ši priklausomybė aprašoma (9) išraiška:

$$\phi = \frac{E}{A} \quad (9)$$

kur ϕ yra įtekis, E - impulso energija, o A - paveikiamas paviršiaus plotas. Modelyje taip pat įtraukti Frenelio atspindžio nuostoliai. Jie tampa aktualūs tais atvejais, kai lazerio spindulys į paviršių krinta ne statmenai. Tokiu atveju dalis krintančios spinduliuotės atsispindi nuo medžiagos paviršiaus ir nedalyvauja medžiagos šalinimo procese, kaip aptarta 1.3 poskyryje.

Impulsų išdėstymas modelyje apibrėžiamas pagal atstumą tarp impulsų centrų x ir y kryptimis. Daugeliu atvejų šis atstumas abiem kryptimis laikomas vienodas arba iš anksto nustatytas pagal pasirinktą modeliavimo sąlygą. Vis dėlto, siekiant imituoti realiose sistemose galinčias atsirasti pozicionavimo paklaidas, į modelį įtraukti atsitiktiniai impulsų padėties poslinkiai. Šie poslinkiai gali vykti tiek teigiama, tiek neigiama x ir y kryptimis. Skaitmeniniame modelyje jie aprašomi atsitiktine Gauso skirstinio funkcija. Atstumas tarp impulsų šiame darbe laikomas atstumu tarp gretimų lazerio impulsų centrų.



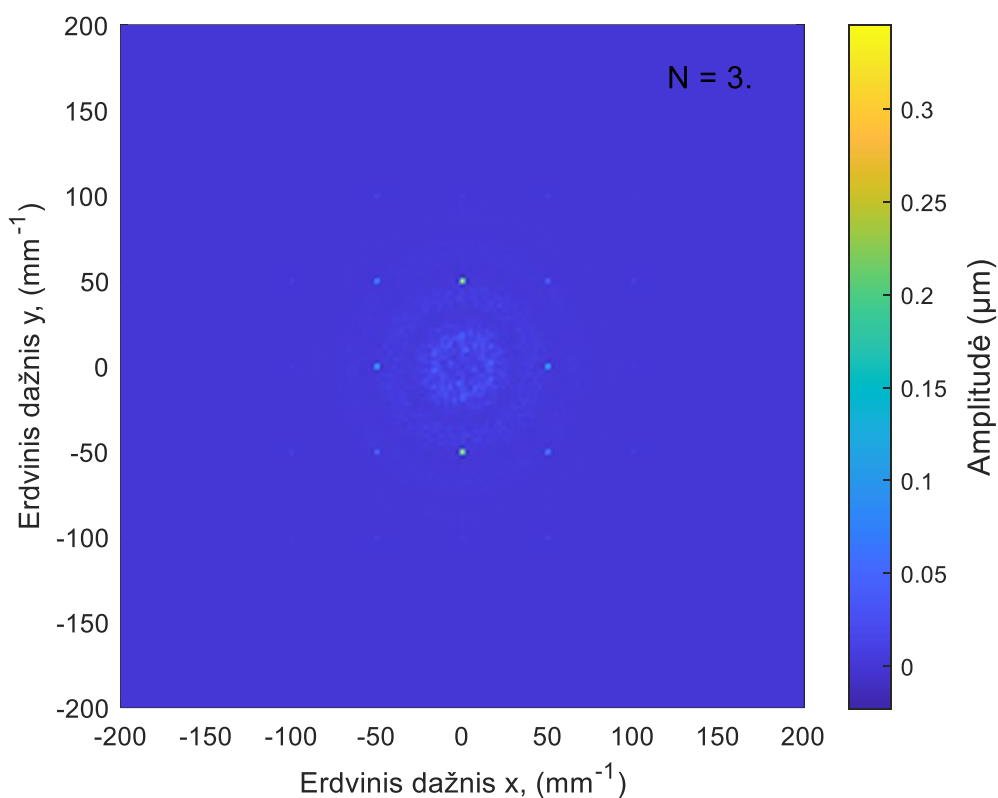
3 Pav. Modeliuotos medžiagos paviršiaus vaizdas pirmo lazerinės abliacijos sluoksnio metu, kur atstumai tarp kraterių centrų $\Delta x = \Delta y = 40 \mu\text{m}$.

Gaunamo paviršiaus morfologijos tyrimas išskaidytas į penkias dalis: **Pirmoje** skaitmeninio modeliavimo dalyje buvo tiriama, kaip paviršiaus spektrinės savybės priklauso nuo kintančio žingsnio. Sluoksnių (arba pasikartojimų) skaičius $N = 3$ ir posūkio kampas tarp sluoksnių $\alpha = 0^\circ$ buvo fiksuoti, o žingsnis tiek x, tiek y kryptimis buvo keičiamas. **Antroje** skaitmeninio modeliavimo dalyje atstumas tarp impulsų centrų buvo fiksuotas ($\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$). Taip pat buvo išlaikytas tas pats sluoksnių skaičius ($N = 3$) ir posūkio kampas tarp sluoksnių ($\alpha = 0^\circ$). Šį kartą buvo keičiamos atsitiktinių padėties poslinkių vertės. **Trečioje** dalyje buvo tiriama paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo sluoksnių skaičiaus ir atstumo tarp impulsų centrų. Buvo keičiamas žingsnis x ir y kryptimis, kai $\Delta x = \Delta y$, siekiant nustatyti, koks impulsų centrų atstumas leidžia gauti mažiausią paviršiaus šiurkštumo vertę. **Ketvirtoje** dalyje buvo tiriama pasukimo kampo tarp sluoksnių įtaka paviršiaus šiurkštumui. Žingsnis ($\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$) ir sluoksnių skaičius ($N = 15$) buvo fiksuoti. **Penktoje** dalyje buvo tiriama impulsų išdėstymo gardelės geometrijos įtaka paviršiaus morfologijai. Ankstesnėse dalyse impulsai buvo išdėstyti keturkampe gardele, kai impulsų centrai sudaro tiesias eilutes ir stulpelius. Šioje dalyje gardelė buvo pakeista į šešiakampę, kas antrą eilutę pastumiant per lazerio pluošto spindulį x kryptimi.

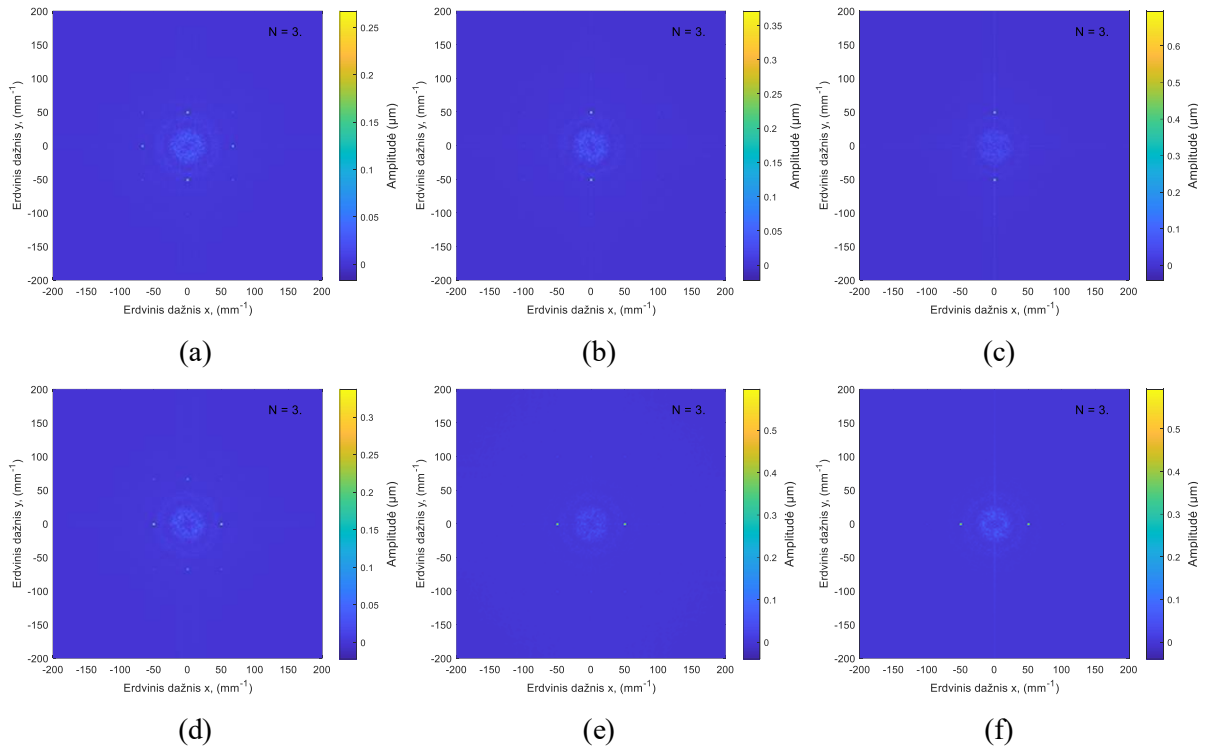
3. Rezultatai

3.1 Erdvinio dažnio priklausomybė nuo žingsnio

Šioje skaitmeninio modeliavimo dalyje buvo nagrinėjami paviršiaus aukščio, arba kraterių reljefo, erdvinio dažnių spektrai (f_x, f_y). Spektrai gauti po $N = 3$ sluoksnių, kai posūkio kampas tarp pakartojimų lygus 0, o impulsų centrų atstumai Δx ir Δy buvo keičiami pagal šiuos atvejus: 20/20; 15/20; 10/20; 5/20; 20/15; 20/10; 20/5 μm . Gauti erdvinio dažnių spektrų rezultatai pateikti 4 ir 5 pav.



4 Pav. Paviršiaus reljefo (kraterių) 2D erdvinio dažnių spektras (f_x - f_y); $N = 3$, Δx ir $\Delta y = 20 \mu\text{m}$.



5 Pav. Paviršiaus reljefo (kraterių) 2D erdvinių dažnių spektras (f_x - f_y), kai sluoksnių skaičius $N = 3$, o žingsnių atstumai lygūs (a) $\Delta x = 15 \mu\text{m}$, $\Delta y = 20 \mu\text{m}$, (b) $\Delta x = 10 \mu\text{m}$, $\Delta y = 20 \mu\text{m}$, (c) $\Delta x = 5 \mu\text{m}$, $\Delta y = 20 \mu\text{m}$, (d) $\Delta x = 20 \mu\text{m}$, $\Delta y = 15 \mu\text{m}$, (e) $\Delta x = 20 \mu\text{m}$, $\Delta y = 10 \mu\text{m}$, (f) $\Delta x = 20 \mu\text{m}$, $\Delta y = 5 \mu\text{m}$.

Erdvinių dažnių spektre susiformuojančių maksimumų padėtis pirmiausia priklauso nuo periodinio lazerio impulsų centrų išdėstymo. Kai krateriai paviršiuje formuojami reguliaria gardele, kurios žingsniai yra Δx ir Δy , Furjė srityje galima tikėtis diskrečių maksimumų ties fundamentaliaisiais dažniais $f_x \approx \frac{1}{\Delta x}$ ir $f_y \approx \frac{1}{\Delta y}$. Jei paviršiaus reljefas nėra sinusinės formos, spektre papildomai gali atsirasti ir šių dažnių harmonikos. Patogiam palyginimui $\Delta = 20 \mu\text{m}$ atitinka maždaug 50 mm^{-1} , $\Delta = 15 \mu\text{m}$ - apie $66,7 \text{ mm}^{-1}$, $\Delta = 10 \mu\text{m}$ - apie 100 mm^{-1} , $\Delta = 5 \mu\text{m}$ - apie 200 mm^{-1} . Tai atitinka bendrą periodinių struktūrų Furjė transformacijos savybę: mažėjant erdviniam periodui, atitinkamos spektrinės dedamosios pasislenka į didesnių erdvinių dažnių sritį.

Ši priklausomybė matoma lyginant atvejus, kai Δy išlaikomas pastovus ir lygus $20 \mu\text{m}$, o Δx mažinamas nuo 20 iki 5 kas $5 \mu\text{m}$. okiu atveju x krypties spektrinių maksimumų padėtis turėtų slinkti nuo maždaug 50 mm^{-1} link $66,7$, 100 ir 200 mm^{-1} . Vis dėlto praktiniuose spektruose pastebima, kad mažėjant Δx ypač kai jis yra 10 arba $5 \mu\text{m}$, ryškesnės tampa struktūros, susijusios su f_y komponentėmis, o x krypties aukšto dažnio maksimumai tampa silpni arba sunkiai atskiriami. Analogiška tendencija stebima ir tada, kai fiksuojamas Δx (20

μm), o mažinamas Δy : aukšto dažnio maksimumai y kryptimi silpnėja. Tokį rezultatą lemia kraterių forma ir jų tarpusavio persidengimas.

Fizikiniu požiūriu tai reiškia, kad kai žingsnis viena kryptimi tampa mažas, palyginti su būdingu kraterio pločiu, pavyzdžiui, lazerio pluošto arba efektyviu kraterio diametru, atskiri krateriai pradeda intensyviai persidengti. Dėl to paviršius toje kryptyje ima panašėti į beveik tolygų griovelį, o periodinės moduliacijos kontrastas sumažėja. Spektuose toks pokytis pasireiškia beveik vienmačio reljefo požymiais. Kai Δx yra labai mažas, paviršiaus reljefas x kryptimi kinta silpnai, todėl spektrinė energija koncentruojasi ties $f_x \approx 0$, sudarydama vertikalią juostą. Tuo metu ryškesnė periodika išlieka y kryptimi, pavyzdžiui, ties dažniais, atitinkančiais $f_y \approx \frac{1}{\Delta y}$ (50 mm^{-1} , kai $\Delta y = 20 \text{ }\mu\text{m}$). Priešingu atveju, kai labai mažas yra Δy , spektrinė energija telkiasi ties $f_y \approx 0$, o aiškesni maksimumai išlieka x kryptimi ties $f_x \approx \frac{1}{\Delta x}$ (50 mm^{-1} , kai $\Delta x = 20 \text{ }\mu\text{m}$). Toks dėsningumas būdingas situacijai, kai dvimatis periodinis impulsų raštas dėl stipraus persidengimo viena kryptimi pereina į beveik vienmatį pasikartojimą.

Papildomi maksimumai, ypač aukštesnių eilių harmonikos, gali atsirasti dėl paties abliacijos ir kraterio formavimo dėsnio, kuris priklauso nuo lazerio įtekio. Daugelyje abliacijos modelių kraterio gylis nėra tiesiškai proporcingas įtekiui. Paprastai egzistuoja abliacijos slenkstis, žemiau kurio medžiagos šalinimas nevyksta, o viršijus šį slenkstį gylio priklausomybė nuo įtekio gali būti netiesinė, pavyzdžiui, logaritminė [28]. Tokia netiesinė transformacija pakeičia paviršiaus profilio formą ir daro jį mažiau panašų į sinusinę funkciją. Dėl to Furjė srityje gali sustiprėti harmonikos ir atsirasti papildomų spektrinių maksimumų, pavyzdžiui, silpnėsių aukštesnės eilės komponentų aplink centrinę spektro sritį arba taškų įstrižinėse kryptimis. Taigi, net esant idealiai periodiniam impulsų išdėstymui, netiesinė kraterio formavimosi priklausomybė padidina aukštesnių dažnių spektrinį indėlį.

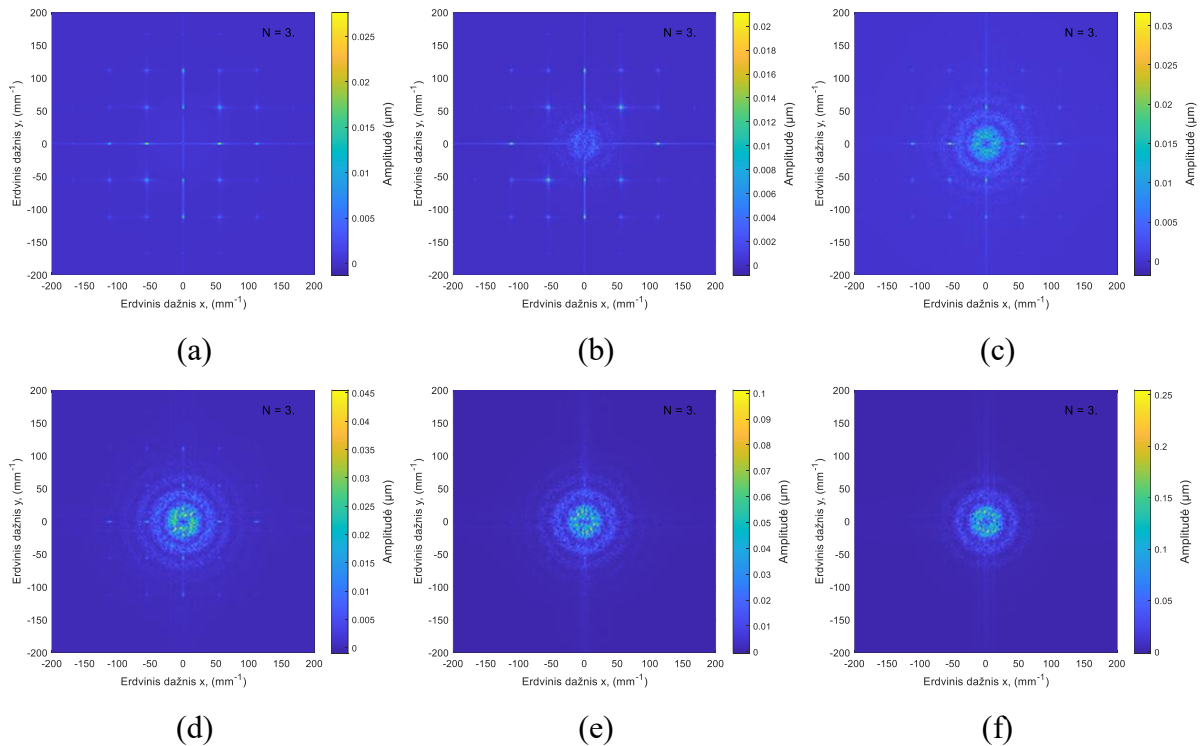
Frenelio atspindžiai šiame modelyje veikia kaip papildomas optinis svėrimo veiksnys, keičiantis realiai sugeriamos energijos dalį. Sugertas įtekis gali būti aprašomas kaip $F_{\text{sugerta}} \approx F_{\text{įtekio}} \cdot (1 - R)$, kur R priklauso nuo lūžio rodiklių, kritimo kampo ir poliarizacijos [17]. Todėl, net jei pradinis įtekio profilis išlieka toks pats, efektyvus sugerties profilis gali įgyti šiek tiek kitokią formą.

Kai posūkio kampas tarp sluoksnių yra lygus 0, sluoksnių, arba pakartojimų, skaičius N keičia spektrinių komponentų amplitudę, o ne jų padėtį. Kartojant tą patį impulsų raštą, erdvinių dažnių padėtys išlieka tokios pačios, tačiau krateriai gilėja ir didėja bendra pašalintos

medžiagos apimtis. Kadangi kraterio gylis apskaičiuojamas netiesiškai, pakartojimai ne tik padidina gylį, bet ir gali efektyviai praplėsti abliuojamą sritį, nes didesnė paviršiaus dalis viršija abliacijos slenkstį. Kadangi šioje dalyje N yra fiksuotas ($N = 3$), pagrindiniai spektrų skirtumai siejami su Δx ir Δy pokyčiais [19]

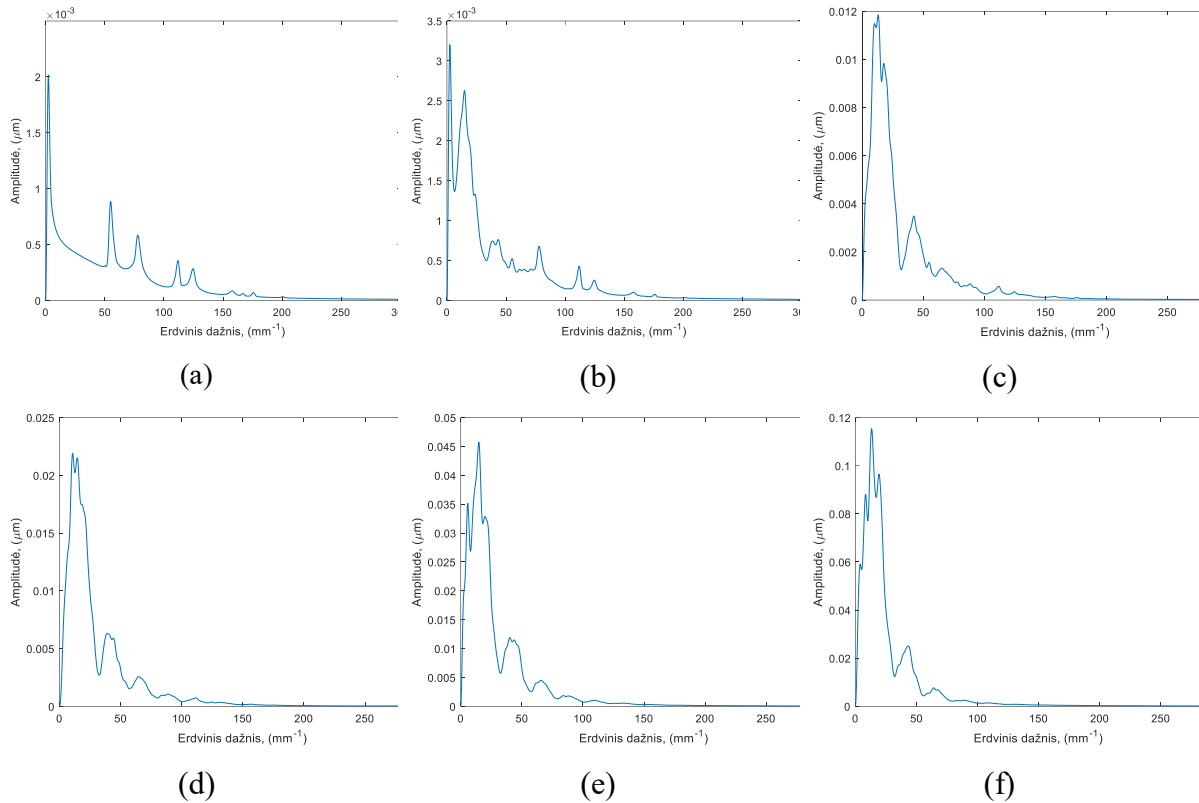
3.2 Erdvinio dažnio priklausomybė nuo atsitiktinių poslinkių

Antroje modeliavimo dalyje buvo nagrinėjami paviršiaus reljefo erdvinio dažnių spektrai (f_x, f_y), kai impulsų centrų atstumai abiem kryptimis buvo laikomi pastovūs: $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$. Sluoksnių (pakartojimų) skaičius buvo fiksuotas $N = 3$, o posūkio kampas tarp pakartojimų buvo lygus 0. Šioje dalyje papildomai buvo įvedamos atsitiktinės variacijos kurių reikšmės x ir y kryptimis buvo lygios 0; 0,1; 0,5; 1; 2 ir 5 μm . Kitaip nei ankstesniame poskyryje, čia buvo keičiamas ne pats žingsnis tarp impulsų centrų, o jų padėties netvarka. Atsitiktinės variacijos reiškia, kad kiekvieno impulso koordinatės x ir y kryptimis gali būti atsitiktinai paslinktos neviršijant nustatytos ribinės vertės. Gauti dvimačiai erdvinio dažnių spektrai pateikti 6 pav.



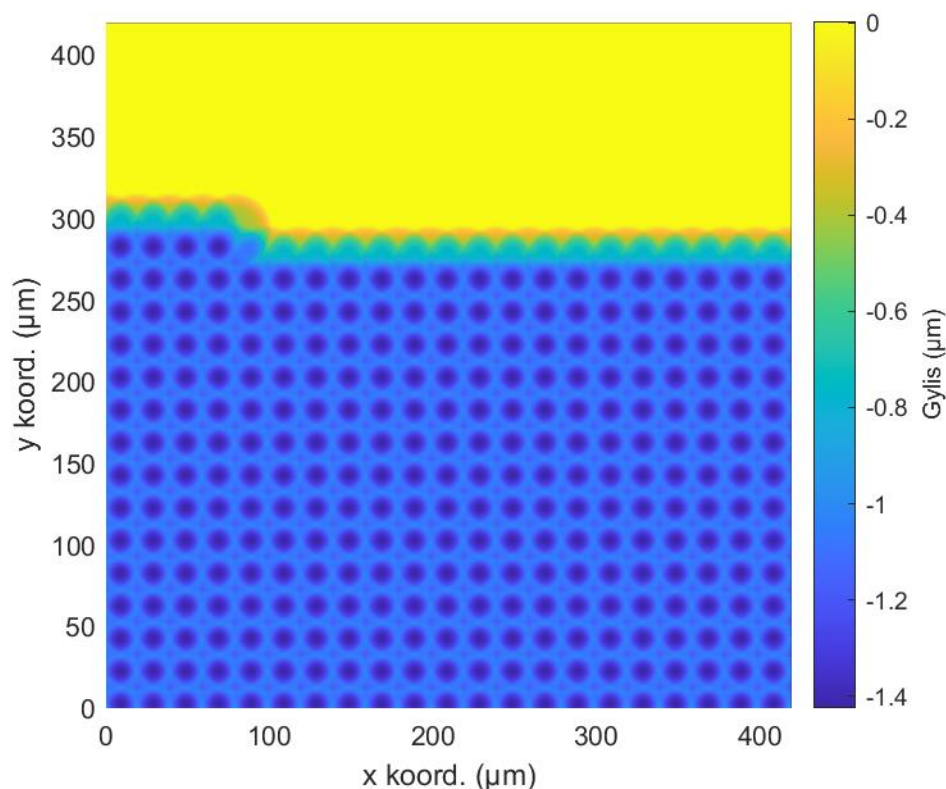
6 Pav. Paviršiaus reljefo (kraterių) 2D erdvinio dažnių spektras (f_x - f_y); $N = 3$, $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, kai paklaidos: (a) išjungtos, (b) ribotos iki 0,1 μm , (c) ribotos iki 0,5 μm , (d) ribotos iki 1 μm , (e) ribotos iki 2 μm , (f) ribotos iki 5 μm .

Papildomai buvo gauti ir vienmačiai erdvinio dažnių amplitudės grafikai, kurie pateikti 7 pav.



7 Pav. Paviršiaus reljefo (kraterių) erdvinio dažnių spektro amplitudės priklausomybė nuo erdvinio dažnio (1D profilis); sluoksnių skaičius $N = 3$, žingsnis $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, kai paklaidos: (a) išjungtos, (b) ribotos iki $0,1 \mu\text{m}$, (c) ribotos iki $0,5 \mu\text{m}$, (d) ribotos iki $1 \mu\text{m}$, (e) ribotos iki $2 \mu\text{m}$, (f) ribotos iki $5 \mu\text{m}$.

Kai impulsų išdėstymas yra idealiai tvarkingas, t. y. kai padėties paklaidos lygios 0, fundamentaliųjų spektrinių maksimumų padėtį lemia tik pasirinktas žingsnis $\Delta = 18 \mu\text{m}$. Tokiu atveju pagrindinis erdvinis dažnis yra maždaug $f_0 \approx 1/\Delta \approx 1000/18 \approx 55,6 \text{ mm}^{-1}$. Dėl reguliarios impulsų gardelės 2D spektre susiformuoja gardelės pobūdžio maksimumų struktūra, pavyzdžiui, ties koordinatėmis $(\pm f_0, 0)$ ir $(0, \pm f_0)$, taip pat aukštesnėse harmonikose. Vienmačiame spektre ši tvarka pasireiškia siaurais pikais ties maždaug $55,6 \text{ mm}^{-1}$ ir jų harmonikomis, pavyzdžiui apie 111 mm^{-1} . Modeliuoto paviršiaus vaizdas pirmojo sluoksnio metu, kai padėties paklaidos nėra įjungtos, pateiktas 8 Pav.



8 Pav. Modeliuotos medžiagos paviršiaus vaizdas pirmo lazerinės abliacijos sluoksnio metu, kur atstumai tarp kraterių centrų $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, o paklaidų dydis lygus $0 \mu\text{m}$.

Įvedus atsitiktinius impulsų centrų poslinkius, kai paklaidų dydis yra didesnis už 0, reguliari gardelės struktūra tampa netobula. Furjė analizės požiūriu tai reiškia, kad diskretūs maksimumai praranda koherentiškumą, nes kiekvienas paslinktas taškas į spektrą įneša papildomą atsitiktinės fazės dedamąją. Ši fazės paklaida priklauso nuo poslinkio x ir y kryptimis bei nuo erdvinio dažnio, todėl didesnio dažnio komponentės yra jautresnės tiems patiems padėties nuokrypiams. Dėl šios priežasties spektriniai maksimumai ima platėti ir silpnėti, o foninė, arba difuzinė, spektro dalis didėja. Aukštesnės eilės maksimumai dėl didesnio jautrumo padėties netvarkai išnyksta anksčiau nei fundamentalieji dažniai [29].

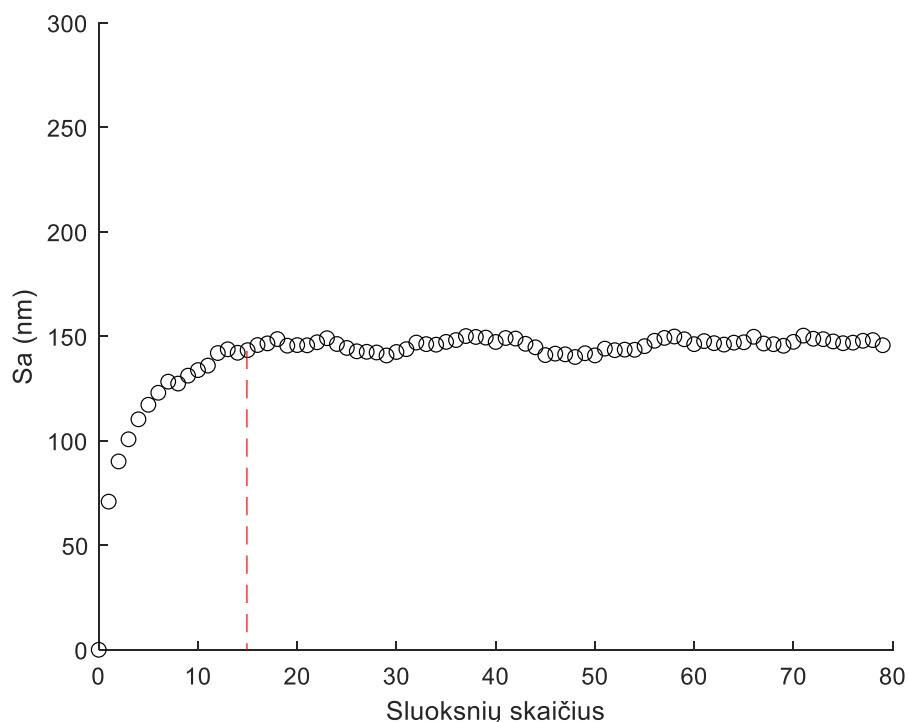
Kai atsitiktiniai poslinkiai yra labai maži, pavyzdžiui, $0,1 \mu\text{m}$, pagrindinė spektrinių maksimumų struktūra išlieka panaši į tvarkingo išdėstymo atvejį. Vis dėlto maksimumai tampa šiek tiek platesni, o spektrinis fonas padidėja. Didinant paklaidų dydį iki $0,5\text{--}1 \mu\text{m}$, diskrečių maksimumų kontrastas mažėja: atskiri taškai pradeda liestis į platesnes sritis, o 1D grafikuose siauri pikai virsta platesnėmis smailėmis arba kupromis ties būdingu maždaug $55\text{--}56 \text{ mm}^{-1}$ erdvinio dažniu. Kai atsitiktiniai poslinkiai dar labiau padidinami iki $2\text{--}5 \mu\text{m}$, periodinei gardelei būdingi maksimumai beveik išnyksta, o spektras įgauna labiau apskritimiškai

simetrišką pobūdį, kuriame dominuoja žemų dažnių komponentės ir difuzinis aureolės tipo pasiskirstymas [29].

Atsitiktiniai impulsų centrų poslinkiai taip pat keičia vietinį kraterių persidengimą ir impulsų tankio pasiskirstymą. Vienose paviršiaus srityse impulsai priartėja vieni prie kitų, o kitose susidaro didesni tarpai. Kadangi kraterio gylis priklauso nuo įtekio netiesiškai, pavyzdžiui, dėl abliacijos slenksčio arba kitos netiesinės transformacijos, tokie lokalūs tankio skirtumai gali suformuoti ryškesnes didesnio mastelio paviršiaus reljefo variacijas.

3.3 Sa priklausomybė nuo žingsnio

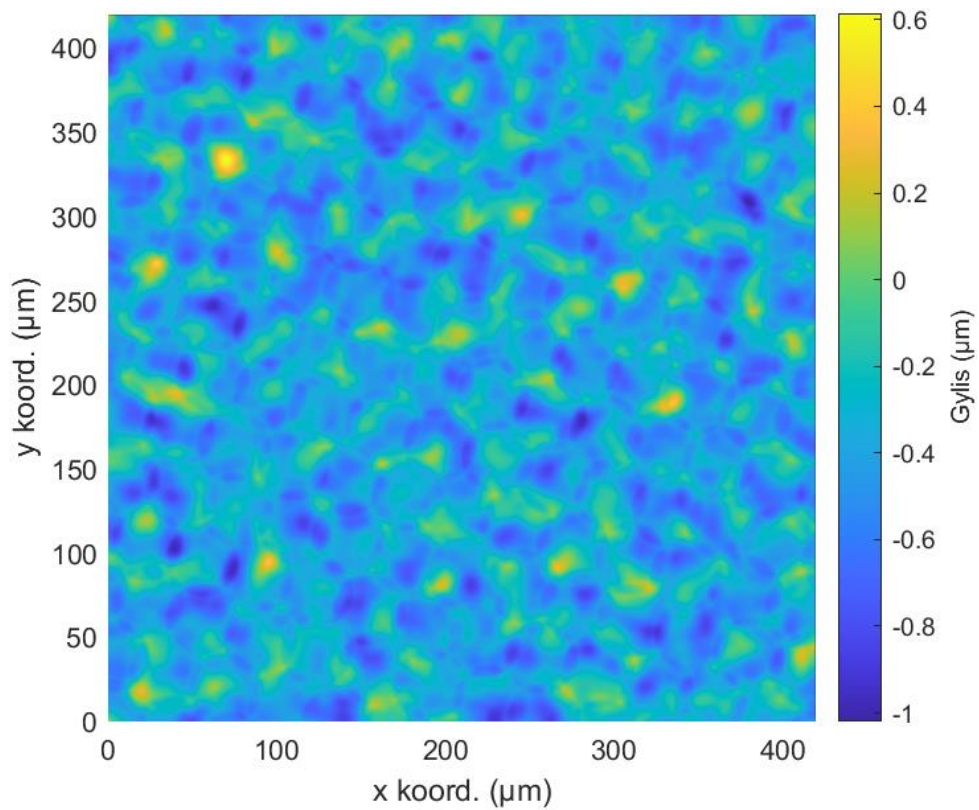
Trečioje darbo dalyje visi parametrai, keisti ankstesnėse dalyse, dabar bus laikomi konstanta. Šioje dalyje bus keičiamas atstumas tarp impulsų centrų, arba kitaip - žingsnis. Posūkio kampas tarp sluoksnių buvo fiksuotas ties 76° . Sluoksnių skaičius buvo pasirinktas atsižvelgiant į atliktą daugiaskuostinės abliacijos modeliavimą. Kaip galima pamatyti 9 pav., Sa nusistovi ties maždaug 15-tu sluoksniu.



9 Pav. Paviršiaus šiurkštumo (S_a) priklausomybė nuo pakartojimų (sluoksnių) skaičiaus. Raudona brūkšninė linija pažymėtas $N=15$ sluoksniis.

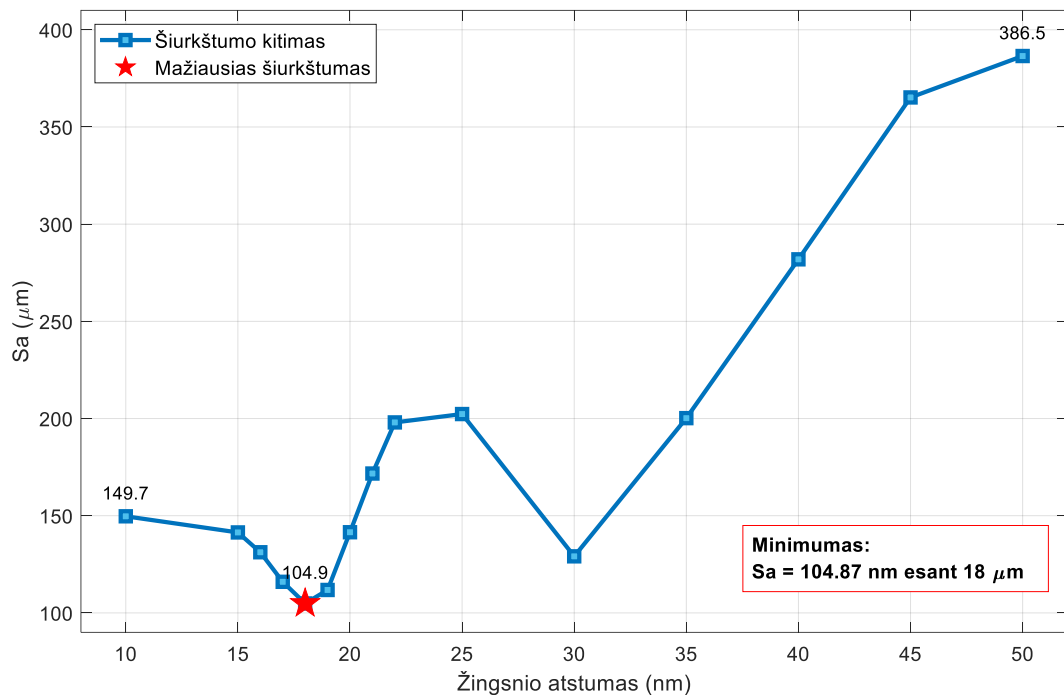
Po pilno modeliavimo buvo gautas viso paviršiaus vaizdas iš viršaus. Jį galima pamatyti 10 pav.

Aiškios paviršiaus variacijos gali būti matomos ant išabliuoto paviršiaus. Mėlyniausios vietos reprezentuoja gilesnius kraterius, kurie buvo gilinami dažniau kiekvieno pakartojimo metu. Geltonesnės vietos buvo paveiktos mažiau, taip sudarant šiurkštumą ant paviršiaus, kurį ir matavome.



10 Pav. Modeliuotas paviršius, kai $N = 15$, $\Delta x = \Delta y = 35$.

Modeliuoto paviršiaus šiurkštumo vertės buvo sudėtos į vieną grafiką, kurį galima matyti 11 pav.



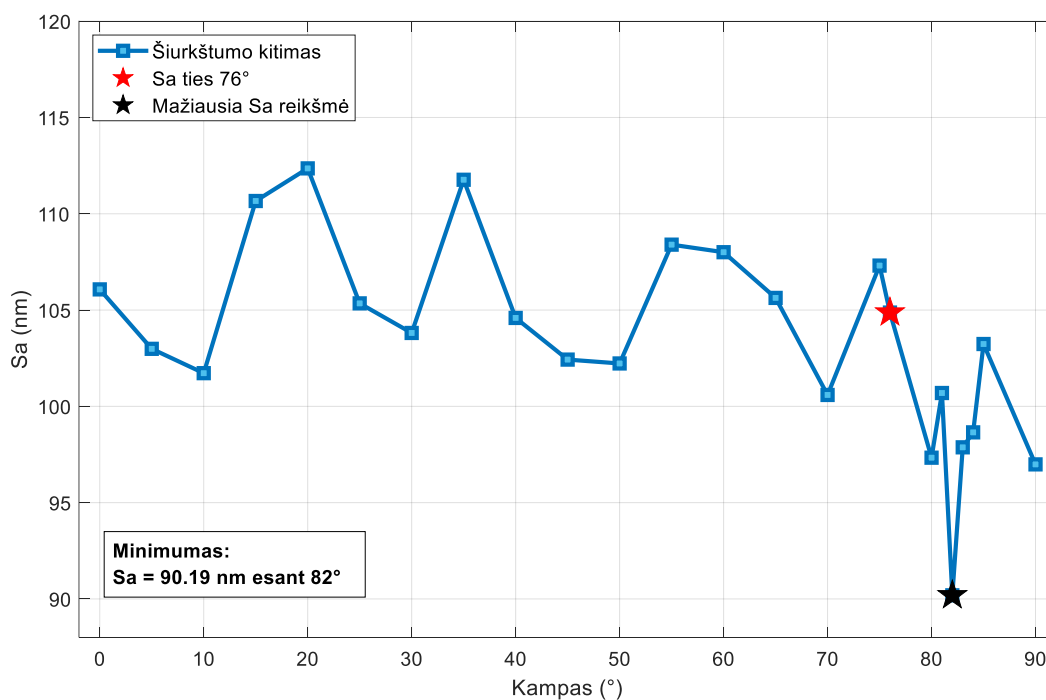
11 Pav. Sa priklausomybė nuo atstumo tarp impulsų. Mažiausias paviršiaus šiurkštumas pažymėtas raudona žvaigždute; sluoksnių skaičius $N = 15$, posūkio kampas tarp sluoksnių 76° .

Iš grafiko matome, kad kai žingsnio atstumas yra mažas, tarp impulsų yra didelis persidengimas. Iš pradžių tai padeda išlyginti paviršių, bet taip pat gali sukurti naujų paviršiaus ypatybių dėl pakartotinės tų pačių vietų abliacijos. Kai žingsnio atstumas didėja, persidengimas mažėja, o šiurkštumas krenta ir pasiekia mažiausią 104,87 nm vertę, kai žingsnis yra 18 μm . Tai rodo, kad yra optimalus persidengimas, apie 60 % šiuo atveju, kai paviršius tampa lygiausias. Jei žingsnio atstumas dar labiau padidinamas, persidengimas tampa per mažas, todėl atsiranda vietų, kurios nėra iki galo apdorotos, ir dėl to šiurkštumas vėl didėja. Šie modeliavimo rezultatai rodo, kad tiek per didelis, tiek per mažas persidengimas gali padidinti šiurkštumą, o mažiausias šiurkštumas pasiekiamas esant maždaug 60 % lazerio impulsų persidengimui.

3.4 Sa priklausomybė nuo pasukimo kampo tarp sluoksnių

Ketvirtoje tyrimo dalyje buvo analizuojama, kaip paviršiaus šiurkštumo parametras Sa priklauso nuo pasukimo kampo tarp atskirų abliacijos sluoksnių. Gauta priklausomybė pateikta 12 pav.

Šioje modeliavimo dalyje fiksuotos parametrų vertės $N = 15$ ir $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$ buvo parinktos remiantis ankstesniais tyrimo rezultatais. Juose nustatyta, kad ties maždaug $N = 15$ Sa įsisotina, o impulsų centrų atstumas $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$ leido pasiekti mažiausią paviršiaus šiurkštumo vertę.



12 Pav. Paviršiaus šiurkštumo parametro S_a priklausomybė nuo posūkio kampo tarp pasikartojimų; sluoksnių skaičius $N = 15$, žingsniai $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, paklaidos ribotos iki $1 \mu\text{m}$ (minimalus šiurkštumas ties 82°). Raudona žvaigždute pažymėtas 3.3 poskyryje rastas minimumas, juoda žvaigždute pažymėta šioje eksperimento dalyje rasta mažiausia S_a reikšmė.

Iš pateiktos priklausomybės matyti, kad S_a kitimas nėra monotoniškas. Didžiojoje nagrinėtų kampų intervalo dalyje šiurkštumo vertės svyruoja maždaug 97–113 nm ribose, tačiau ryškiausias grafiko požymis yra minimumas, pasiekiamas ties 82° kampu. Šiuo atveju paviršiaus šiurkštumas sumažėja iki $S_a = 90,19 \text{ nm}$. Tai rodo, kad iš visų nagrinėtų pasukimo kampų 82° kampas tarp pasikartojimų sudaro palankiausias sąlygas tolygesniam galutinio paviršiaus reljefui susiformuoti.

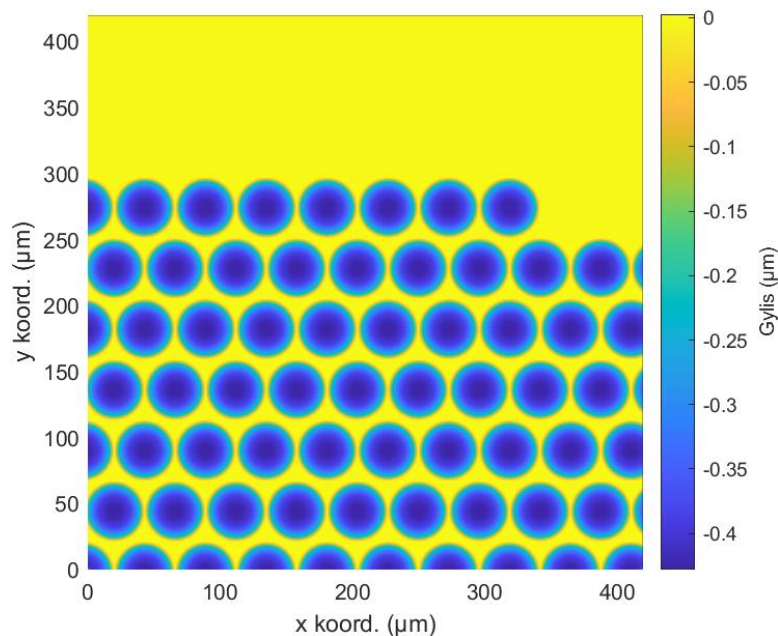
Kadangi šiame darbe kampas apibrėžia to paties abliacijos impulsų rašto pasukimą tarp pakartojimų, paviršiaus šiurkštumo pokyčius lemia kraterių persidengimo ir fazinio sutapimo pobūdis. Esant tam tikroms pasukimo kampo vertėms, vėlesnių pasikartojimų krateriai dažniau sutampa su tomis pačiomis ankstesnio reljefo fazėmis, pavyzdžiui, su jau suformuotomis eilėmis arba tarpueilių sritimis. Tokiu atveju periodinės paviršiaus reljefo dedamosios sustiprinamos, todėl S_a reikšmė padidėja.

Kitais kampais impulsų raštų tarpusavio persidengimas tampa mažiau sutapęs. Tokiu atveju vėlesni krateriai efektyviau užpildo ankstesnio sluoksnio suformuotus tarpus, ketras

arba duobes, todėl sumažėja bendros paviršiaus aukščio variacijos. Dėl šios priežasties reljefo amplitudė mažėja, o kartu mažėja ir Sa reikšmė. Tokį rezultatą galima aiškinti kaip periodinių struktūrų superpozicijos efektą. Furjė analizės požiūriu, kai kelių sluoksnių spektriniai maksimumai labiau sutampa, energija susitelkia dominuojančiuose erdvinuose dažniuose ir paviršiaus reljefas tampa ryškesnis. Kai sutapimas silpnesnis, spektrinė energija pasiskirsto plačiau, o galutinis paviršius tampa tolygesnis[30].

3.5 Sa priklausomybė nuo impulsų išdėstymo

Paskutinėje darbo dalyje buvo tyrinėjama lazerio impulsų išdėstymo įtaka paviršiaus šiurkštumui. Iki šiol visose dalyse lazerio impulsai buvo išdėstyti keturkampę gardelę (Pav 3). Šioje dalyje išdėstymas buvo pakeistas į šešiakampę gardelę. Kas antra eilutė buvo paslinkta per impulso spindulį x ašimi. Gautas išdėstymas gali būti matomas 13 pav.



13 Pav. Modeliuotos medžiagos paviršiaus vaizdas pirmo lazerinės abliacijos sluoksnio metu, kur gardelės struktūra yra šešiakampė.

Atlikus modeliavimą su šešiakampe gardelę, gauta paviršiaus šiurkštumo vertė buvo **$Sa = 150,82 \text{ nm}$** . Šis rezultatas rodo, kad vien gardelės pakeitimas iš keturkampės į šešiakampę šiame parametrų rinkinyje nepagerino paviršiaus kokybės. Nors teoriškai šešiakampę gardelę gali suteikti tolygesnį ploto padengimą, nes kiekvienas impulsas yra apsuptas artimiausių kaimynų simetriškiau nei keturkampėje gardelėje, šiame modelyje toks išdėstymas sukūrė kitokį kraterių persidengimo pobūdį. Dėl kas antros eilutės poslinkio dalis impulsų efektyviau užpildė tarpus tarp ankstesnės eilutės kraterių, tačiau kartu kai kuriose vietose susidarė didesnis

lokalus impulsų tankis. Tokiose srityse medžiaga buvo abliuojama intensyviau, todėl atsirado gilesnių zonų, o kitose vietose poveikis buvo mažesnis. Šis nevienodas gylio pasiskirstymas padidino bendrą paviršiaus aukščio nuokrypį ir todėl padidino S_a reikšmę.

Lyginant su keturkampės gardelės atveju, šešiakampis išdėstymas keičia ne tik impulsų centrų padėtis, bet ir visą paviršiaus reljefo formavimosi mechanizmą. Keturkampėje gardelėje pagrindinės periodinės struktūros susidaro x ir y kryptimis, todėl kraterių persidengimas yra lengviau prognozuojamas ir tiesiogiai priklauso nuo Δx bei Δy žingsnių. Šešiakampėje gardelėje atsiranda papildoma įstrižinė periodika, nes gretimos eilutės yra paslinktos viena kitos atžvilgiu. Dėl to reljefas formuojasi nebe tik dviem pagrindinėmis kryptimis, bet ir įstrižomis kryptimis. Tai gali padidinti paviršiaus struktūros sudėtingumą ir sukelti papildomas aukščio variacijas.

Išvados ir pagrindiniai rezultatai

- Sukurta paviršiaus morfologijos vertinimo metodika, kurioje taikomas dvimatis šiurkštumo parametras S_a ir Furjė/PSD spektrinė analizė. Dvimačiai spektrai leidžia nustatyti paviršiaus struktūrų periodiškumą bei jų kryptingumą, o vienmačiai spektrai suteikia galimybę aiškiai įvertinti pagrindinius erdvinis dažnius ir jų harmonikas.
- Keičiant impulsų centrų atstumus Δx ir Δy , spektrinių maksimumų padėtys kinta pagal sąryšį $f \approx 1/\Delta$. Taip pat parodyta, kad labai mažas žingsnis lemia intensyvų kraterių persidengimą, dėl kurio paviršiaus reljefas įgauna beveik vienmatį pobūdį.
- Atsitiktinės impulsų padėties paklaidos mažina paviršiaus struktūros periodiškumą. Didėjant atsitiktinių poslinkių amplitudei, diskretūs gardelės spektriniai maksimumai platėja, jų intensyvumas mažėja ir jie palaipsniui pereina į difuzinį foną. Aukštesnių erdvinis dažnių komponentės išnyksta anksčiau, todėl didesnės paklaidos labiausiai paveikia spektrinės struktūros tvarką.
- Didinant pakartojimų skaičių paviršiaus šiurkštumas palaipsniui didėja, tačiau po tam tikro sluoksnių skaičiaus įsisotina. Keičiant atstumą tarp impulsų centrų nustatyta, kad mažiausias paviršiaus šiurkštumas pasiektas, kai $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, o gauta vertė buvo $S_a = 104,87 \text{ nm}$. Tai rodo, kad šiame skenavimo algoritme egzistuoja optimalus impulsų persidengimas: per mažas žingsnis sukelia per didelį pakartotinį tų pačių sričių abliavimą, o per didelis žingsnis palieka nepakankamai paveiktas zonas tarp kraterių.
- Kai $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, o atsitiktinės padėties paklaidos apribotos iki $1 \mu\text{m}$, nustatyta, kad paviršiaus šiurkštumas priklauso nuo posukimo kampo tarp sluoksnių. Pasirinktame režime, kai $N = 15$, mažiausia šiurkštumo reikšmė pasiekta ties 82° kampu ($S_a = 90,19 \text{ nm}$). Šis rezultatas rodo, kad optimizuojant skenavimo algoritmą būtina vertinti ne tik impulsų žingsnį ir pozicionavimo paklaidas, bet ir pasikartojimų orientaciją.
- Impulsų išdėstymo geometrija taip pat turi įtakos galutinei paviršiaus morfologijai. Keturkampę gardelę pakeitus į šešiakampę, gauta $S_a = 150,82 \text{ nm}$. Šis rezultatas rodo, kad šešiakampė gardelė šiame parametrų rinkinyje automatiškai nesumažina šiurkštumo.

Santrauka (LT)

Šio darbo tikslas buvo nustatyti ir optimizuoti pagrindinius lazerinės abliacijos skenavimo algoritmo parametrus, siekiant sumažinti paviršiaus šiurkštumą. Darbe apžvelgti paviršiaus šiurkštumo parametrai R_a ir S_a , Furjė transformacija bei PSD pagrįsta paviršiaus spektrinė analizė, taip pat Frenelio atspindžių sukeliama optiniai nuostoliai lazerio ir medžiagos sąveikoje. Šie aspektai svarbūs todėl, kad galutinę paviršiaus morfologiją lemia ne tik pašalintos medžiagos kiekis, bet ir kraterių forma, jų persidengimas bei efektyvus įtekis, priklausantis nuo kritimo kampo ir atspindžio.

Rezultatai gauti taikant MATLAB aplinkoje sukurtą skaitmeninį modelį, kuriame kraterių formavimasis aprašomas pagal eksperimentiškai nustatytą lazerio įtekio profilio ir kraterio geometrijos priklausomybę. Modelyje taip pat įvertinamas efektyvaus įtekio kitimas dėl lokalių kritimo sąlygų ir Frenelio atspindžių. Modeliuota 1 mm storio natrio-kalkių stiklo plokštelė, pradinis paviršiaus šiurkštumas laikytas lygus nuliui, o lazerio parametrai prilyginti PHAROS lazeriniam šaltiniui. Paviršiaus morfologijos tyrimas suskirstytas į penkias dalis.

Pirmoje dalyje, esant fiksuotam sluoksnių skaičiui $N = 3$ ir 0° posūkio kampui tarp sluoksnių, buvo keičiami impulsų centrų atstumai Δx ir Δy . Dvimačiai Furjė spektrai parodė, kad pagrindinių erdvinio dažnių maksimumai kinta pagal sąryšį $f \approx 1/\Delta$. Mažėjant žingsniui didėja kraterių persidengimas, todėl reljefas viena kryptimi tampa tolygesnis, o spektruose išryškėja beveik vienmačio paviršiaus požymiai. Pastebėtos harmonikos siejamos su netiesine kraterio formavimosi priklausomybe nuo įtekio.

Antroje dalyje, kai $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, buvo įvestos atsitiktinės impulsų padėties paklaidos, aprašytos Gauso skirstiniu. Nustatyta, kad didėjant paklaidoms silpnėja periodinei gardelei būdingi spektriniai maksimumai: jie plėtėja, praranda intensyvumą ir pereina į difuzinį foną. Tai rodo, kad pozicionavimo tikslumas yra svarbus siekiant išlaikyti tvarkingą ir prognozuojamą paviršiaus tekstūrą.

Trečioje dalyje tirta paviršiaus šiurkštumo priklausomybė nuo pakartojimų skaičiaus ir impulsų centrų atstumo. Nustatyta, kad didėjant sluoksnių skaičiui S_a reikšmė iš pradžių kinta sparčiau, tačiau ties $N = 15$ pradeda nusistovėti, todėl ši vertė pasirinkta tolimesnei analizei. Keičiant žingsnį tarp impulsų centrų nustatyta, kad mažiausias šiurkštumas pasiekiamas, kai $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, o gauta vertė buvo $S_a = 104,87 \text{ nm}$. Tai rodo, kad šiame režime susidaro optimalus kraterių persidengimas.

Ketvirtoje dalyje, kai $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, paklaidos apribotos iki $1 \mu\text{m}$, o $N = 15$, tirta S_a priklausomybė nuo posūkio kampo tarp pasikartojimų. Gauta nemonotoniška priklausomybė, o mažiausias šiurkštumas pasiektas ties 82° kampu, kai $S_a = 90,19 \text{ nm}$. Tai patvirtina, kad posūkio kampas yra reikšmingas optimizavimo parametras, nes jis keičia kraterių persidengimo geometriją ir reljefo dedamųjų sumavimąsi.

Penktoje dalyje įvertinta impulsų gardelės geometrijos įtaka paviršiaus šiurkštumui. Keturkampė gardelė buvo pakeista šešiakampe, kai kas antra impulsų eilutė pastumiama x kryptimi per impulso spindulį. Tokiu atveju gauta $S_a = 150,82 \text{ nm}$, todėl šiame parametru rinkinyje šešiakampė gardelė paviršiaus kokybės nepagerino. Rezultatas rodo, kad gardelės forma turi būti optimizuojama kartu su žingsniu, sluoksnių skaičiumi, poslinkio dydžiu ir pasikartojimų orientacija.

Summary (EN)

The aim of this thesis was to determine and enhance the key variables of a laser ablation scanning method with the goal of minimizing the surface roughness produced. It overviews roughness indicators such as Ra and Sa, spectral analysis of surface topography using Fourier/PSD methods, and the impact of Fresnel reflection losses during laser-material interactions.

The outcomes were achieved through the utilization of a numerical model based on MATLAB. Within this model, the process of crater development is explained by a connection established through experimentation between the laser fluence distribution and the resulting crater shape. Furthermore, the model takes into consideration adjustments in the actual fluence due to specific local conditions of incidence and Fresnel reflections. A sample of soda-lime glass with a thickness of 1 mm and no initial unevenness was employed. A wavelength of 257 nm was chosen, and the parameters of the laser were set based on a laser source known as PHAROS Yb:KGW.

In the first part, with $N = 3$ repetitions and a 0° rotation angle, the pulse-to-pulse spacings Δx and Δy was varied. The 2D Fourier spectra showed that the dominant spatial-frequency maxima follow the relation $f \approx 1/\Delta$. As the spacing decreases, stronger crater overlap reduces the modulation contrast in one direction, leading to a quasi-one-dimensional spectral pattern. The observed harmonic components are associated with the nonlinear dependence of crater depth on absorbed fluence.

In the second part, the spacing was fixed at $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$ and random position errors were introduced by shifting each point in x and y following a Gaussian distribution. The results showed that increasing positional disorder weakens the periodic structure: discrete lattice maxima broaden, lose intensity, and gradually transform into a diffuse background. Higher-frequency components disappear first, indicating that positioning accuracy is important for maintaining a predictable surface texture.

In the third part, the dependence of surface roughness on the number of repetitions and pulse-to-pulse spacing was investigated. The Sa value changed more rapidly at low repetition numbers but began to stabilize at approximately $N = 15$. Therefore, this number of layers was selected for the following optimization steps. The lowest roughness was obtained at $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, where $Sa = 104.87 \text{ nm}$, indicating an optimal crater overlap under the selected conditions.

In the fourth part, with $\Delta x = \Delta y = 18 \mu\text{m}$, random shifts limited to $1 \mu\text{m}$, and $N = 15$ repetitions, S_a was evaluated as a function of the rotation angle between repetitions. The dependence was non-monotonic, and the minimum roughness was reached at 82° , where $S_a = 90.19 \text{ nm}$. This confirms that the rotation angle is an important optimization parameter, as it changes crater overlap geometry and the superposition of surface relief components.

In the fifth part, the influence of pulse lattice geometry on surface roughness was assessed. The square lattice used in previous simulations was replaced with a hexagonal arrangement, where every second row was shifted in the x direction by one beam radius. In this case, $S_a = 150.82 \text{ nm}$ was obtained, showing that the hexagonal lattice did not improve surface quality for this parameter set. Therefore, lattice geometry should be optimized together with pulse spacing, number of layers, positional shift, and rotation angle between repetitions.

Šaltiniai

- [1] E. Kažukauskas, S. Butkus, V. Jukna, and D. Paipulas, “Surface roughness control in deep engraving of fused silica using femtosecond laser ablation,” *Surfaces and Interfaces*, vol. 50, no. April, p. 104471, 2024, doi: 10.1016/j.surfin.2024.104471.
- [2] N. Ahmed, S. Darwish, and A. M. Alahmari, “Laser Ablation and Laser-Hybrid Ablation Processes: A Review,” *Materials and Manufacturing Processes*, vol. 31, no. 9, pp. 1121–1142, Jul. 2016, doi: 10.1080/10426914.2015.1048359.
- [3] E. Kažukauskas, S. Butkus, V. Jukna, D. Paipulas, and V. Sirutkaitis, “Scanning Algorithm Optimization for Achieving Low-Roughness Surfaces Using Ultrashort Laser Pulses: A Comparative Study,” *Materials*, vol. 16, no. 7, 2023, doi: 10.3390/ma16072788.
- [4] D. Pallarés-Aldeiturriaga *et al.*, “Femtosecond laser engraving of deep patterns in steel and sapphire,” *Micromachines (Basel)*, vol. 12, no. 7, Jul. 2021, doi: 10.3390/mi12070804.
- [5] Masters, “Combining laser aided ablation and polishing to minimize surface roughness of additively manufactured aluminium components,” 2020. [Online]. Available: https://scholarsmine.mst.edu/masters_theses/8059
- [6] W. Guo, Z. Zhao, D. Ding, and Y. Fu, “Cad-based path planning for line laser scanning of curved surface,” *MM Science Journal*, vol. 2021-November, pp. 5259–5266, Nov. 2021, doi: 10.17973/MMSJ.2021_11_2021165.
- [7] M. Buser, D. Holder, S. Boley, V. Onuseit, and T. Graf, “Productivity optimization of scanner based laser ablation processes with adaptive scan paths,” 2019.
- [8] D. Holder, M. Buser, S. Boley, R. Weber, and T. Graf, “Image processing based detection of the fibre orientation during depth-controlled laser ablation of CFRP monitored by optical coherence tomography,” *Mater. Des.*, vol. 203, May 2021, doi: 10.1016/j.matdes.2021.109567.
- [9] B. Jaeggi *et al.*, “Ultra-high-precision surface structuring by synchronizing a galvo scanner with an ultra-short-pulsed laser system in MOPA arrangement,” in *Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XVII*, SPIE, Feb. 2012, p. 82430K. doi: 10.1117/12.909844.
- [10] S. L. Campanelli, A. D. Ludovico, C. Bonserio, P. Cavalluzzi, and M. Cinquepalmi, “Experimental analysis of the laser milling process parameters,” *J. Mater. Process. Technol.*, vol. 191, no. 1–3, pp. 220–223, Aug. 2007, doi: 10.1016/j.jmatprotec.2007.03.005.
- [11] F. A. Sfregola *et al.*, “Influence of working parameters on multi-shot femtosecond laser surface ablation of lithium niobate,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 177, Oct. 2024, doi: 10.1016/j.optlastec.2024.111067.

- [12] A. Elkaseer, I. H. Abdelgalil, J. Lambarri, I. Quintana, S. Scholz, and M. F. Aly, “Nano-second pulsed laser ablation of inconel 718 and MMPCD for simultaneous optimal ablation rate and surface quality,” *Sci. Rep.*, vol. 14, no. 1, Dec. 2024, doi: 10.1038/s41598-024-81233-0.
- [13] S. Canacoo, E. Contreras Lopez, O. Coronel, F. Ahmed, J. Li, and A. Srivastava, “Ultrafast Laser Ablation of Inconel 718 for Surface Improvement,” *Manuf. Lett.*, vol. 33, pp. 410–414, Sep. 2022, doi: 10.1016/j.mfglet.2022.07.054.
- [14] B. Jaeggi, S. Remund, R. Streubel, B. Goekce, S. Barcikowski, and B. Neuenschwander, “Laser Micromachining of Metals with Ultra-Short Pulses: Factors Limiting the Scale-Up Process,” *Journal of Laser Micro Nanoengineering*, vol. 12, no. 3, pp. 267–273, Dec. 2017, doi: 10.2961/jlmn.2017.03.0016.
- [15] T. Jacobs and L. Pastewka, “Quantitative characterization of surface topography using spectral analysis.”
- [16] J. M. Elson and J. M. Bennett, “Calculation of the power spectral density from surface profile data.”
- [17] R. Paschotta, “Fresnel Reflections - an encyclopedia article,” in *RP Photonics Encyclopedia*, RP Photonics AG, 2023. doi: 10.61835/g7b.
- [18] M. Born and E. Wolf, “Principles of optics,” Cambridge, 2001.
- [19] A. Žemaitis, M. Gaidys, M. Brikas, P. Gečys, G. Račiukaitis, and M. Gedvilas, “Advanced laser scanning for highly-efficient ablation and ultrafast surface structuring: experiment and model,” *Sci. Rep.*, vol. 8, no. 1, Dec. 2018, doi: 10.1038/s41598-018-35604-z.
- [20] O. Avram, M. Menerini, A. Orlandini, A. Valente, and E. Carpanzano, “Laser Ablation Adaptive Slicing for Shape Deviation Control of Additively Manufactured Parts,” in *Procedia CIRP*, Elsevier B.V., 2021, pp. 301–306. doi: 10.1016/j.procir.2021.11.051.
- [21] L. Hribar, P. Gregorčič, M. Senegačnik, and M. Jezeršek, “The Influence of the Processing Parameters on the Laser-Ablation of Stainless Steel and Brass during the Engraving by Nanosecond Fiber Laser,” *Nanomaterials*, vol. 12, no. 2, Jan. 2022, doi: 10.3390/nano12020232.
- [22] T. U. Rahman *et al.*, “Laser-induced plasma-assisted ablation (LIPAA) of glass: Effects of the laser fluence on plasma parameters and crater morphology,” *Opt. Laser Technol.*, vol. 120, Dec. 2019, doi: 10.1016/j.optlastec.2019.105768.
- [23] M. Meza Pariona, “Multi-Track Overlapping by Laser-Treated and Its Effects on the Microstructural Behavior of Al-Fe Alloy Assessed by FEM,” 2022. [Online]. Available: www.intechopen.com

- [24] S. Theeda, S. H. Jagdale, B. B. Ravichander, and G. Kumar, "Optimization of Process Parameters in Laser Powder Bed Fusion of SS 316L Parts Using Artificial Neural Networks," *Metals (Basel)*., vol. 13, no. 5, May 2023, doi: 10.3390/met13050842.
- [25] J. A. Lee *et al.*, "Active learning framework to optimize process parameters for additive-manufactured Ti-6Al-4V with high strength and ductility," *Nat. Commun.*, vol. 16, no. 1, p. 931, Dec. 2025, doi: 10.1038/s41467-025-56267-1.
- [26] C. E. Cifuentes Quintal, T. Doualle, Y. Pontillon, J. L. Rullier, and L. Gallais, "Assessment of thermal effects in laser micro-machining of graphite with ultrashort pulses at high repetition rate," *Appl. Phys. A Mater. Sci. Process.*, vol. 131, no. 7, Jul. 2025, doi: 10.1007/s00339-025-08642-4.
- [27] B. Rethfeld, D. S. Ivanov, M. E. Garcia, and S. I. Anisimov, "Modelling ultrafast laser ablation," Apr. 10, 2017, *Institute of Physics Publishing*. doi: 10.1088/1361-6463/50/19/193001.
- [28] F. Rodríguez-Marín, R. G. Anera, A. Alarcón, E. Hita, and J. R. Jiménez, "A correction factor for ablation algorithms assuming deviations of Lambert-Beer's law with a Gaussian-profile beam," Apr. 23, 2012. doi: 10.1063/1.4707389.
- [29] J. K. Christie, S. N. Taraskin, and S. R. Elliott, "Structural characteristics of positionally disordered lattices: Relation to the first sharp diffraction peak in glasses," *Phys. Rev. B Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 70, no. 13, Oct. 2004, doi: 10.1103/PhysRevB.70.134207.
- [30] I. Amidror, R. D. Hersch, and V. Ostromoukhov, "Spectral Analysis and Minimization of Moiré Patterns in Colour Separation," 1994.