

Vilniaus universitetas
Fizikos fakultetas
Lazerinių tyrimų centras

Karolis Mundrys

**PLOKŠČIŲ FOTONINIŲ ELEMENTŲ ANALIZĖ VIENO PIKSELIO
KOHERENTINIAME IR NEKOHERENTINIAME THz VAIZDINIME**

Magistrantūros studijų baigiamasis darbas

Lazerinės fizikos ir optinių technologijų
Studijų programa

Studentas

Karolis Mundrys

Darbo vadovas

vyriaus. m. d. dr. Sergejus Orlovas

Centro direktorė

Dr. Dalia Kaškelytė

Vilnius 2023

Turinys

Įvadas	3
1 Literatūros apžvalga	5
1.1 Lazeriniai pluoštai	5
1.2 Difrakcija	6
1.3 Nedifraguojantys pluoštai	7
1.3.1 Beselio pluoštas	8
1.3.2 Airy pluoštas	9
1.4 Fibonačio pluoštas	10
1.5 Vaizdinimo pagrindai	12
1.5.1 Klasikinis vaizdinimo atvejis naudojant lęšius	13
1.5.2 Vaizdinimas su egzotiniais pluoštais	16
2 Metodai	18
2.1 Difrakcijos uždavinys	18
2.2 Sparčiosios Furjė transformacijos (<i>FFT</i>) pagrindai	23
2.3 Frenelio difrakcijos skaičiavimo metodai pasitelkus <i>FFT</i>	25
2.4 Vaizdo kokybės įvertinimas	25
2.5 Vieno pikselio vaizdinimas	27
3 Skaitmeninio modeliavimo rezultatai	28
3.1 Airy, Beselio bei Fibonačio pluoštų generavimas fazinių difrakcinių elementų pa- galba.	28
3.2 Koherentinis ir nekoherentinis THz virtualus vaizdinimo eksperimentas	32
3.3 Medžiagų atpažinimas pagal vaizdinimo signalus	45
3.4 Gamybos metu atsirandantys fotoninių elementų netobulumai	49
Išvados	56
Literatūra	57
Priedas Nr. 1. <i>propSPS Matlab</i> kodas	60

Įvadas

THz vaizdinimas yra naudinga technologija leidžianti atlikti neinvazinius medžiagų tyrimus. Vaizdinimo naudojant terahercų spinduliuotę privalumai paskatino daugybę mokslinių tyrimų, nagrinėjančių potencialius šios technologijos pritaikymo būdus įvairiose mokslinėse srityse. Šis vaizdinimas buvo panaudotas tiriant organinių saulės elementų fotosluoksnių dinamiką [1], perovskitų kristalų kokybės degradaciją apšviečiant UV spinduliais [2], grafeno [3] bei indžio-alavo oksido [4] bandinių laidumą. Taip pat, naudojant THz spinduliuotę galima stebėti audinių struktūrą senoviniuose paveiksluose vietoje dabartinio invazinio rentgeno vaizdinimo [5]. Tuo tarpu, dėl THz spinduliuotės jautrumo vandens molekulėms šis metodas turi potencialą būti panaudotas klinikiniam vaizdinimo pritaikymams siekiant atskirti sveikus ir vėžinius audinius nenaudojant fluorescencinių dažų [6].

Nors THz vaizdinimo technologija turi didelį pritaikymo potencialą, ji dar nėra naudojama realiame pasaulyje, visų pirma dėl technologijos naujumo, didelės įrangos kainos ir aukštos kvalifikacijos specialistų poreikio [7]. Skirtingai nei regimosios srities atveju, kur visuose šiuolaikiniuose išmaniuosiuose telefonuose yra megapikselių vaizdinimo matricos, THz pikselių ir detektorių matricų konstravimas yra problematiškas dėl tinkamų medžiagų trūkumo. Dėlto dauguma dabartinių daugiapikselių THz detektorių matricų yra siaurajuostės arba joms reikia kriogeninės temperatūros [8, 9]. Taip pat didelį potencialą turi mikrobolometrų matricos, kadangi jos gali aptikti dideles dažnių juostas kambario temperatūroje [10]. Tačiau šiuo atveju nebūtų galima pasiekti subpikosekundinės laiko skiriamosios gebos, kurią suteikia THz spektrometrai. Nors THz vaizdui sudaryti galima naudoti elektrooptinį THz aptikimą kartu su optiniu CCD matrica [11] ir išvengti pirmiau minėtų problemų, tačiau tam reikia mažo pasikartojimo dažnio regeneracinio Ti:safyro lazerio, todėl visa sistema būtų brangi, didelių gabaritų ir nepatogi [7].

Dėl šių priežasčių buvo pradėtas nagrinėti vieno pikselio vaizdinimas. Dažniausia, kai kalbama apie vieno pikselio vaizdinimą, turima omenyje erdvinių dažnių filtravimo metodą. Jis yra atliekamas apšviečiant objektą ir praleidžiant atsispindėjusią spinduliuotę pro įvairias kaukes, dažniausia naudojant erdvinį šviesos moduliatorių. Keičiant šių kaukių kompleksinio pralaidumo skirstinį galima išsifiltruoti tam tikrus erdvinius dažnius ir su detektoriumi išmatavus gaunamą intensyvumą rekonstruoti objekto vaizdą [12]. Pastaruoju metu THz vieno pikselio vaizdinimo sistemos sulaukė daug dėmesio [13–15]. To priežastis yra ne tik maža kaina bei didelis patikimumas, bet ir mažesnė nei bangos ilgio erdvinė skiriamoji geba [16, 17]. Tačiau mes šiame darbe naudojome kitą metodą – rastinį skenavimą. Jis atliekamas sufokusuojant spinduliuotę ant bandinio (vaizdinimo objekto) bei praėjusią šviesą surenkant su detektoriumi. Šis metodas taip pat sulaukęs nemažai dėmesio [18–20].

Viena iš šio darbo idėjų yra vaizdinimo eksperimentui panaudoti struktūrinę šviesą siekiant surasti optimaliausią vaizdinimo konfigūraciją, leidžiančią išgauti didžiausio kontrasto objekto vaizdą. Vietoje klasikinio Gauso pluošto ir jį generuojančio plonojo lęšio atlikti THz vaizdinimą su specialios optikos elementais, generuojančiais kitus nedifraguojančius Beselio bei Airy, taip pat Fibonačio pluoštus.

Tokiems pluoštams sugeneruoti yra būtina speciali optika, dažniausiai tai yra kūginės prizmės, apertūros, lęšiai ir kiti elementai. Tokie elektromagnetinių bangų generavimo metodai yra efek-

tyvūs, tačiau optinės schemos yra nekompaktiškos. Vienas iš būdų sumažinti matmenis yra Frenelio elementai dar žinomi difrakcinių optinių elementų vardu. Pagrindinis jų pranašumas yra kompaktiškumas. Šių elementų storis beveik nekinta, kas leidžia juos vadinti plokščia optika.

Tiek amorfinių, tiek kristalinių skaidrių terpių lazeriniame mikroapdirbime yra svarbūs tokie parametrai, kaip lazerinio pluošto skersinis bei išilginis intensyvumo skirstiniai bei optinės pozicionavimo sistemos tikslumas. Elemento gamybos procesas užtrunka kelias valandas ir šio proceso metu galimos pozicionavimo klaidos, dėl kurių pagaminti elementai skiriasi nuo teorinio dizaino. Kyla klausimas, kokia bus gamybos metu atsirandančių fotoninių elementų netobulumų ir paklaidų įtaka vaizdinimo eksperimentui? Šiuo darbu bus stengiamasi sistemingai judėti prie atsakymų į šiuos klausimus. Teorinio modeliavimo uždaviniai yra aktualūs, kadangi jų dėka būtų galima a) išgauti didesnio kontrasto objektų vaizdą dėl vaizdinimui parinkto struktūrinio pluošto intensyvumo pasiskirstymo ypatybių, b) pagerinti skyrą priklausomai nuo pasirinktų optikos elementų konfigūracijos.

Taigi, šiame darbe bus skaitmeniškai nagrinėjama plokščiosios optikos elementų kvantavimo įtaka, siekiant elementus pritaikyti vieno pikselio vaizdinime. Išanalizavus kvantavimo įtaką bus tiriama koherentinio (elektrinio lauko amplitudės bei fazės) ir nekoherentinio (intensyvumo) vaizdinimo metu gautų vaizdų kokybė pasitelkiant teorinį modeliavimą. Čia koherentinis ir nekoherentinis vaizdinimas skiriasi tuo, jog pirmuoju atveju per detektoriaus plotą yra integruojamas kompleksinis elektrinis laukas (kuris vėliau išskiriamas į realiąją amplitudės dalį ir kampą tarp realaus ir menamo skaičiaus, t.y. fazės narį), o antruoju - intensyvumas. Taip pat bus siekiama surasti optimalią optinių elementų konfigūraciją. Taip pat bus įvertinta realaus plonojo lęšio gamybos metu atsirandančių fotoninių elementų netobulumų įtaka pluoštų generavimui bei vieno pikselio vaizdinimui.

Šis darbas yra bendrų veiklų tarp Koherentinės optikos laboratorijos ir FTMC Optoelektronikos skyriaus Optoelektroninių sistemų charakterizavimo laboratorijos tęsinys. Dar 2019 metais kartu su kolegomis buvo pademonstruota, kad struktūrinę šviesą (Beselio pluoštus) formuojantys elementai leidžia dekonvoliucijos dėka atkurti objekto vaizdą su mažesne nei bangos ilgis raiška [21]. Kaip natūrali seka, 2021 m. nekoherentiniam apšvietimui buvo panaudoti skirtingų rūšių Airy bei Beselio pluoštai ir buvo nustatyta ne tik geresnė išgaunama raiška bet ir galimybė neinvaziškai tirti dvimates ir trimates medžiagas.

Šio darbo tikslas:

Skaitmeniškai ištirti vieno pikselio koherentinio ir nekoherentinio vaizdinimo atvejį naudojant įvairias plokščiųjų fotoninių elementų konfigūracijas.

Su studento moksline veikla susiję pranešimai konferencijose:

1. **Karolis Mundrys**, Sergejus Orlovas, Optinių femtosekundinių impulsinių Airy pluoštų generavimas fazinių elementų pagalba. 44-oji Lietuvos nacionalinė fizikos konferencija, 2021 m. spalio 6-8 d., Vilnius, Programa ir pranešimų tezės, P-158

2. **Karolis Mundrys**, Sergejus Orlovas, Klemensas Laurinavičius. „Optinių Airy Pluoštų Erdvinių Valdymo Metodai Pasitelkus Fazinius Elementus“. Fizinių ir technologijos mokslų centro 11-oji doktorantų ir jaunųjų mokslininkų konferencija FizTech2021, 2021m. Spalio 20-21 d., Vilnius, Lietuva, Tezės 79 psl.
3. **Karolis Mundrys**, Paulius Kizevičius, Justinas Minkevičius, Sergejus Orlovas. „Koherentinio ir Nekoherentinio THz Vaizdinimo Struktūriniais Pluoštais Palyginimas Skaitmeniniame Eksperimente“. Fizinių ir technologijos mokslų centro doktorantų ir jaunųjų mokslininkų konferencija FizTech2022, 2022m. Spalio 19-20 d., Vilnius, Lietuva.
4. **Karolis Mundrys**, Paulius Kizevičius, Sergejus Orlovas. „Investigation of THz imaging with structured beams in a digital experiment“. The 66th international conference for students of Physics and Natural sciences Open Readings 2023, 2023 m. Balandžio 18-21 d., Vilnius, Lietuva.

Straipsnis, susijęs su studento moksline veikla, priimtas spaudai Lietuvos fizikos žurnalui:

- **Karolis Mundrys**, Sergej Orlov, Paulius Kizevičius, Linas Minkevičius, Gintaras Valušis. „On evaluation of image quality in nonparaxial single-pixel imaging“.

1 Literatūros apžvalga

1.1 Lazeriniai pluoštai

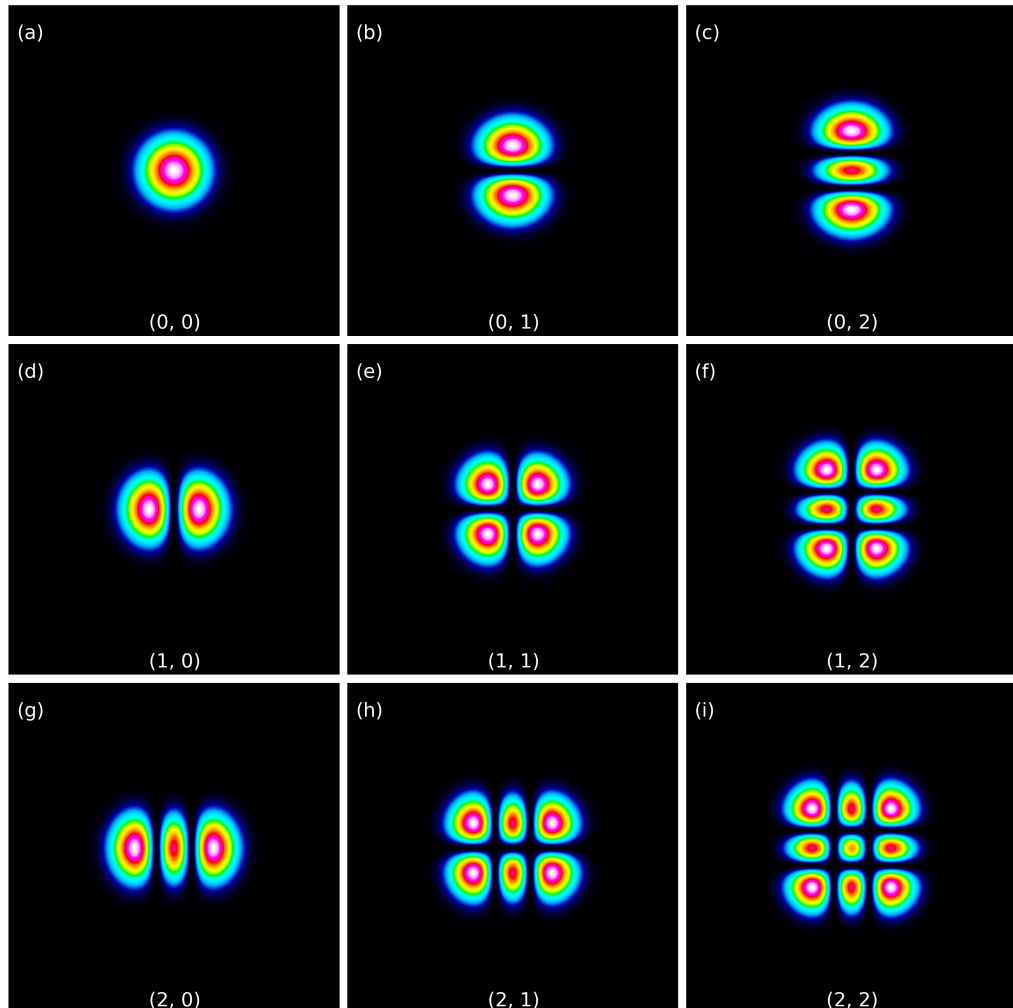
Lazeriai - tai prietaisai skleidžiantys sinchronizuotą spinduliuotę. Šių lazerinių prietaisų viduje šviesa yra sugeneruojama ir sustiprinama naudojant rezonatorių. Rezonatoriuose susidaro skersinės elektromagnetinės modos. Skersinės modos susidaro dėl ribotų rezonatorių matmenų, susidaro kraštinės sąlygos. Lazerinėse sistemose pagrindinė moda yra Gauso pluoštas [22]:

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{x^2+y^2}{w^2(z)}} e^{i\left(kz - \eta(z) + \frac{k(x^2+y^2)}{2R(z)}\right)}, \quad (1)$$

čia funkcijos $w(z)$, $R(z)$ bei $\eta(z)$ yra apibrėžiamos:

$$\begin{aligned} w(z) &= w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} && - \text{pluošto spindulys,} \\ R(z) &= z \left(1 + \frac{z^2}{z_0^2}\right) && - \text{pluošto fronto spindulys,} \\ \eta(z) &= \tan^{-1} \frac{z}{z_0} && - \text{fazės pokytis.} \end{aligned} \quad (2)$$

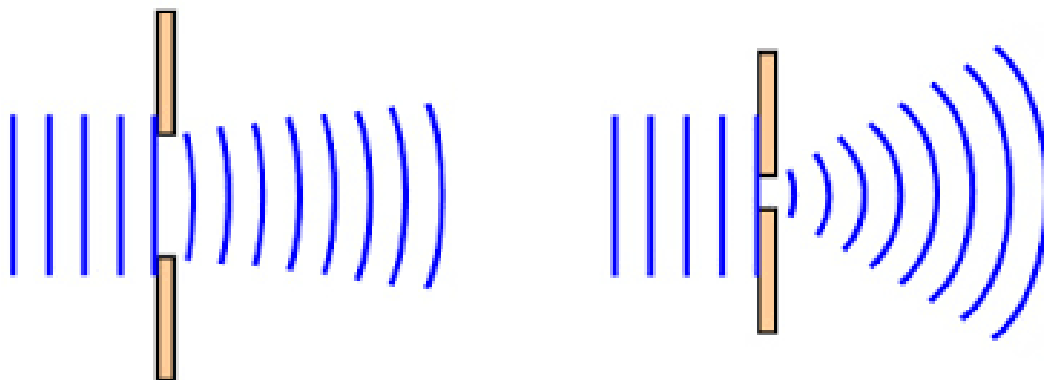
Čia Reilio ilgis žymimas kaip $z_0 = \frac{kw_0^2}{2}$, o E_0 atitinka elektrinio lauko amplitudę, kai $|E(0, 0, 0, 0)| = E_0$. Bangų skaičius žymimas k . Lazeriniai rezonatoriai gali sukurti ir kitas modas, kurios žymimos TEM_{mn} , kur m ir n yra sveikieji neneigiamieji skaičiai. Šios stovinčios bangos dar vadinamos Ermito-Gauso modomis. Grynasis Gauso pluoštas atitinka pagrindinę TEM_{00} modą, kai skaičiai m ir n yra lygūs nuliui. Ermito-Gauso modos, pasižyminčios savitomis charakteristikomis, yra pavaizduotos 1 pav.



1 pav. skersinėje plokštumoje pavaizduoti Ermito-Gauso modų intensyvumo skirstiniai, skliausteliuose įrašyti skaičiai žymi atitinkamas modų eilės vertes (n, m) . [23].

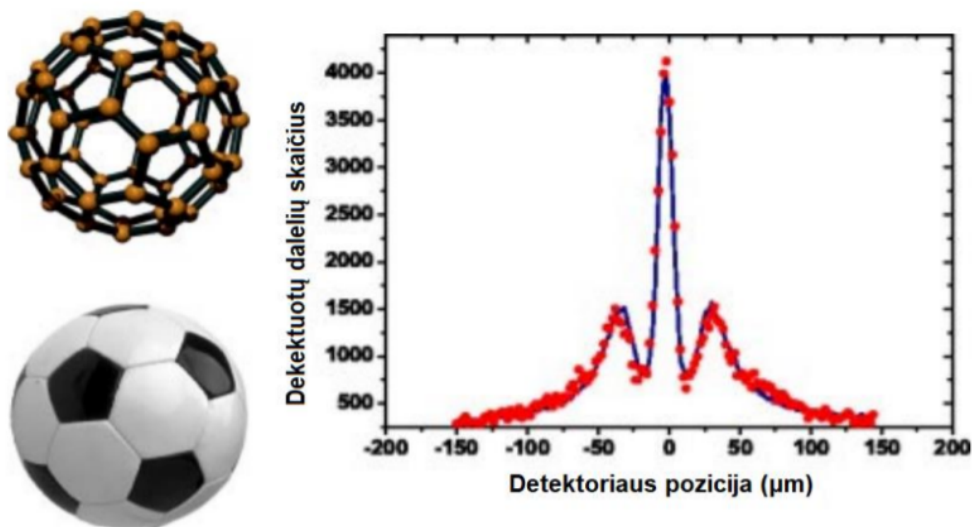
1.2 Difrakcija

Difrakcija, atsirandanti dėl banginės šviesos prigimties, yra tiesinės optikos reiškinys, pasireiškiantis kaip nuokrypis nuo tiesinio sklidimo neįtraukiant refrakcijos ar atspindžio efektų. Šis banginis reiškinys labiausiai išryškėja, kai šviesa praeina pro mažą angą arba susiduria su kliūtimi, kaip parodyta 2 pav.



2 pav. Difrakcija stebima dviem atvejais: kai šviesos bangos ilgis yra gerokai mažesnis (kairėje) arba panašus (dešinėje) į apertūros matmenis.

Difrakcijos reiškinyms buvo stebimas įvairiomis aplinkybėmis per visą fizikos istoriją. Jau 1927 m. buvo pastebėta, kad elektronai, kuriuos tyrinėjo Pedrotti [24], taip pat pasižymi banginiu elgesiu. Ne taip seniai, 2002 m., Nairzas [25] įrodė, kad net fullereno molekulėms, sudarytoms iš 60 anglies atomų ir savo forma primenančioms futbolo kamuolį, būdingos banginės savybės, įskaitant difrakciją. Fullereno molekulės ir jos interferencinis vaizdas pateiktas 3 pav. Šie atradimai rodo, kad difrakcijos reiškinių galima tyrinėti ne tik optikoje, bet ir kitose fizikos srityse.



3 pav. Kairėje - makro fullereno molekulės struktūra, dešinėje - dvigubo plyšio eksperimento metu gautas signalas, kuris atitinka interferencinį vaizdą [25].

1.3 Nedifraguojantys pluoštai

Toliau bus aptartas erdvėje nedifraguojančio pluošto apibrėžimas. Imkime situaciją, kuomet pluoštas sklinda z kryptimi ir jo elektrinio lauko pasiskirstymas kinta x - y plokštumoje. Toks pluoštas, kurio intensyvumo pasiskirstymas skersinėje plokštumoje, nepriklausomai nuo z koordinatės, išlieka pastovus, vadinamas nedifracciniu pluoštu. Tokio spindulio idėją pirmą kartą pristatė ir aprašė Stratonas dar 1941 m. [26]. Nedifraccinių pluoštų atveju galima suformuoti tokią elektrinio lauko

lygtį:

$$E(x, y, z) = E(x, y)e^{ik_z z}. \quad (3)$$

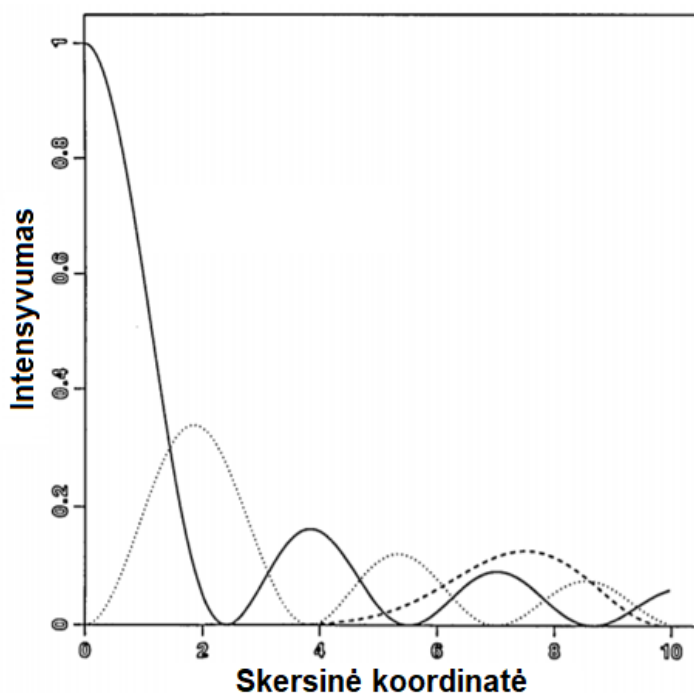
Bangos vektoriaus k projekcija į z ašį šiame kontekste žymima k_z . Išnagrinėjus išraišką (3) paaiškėja, kad šiuos spindulius galima išskirti iš dviejų skirtingų komponentų. Pirmasis yra amplitudinis narys, priklausantis tik nuo kintamųjų x ir y , o antrasis yra išilginės fazinis narys, priklausantis nuo z . Akivaizdu, kad šiuo atveju pluošto intensyvumas išliks pastovus ir nekintantis.

1.3.1 Beselio pluoštas

1987 m. apie eksperimentinį Beselio pluošto stebėjimą pirmą kartą pranešė Durninas [27]. Šio pluošto skersinės amplitudės pasiskirstymą apibūdina pirmos eilės Besselio funkcija, žymima $J_n(x)$. Šią Besselio funkciją matematiškai galima išreikšti kaip begalinę sumą [28].

$$J_n(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m! \Gamma(m+n+1)} \left(\frac{x}{2}\right)^{2m+n}. \quad (4)$$

Šiame kontekste naudojama Gama funkcija, žymima $\Gamma(x)$. 4 pav. pavaizduota Besselio funkcija skirtingoms n reikšmėms.



4 pav. Intensyvumo pasiskirstymo profilis, kur skersinė koordinatė ρ atidėta išilgai x ašies, atitinka Besselio funkciją $J_\alpha(\rho)$. Čia α įgyja įvairias reikšmes: kai $\alpha = 0$, profilis vaizduojamas ištisine kreive, kai $\alpha = 1$ - punktyrine kreive, o kai $\alpha = 6$ - brūkšnine kreive.

Idealaus Beselio pluošto cilindrinėse koordinatėse išraišką galima aprašyti taip [29]:

$$E(\rho, \varphi, z) = A_0 J_n(\rho k_\rho) e^{ik_z z} e^{in\varphi}. \quad (5)$$

Šiame kontekste bangos vektoriaus k skersinė koordinatė, žymima k_ρ , arba kitaip $k = \sqrt{k_z^2 + k_\rho^2}$.

Beselio pluoštai pasižymi dėmesio verta savybe - jie gali atsistatyti net esant kliūčiams, užstojančiam dalį pluošto, kaip pastebėta Milione [30] tyrime. Teorija teigia, kad idealiam Beselio pluoštui sugeneruoti reikėtų begalinio energijos šaltinio, tuomet jo erdvinė apimtis būtų neapribota. Tačiau praktiniame taikyme begalinės energijos pasiekti neįmanoma, todėl gaunamas erdviškai apribotas pluoštas, vadinamas Beselio-Gauso pluoštu.

1.3.2 Airy pluoštas

1979 m. mokslininkai padarė reikšmingą atradimą, susijusį su Šrėdingerio lygtimi, kuri apibūdina laisvos dalelės elgesį. Buvo nustatyta, kad šis sprendinys gali turėti bangų paketą, kurį galima matematiškai apibūdinti naudojant Airy funkciją, minimą Berio darbe [31]. Šrėdingerio lygtis, valdanti laisvosios dalelės dinamiką, aprašoma taip [32]:

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} = 0. \quad (6)$$

Elektrinio lauko paketo pasiskirstymo funkcija, žymima $\varphi(s, \xi)$, išreiškiama bedimensine skersine koordinate $s = \frac{x}{x_0}$ ir bedimensine sklidimo krypties koordinate $\xi = \frac{z}{kx_0^2}$. Pagal Berio darbą [31], vieno iš lygties (6) sprendinių forma yra aprašyta tokia išraiška:

$$\varphi(s, \xi) = Ai \left(s - \frac{\xi^2}{4} \right) \exp \left[i \left(\frac{s\xi}{2} - \frac{\xi^3}{12} \right) \right]. \quad (7)$$

Airy funkcija žymima $Ai()$. Akivaizdu, kad $\varphi(s, 0) \equiv Ai(s)$. Tačiau vėlgi, siekiant sugeneruoti idealų Airy pluoštą, reikėtų be galo didelės energijos šaltinio. Norint aprašyti praktinį Airy spindulį, galima padauginti $\varphi(s, 0) \equiv Ai(s)$ iš eksponentinio nario, kaip pasiūlė Siviloglou [32].

$$\varphi(s, 0) = Ai(s) e^{as}. \quad (8)$$

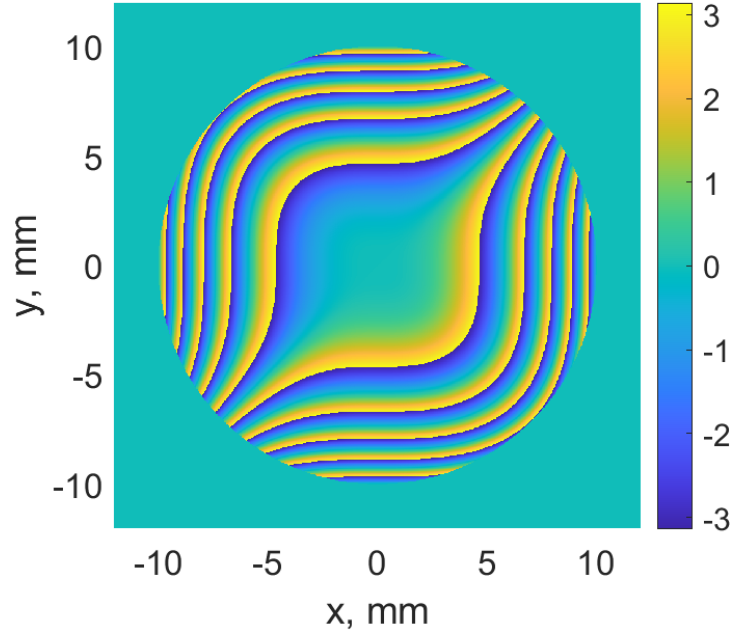
Įrašius šį sprendinį į lygtį (6) ir atlikus tiesioginį integravimą:

$$\varphi(s, \xi) = Ai \left(s - \frac{\xi^2}{4} + ia\xi \right) \exp \left[as - \frac{a\xi^2}{2} + i \left(\frac{a^2\xi}{2} - \frac{\xi^3}{12} + \frac{s\xi}{2} \right) \right]. \quad (9)$$

Atlikus Furjė transformaciją šiam bangų paketui gaunamas Gauso pluoštas turintis papildomą kubinę fazę [33]. Gaunama formulė:

$$\tilde{\varphi}(k_x, k_y) = A_0 \exp \left[-a \left(k_x^2 + k_y^2 \right) \right] \exp \left(i \frac{k_x^3 + k_y^3}{3} \right). \quad (10)$$

Šiame kontekste A_0 žymi konstantą. Taigi, siekiant sugeneruoti Airy pluoštą, tiesiog reikia taikyti kubinę fazės moduliaciją Gauso pluoštui ir tada jį transformuoti Furjė transformacija. Gautą 2D Airy pluoštą kartu su kubine faze, naudota Gauso pluoštui moduluoti, galima matyti 5 pav.



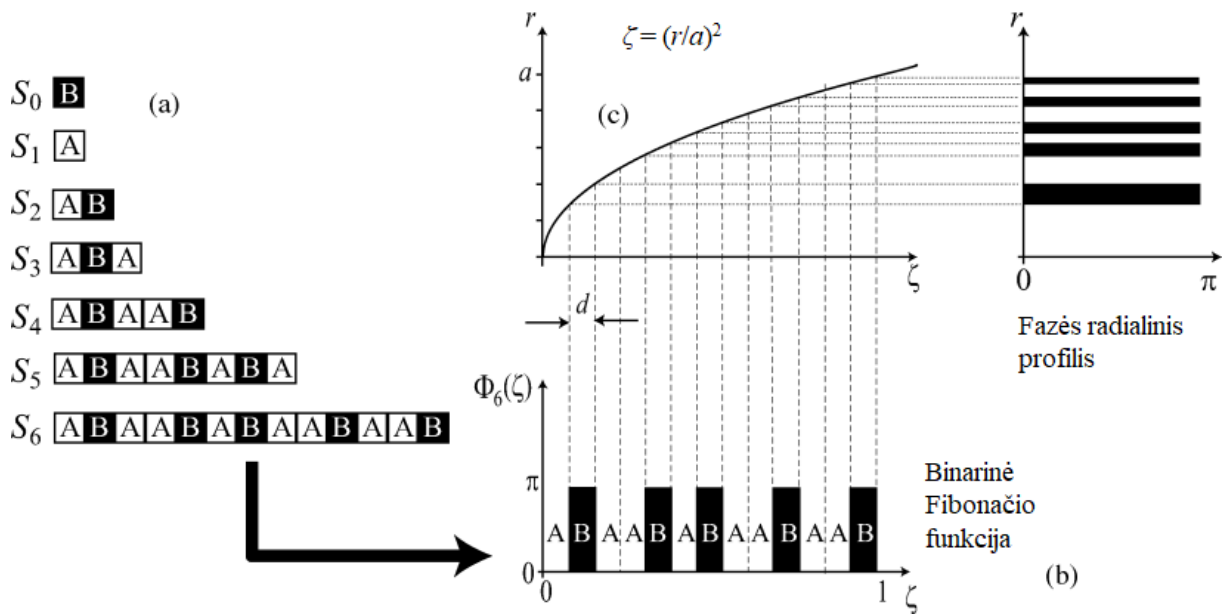
5 pav. Airy pluoštui suformuoti panaudota kubinė fazinė kaukė.

1.4 Fibonačio pluoštas

Fibonačio difrakciniai lęšiai - tai bifokaliniai difrakciniai elementai, suprojektuoti pagal Fibonačio seką. Šie lęšiai pasižymi dviem židiniiais, o jų židinio atstumų santykis didėjant lęšio matmenims artėja prie aukso pjūvio [34]. Pradedant dviem nariais $F_0 = 0$ ir $F_1 = 1$, Fibonačio sekos nariai $F_j = 0, 1, 1, 1, 2, 3, 5, 8, 13, 21, \dots$ gaunami taikant šią taisyklę: $F_{j+1} = F_j + F_{j-1}$, ($j = 0, 1, 2, \dots$). Aukso pjūvis apibrėžiamas kaip dviejų iš eilės einančių Fibonačio skaičių santykis, kuomet j artėja prie begalybės:

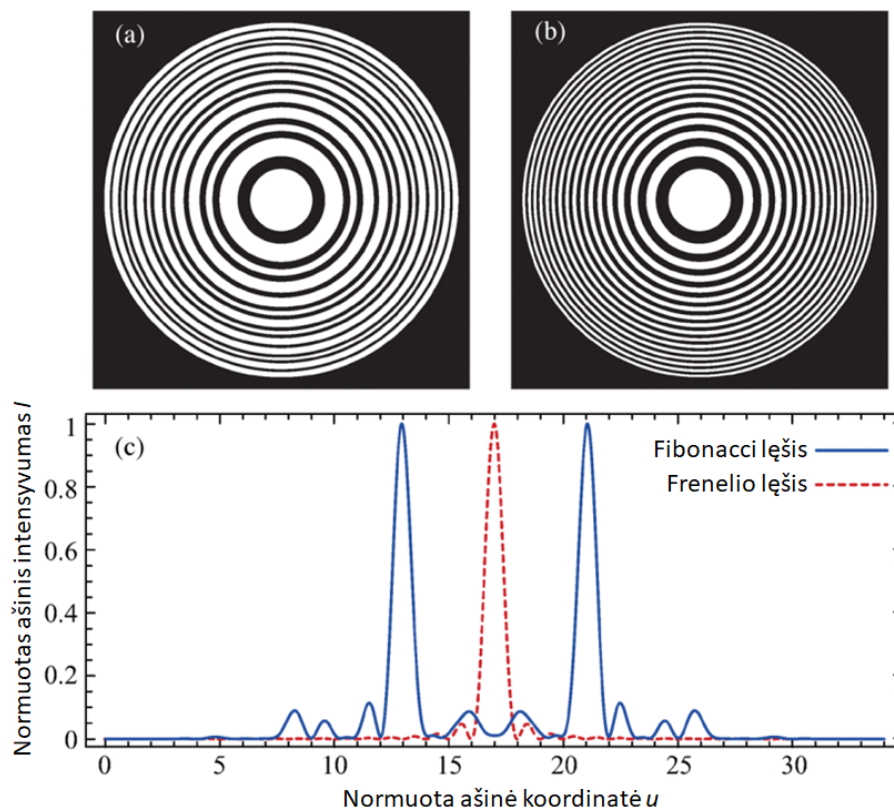
$$\varphi = \lim_{j \rightarrow \infty} F_j / F_{j-1} = (1 + \sqrt{5}) / 2. \quad (11)$$

Dvejetainę aperiodinę Fibonačio seką galima sukurti naudojant du pradinius elementus (žr. 6 pav. a), t.y. $S_1 = A$ ir $S_0 = B$. Toliau kiekvienas sekos elementas gaunamas kaip dviejų ankstesnių elementų $S_{j+1} = S_j S_{j-1}$ seka, kai $j \geq 1$. Tada seka $S_2 = AB$, $S_3 = ABA$, $S_4 = ABAAB$, $S_5 = ABAABABABA$ ir t. t. Šioje sekoje dvi iš eilės einančios "B" skiria viena arba dvi "A". Projektuojant Fibonačio lęšį, kiekviena iš šių sekų gali būti panaudota binarinei funkcijai $\Phi_j(\zeta)$ aprašyti su intervalu $[0, 1]$ (žr. 6 pav. b). Šis intervalas suskirstomas į F_{j+1} ilgio $d = 1/F_{j+1}$ subintervalus, o reikšmė, įgyjama k-ajame subintervale, susiejama su elemento S_{jk} reikšme, kuri yra 0 arba π , kai S_{jk} yra atitinkamai "A" arba "B". Matematiškai ši sąlyga išreiškiama bendrąja forma taip: $\Phi_j(\zeta) = 0$, jei $(l\varphi - 1)d \leq \zeta \leq (l\varphi)d$, $k \text{ ail} = 1, 2, \dots, F_j$, o kitu atveju $\Phi_j(\zeta) = \pi$, kur φ reiškia didžiausią sveikąjį skaičių, mažesnę arba lygų φ .



6 pav. Fibonačio struktūros generavimas remiantis Fibonačio seka pagal $S_{j+1} = S_j S_{j-1}$ (a). Iš tam tikros Fibonačio struktūros (šiuo atveju S_6) sudaroma dvejetainė $(0, \pi)$ fazinė funkcija $\Phi_j(\zeta)$ (b). Nevienodas šios funkcijos atvaizdavimas suteikia radialinį Fibonačio lęšio profilį (c).

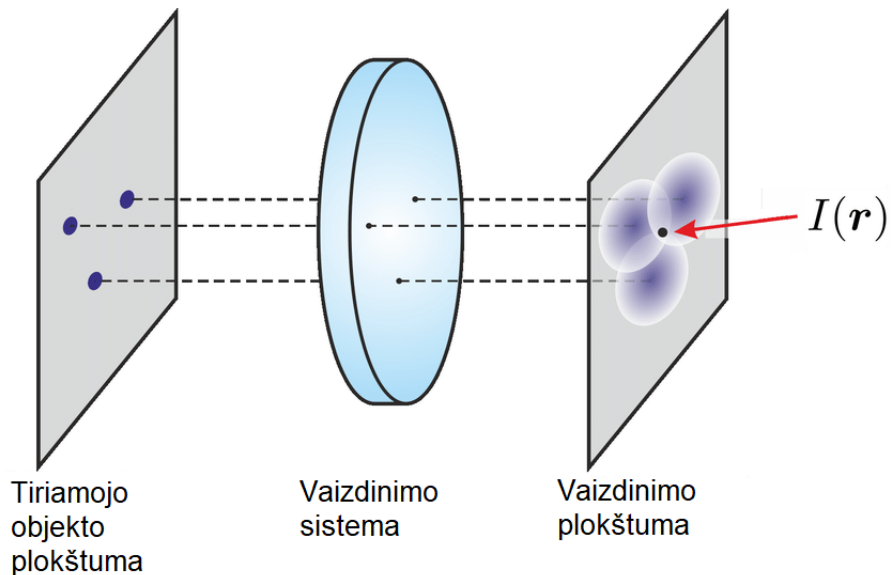
Dvimačio difrakcinio fazinio Fibonačio lęšio pralaidumas gaunamas kaip $q(\zeta) = \exp[i\Phi_j(\zeta)]$, atlikus tokią koordinatinių transformaciją: $\zeta = (r/a)^2$, kur r yra lęšio radialinė koordinatė, o a - lęšio spindulys (žr. 6 pav. c). Tipiškas difrakcinis Fibonačio lęšis pavaizduotas 7 pav. a). Palyginimui (žr. 7 pav. b) pavaizduotas įprastinis Frenelio lęšis su tokia pačia skiriamąja geba. Galima pastebėti, kad Frenelio lęšį galima gauti taikant tą patį metodą, tačiau aperiodinę Fibonačio struktūrą pakeičiant periodine (t. y. 6 pav. pakaitomis išdėstant baltų ir juodų langelių seką F_{j+1}).



7 pav. Fibonačio lęšis (a). Balti ir juodi žiedai atitinka fazę lygią 0 ir π . Frenelio lęšis (b). Skaitmeniškai apskaičiuotas abiejų lęšių sukuriamas ašinis intensyvumo priklausomybė nuo ašinio atstumo u (c).

1.5 Vaizdinimo pagrindai

Vaizdinimo tikslas yra atkurti kuo tikslesnį objekto atvaizdą plokštumoje, esančioje tam tikru atstumu z nuo pačio objekto. Šis principas pavaizduotas 8 paveiksle. Dažniausiai šiai plokštumai atvaizduoti naudojama CCD kamera, tačiau tas pats principas galioja ir skenuojant objektą rastiniu būdu. Šiame skyriuje bus nagrinėjami įvairūs vaizdinimo pavyzdžiai, kuriuose naudojami lęšiai bei nedifraguojantys pluoštus kuriantys elementai.

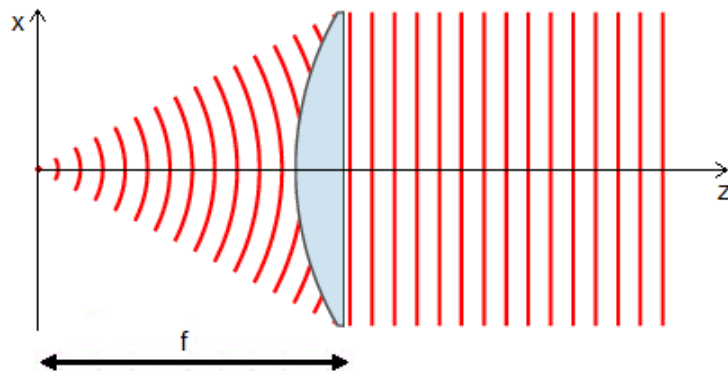


8 pav. Vaizdinimo principinė schema. Gautas intensyvumo pasiskirstymas žymimas $I(r)$ [35].

1.5.1 Klasikinis vaizdinimo atvejis naudojant lęšius

Kalbant apie vaizdinimo sistemas, labiausiai paplitusi yra sistema naudojanti lęšius. Pirmiausia verta aptarti pačio lęšio struktūrą.

Tarkime, kad šviesa sklinda iš taškinio šaltinio bei pereina per lęšį, kuris padėtas židinio nuotolio f atstumu. Praėjus šviesa toliau sklis kaip plokščia banga, žr. 9 pav.



9 pav. Židinio nuotolyje padėto taškinio šaltinio spinduliuotė praėjusi pro lęšį toliau sklinda kaip plokščia banga.

Darant tokią prielaidą, lęšio kontūrą galima apibūdinti naudojant šią formulę [36]:

$$\frac{(z - c)^2}{a^2} - \frac{x^2}{b^2} = 1, \quad (12)$$

čia

$$a = \frac{f}{n+1}, \quad b = \sqrt{\frac{n-1}{n+1}}f, \quad c = \frac{n}{n+1}f, \quad (13)$$

čia medžiagos, iš kurios padarytas lęšis, lūžio rodiklis žymimas n . Skersinės koordinatės kinta

nuo $-\infty$ iki ∞ , lęšis yra begalinio dydžio. Lęšio forma yra hiperbolinė. Iš šios išraiškos galime suformuluoti plono lęšio sąlygą:

$$\frac{x^2}{b^2} \ll 1. \quad (14)$$

Tuomet formulė (12) įgauna tokį formą:

$$z = a + c + \frac{a}{2b^2}x^2. \quad (15)$$

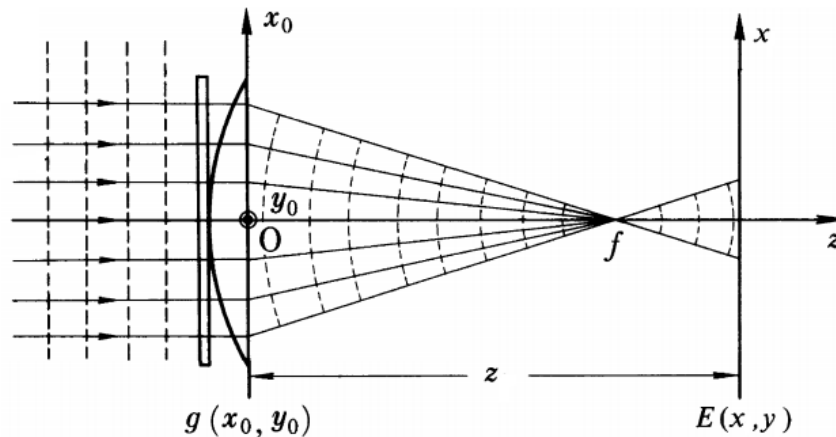
Pagal lęšio kontūrą galima nustatyti, kaip keičiasi šviesos bangos fazė, kai ji pereina per lęšį.

$$\varphi(x) = \varphi_0 - k \frac{x^2}{2f}. \quad (16)$$

Fazės pokytis, atsirandantis bangai kertant lęšio optinę ašį, žymimas φ_0 . Analogiškai taikant tą pačią formulę y kryptimi, išraišką (16) galima performuluoti toliau:

$$\varphi(x, y) = \varphi_0 - k \frac{x^2 + y^2}{2f} = \varphi_0 - k \frac{r^2}{2f}. \quad (17)$$

Atstumas nuo lęšio ašies iki bet kurio $x - y$ plokštumos taško žymimas r , o bangų skaičius - k . Tarkime funkcija $g(x_0, y_0)$ apibūdina objekto atvaizdą, esantį $z = z_0$ plokštumoje su koordinatėmis x_0, y_0 . Tuo tarpu lęšis yra padėtas iš karto už bandinio, kaip parodyta 10 pav.



10 pav. Šviesos kelias per lęšį, kai lęšis yra padėtas už objekto. $g(x_0, y_0)$ žymi objekto atvaizdą, $E(x, y)$ žymi atvaizdą, kuris susidarė atstumu z nuo lęšio.

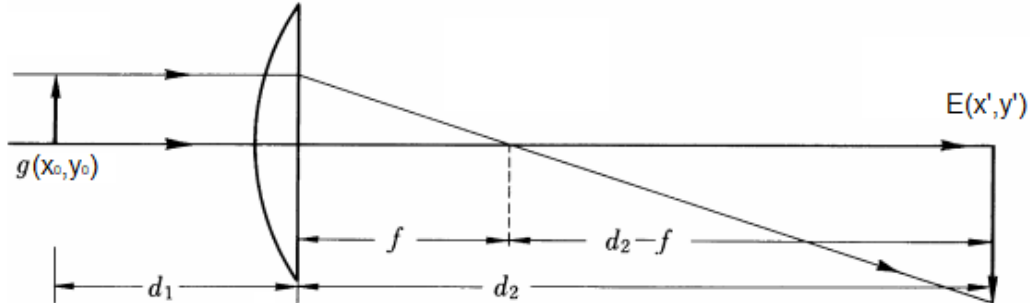
Remdamiesi Furjė optikos rezultatais, galime išvesti, kad vaizdas $E(x, y, z)$, susidaręs plokštumoje, esančioje atstumu z , yra [36]:

$$E(x, y, z) = \frac{1}{i\lambda z} e^{ik\left(z + \frac{x^2 + y^2}{2z}\right)} F \left\{ g(x_0, y_0) e^{ik\frac{x_0^2 + y_0^2}{2z}} \exp\left(-ik\frac{x_0^2 + y_0^2}{2f}\right) \right\}. \quad (18)$$

Paskutiniai du šios lygties faziniai nariai lygūs nuliui, kai z pakeičiamas f . Taip gaunama palyginti nesudėtinga išraiška:

$$E(x, y, f) = \frac{1}{i\lambda f} e^{ik\left(f + \frac{x^2+y^2}{2f}\right)} G\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right), \quad \text{kur } G\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) = F\{g(x_0, y_0)\}. \quad (19)$$

Galime išnagrinėti kitą scenarijų, kai objekto atvaizdas $g(x, y)$ yra nutolęs nuo lęšio atstumu d_1 , o atvaizdas stebimas plokštumoje, kurią nuo lęšio skiria atstumas d_2 , kaip parodyta 11 paveiksle.



11 pav. Šviesos kelias per lęšį, kai lęšis yra padėtas atstumu d_1 nuo objekto. $g(x_0, y_0)$ žymi objekto atvaizdą, $E(x', y')$ žymi atvaizdą, kuris susidarė atstumu d_2 nuo lęšio.

Dabar susidaręs atvaizdas $E(x', y')$:

$$E(x', y') = \frac{1}{i\lambda(d_2 - f)} e^{ik\left(d_1 + d_2 + \frac{x'^2 + y'^2}{2(d_2 - f)}\right)} \frac{1}{i\lambda f} F\left\{G\left(\frac{x_0}{\lambda f}, \frac{y_0}{\lambda f}\right) e^{ik\frac{x_0^2 + y_0^2}{2}\left(\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} - \frac{1}{f}\right)}\right\}. \quad (20)$$

Kaip matyti, kad galiojant gerai pažįstamai geometrinės optikos sąlygai:

$$\frac{1}{d_1} + \frac{1}{d_2} = \frac{1}{f}. \quad (21)$$

Fazės narys Furjė transformacijos išraiškoje tampa lygus nuliui, ir lygtis (20) supaprastėja:

$$E(x', y') = \frac{-d_1}{d_2} \exp\left[ik\left(d_1 + d_2 + \frac{d_1}{d_2} \frac{x'^2 + y'^2}{2f}\right)\right] g\left(-\frac{x'}{\frac{d_1}{d_2}}, \frac{y'}{\frac{d_1}{d_2}}\right). \quad (22)$$

Matyti, kad gautas atvaizdas $E(x', y')$ yra didesnis už pradinį atvaizdą ir jo dydis lygus d_2/d_1 . Neigiamos x' ir y' koordinatės reiškia, kad vaizdas bus vertikaliai invertuotas.

Taigi, naudojant lęšį, objekto, esančio d_1 atstumu nuo lęšio, atvaizdą galima gauti plokštumoje nutolusioje tam tikru atstumu d_2 nuo lęšio. Vis dėlto, kai atstumas tarp objekto ir lęšio yra d_1 , aiškų vaizdą galima matyti tik vienoje konkrečioje plokštumoje, esančioje atstumu d_2 , kuris nustatomas pagal (21) lygtį. Bet koks nukrypimas nuo šios padėties lemia neryškų vaizdą.

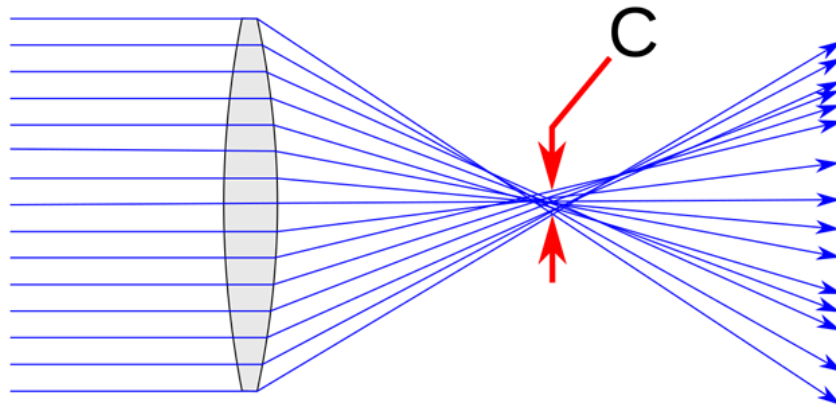
Realiu atveju, kai lęšis turi baigtinius matmenis, ryškų vaizdą galima matyti tik tam tikroje srityje, vadinamoje ryškumo gyliu, kuri nulemia lęšio aberacijos. Šios aberacijos paprastai atsiranda tada, kai lęšis negali surinkti visų krintančių spindulių viename židinio taške. Taip pat verta pažymėti, kad, kai naudojamas baigtinio dydžio lęšis, pablogėja ekrano plokštumoje suformuoto vaizdo kokybė. Jei lęšis (arba jo diafragma) yra apskritas, skiriamąją gebą galima aproksimuoti [36]:

$$\Delta l = 2.44 \frac{f}{D} \lambda. \quad (23)$$

Mažiausias vis dar išskiriamas atstumas - Δl , objektyvo židinio nuotolis - f , šviesos bangos ilgis - λ , lęšio (arba jį ribojančios apertūros) diametras - D . Kaip galima pastebėti, skiriamoji geba atvirkščiai proporcinga lęšio diametru. Tuo tarpu ryškumo gylį galima įvertinti tokia išraiška [37]:

$$DOF \approx \frac{2d_2^2 C}{fD}, \quad (24)$$

čia ryškumo gylis (angl. *Depth Of Field, DOF*) žymimas kaip DOF , lęšio židinio nuotolis - f , lęšio diametras - D , atstumas tarp lęšio ir stebėjimo plokštumos - d_2 , difuzijos ratas (angl. *Circle of Confusion, COC*) - C , žr. 12 pav. Difuzijos ratas apibūdina realaus lęšio abercijų ypatybę išplėsti židinio nuotolyje lęšio generuojamą Gauso pluoštą.

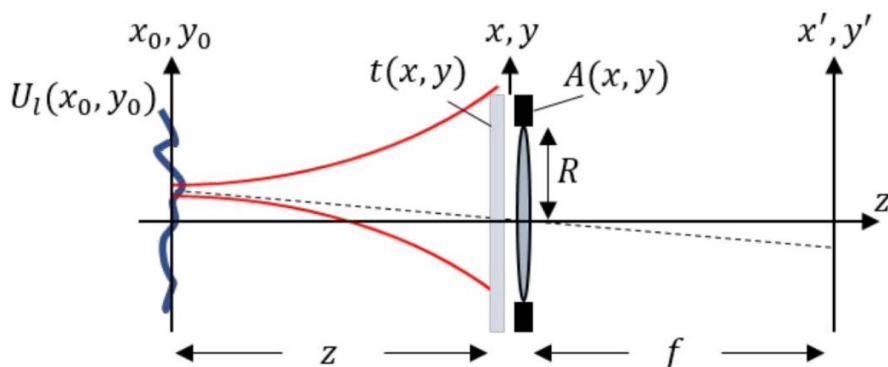


12 pav. Lęšio difuzijos rato principinė schema.

Ryškumo gylio išraiška rodo, kad naudojant baigtinį lęšį, aiškus vaizdas susidarys tik tam tikru, konkrečiu atstumu. Kyla klausimas, ar įmanoma pasiekti aukštos kokybės vaizdą didesnėje srityje, kitaip tariant, ar galima pasiekti didesnį lauko gylį. Ši tema bus toliau nagrinėjama kitame skyriuje.

1.5.2 Vaizdinimas su egzotiniais pluoštais

Vaizdinimas taip pat gali būti atliekamas naudojant kitus elementus, kaip aksikonus bei kubines fazines (Airy) kaukes, Fibonačio lęšius. Aksikono ir kubinės kaukės atveju šie elementai kuria nedifraguojančius (atitinkamai Beselio ir Airy pluoštus) pluoštus, kurie sklisdami neišplinta ir informaciją gali perduoti didesniame ryškumo gylyje. Pati paprasčiausia bei bendriausia tokių elementų sistema pavaizduota 13 pav.



13 pav. Vaizdinimo sistemos schema, kurioje naudojama $t(x, y)$ fazinė kaukė.

Šviesos, atsispindėjusios nuo bandinio, elektrinio lauko amplitudės pasiskirstymas, sudarantis objekto atvaizdą, žymimas $U_l(x_0, y_0)$. Fazinės kaukės difrakcijos pasiskirstymo funkcija - $t(x, y)$, apertūros funkcija - $A(x, y)$ su spinduliu - R . Šviesa nusklidus atstumą z pereina per fazinę kaukę $t(x, y)$ bei lęšį ir sudaro vaizdą atstumu f . Sistema apima tris plokštumas: objekto vaizdo plokštumą x_0 ir y_0 , fazinės kaukės ir lęšio plokštumą x ir y ir ekrano plokštumą x' ir y' . Taikant Furjė optikos principus, vaizdo pasiskirstymą ekrano plokštumoje galima nustatyti, jei žinoma taškų sklaidos funkcija. Šią funkciją galima išreikšti tokiu būdu [38]:

$$h(x', y') = \mathcal{F}\{A(x, y)t(x, y)\}, \quad (25)$$

čia Furjė transformacija - \mathcal{F} . Skirstinio x', y' plokštumoje išraiška:

$$U_l'(x', y') = U_l(x', y') \otimes h(x', y'), \quad (26)$$

ženklas „ \otimes “ reiškia konvoliuciją. Nekoherentinės spinduliuotės atveju intensyvumo pasiskirstymą ekrane galima nustatyti pagal šią formulę [38]:

$$I_b'(x', y') = I_b(x', y') \otimes |h(x', y')|^2. \quad (27)$$

Intensyvumo pasiskirstymą ekrane, atsirandantį apšvietus objektą nekoherentine ir koherentine spinduliuote, galima išreikšti taip:

$$I(x', y') = |U_l'(x', y')|^2 + I_b'(x', y'). \quad (28)$$

Taikant šias formules galima teoriškai modeliuoti ekrano pasiskirstymą. Tačiau, kai ši sistema naudojama kuriant nedifrakcinius pluoštus, iškyla svarbi problema: gaunamas vaizdas yra prastos kokybės. Šią kliūtį galima įveikti taikant dekonvoliuciją. Pagrindinė šio metodo idėja - atkurti pradinį vaizdą nustatius sistemos taškų sklaidos funkciją bei taikant matematinius atkūrimo algoritmus. Siekiant paaiškinti pagrindinį šio proceso principą, kad būtų patogiau, įvedamos kelios naujos išraiškos. Pirmoji išraiška yra galios spektras:

$$S(\xi_x, \xi_y) = \mathcal{F}\{I(x', y')\}. \quad (29)$$

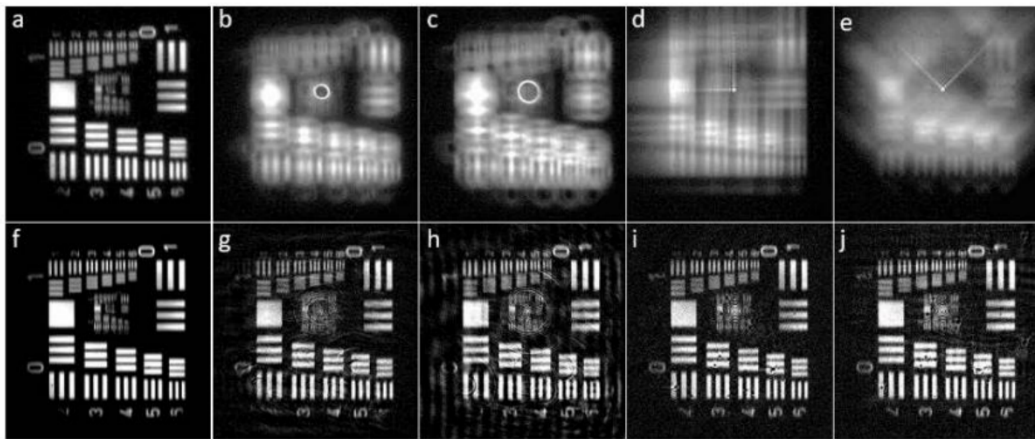
Antroji išraiška yra optinio perdavimo funkcija:

$$H(\xi_x, \xi_y) = \mathcal{F} \left\{ |h(x', y')|^2 \right\}, \quad (30)$$

čia $\xi_x = x/\lambda f$ ir $\xi_y = y/\lambda f$. Tuomet norint rekonstruoti pradinio vaizdo galios spektrą galima išreikšti taip:

$$S(\xi_x, \xi_y) = [S_l(\xi_x, \xi_y) + S_b(\xi_x, \xi_y)] \times H(\xi_x, \xi_y). \quad (31)$$

Realiu atveju esantis triukšmas gali kelti sunkumų ir reikalauti taikyti įvairius matematinius metodus. Vienas iš tokių metodų yra Wienerio filtras, kuris buvo taikomas atliekant realų eksperimentą gaunant ir rekonstruojant objekto atvaizdą, kaip parodyta 14 paveiksle. Verta paminėti, kad šie vaizdai pateikiami logaritminiu masteliu, siekiant pagerinti vaizdo struktūros vizualizaciją.



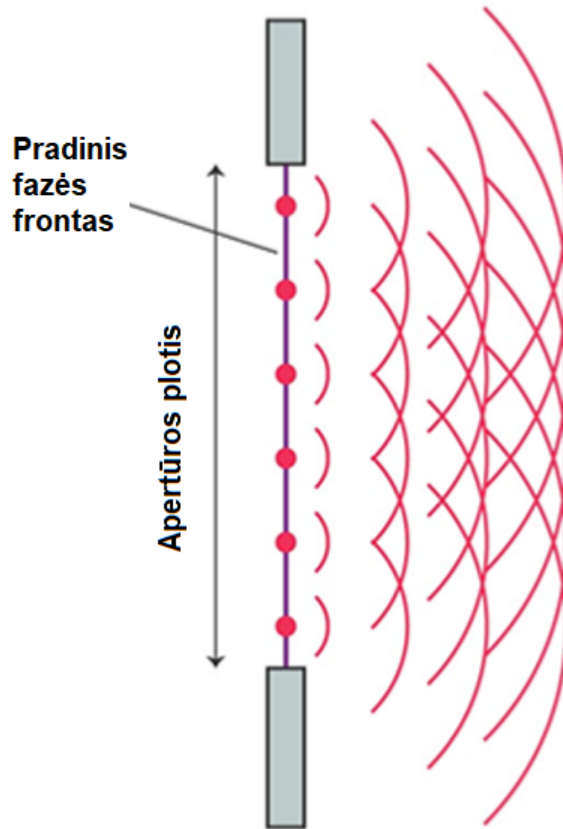
14 pav. Vaizdai, gauti atliekant eksperimentus (a) nenaudojant jokios kaukės, (b) naudojant sukūrinę kaukę, (c) naudojant aksikoną, (d) naudojant kubinę Airy kaukę ir (e) naudojant pasuktą kubinę Airy kaukę. Atitinkami vaizdai (f-j) buvo atkurti naudojant dekonvoliucijos metodus.

Tad elementai, generuojantys nedifracinius pluoštus, yra unikalūs tuo, kad jie gali išsaugoti informaciją plačiame ryškumo gylyje. Vis dėlto dėl šių pluoštų savybės iškraipyti atvaizdą būtina atlikti dekonvoliuciją.

2 Metodai

2.1 Difrakcijos uždavinys

Siekis aprašyti sklindančios erdvėje elektromagnetinės bangos sklidimą vadinamas difrakcijos problema. Matematiškai difrakcija aiškinama teigiant, kad kiekvieną bangos fronto tašką galima laikyti sferiniu bangos šaltiniu. Šios persidengiančios sferinės bangos interferuoja ir sudaro naują bangos frontą. Ši esminė koncepcija, vadinama Hiugenso ir Frenelio principu (angl. *Huygens–Fresnel principle*), pavaizduota 15 pav. Kai banga praeina pro a pločio angą, susidaro naujas kreivas bangos frontas.

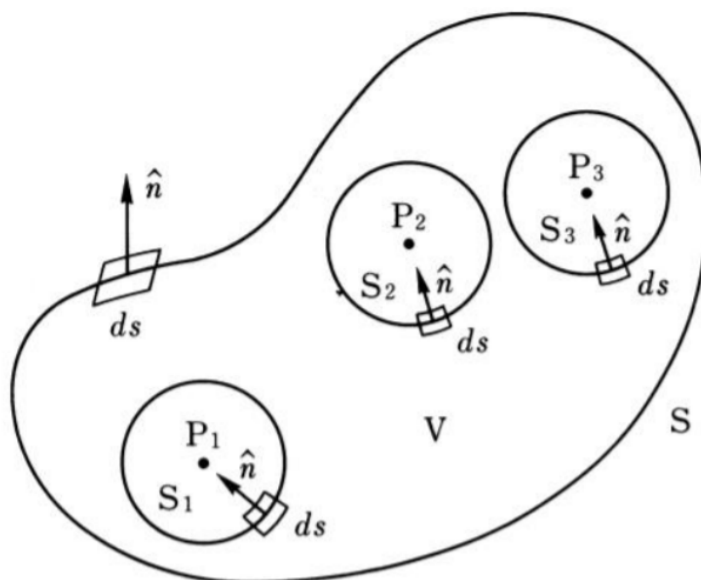


15 pav. Difrakcijos reiškinys, apibrėžtas pagal Hiugenso ir Frenelio principą [39].

Dabar panagrinėkime, kaip gaunamas difrakcinis vaizdas susidaręs stebėjimo taške, esančiame z atstumu nuo bangų šaltinio. Pagal Gryno teoremą, tai galima aprašyti uždarame tūryje, žymimame V ir apribotame paviršiaus plotu, žymimu S tokia išraiška [36]:

$$I = \int_V (v \nabla^2 u - u \nabla^2 v) dV = \int_S (v \nabla u - u \nabla v) \hat{\mathbf{n}} \cdot dS. \quad (32)$$

Tūryje V , kuriame u ir v yra bet kokios funkcijos, apribotos paviršiaus S , o $\hat{\mathbf{n}}$ reiškia į išorę nukreiptą normalę S , Gryno teorema leidžia tūrio integralą paversti paviršiaus integralu. Tačiau reikia pažymėti, kad šis konvertavimas galioja tik tada, jei V neturi taškų P_1, P_2, \dots, P_n , kuriuose antrosios išvestinės u ir v yra neapibrėžtos. Kitaip tariant, jei stebėjimo taške P_0 ir šviesos šaltinio g srityje nėra u ir v antrosios eilės išvestinių, šiuos regionus būtina pašalinti iš tūrio V .



16 pav. Tūris V su paviršiaus plotu S . Singuliarumai: P_1, P_2, P_3 . [36].

Tarkime, kad funkcija v turi tenkinti Helmholco banginę lygtį:

$$\nabla^2 v + k^2 v = 0. \quad (33)$$

Šios lygties sprendinius sferinėje koordinačių sistemoje galima išreikšti taip:

$$v = A \frac{e^{ikr}}{r} + B \frac{e^{-ikr}}{r}. \quad (34)$$

Bangos lygtis, kurią turi tenkinti funkcija u :

$$\nabla^2 u + k^2 u = -g. \quad (35)$$

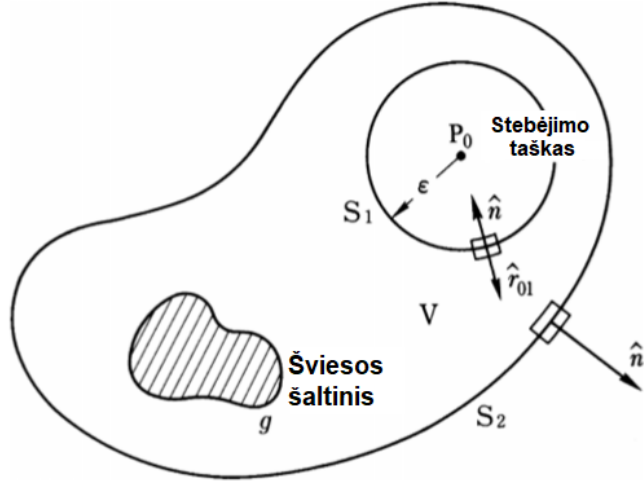
Formulė (35) atitinka bangos lygtį, kurioje yra šaltinis viduje V . Išraiškos $\nabla^2 v$ iš (33) bei $\nabla^2 u$ iš (35), įstatomos į (32). Gaunamas rezultatas:

$$I = \int_V v (-k^2 u - g) - u (-k^2 v) dV = \int_V -g v dV. \quad (36)$$

Funkcijos v (34) narys su koeficientu A apibūdina bangą, sklindančią taško link, o narys su koeficientu B - bangą, sklindančią iš taško. Dėl paprastumo bus nagrinėjamas tik pirmasis narys, t. y. banga, sklindanti į stebėjimo tašką, o koeficientas A prilyginamas vienetui. Šiuo atveju Gryno teorema vis tiek galioja. Išraišką (36) galima supaprastinti taip:

$$I = - \int_V g \frac{e^{ikr}}{r} dV. \quad (37)$$

Funkcijos v antroji išvestinė ties $r = 0$ neegzistuoja, o tai reiškia, kad šis taškas neįeina į tūrį V . Panagrinėkime scenarijų, kai iš taško P_0 sklinda sferinė banga. Tarkime, kad aplink tašką P_0 yra sfera su mažu spinduliu ϵ . Ši sfera neįeina į tūrį V . Todėl sukuriamas naujas paviršius S_1 , o visas paviršius žymimas kaip $S = S_1 + S_2$, kur S_2 atitinka išorinį paviršių, o S_1 - vidinį paviršių.



17 pav. Šaltinis g yra tūryje V .

Į Gryno teoremą (32) įstačius (37) ir $v = \frac{\exp(ikr)}{r}$ išraiškas, gaunama tokia lygtis:

$$\int_V g \frac{e^{ikr}}{r} dV + \int_{S_1} \left[\frac{e^{ikr}}{r} \nabla u - u \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] \cdot \hat{n} dS + \int_{S_2} \left[\frac{e^{ikr}}{r} \nabla u - u \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] \cdot \hat{n} dS = 0. \quad (38)$$

Dabar nagrinėsime vidinio paviršiaus integralą S_1 , kuriame daroma prielaida, kad r yra lygus r_{01} .

$$\nabla \left(\frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \right) \cdot \hat{n} = \left(\hat{r}_{01} \frac{d}{dr_{01}} \left[\frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \right] \right) \cdot \hat{n} = \left(ik - \frac{1}{r_{01}} \right) \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \hat{r}_{01} \cdot \hat{n}. \quad (39)$$

Vienetinis vektorius \hat{r}_{01} yra nukreiptas į tūrio V vidų iš taško P_0 , kaip parodyta žr. 17 pav. Padauginus \hat{r}_{01} iš vektoriaus \hat{n} , gaunama vertė -1 , nes vektoriai yra lygūs, bet nukreipti priešingomis kryptimis. Todėl (39) išraiška sferos viduje, kurios spindulys ϵ , galima išreikšti taip:

$$- \left(ik - \frac{1}{\epsilon} \right) \frac{e^{ik\epsilon}}{\epsilon}. \quad (40)$$

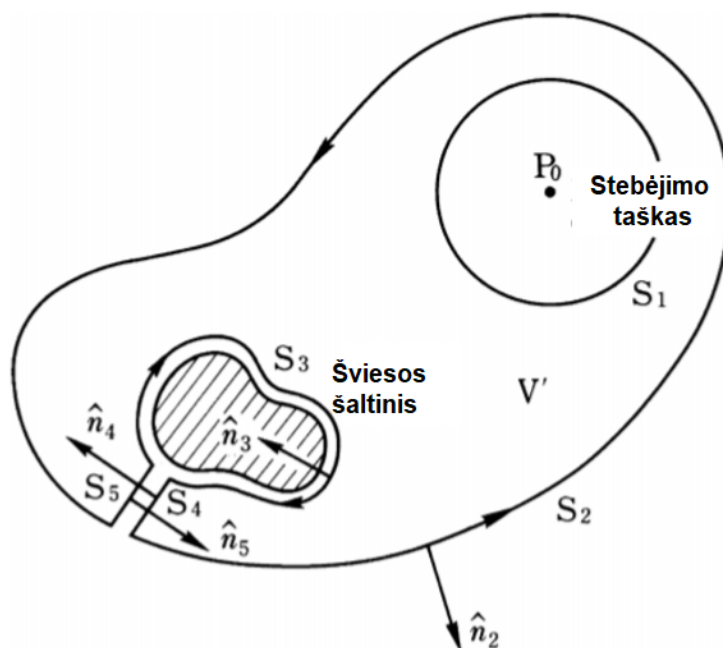
Į paviršiaus integralinę funkciją (38) įrašius šį rezultatą bei paėmus ribą, kai $\epsilon \rightarrow 0$, gaunama tokia išraiška:

$$4\pi\epsilon^2 \left[\frac{e^{ik\epsilon}}{\epsilon} \nabla u \cdot \hat{n} + \left(ik - \frac{1}{\epsilon} \right) \frac{e^{ik\epsilon}}{\epsilon} u(P_0) \right] = -4\pi u(P_0). \quad (41)$$

Funkcijos u reikšmė taške P_0 žymima $u(P_0)$. Pakeitę $u(P_0)$ į u_p ir gautą rezultatą įstačius į lygtį (38) gaunama išraiška:

$$u_p = \frac{1}{4\pi} \int_V g \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} dV + \frac{1}{4\pi} \int_{S_2} \left[\frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \nabla u - u \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] \cdot \hat{n} dS. \quad (42)$$

Pagal pateiktą lygtį gaunama kompleksinė bangos amplitudės vertė stebėjimo taške. Svarbu pažymėti, kad lauko amplitudę lemia bangos šaltinio forma ir atstumas iki stebėjimo taško, o ne tūris V [36]. 18 pav. pavaizduotas tūris V' , atitinkantis visus minėtus kriterijus ir neįtraukiantis šaltinio.



18 pav. V' - tūris, į kurį neįeina šaltinis g . Gauta u_p reikšmė atitinka ankstesniame paveikslėlyje pavaizduotą reikšmę.

Galima įrodyti, kad u_p išraiška išlieka nepakitusi net ir dabar [36]. Svarbu pastebėti, kad šiuo atveju S yra lygus S_2 ir S_3 sumai. Be to, kadangi tūryje V' nėra šviesos šaltinio, trilypis integralas prilyginamas nuliui:

$$\int_{V'} g \frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} dV = 0. \quad (43)$$

Paskaičiavus paviršiaus integralą duotam paviršiui S_3 , nustatyta, kad jis yra identiškas trilypiui integralui tūryje V [36]. Jei iš naujo apibrėšime paviršiaus plotą kaip $S = S_2 + S_3$, gausime Kirkofo integralo teoremos rezultatą:

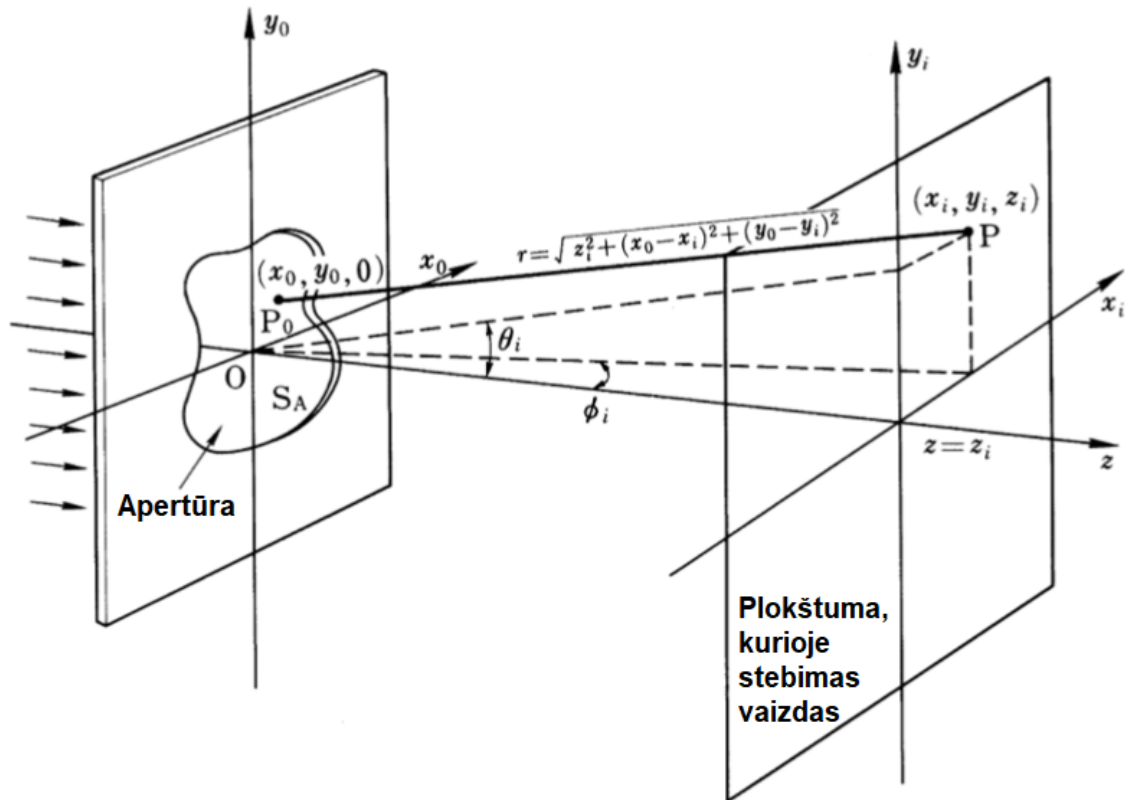
$$u_p = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[\frac{e^{ikr_{01}}}{r_{01}} \nabla u - u \nabla \left(\frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] \cdot \hat{\mathbf{n}} dS. \quad (44)$$

Praktiniu atveju vietoje taško patogiau nagrinėti konkrečią stebėjimo plokštumą, t.y. ekraną. Šiame kontekste, įvedami nauji žymėjimai. Apertūros plokštuma, iš kurios sklinda banga, dabar žymima P_0 , o jos koordinatės išreiškiamos kaip $(x_0, y_0, 0)$. Tuo tarpu ekrano plokštuma, kurioje stebime susidariusį vaizdą, žymima P , o jos koordinatės išreiškiamos kaip (x_i, y_i, z_i) . Apertūra aprašoma funkcija $g(x_0, y_0, z_0 = 0)$. Pagal šią išraišką galima apskaičiuoti gautą difrakcinį vaizdą $u(x_i, y_i, z_i)$ ekrane:

$$u(x_i, y_i, z_i) = \frac{1}{i\lambda} \iint_{-\infty}^{\infty} g(x_0, y_0, z_0 = 0) \frac{e^{ikr}}{r} dx_0 dy_0, \quad (45)$$

čia r yra tiesiog atstumas tarp bet kurių dviejų taškų:

$$r = \sqrt{z_i^2 + (x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2}. \quad (46)$$



19 pav. Principinė difrakcijos uždavinio schema. Kairėje pusėje - apertūra ir šaltinis, dešinėje - ekranas, kuriame formuojasi apertūros atvaizdas.

Išraišką (45) galima perrašyti kaip funkcijų $f(x_i, y_i, z_i)$ bei $g(x_0, y_0, z_0 = 0)$ sąsūką:

$$u(x_i, y_i, z_i) = g(x_0, y_0, z_0 = 0) * f(x_i, y_i, z_i), \quad (47)$$

čia funkcija $f(x_i, y_i, z_i)$:

$$f(x_i, y_i, z_i) = \frac{e^{ikr}}{i\lambda r}. \quad (48)$$

Pasinaudojus konvoliucijos teorema, dviejų funkcijų sąsūką galima perrašyti per Furjė transformacijas:

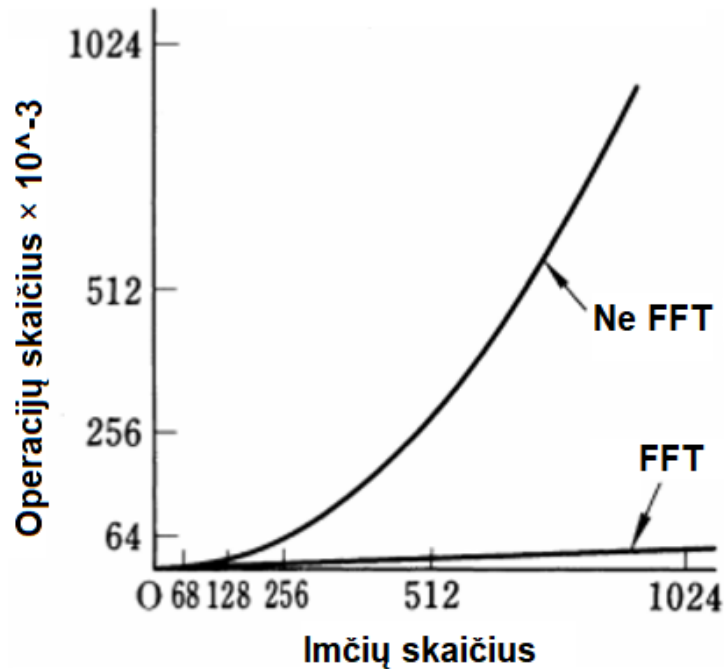
$$\{g * h\} = \mathcal{F}^{-1}\{G \cdot F\}. \quad (49)$$

Funkcijos G ir F yra funkcijų g ir f Furjė transformacijos.

2.2 Sparčiosios Furjė transformacijos (FFT) pagrindai

Analitinė formulė, aprašanti funkcijos Furjė transformaciją, įmanoma tik nedaugeliui funkcijų. Daugeliu atvejų funkcijos Furjė transformacija apskaičiuojama skaitmeniniu būdu. Skaitmeninio integravimo procesas reikalauja daug kompiuterinių resursų, todėl skaičiavimai vyksta lėtai. Šiai problemai spręsti 1965 m. buvo sukurtas algoritmas, vadinamas *Fast Fourier Transform (FFT)*, dar

žinomas kaip *Cooley-Tukey* algoritmas, pavadintas jo kūrėjų vardu. Buvo įrodyta, kad *Cooley-Tukey* algoritmas gali apskaičiuoti matricos, turinčios 8192 elementus, Furjė transformaciją maždaug per 5 sekundes, o skaitinio integravimo metodu tam pačiam rezultatui pasiekti naudojant tuos pačius išteklius prireikė maždaug 30 minučių. Šių dviejų metodų spartos palyginimas pateiktas 20 pav.



20 pav. Kompiuterinių operacijų kiekio nuo imties elementų skaičiuojant difrakcinį vaizdą. [36].

Vietoj tolydziosios Furjė transformacijos skaitiniame metode naudojama diskrečioji Furjė transformacija:

$$G_l = \sum_{k=0}^{N-1} g_k e^{-i2\pi \frac{kl}{N}}. \quad (50)$$

$$g_k = \frac{1}{N} \sum_{l=0}^{N-1} G_l e^{i2\pi \frac{kl}{N}}. \quad (51)$$

Matematinis Furjė transformacijos (50) ir atvirkštinės Furjė transformacijos (51) skaičiavimo išraiškų panašumas yra akivaizdus, skiriasi tik eksponentės ženklas ir normavimo konstanta N . Kadangi šios dvi išraiškos yra beveik identiškos, toliau bus aptariama tik formulė (50). Ją galima išreikšti taip:

$$G_l = \sum_{k=0}^{N-1} g_k W^{kl}, \quad \text{kur } l = 0, 1, 2, \dots, N-1, \quad (52)$$

čia W - eksponentinis narys:

$$W = e^{-\frac{i2\pi}{N}}. \quad (53)$$

Tai galima pavaizduoti matricos pavidalu taip:

$$\begin{pmatrix} G_0 \\ G_1 \\ G_2 \\ \vdots \\ G_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} W^0 & W^0 & W^0 & \dots & W^0 \\ W^0 & W^1 & W^2 & \dots & W^{N-1} \\ W^0 & W^2 & W^4 & \dots & W^{2(N-1)} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ W^0 & W^{N-1} & W^{2(N-1)} & \dots & W^{(N-1)(N-1)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_0 \\ g_1 \\ g_2 \\ \vdots \\ g_{N-1} \end{pmatrix}. \quad (54)$$

Diskrečiosios Furjė transformacijos skaitmeninį algoritmą galima apibrėžti kaip tiesinę matricos transformaciją. Taikant *FFT* algoritmą N dydžio diskrečiosios Furjė transformacijos padalijamos į mažesnę N_1 ir N_2 dydžio transformacijų aibę, todėl sumažėja reikalingų daugybos operacijų skaičius. Kadangi daugyba reikalauja daugiau išteklių nei sudėtis, šiuo algoritmu siekiama sumažinti reikalingų daugybos operacijų skaičių.

2.3 Frenelio difrakcijos skaičiavimo metodai pasitelkus *FFT*

FFT įgyvendinimas *Matlab* aplinkoje turi tam tikrų savitų ypatumų. Difrakcijos vaizdui apskaičiuoti naudojamos koordinatės x_i ir y_i gali įgyti teigiamas ir neigiamas reikšmes, tačiau *Matlab* aplinkoje vektorių ir matricų elementams žymėti naudojami teigiami sveikieji skaičiai. Jei darome prielaidą, kad funkcijos $f(x, y)$ centras yra ties pradžia, tai jos vertė ties nuline koordinate $x_i, y_i = 0$ atitinka matricos $A(\frac{M}{2}, \frac{M}{2})$ centrinio nario vertę, kur M yra matricos elementų skaičius. Tačiau *fft2* funkcija, esanti *Matlab* aplinkoje, nulinę koordinatę interpretuoja kaip pirmąjį matricos narį $A(1, 1)$, o ne $A(\frac{M}{2}, \frac{M}{2})$. Todėl naudojant *fft2* vektoriaus arba matricos elementai turi būti perkelti taip, kad kiekvienas matricos narys būtų priskirtas atitinkamai koordinatei. Paslinkus ir Furjė transformavus matricą, elementus reikia gražinti į vietą, t. y. centro elementus priskirti nulinėms koordinatėms. Funkcija *fftshift* naudojama atvirkštiniam poslinkiui (grąžinimui).

Difrakcinės diagramos skaičiavimui pagreitinti buvo naudojama greitoji Furjė transformacija. Darbe buvo naudota šviesos sklidimą apibūdinanti funkcija, *propSPS*. Daroma prielaida, kad visi taškai yra sferiniai bangų šaltiniai (angl. *Spherical Point Source*). Skaičiavimai grindžiami konvoliucijos teorema, kuri leidžia aprašyti dviejų funkcijų sąsuką per Furjė transformacijas. Naudojant konvoliucijos teoremą išvedama paprasta formulė difrakciniam vaizdui aprašyti:

$$u(x_i, y_i) = \mathcal{F}^{-1} \{ \mathcal{F} [g(x_0, y_0, 0)] \mathcal{F} [f(x_i, y_i, z_i)] \}, \quad (55)$$

čia

$$\begin{aligned} f(x_i, y_i, z_i) &= \frac{1}{i\lambda r} e^{ikr}, \\ r &= \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + z_i^2}, \\ g(x_0, y_0, 0) &- \text{apertūros funkcija.} \end{aligned} \quad (56)$$

2.4 Vaizdo kokybės įvertinimas

Vaizdo kokybė yra kompleksiška ir daugiareikšmė sąvoka, kurią galima vertinti pagal įvairius subjektyvius bei objektyvius veiksnius. Moksliniame kontekste vaizdo kokybė dažnai apibrėžiama

naudojant matematinius parametrus tokius kaip vidutinį kvadratinį nuokrypį (angl. *Mean Square Error, MSE*), smailinio signalo triukšmo santykį (angl. *Peak Signal to Noise Ratio, PSNR*), kontrastą, skyrą, struktūrinio panašumo indekso matą (angl. *Structural Similarity Index Measure, SSIM*) bei daugelį kitų. Šiame darbe vaizdo kokybei įvertinti buvo naudoti vidutinis kvadratinis nuokrypis, smailinio signalo ir triukšmo santykis, kontrastas ir skyra. Pirmas parametras, Vidutinis kvadratinis nuokrypis, yra skaičiuojamas imant bandinio matricos elementus ir lyginant juos su vaizdo matricos gauto modeliavimo metu elementais:

$$MSE = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (M_i - \hat{M}_i)^2. \quad (57)$$

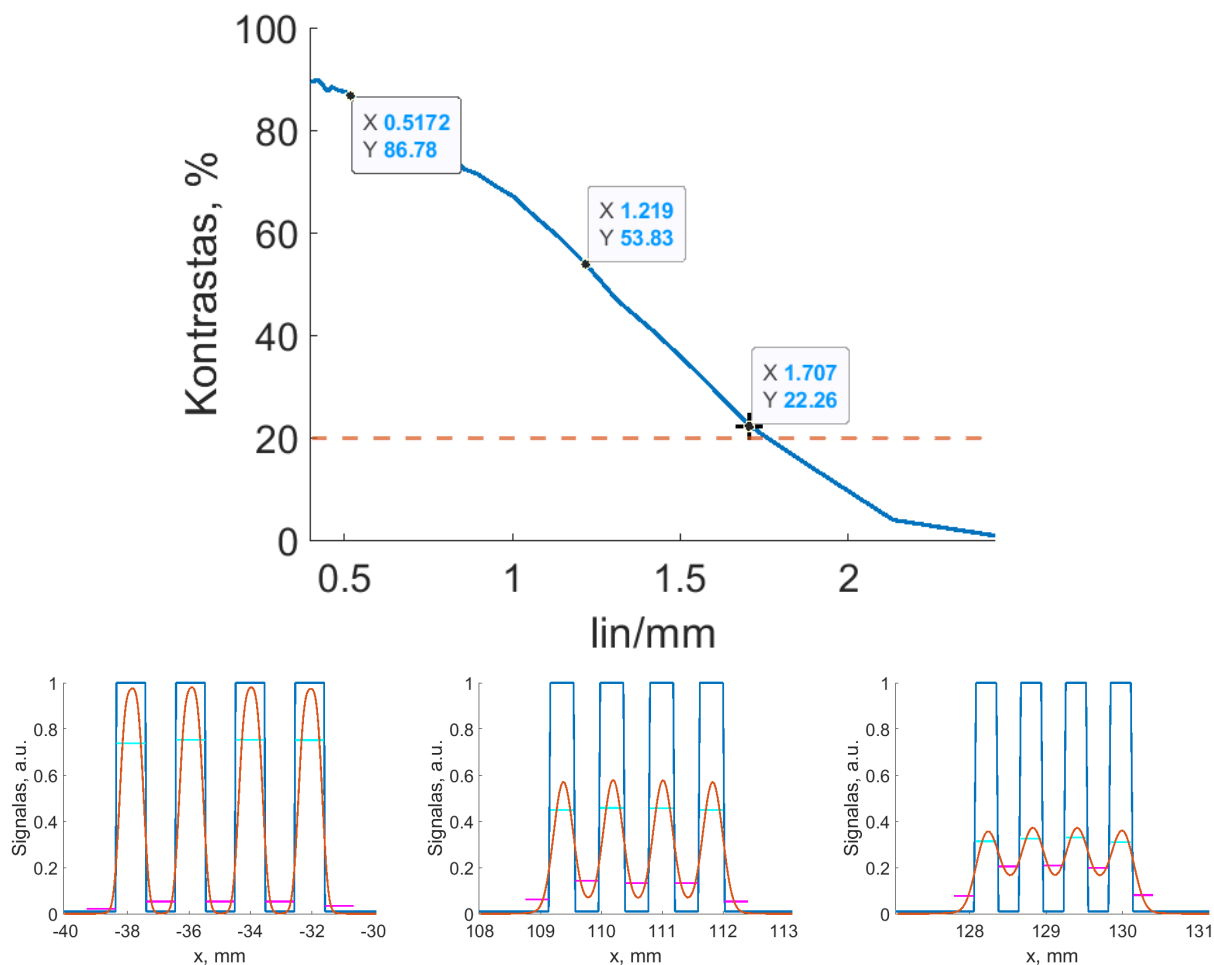
M_i bei \hat{M}_i yra atvaizdo ir bandinio masyvų elementai. Reiktų atkreipti dėmesį, jog vaizdas geriausia atitinka bandinį tada, kai MSE artėja link nulio. Tad kuo didesnė MSE vertė, tuo prastesnė vaizdo kokybė. Antrasis kriterijus - ryškis buvo skaičiuojamas imant didžiausią nekohererntinio signalo (t.y. intensyvumo) vertę. Tai buvo atlikta tariant, jog tiek nekoherentinio signalo (intensyvumo), tiek koherentinio signalo (elektrinio lauko amplitudės ir fazės) stipris priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo.

$$Ryškis = I_{max}. \quad (58)$$

Trečiasis kriterijus - smailinis signalo triukšmo santykis (PSNR) skaičiuojamas kaip ryškio ir vidutinio kvadratinio nuokrypio santykio logaritmas:

$$PSNR = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{I_{max}^2}{MSE} \right). \quad (59)$$

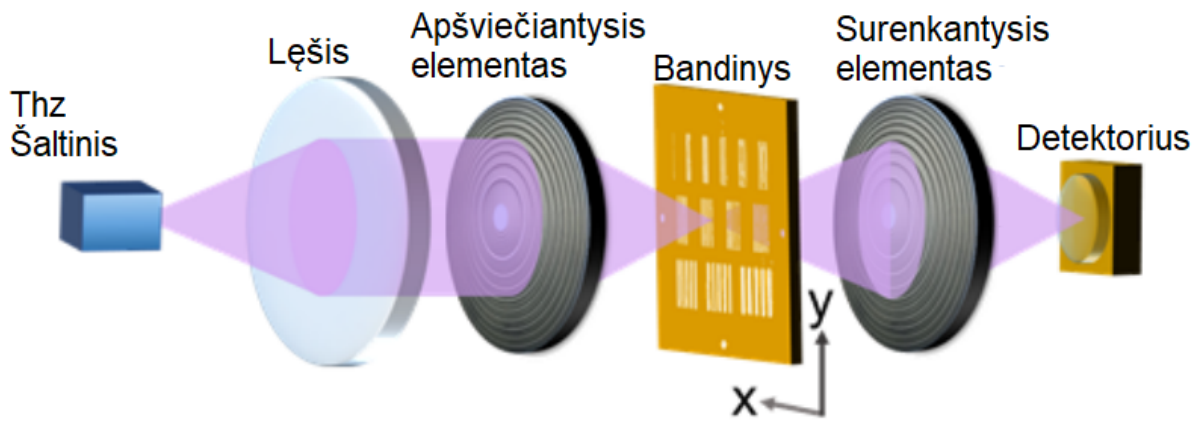
Čia galima pastebėti, kad pasinaudojus logaritmų savybę ryškį ir MSE galima išskirti į atskirus narius, tad jis iš esmės tiesiog apjungia abu praeitus parametrus. Ketvirtasis kriterijus - kontrastas buvo apskaičiuotas analizuojant 47 pjūvius (žr. 29 pav.). Šie pjūviai buvo paimti iš įvairių bandinio vietų, kurios turėjo skirtingą linijų tankį. Čia galima įvesti skyros sąvoką. Ji nustatoma pagal didžiausią linijų tankį, kuomet kontrastas sumažėja iki tam tikros vertės. Realiu atveju, tarkim žiūrint su akimi, ši kontrasto ribinė vertė priklauso nuo linijų tankio [40], tačiau patogumo dėlei, tą ribą mes pasirinkome 20% (žr. 21 pav.).



21 pav. Kontrasto priklausomybė nuo linijų skaičiaus per milimetrą. Apačioje pavaizduota kaip atrodo atvaizdo pjūvis palyginus su bandiniu (ties bandinio vietomis, kur linijų tankio vertės 0,52 lin/mm, 1,22 lin/mm bei 1,71 lin/mm (linijos per milimetrą) iš kairės į dešinę, atitinkamai). Kontrastas buvo nustatomas imant signalo vidurkį ties balta (skaidria) vieta I_{max} bei ties juoda (nėskaidria) vieta I_{min} , kuris atitinkamai pažymėtas žydra ir purpurinė linija. Nustatyta, jog šiuo atveju skyra yra 1,71 lin/mm.

2.5 Vieno pikselio vaizdinimas

Norint užfiksuoti vaizdą paprastai yra naudojama detektorių matrica, arba kitaip kamera. Tačiau vaizdą galima atkurti ir naudojant vieno pikselio detektorių [41]. Tai galima atlikti naudojant įvairias kaukes bei matuojant gaunamą intensyvumo vertę su vienu detektoriumi. Keičiant kaukes galima išsifiltruoti tam tikrus erdvinis dažnius ir išmatavus gaunamą intensyvumą rekonstruoti realų vaizdą. Tai ypač yra aktualu terahercų elektromagnetinės spinduliuotės spektro srityje, kadangi detektorių matricos nėra praktiškai lengvai įgyvendinamos. Vietoje erdvinų dažnių filtravimo šiame darbe buvo naudota rastinis skenavimas. Atvaizdas buvo gautas keičiant bandinio padėtį skersinėje plokštumoje. Bandinys buvo judinamas mažu žingsniu, o kiekvienas postūmis atitiko atvaizdo matricos vieno pikselio vertę. Eksperimento schema pateikta 22 pav.

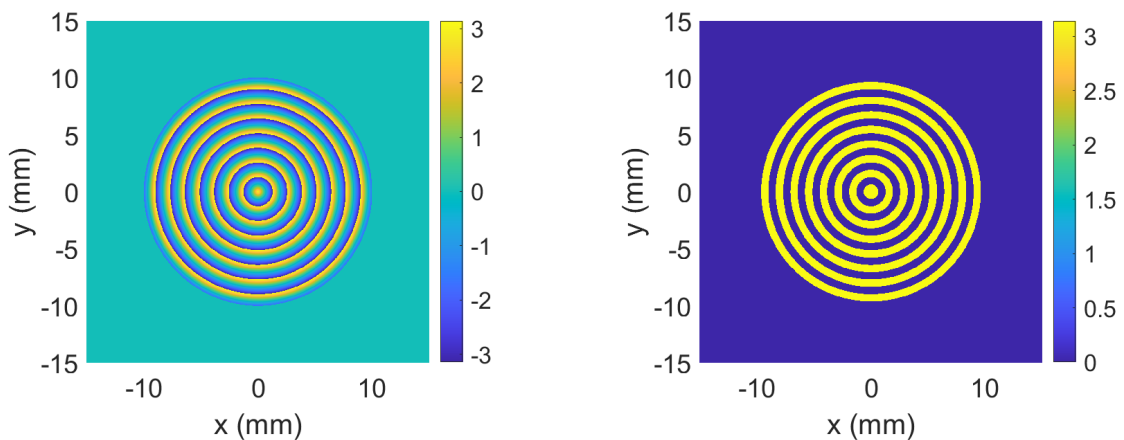


22 pav. Vieno pikselio vaizdinimo eksperimento schema. Apšviečiantysis elementas spinduliuotę sufokusuoja į bandinį. Surenkantysis elementas surenka spinduliuotę praėjusią pro bandinį bei fokusuoja ją į detektorių.

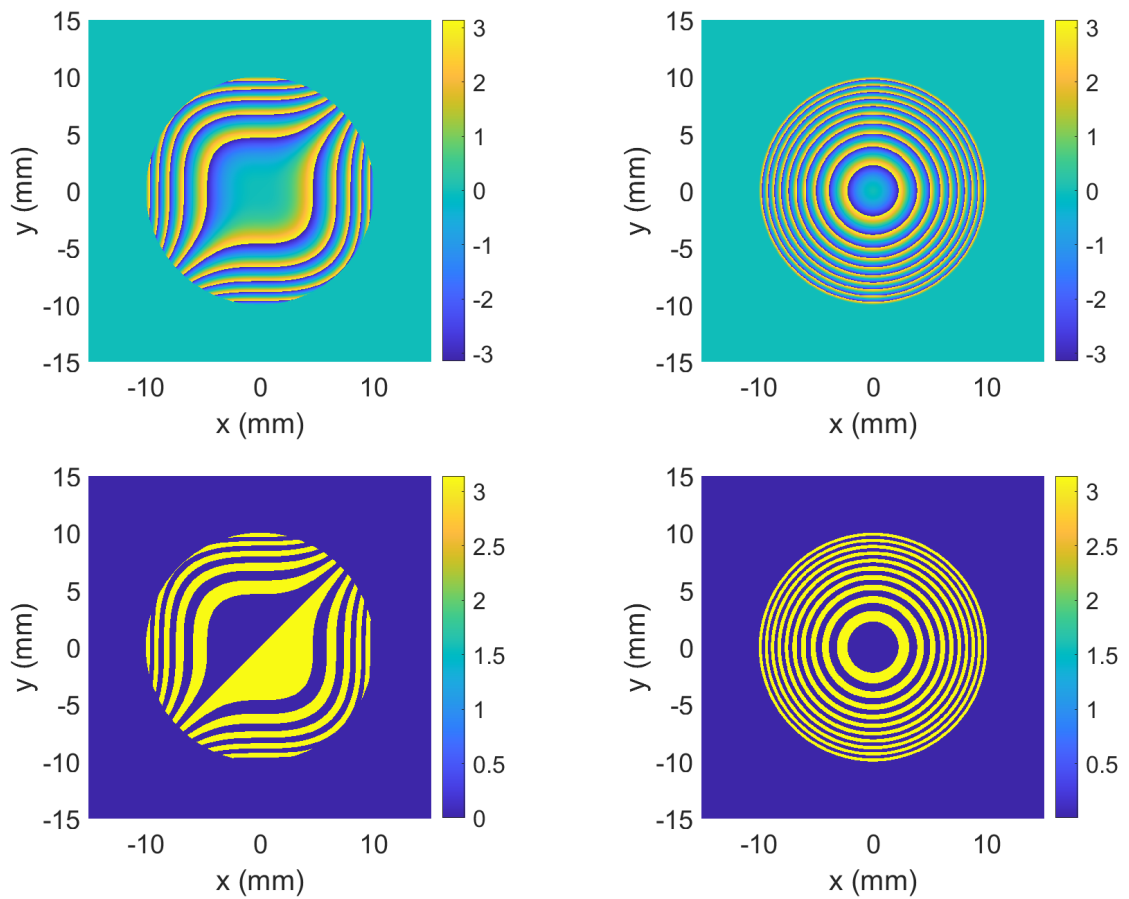
3 Skaitmeninio modeliavimo rezultatai

3.1 Airy, Beselio bei Fibonačio pluoštų generavimas fazinių difrakcinių elementų pagalba.

Šiame darbe buvo vaizdinta pasitelkus keturis skirtingus fazinius difrakcinius elementus: kubinė Airy kaukė (žr. 24 pav.), aksikonas (žr. 23 pav.), plonasis lęšis (žr. 24 pav.) bei Fibonačio lęšis (žr. 27 pav.). Pasitelkus šiuos elementus buvo sugeneruoti Airy, Beselio, Gauso bei Fibonačio pluoštai atitinkamai. Airy pluoštas buvo sugeneruotas pasitelkus kubinę fazinę kaukę ir plonąjį lęšį (žr. 24 pav.). Čia plonasis lęšis buvo skirtas Furjė transformuoti kubine faze moduliuotą Gauso pluoštą.

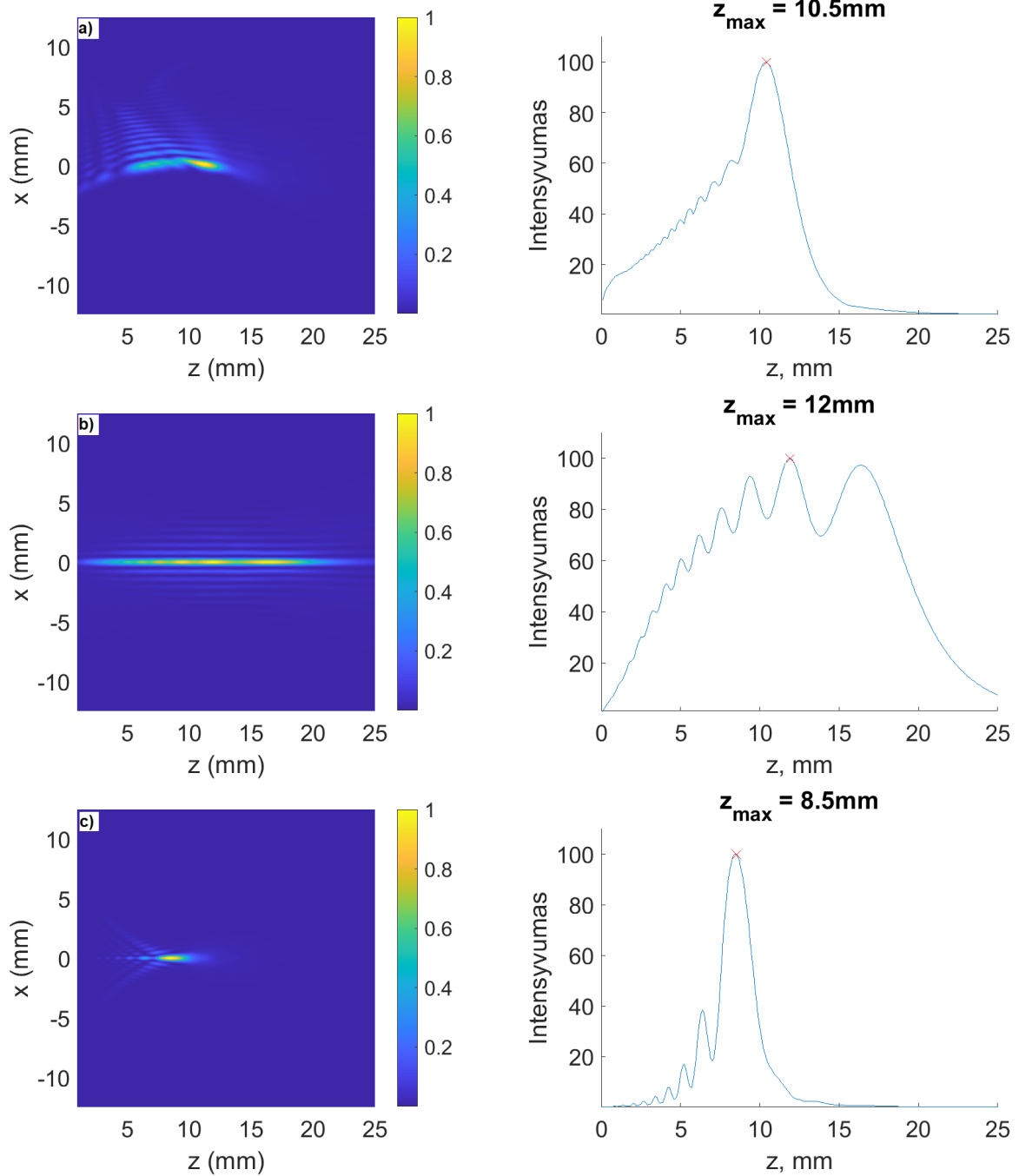


23 pav. Aksikono fazinė kaukė, skirta generuoti Beselio pluoštui. Tolydus (kairėje) bei binarinis (dešinėje) variantai.

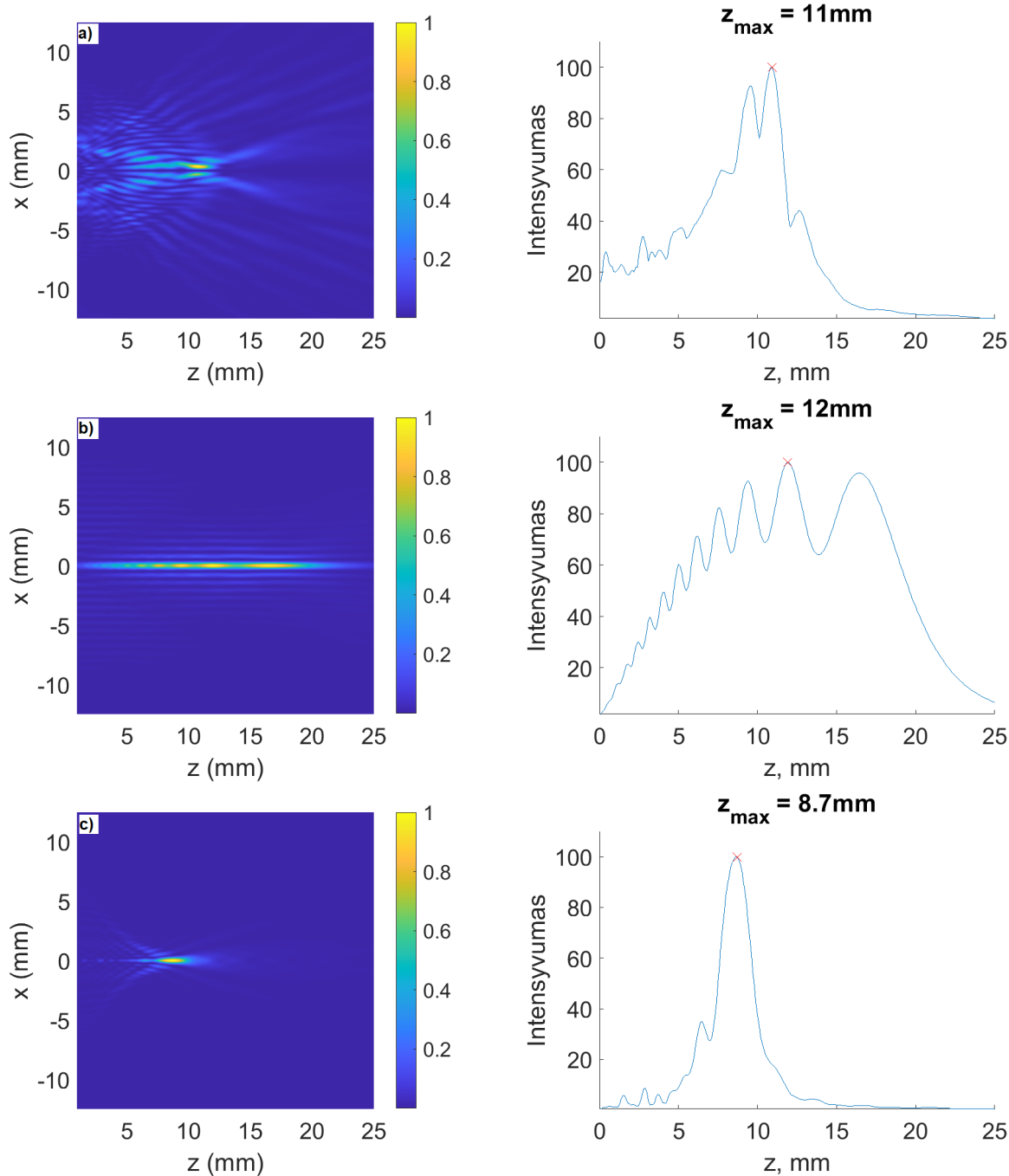


24 pav. Kubinė Airy (kairėje) bei plonojo lęšio (dešinėje) fazinė kaukė, skirta generuoti Airy pluoštui. Tolydus (viršuje) bei binarinis (apačioje) variantai.

Pirma buvo ištirta elementų kvantavimo įtaka. Tam tikslui buvo sugeneruoti minėti Airy, Besselio bei Gauso pluoštai bei ištirta jų intensyvumo skirstiniai XZ atvaizde naudojant tolydžias ir binarines kaukes, žr. 25 pav. bei 26 pav. atitinkamai.



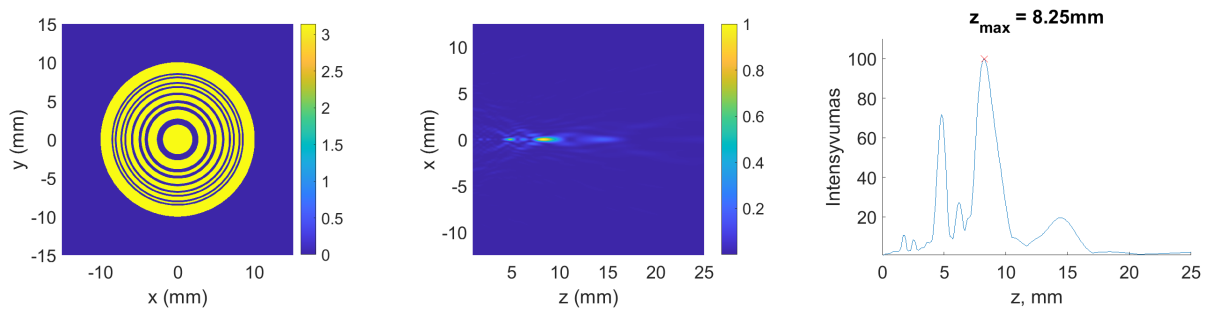
25 pav. Pluošto XZ intensyvumo skirstiniai bei intensyvumo priklausomybė nuo atstumo iki fazinės kaukės. a) Airy pluoštas, b) Beselio pluoštas, c) Gauso pluoštas. Pluoštai sugeneruoti su tolydzioomis kaukėmis.



26 pav. Pluoštų XZ intensyvumo skirstiniai bei intensyvumo priklausomybė nuo atstumo iki fazinės kaukės. a) Airy pluoštas, b) Beselio pluoštas, c) Gauso pluoštas. Pluoštai sugeneruoti su binarinėmis kaukėmis

Pastebima, kad naudojant binarines kaukes, Airy pluoštas stipriai išsidarko. Taip yra dėl to, jog atsiranda +1 ir -1 eilės difrakciniai maksimumai, kurie dėl superpozicijos duoda netvarkingą pluoštą. Dėl šios priežasties tolimesniuose skaičiavimuose buvo naudota tolydus plonasis lęšis bei Airy fazinė kaukė. Tuo tarpu Beselio pluoštas tolydžiu bei binariniu atveju pakinta mažai. Šiek tiek padidėja intensyvumo osciliacijos sklindant pluoštui. Gauso pluoštas tolydžiu bei binariniu atveju taipogi pakinta mažai. Šiek tiek pasikeičia židinio nuotolis (iš 8,5 mm į 8,7 mm).

Fibonačio pluoštas buvo sugeneruotas pasitelkus Fiboančio lęšį (žr. 27 pav.). Šiuo atveju egzistuoja tik binarinis fazinės kaukės variantas. Šis pluoštas pasižymi dvejais židiniais.

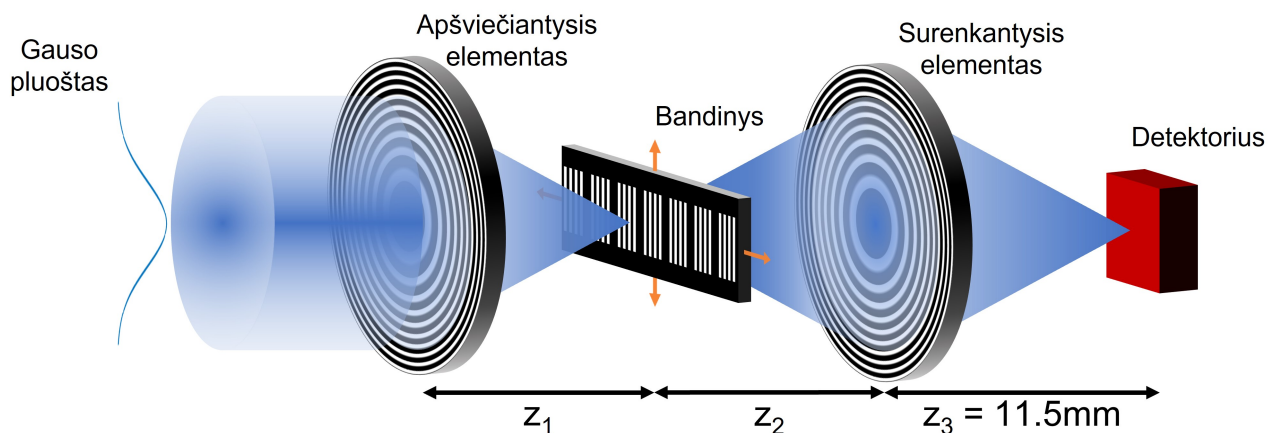


27 pav. Fibonačio lęšio fazinė kaukė, skirta generuoti Fibonačio pluoštui (kairėje). Pluošto XZ intensyvumo skirstiniai (viduryje) bei ašinis intensyvumas (dešinėje). Fibonačio pluoštas pasižymi dvejais židiniais, šiuo atveju 4,75 mm bei 8,25 mm.

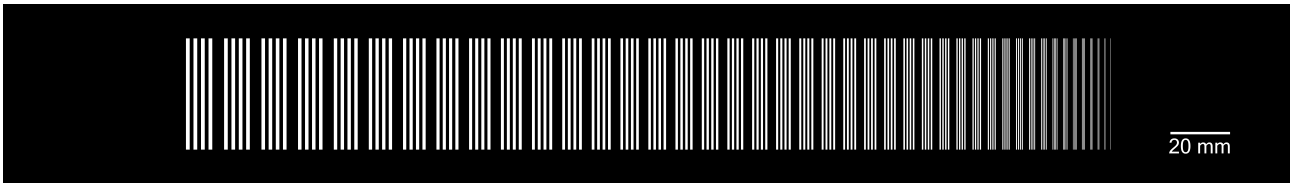
3.2 Koherentinis ir nekoherentinis THz virtualus vaizdinimo eksperimentas

Principinė optinė vieno pikselio vaizdinimo schema naudota modeliavimuose pavaizduota 28 pav. Sukolinuota spinduliuotė yra sufokusuojama ties bandiniu apšviečiančiojo elemento, toliau sklinda iki surenkančiojo elemento ir yra sufokusuojama ties detektoriumi. Naudotas bandinys pavaizduotas 29 pav. (linijų tankis kinta nuo 0,397 lin/mm iki 17,07 lin/mm), detektoriaus aukštis ir plotis - 0,2 mm, elementų diametras - 20 mm, spinduliuotė - 0,6 THz.

Atliekant vieno pikselio vaizdinimo eksperimentą yra didelis skaičius laisvės laipsnių. Galima keisti apšviečiantįjį bei surenkantįjį elementą, atstumą nuo apšviečiančiojo elemento iki bandinio (z_1), atstumą nuo bandinio iki surenkančiojo elemento (z_2), atstumą nuo surenkančiojo elemento iki detektoriaus (z_3). Siekiant sumažinti laisvės laipsnių skaičių, buvo pasirinktas fiksuotas atstumas nuo surinkimo elemento iki detektoriaus ($z_3 = 11,5$ mm). Atstumas nuo apšviečiančiojo elemento iki bandinio buvo parinktas pagal atstumą, kuomet naudojamas pluoštas yra intensyviausias (Airy pluošto atveju - $z_1 = 10,5$ mm, Beselio pluošto atveju - $z_1 = 12$ mm, Gauso pluošto atveju - $z_1 = 8,5$ mm, Fibonačio pluošto atveju buvo imtos dvi z_1 vertės, t.y. 4,75 mm ir 8,25 mm, kadangi šis pluoštas pasižymi savybe turėti du židinius, žr. 25 pav. ir 27 pav.).



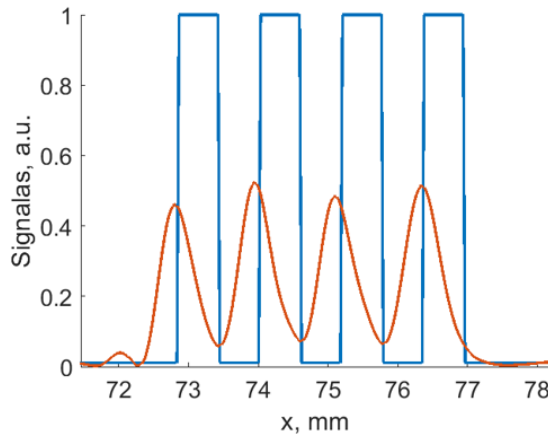
28 pav. Viena pikselio vaizdinimo principinė schema.



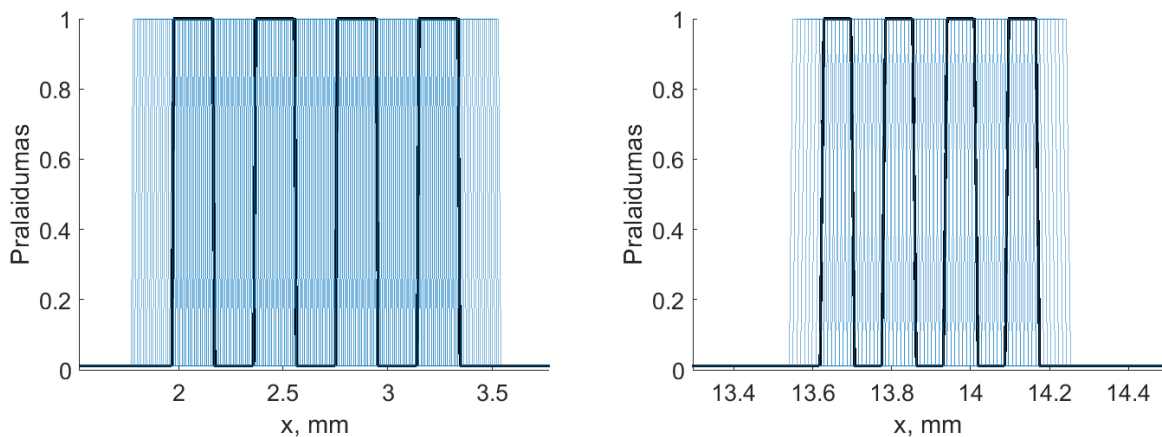
29 pav. Vaizdinime naudotas bandinys.

Pasirinkus z_1 bei z_3 atstumus, buvo iširta ties kuria z_2 verte susidaro kokybiškiausias vaizdas. Kokybiškumas buvo vertinamas pagal keturis kriterijus: vidutinį kvadratinį nuokrypį (angl. *Mean Square Error*), didžiausią gautą vaizdo intensyvumą (vaizdo ryškį), smailinį singalo ir triukšmo santykį (kitai vadinamas PSNR, angl. *Peak Signal to Noise Ratio*) bei kontrastą.

Airy pluoštas sklinda paraboline trajektorija, žr. 25 pav. a). Buvo pastebėta, jog dėl to vaizdas būna pasislinkęs į šoną (žr. 30 pav.). Šiai problemai išspręsti buvo keičiamas bandinio pjūvių x postūmis lyginant su gauto vaizdu. Kiekvienąkart buvo skaičiuojamas kontrastas bei paimamas tas x postūmis, kuris duoda geriausią kontrastą.



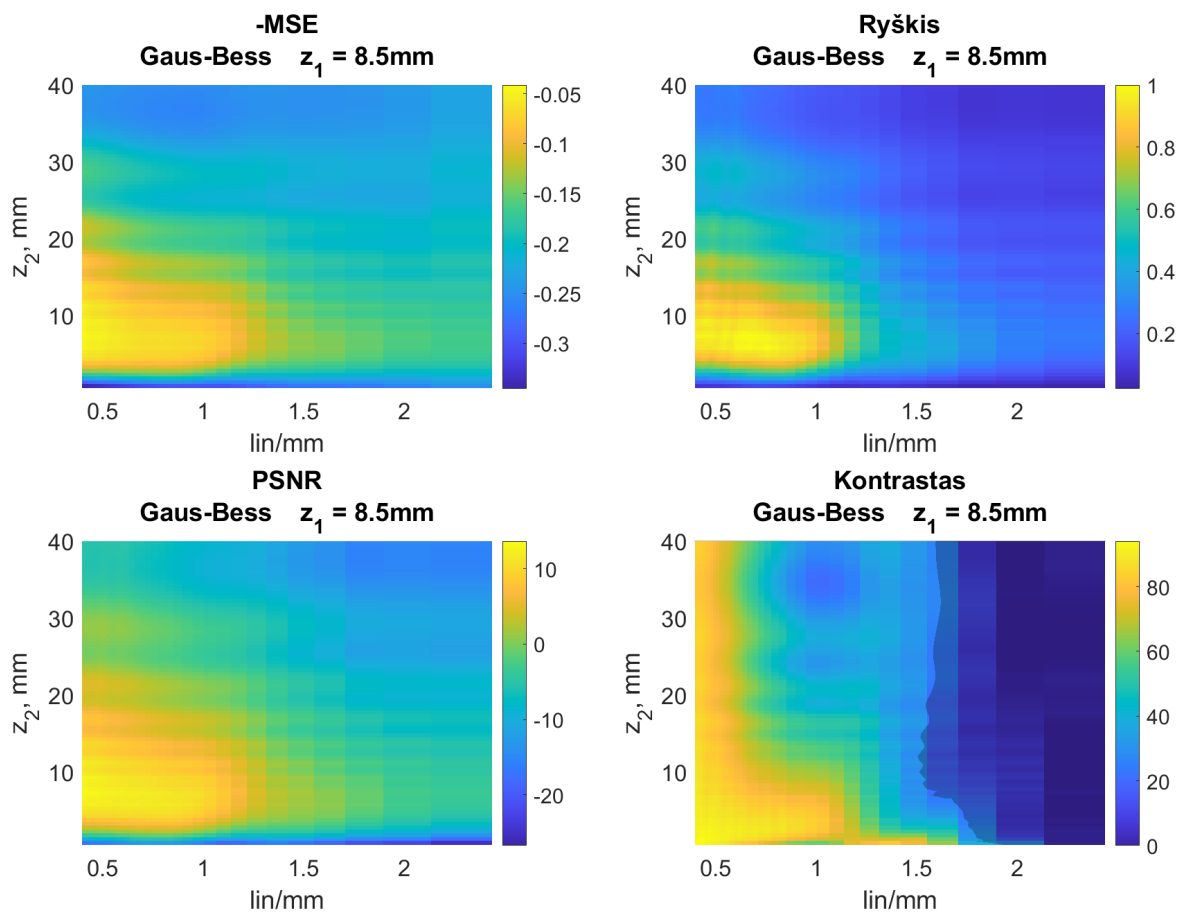
30 pav. Vaizdo pasislinkimas naudojant Airy pluoštus.



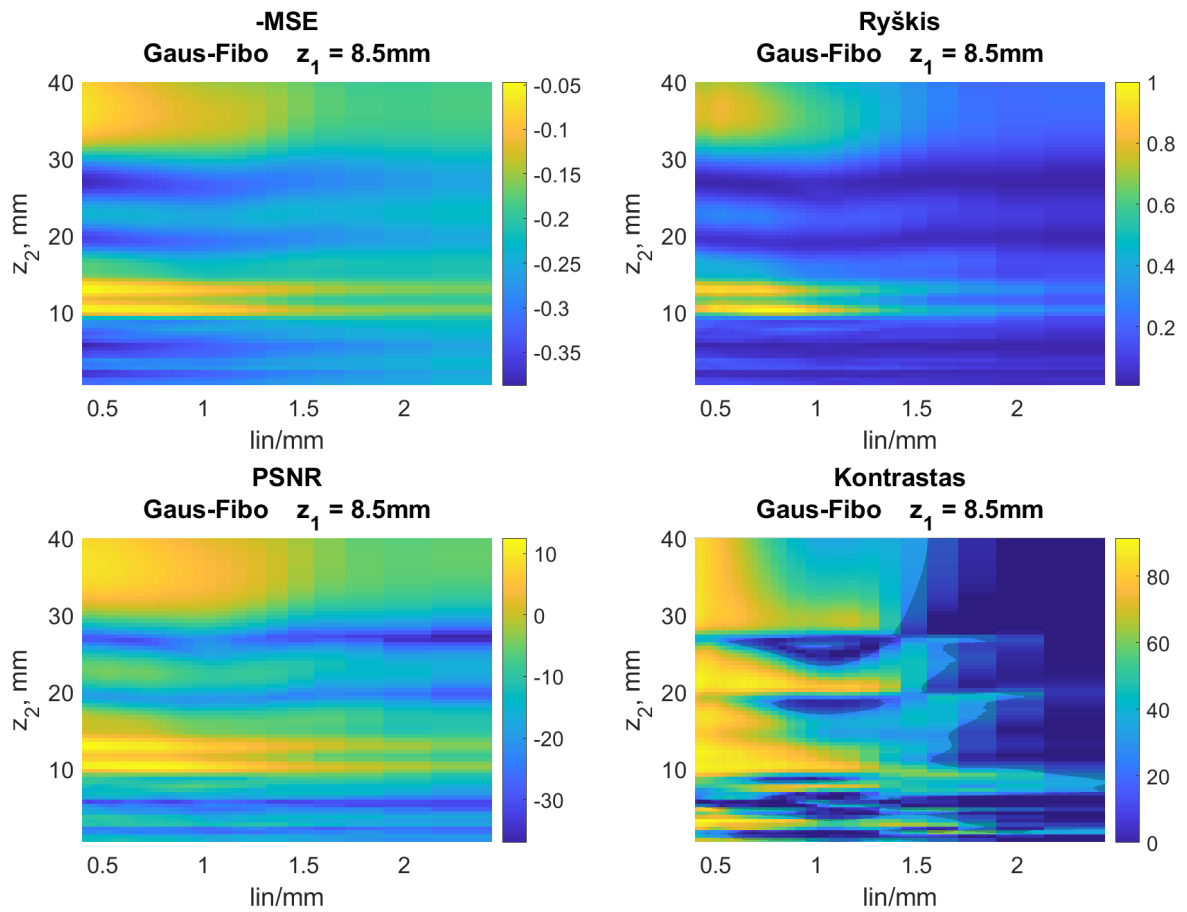
31 pav. Bandinio postūmio ribos analizuojant kontrastą. Postūmio riba atitinka linijos plotį.

Šie keturi kriterijai buvo apskaičiuoti kiekvienai elementų konfigūracijai. Kadangi buvo pasirinkta apšviečiantysis ir surenkantysis elementai iš 4 variantų (Airy, Beselio, Fibonačio, Gau-

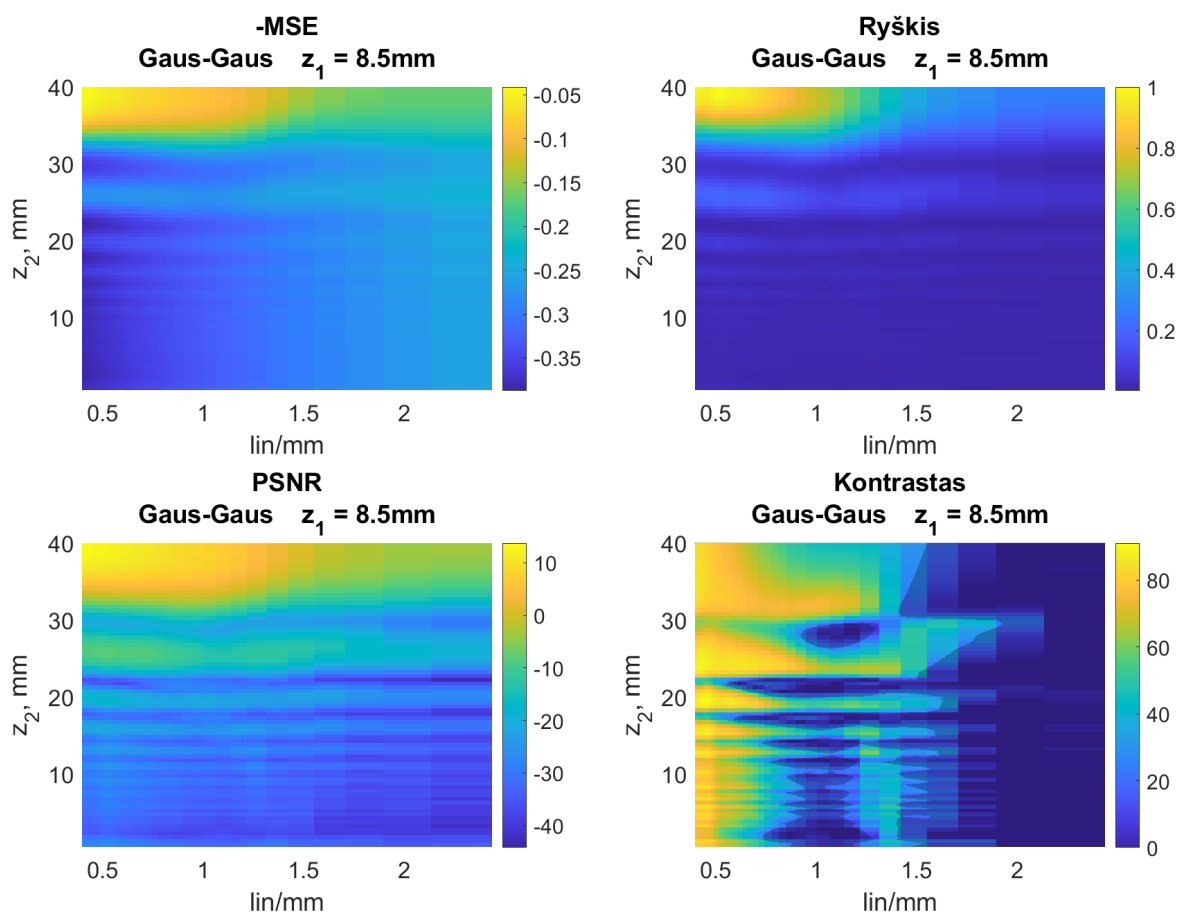
so pluoštai), o Fibonačio lęšis turi du židinio nuotolius (atitinkamai dvi z_1 vertes), konfigūracijų skaičius buvo 20 ($5 \times 4 = 20$). Kiekvienos konfigūracijos atveju buvo atvaizduota vidutinio kvadratinio nuokrypio (ang. *Mean Square Error* arba *MSE*), ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybė nuo linijų tankio bei atstumo z_2 . Reiktų paminėti, jog MSE priklausomybė buvo padauginta iš -1 tam, kad būtų lengviau vizualiai lyginti parametrų erdves. Taip pat kontrasto šešėlis buvo uždėtas tam, kad geriau matytųsi, kur kontrasto vertė nukrenta žemiau 20% (skyros sąlyga). Pirma bus pagnagrinėtas nekoherentinio vaizdinimo atvejis. Šis vaizdinimas buvo atliktas per detektoriaus plotą suintegravus intensyvumą. Buvo atrinktos 2 geriausios konfigūracijos (pagrinde atsizvelgiant į pasiekiamą PSNR bei skyrą). Taip pat šios konfigūracijos buvo palygintos su klasikine dviejų plonųjų lęšių konfigūracija. Gauti rezultatai pateikti žemiau.



32 pav. MSE, ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybė nuo linijų tankio bei atstumo z_2 . Analižuotas intensyvumas. Apšvietimui naudota plonasis lęšis, šviesos surinkimui naudota aksikonas.



33 pav. MSE, ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybė nuo linijų tankio bei atstumo z_2 . Analizuotas intensyvumas. Apšvietimui naudota plonasis lęšis, šviesos surinkimui naudota Fibonačio lęšis.



34 pav. MSE, ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybė nuo linijų tankio bei atstumo z_2 . Analizuotas intensyvumas. Apšvietimui naudota plonasis lęšis, šviesos surinkimui naudota lęšis.

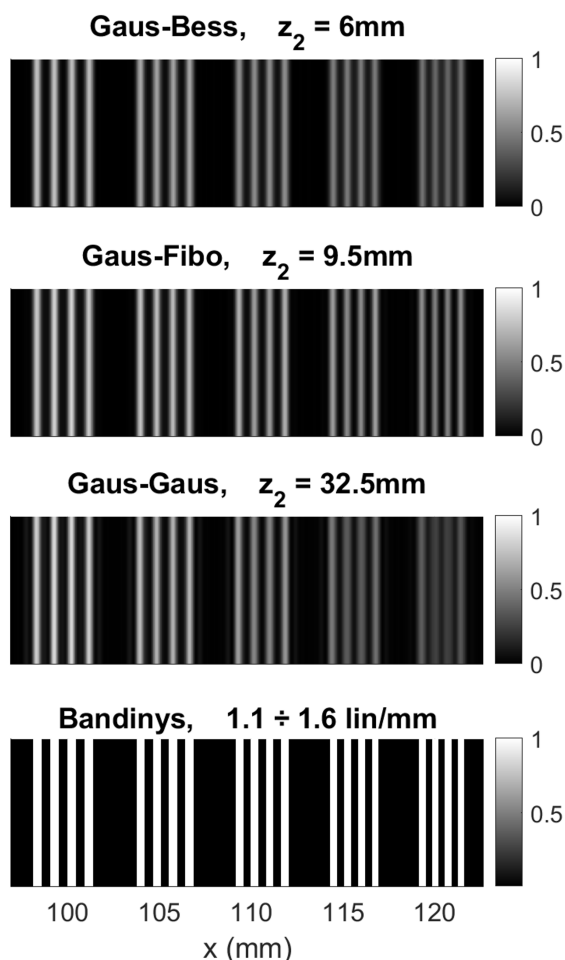
Apšviečiant su plonuju lęšiu, surenkant šviesą su aksikonu (Gaus-Bess konfigūracija, žr. 32 pav.) geriausia skyra gaunama aksikoną padėjus iškart už bandinio (1,9 lin/mm). Tai gali būti dėl to, kad aksikonas surenka daugiausia erdviųjų dažnių ir ir sufokusuoja juos į pailgą adatos formos fokusą. Toliau kontrastas smarkiai sumažėja tolinant aksikoną nuo bandinio, nors pati skyra beveik nekinta. Tuo tarpu ryškio, MSE ir PSNR skirstiniai pasižymi panašia struktūra: jų smailės yra ties $z_2 = 7$ mm. Stebima aukšta PSNR vertė ($PSNR = 13,65$ dB). Plonojo lęšio ir aksikono konfigūracija duoda aukštą, stabilų skyrą bei labai didelę PSNR vertę.

Apšviečiant su plonuju lęšiu, surenkant šviesą su Fibonačio lęšiu (Gaus-Fibo konfigūracija, žr. 33 pav.) geriausia skyra gaunama Fibonačio lęšį padėjus 7,5 mm atstumu nuo bandinio. skyra gaunama itin aukšta (2,44 lin/mm). Tačiau šiuo atveju skyra jautri atstumo z_2 pokyčiui. Pakeitus šį atstumą vos 0,5 mm, skyra nukrenta iki 0,68 lin/mm. Galima pastebėti, jog geras kontrastas (bei tuo pačiu aukšta skyra) nebūtinai sutampa su MSE, ryškiu ar PSNR. Tačiau šie skirstiniai tarpusavyje pasižymi labai panašia struktūra: matoma dvi ryškios linijos, kurios atitinka Fibonačio lęšio du židinius. Stebima PSNR vertė ($PSNR = 12,5$ dB). Plonojo lęšio ir Fibonačio lęšio konfigūracija duoda itin aukštą skyrą, kuri yra jautri atstumo pokyčiui bei didelę PSNR vertę.

Apšviečiant su plonuju lęšiu, surenkant šviesą su plonuju lęšiu (Gaus-Gaus konfigūracija, žr. 34 pav.) geriausia skyra gaunama surenkantįjį elementą padėjus 30 mm atstumu nuo bandinio (1,9 lin/mm). Tuo tarpu kontrastas ties mažais z_2 atstumais (0 ÷ 18 mm) yra prastas bei pasižymi

periodine struktūra vietomis sumažėdamas, vietomis padidėdamas. Šiuo atveju geras kontrastas (bei tuo pačiu aukšta skyra) taip pat nesutampa su MSE, ryškiu ar PSNR. Didžiausias ryškis, PSNR bei mažiausias MSE stebimas ties $z_2 = 40$ mm. Stebima labai didelė PSNR vertė ($PSNR = 13,75$ dB). Dviejų plonųjų lęšių konfigūracija duoda aukštą, tačiau nuo atstumo z_2 priklausančią skyrą bei labai didelę PSNR vertę.

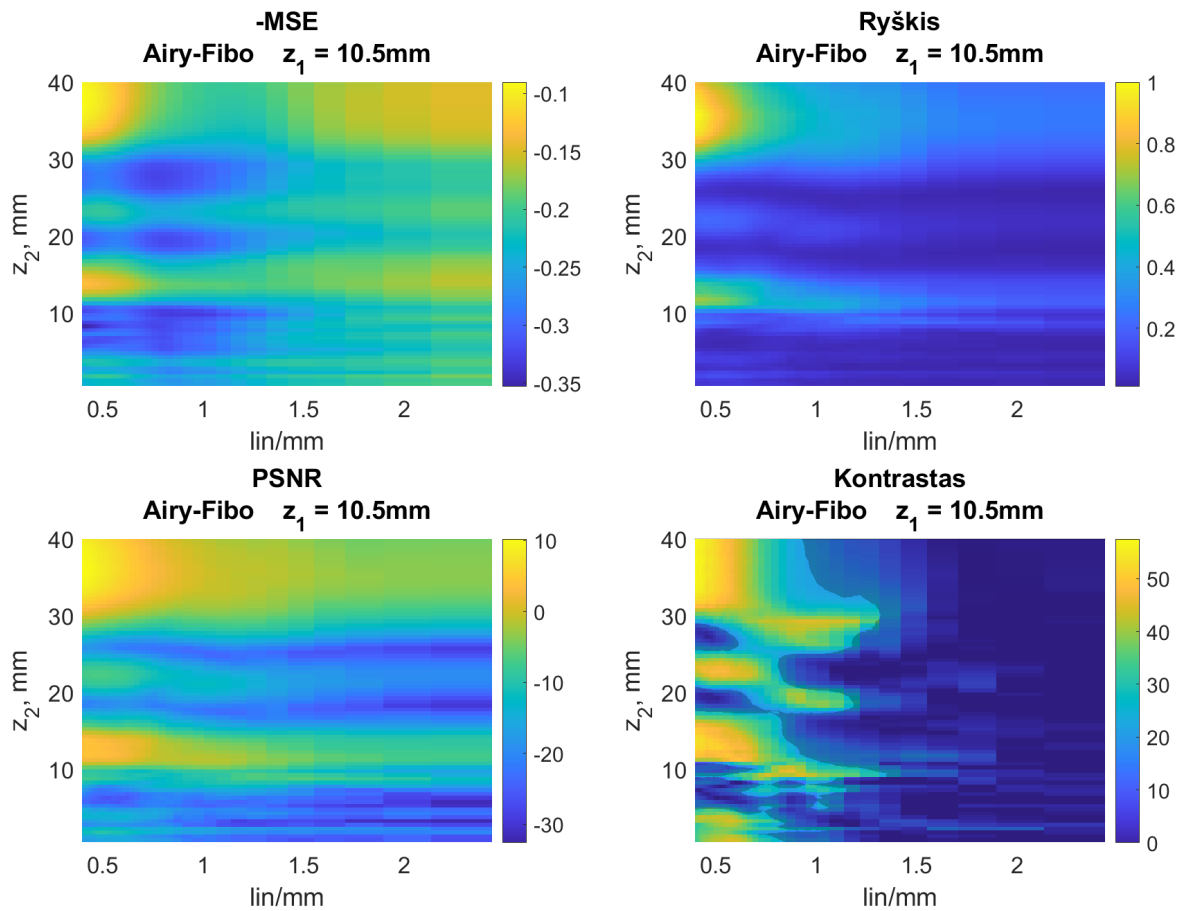
Palyginus šiuos rezultatus geriausia skyra stebima apšviečiant su plonuuoju lęšiu, surenkant šviesą su Fibonačio lęšiu, t.y. Gaus-Fibo konfigūracija (2,44 lin/mm), žr. 33 pav. Didžiausia PSNR vertė stebima naudojant dvejus plonuosius lęšius, t.y. Gaus-Gaus konfigūracija (13,75 dB), žr. 34 pav. Tačiau labai panaši PSNR vertė stebima apšviečiant su plonuuoju lęšiu, surenkant šviesą su aksi-konu, t.y. Gaus-Bess konfigūracija (13,66 dB), žr. 32 pav. Ši konfigūracija taip pat pasižymi daug platesne geros skyros sritimi keičiant atstumą z_2 . Taigi klasikinė vaizdinimo sistema (naudojant du plonuosius lęšius) nepasižymi dideliu pranašumu palyginus su kitomis konfigūracijomis. Nekoherentinio vaizdinimo atveju gauti vaizdai pateikti 35 pav.



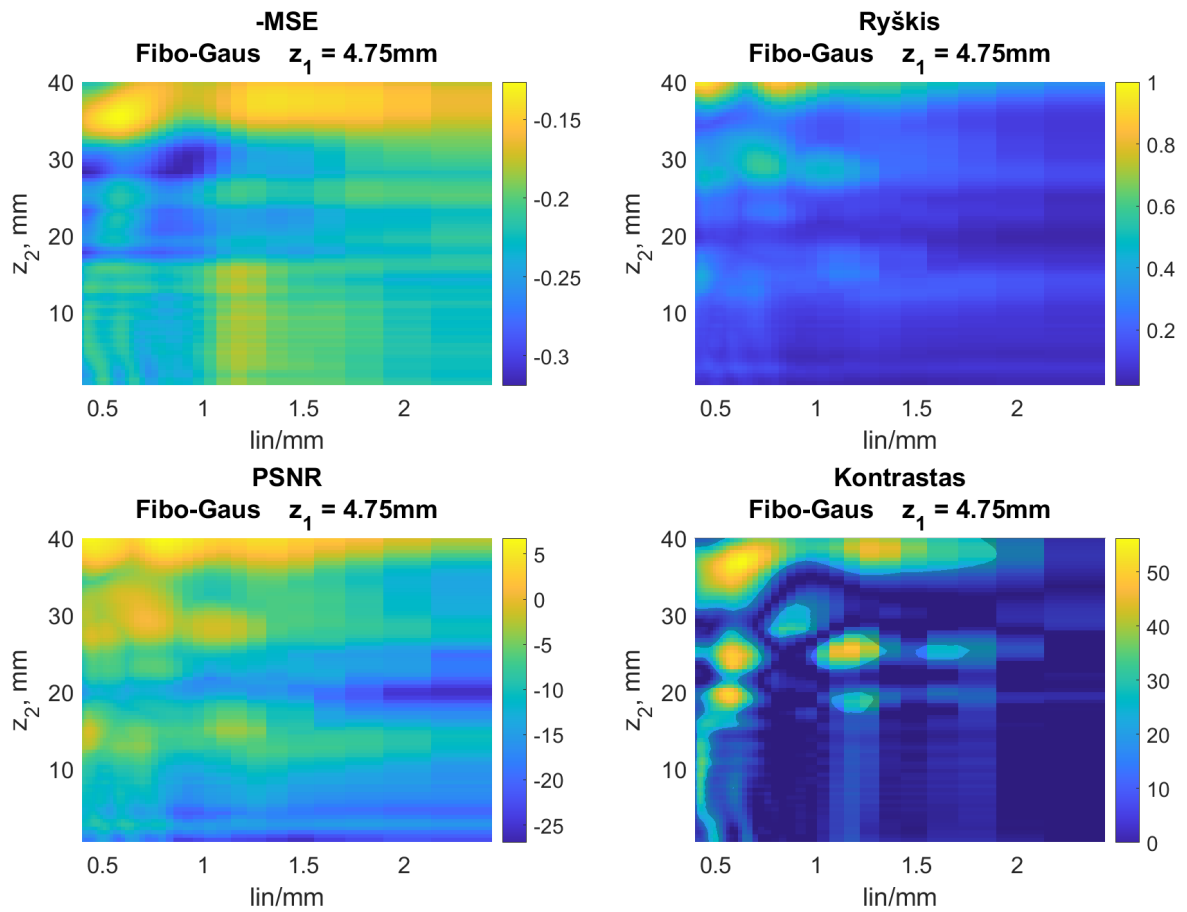
35 pav. Atrinkti vizualiai kokybiškiausi nekoherentinio vaizdinimo atveju gauti paveikslėliai. Atitinkamai konfigūracijos bei naudotas atstumas tarp bandinio ir surenkančiojo elemento z_2 pateikti virš kiekvieno paveikslėlio. Apačioje pateikta vaizdinama bandinio dalis, t.y. linijų poros, kurių linijų tankio vertė kinta nuo 1,1 lin/mm iki 1,6 lin/mm.

Koherentinio vaizdinimo atveju buvo nagrinėta elektrinio lauko amplitudė ir fazė. Šis vaizdinimas buvo atliktas per detektoriaus plotą suintegravus kompleksinį elektrinį lauką. Šiuo atveju taip pat buvo atrinktos 2 geriausios konfigūracijos (pagrindė atsižvelgiant į pasiekiamą PSNR bei

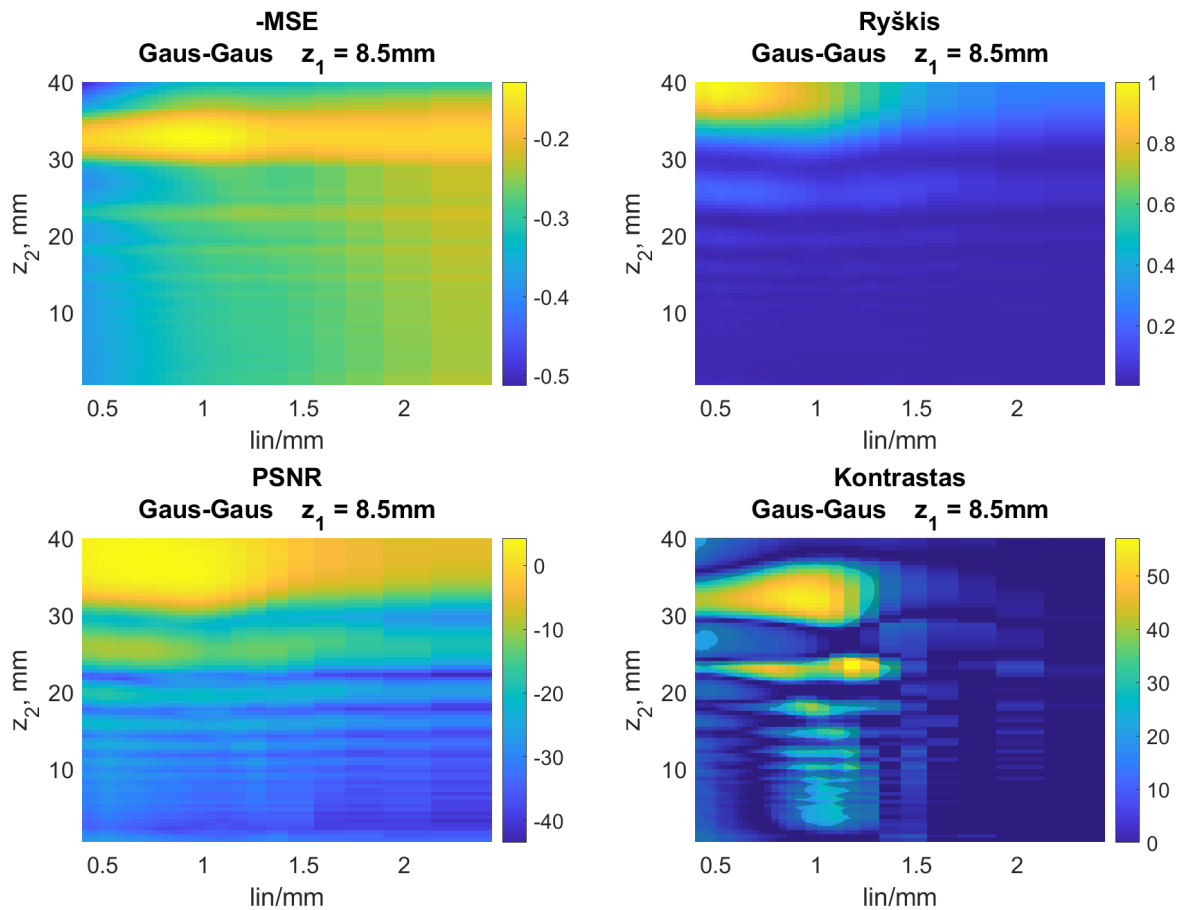
skyrą) bei palygintos su rezultatais gautais naudojant klasikinę dviejų plonųjų lęšių konfigūraciją. Pirmiausia bus pateikti rezultatai analizuojant elektrinio lauko amplitudę.



36 pav. MSE, ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybė nuo linijų tankio bei atstumo z_2 . Anali-
zuota elektrinio lauko amplitudė. Apšvietimui naudota Airy elementas, šviesos surinkimui naudota
Fibonačio lęšis.



37 pav. MSE, ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybė nuo linijų tankio bei atstumo z_2 . Anali-
zuota elektrinio lauko amplitudė. Apšvietimui naudota Fibonačio lęšis, šviesos surinkimui naudota
plonasis lęšis. Bandinys buvo padėtas pirmajame židinio nuotolyje ($z_1 = 4,75$ mm).



38 pav. MSE, ryškis, PSNR bei kontrasto priklausomybė nuo linijų tankio bei atstumo z_2 . Analižuota elektrinio lauko amplitudė. Apšvietimui naudota plonasis lęšis, šviesos surinkimui naudota plonasis lęšis.

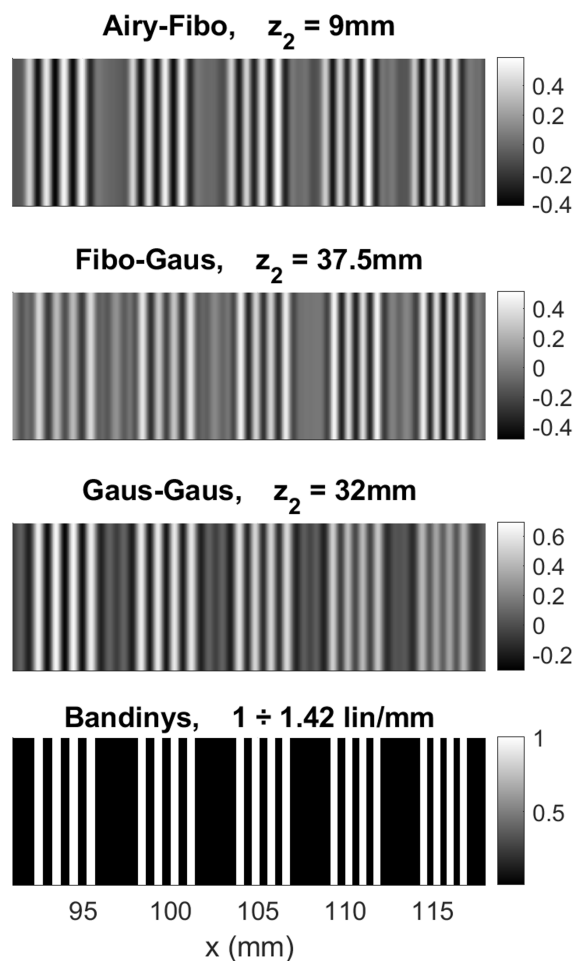
Šiuo atveju apšviečiant su Airy elementu, surenkant šviesą su Fibonačio lęšiu (Airy-Fibo konfigūracija, žr. 36 pav.) geriausia skyra gaunama Fibonačio lęšį padėjus 30 mm atstumu nuo bandinio (1,31 lin/mm). Taip pat galima pastebėti, jog yra sričių, kur ties mažomis linijų tankio vertėmis ($\sim 0,5$ lin/mm) kontrastas yra prastas (mažiau nei 20%), tačiau išauga ties didesnėmis linijų tankio vertėmis (~ 1 lin/mm). Tuo tarpu ryškio, MSE ir PSNR skirstiniai pasižymi labai panašia struktūra: stebimos smailės ties $z_2 = 14$ mm bei $z_2 = 38$ mm. Šios dvi smailės taip pat kyla iš Fibonačio lęšio savybės turėti dvejus židinius. Čia reiktų atkreipti dėmesį, jog ryškis buvo skaičiuojamas nekoherentinio vaizdinimo atveju tariant jog koherentinio signalo (elektrinio lauko amplitudės ir fazės) stipris priklauso nuo spinduliuotės intensyvumo. Stebima aukšta PSNR vertė ($PSNR = 10,23$ dB). Airy elemento ir Fibonačio lęšio konfigūracija duoda vidutinę skyrą bei labai didelę PSNR vertę.

Apšviečiant su Fibonačio lęšiu (padėjus bandinį pirmajame židinio nuotolyje $z_1 = 4,75$ mm), surenkant šviesą su plonuoju lęšiu (Fibo-Gaus konfigūracija, žr. 37 pav.) geriausia skyra gaunama plonąjį lęšį padėjus 38 mm atstumu nuo bandinio. skyra gaunama itin aukšta (1,9 lin/mm). Tačiau ties mažesnėmis z_2 vertėmis skyra labai suprastėja. Vėlgi, ryškio, MSE ir PSNR skirstiniai pasižymi labai panašia struktūra: stebimos smailės ties $z_2 = 40$ mm. Tačiau stebima žema PSNR vertė ($PSNR = 6,76$ dB). Fibonačio lęšio ir plonojo lęšio konfigūracija duoda aukštą skyrą bei vidutinę PSNR vertę.

Apšviečiant su plonuoju lęšiu, surenkant šviesą su plonuoju lęšiu (Gaus-Gaus konfigūracija,

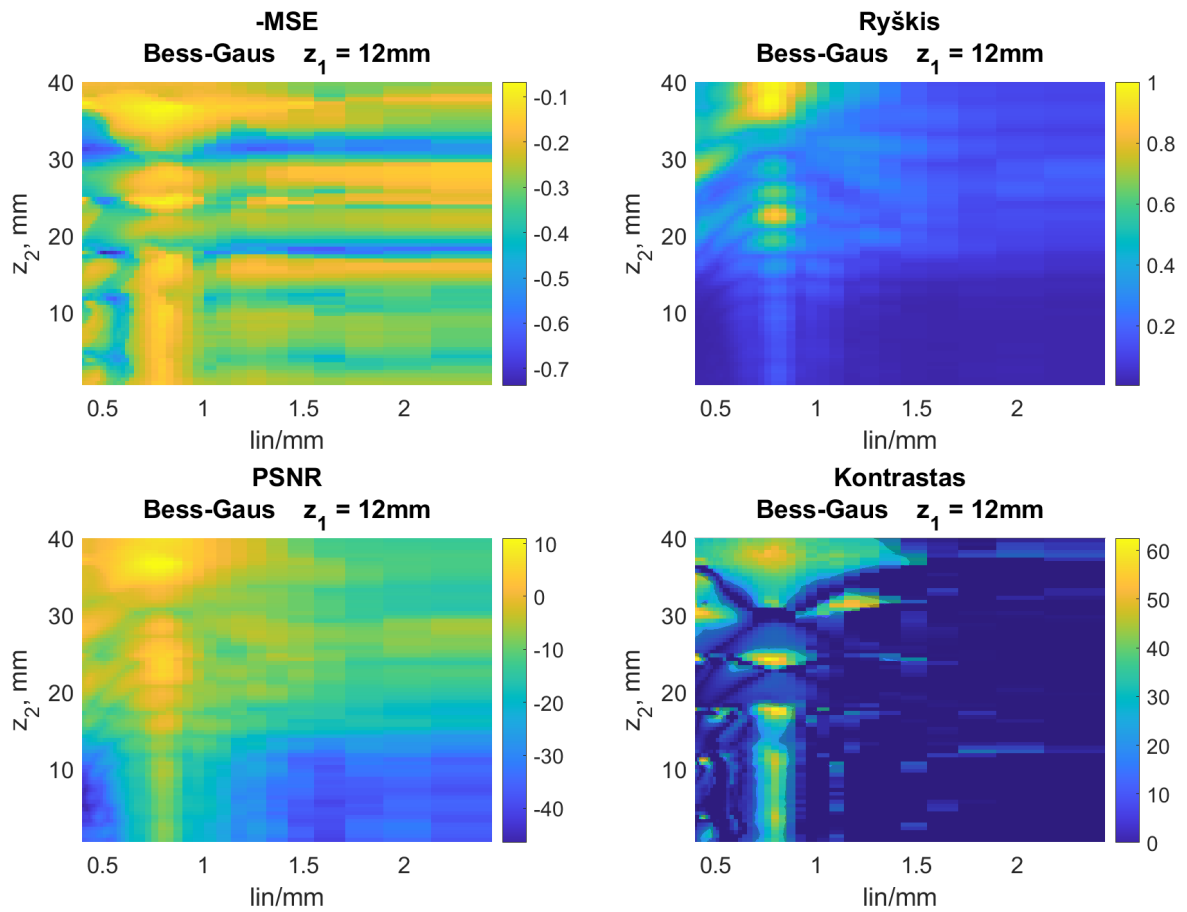
žr. 38 pav.) geriausia skyra gaunama surenkantįjį elementą padėjus 23 mm atstumu nuo bandinio (1,31 lin/mm). Tačiau, vėlgi, skyra labai jautri z_2 postūmiui. Pakeitus šį atstumą vos 0,5 mm, skyra nukrenta iki 0,42 lin/mm. Šiuo atveju MSE ir ryškio skirstiniai skiriasi. Stebima smailių pasislinkimas per 5 mm. Stebima žema PSNR vertė ($PSNR = 4,3$ dB). Dviejų plonųjų lęšių konfigūracija duoda vidutinę skyrą bei žemą PSNR vertę.

Palyginus šiuos rezultatus geriausia skyra geriausia skyra stebima apšviečiant su Fibonačio lęšiu (bandinį padėjus ties pirmu židinio nuotoliu, t.y. $z_1 = 4,75$ mm), surenkant šviesą su aksikonu, t.y. Fibo-Gaus konfigūracija (1,9 lin/mm), žr. 37 pav. Didžiausia PSNR vertė stebima apšviečiant su Airy elementu, surenkant šviesą su Fibonačio lęšiu, t.y. Airy-Fibo konfigūracija (10,23 dB), žr. 36 pav. Tuo tarpu naudojant vien plonuosius lęšius gaunamas vaizdas yra tarpinis variantas nepasižymintis nei geriausia skyra (1,31 lin/mm) nei didžiausiu PSNR (4,3 dB), žr. 38 pav. Amplitudės vaizdinimo atveju gauti vaizdai pateikti 39 pav.

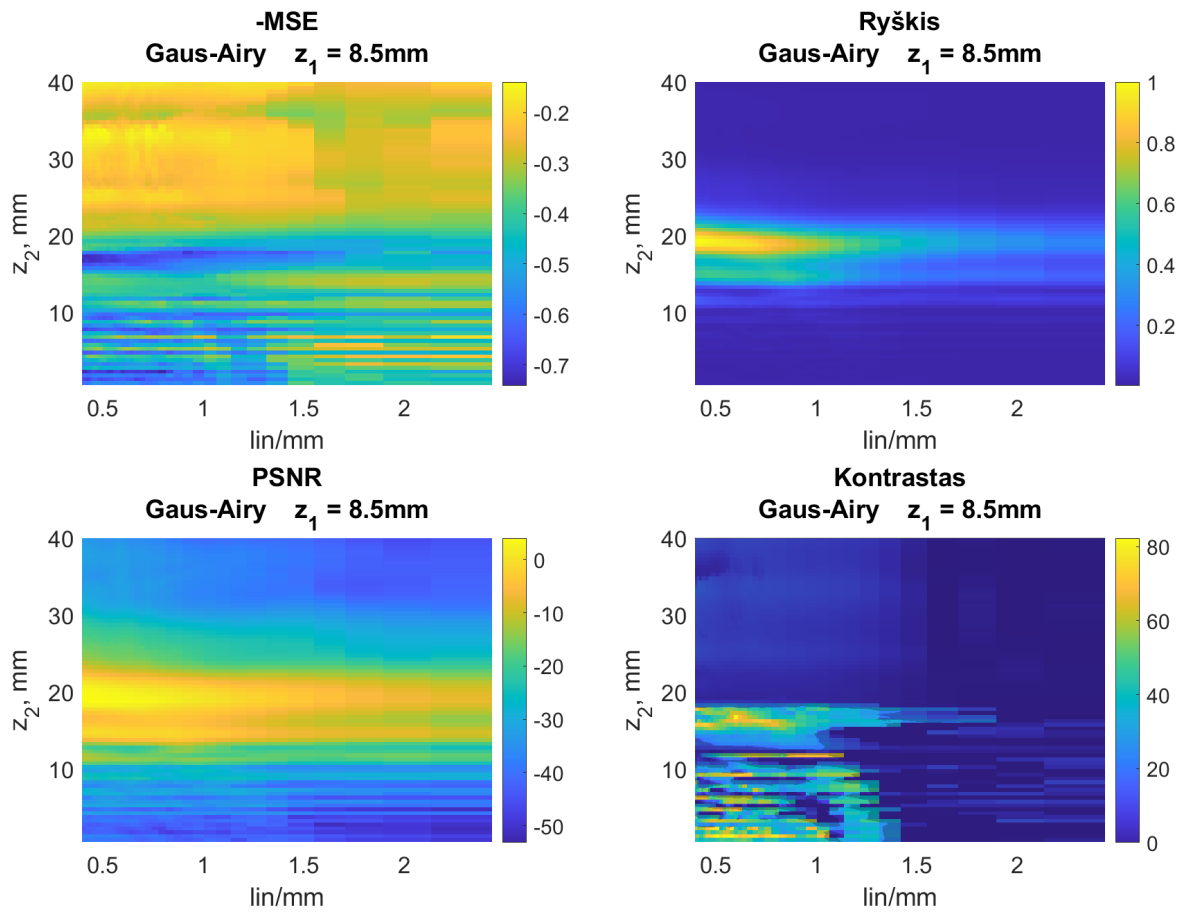


39 pav. Atrinkti vizualiai kokybiškiausi amplitudės vaizdinimo atveju gauti paveikslėliai. Atitinkamai konfigūracijos bei naudotas atstumas tarp bandinio ir surenkanciojo elemento z_2 pateikti virš kiekvieno paveikslėlio. Apačioje pateikta vaizdinama bandinio dalis, t.y. linijų poros, kurių linijų tankio vertė kinta nuo 1 lin/mm iki 1,42 lin/mm.

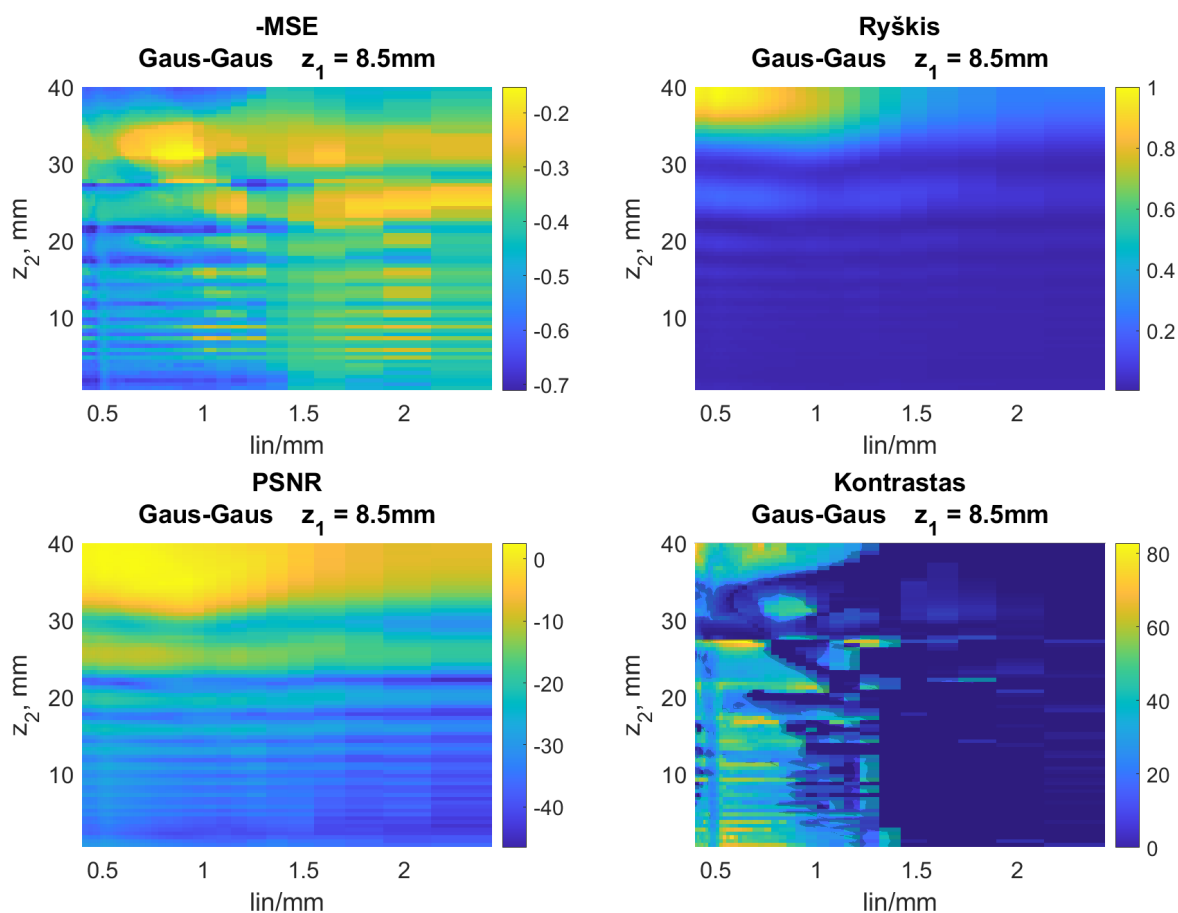
Toliau bus pateikta rezultatai analizuojant fazę. Čia taip pat buvo atrinktos 2 geriausios konfigūracijos (pagrindė atsižvelgiant į pasiekiamą PSNR bei skyrą) bei palygintos su rezultatais gautais naudojant klasikinę dviejų plonųjų lęšių konfigūraciją.



40 pav. MSE, ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybė nuo linijų tankio bei atstumo z_2 . Analiuzuota koherentinis fazės vaizdinimas. Apšvietimui naudota aksikonas, šviesos surinkimui naudota plonasis lęšis.



41 pav. MSE, ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybė nuo linijų tankio bei atstumo z_2 . Analizuota koherentinis fazės vaizdinimas. Apšvietimui naudota plonasis lęšis, šviesos surinkimui naudota Airy elementas.



42 pav. MSE, ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybė nuo linijų tankio bei atstumo z_2 . Analizuota koherentinis fazės vaizdinimas. Apšvietimui naudota plonasis lęšis, šviesos surinkimui naudota plonasis lęšis.

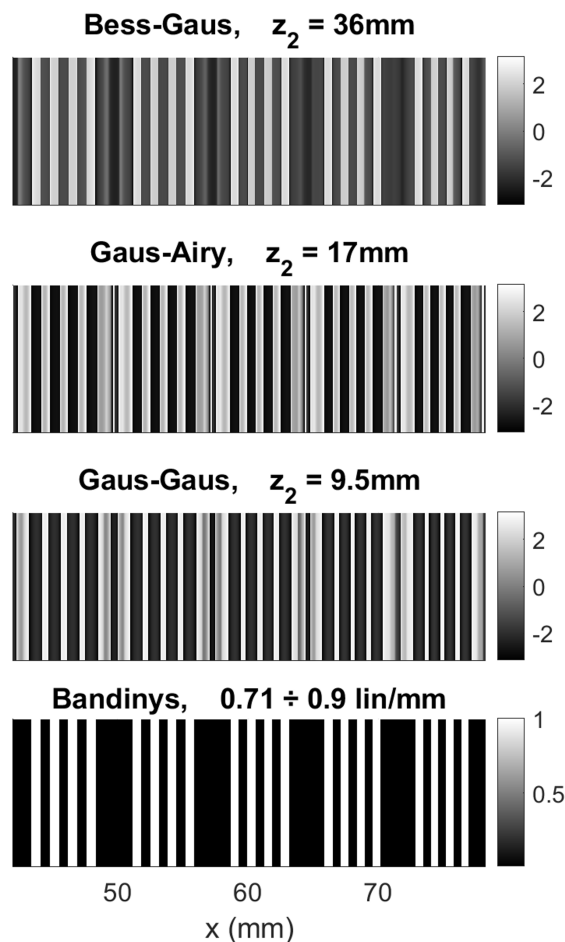
Šiuo atveju apšviečiant su aksikonu, surenkant šviesą su plonuoju lęšiu (Bess-Gaus konfigūracija, žr. 40 pav.) geriausia skyra gaunama plonąjį lęšį padėjus 37 mm atstumu nuo bandinio (1,42 lin/mm). Galima išvelgti įdomią struktūrą, kur didžiausias kontrastas (bei MSE, ryškis ir MSE) pasiekiamas ties 0,78 lin/mm linijų tankiu. Tai gali būti dėl to, jog apšviečiant Beselio pluoštu atstumas tarp pagrindinės pluošto smailės bei šoninių žiedinių struktūrų atitinka atstumą tarp gretimų linijų. Stebima aukšta PSNR vertė ($PSNR = 10,99$ dB). Airy elemento ir Fibonačio lęšio konfigūracija duoda vidutinę skyrą bei didelę PSNR vertę.

Apšviečiant su plonuoju lęšiu, surenkant šviesą su Airy elementu (Gaus-Airy konfigūracija, žr. 41 pav.) geriausia skyra gaunama plonąjį lęšį padėjus 16 mm atstumu nuo bandinio. skyra gaunama itin aukšta (1,71 lin/mm). Vėlgi, skyra jautri z_2 postūmiui. Pakeitus šį atstumą vos 0,5 mm, skyra nukrenta iki 1,31 lin/mm. Šiuo atveju galima matyti, jog MSE ir ryškio skirstiniai smarkiai skiriasi. Tai gali būti dėl fazės šuolių, kai signalas pakinta per 2π . Stebima žema PSNR vertė ($PSNR = 4,01$ dB). plonojo lęšio ir Airy elemento konfigūracija duoda aukštą skyrą, tačiau vidutinę PSNR vertę.

Apšviečiant su plonuoju lęšiu, surenkant šviesą su plonuoju lęšiu (Gaus-Gaus konfigūracija, žr. 42 pav.) geriausia skyra gaunama surenkantįjį elementą padėjus 4,5 mm, 17 mm arba 39,5 mm atstumu nuo bandinio (1,22 lin/mm). Šiuo atveju MSE ir ryškio skirstiniai taip pat smarkiai skiriasi. Stebima itin žema PSNR vertė ($PSNR = 2,56$ dB). Dviejų plonųjų lęšių konfigūracija duoda

vidutinę skyrą bei itin žemą PSNR vertę.

Koherentinio fazės vaizdinimo metu gautų parametru (MSE, PSNR, kontrasto) skirstiniai kinta chaotiškai, ne taip tolygiai palyginus su praeitais atvejais, kai buvo analizuojami intensyvumas bei amplitudė. Taip gali būti dėl fazės šuolių (nuo $-\pi$ iki π). Šiuo atveju geriausia skyra stebima apšviečiant su plonu juo lęšiu, surenkant šviesą su Airy elementu, t.y. Gaus-Airy konfigūracija (1,71 lin/mm), žr. 41 pav. Tačiau skyra labai jautri atstumui z_2 . Didžiausia PSNR vertė stebima apšviečiant su aksikonu, surenkant šviesą su plonu juo lęšiu, t.y. Bess-Gaus konfigūracija (10,99 dB), žr. 40 pav. Vėlgi, naudojant vien plunuosius lęšius gaunamas vaizdas yra tarpinis variantas nepasižymintis nei geriausia skyra (1,22 lin/mm) nei didžiausiu PSNR (2,56 dB), žr. 42 pav. Fazės vaizdinimo atveju gauti vaizdai pateikti 43 pav.



43 pav. Atrinkti vizualiai kokybiškiausi fazės vaizdinimo atveju gauti paveikslėliai. Atitinkamai konfigūracijos bei naudotas atstumas tarp bandinio ir surenkančiojo elemento z_2 pateikti virš kiekvieno paveikslėlio. Apačioje pateikta vaizdinama bandinio dalis, t.y. linijų poros, kurių linijų tankio vertė kinta nuo 0,71 lin/mm iki 0,9 lin/mm.

3.3 Medžiagų atpažinimas pagal vaizdinimo signalus

Taip pat buvo ištirta kaip skaidrios medžiagos pralaidumas priklauso nuo medžiagos lūžio rodiklio n ir sugerties κ skirtingos THz spinduliuotei. Pirma reikia išsiaiškinti kaip apskaičiuoti skaidrios medžiagos kompleksinį pralaidumą. Elektromagnetinių bangų sklidimo per pusiau skaidrę terpę

apibūdinami per charakteristinę matricą $M(z)$ [42, 43].

$$\mathbf{M}(z) = \begin{bmatrix} \cos \beta & -\frac{i}{p} \sin \beta \\ -ip \sin \beta & \cos \beta \end{bmatrix}, \quad (60)$$

čia k_0 yra bangos vektorius vakuume, $\beta = k_0 n z \cos \theta$, n yra kompleksinis lūžio rodiklis. z yra atstumas tarp dviejų dielektrinės plėvelės paviršių, o θ yra kampas, kuriuo plokščia banga sklinda viduje plėvelės. s poliarizuotai šviesai parametras p yra:

$$p = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \cos \theta, \quad (61)$$

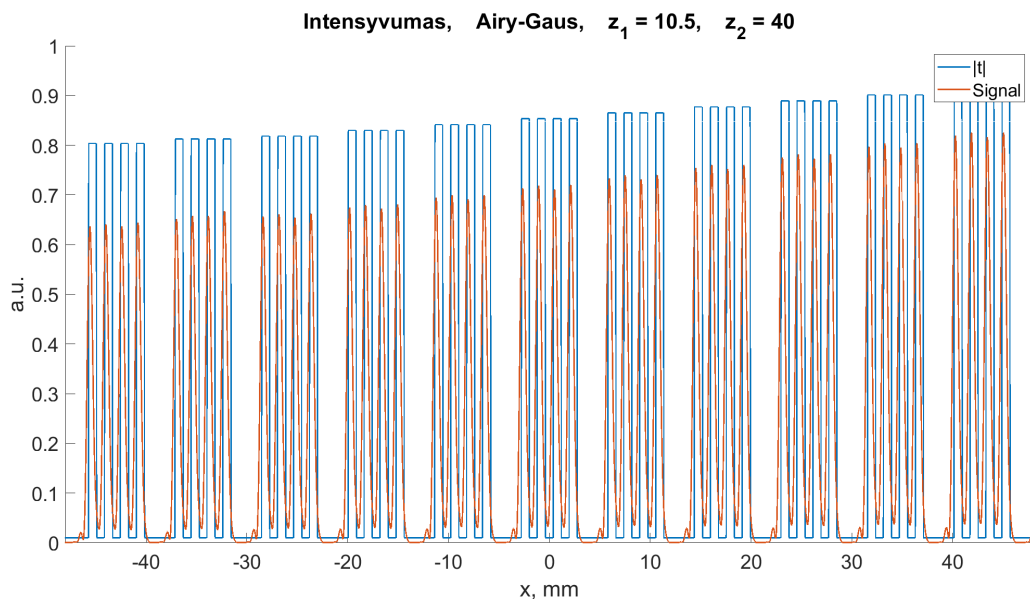
p poliarizuotai šviesai parametras p keičiamas į q :

$$q = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cos \theta. \quad (62)$$

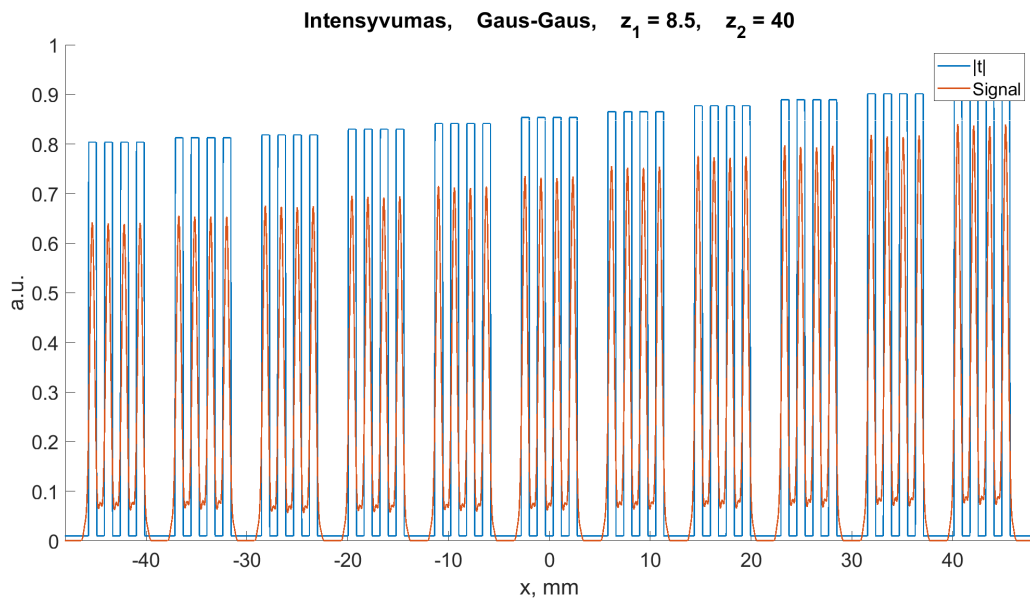
Naudojant $M(z)$ matricos elementus galima apskaičiuoti pusiau skaidrios terpės pralaidumą:

$$t = \frac{2p_1}{\left(m'_{11} + m'_{12}p_l\right)p_1 + \left(m'_{21} + m'_{22}p_l\right)}. \quad (63)$$

Norint ištirti kaip kinta vaizdinimo metu gaunamas signalas, buvo pasirinktas linijų tankis (1,0 lin/mm) bei atstumai z_2 , ties kuriais gaunamas kokybiški vaizdai (kiekvienai elementų konfigūracijai individualiai). Keičiant lūžio rodiklio ($n_0 = 3.32$, $dn = 3.8 \cdot 10^{-3}$) bei sugerties koeficiento κ ($\kappa_0 = 0.01$, $d\kappa = -4 \cdot 10^{-4}$) vertę buvo sugeneruota naujas bandinys bei sumodeliuotas vieno pikselio vaizdinimas. Buvo apskaičiuota intensyvumo, amplitudės ir fazės signalai. Modeliavimo metu naudota s poliarizacijos spinduliuotė. Atrinkti geriausi rezultatai pavaizduoti žemiau.

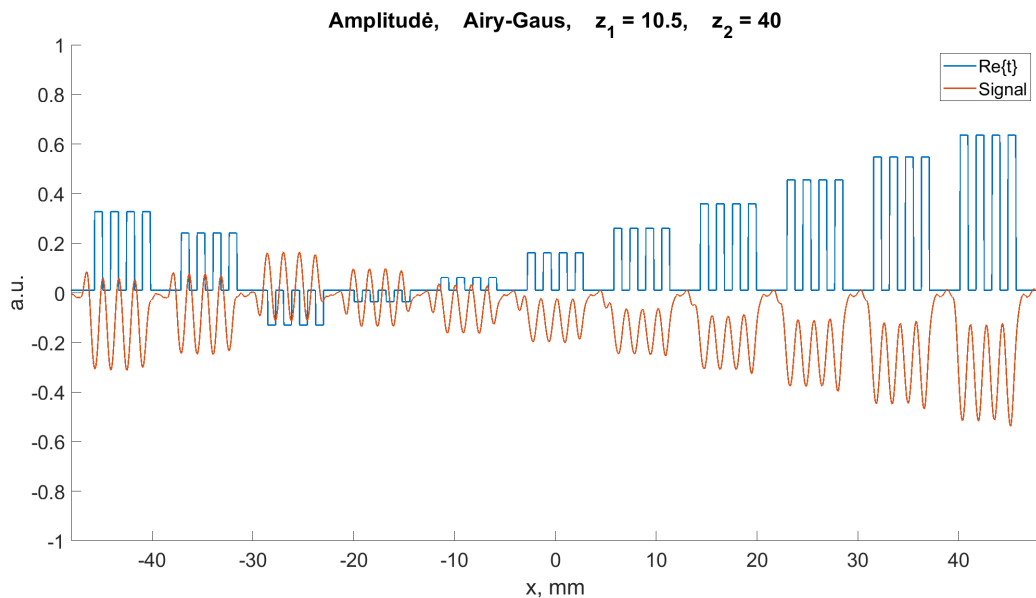


44 pav. Intensyvumo signalas palyginus su kompleksiniu pralaidumo bandiniu. Apšvietimui naudota Airy elementas, šviesos surinkimui naudota plonasis lęšis.

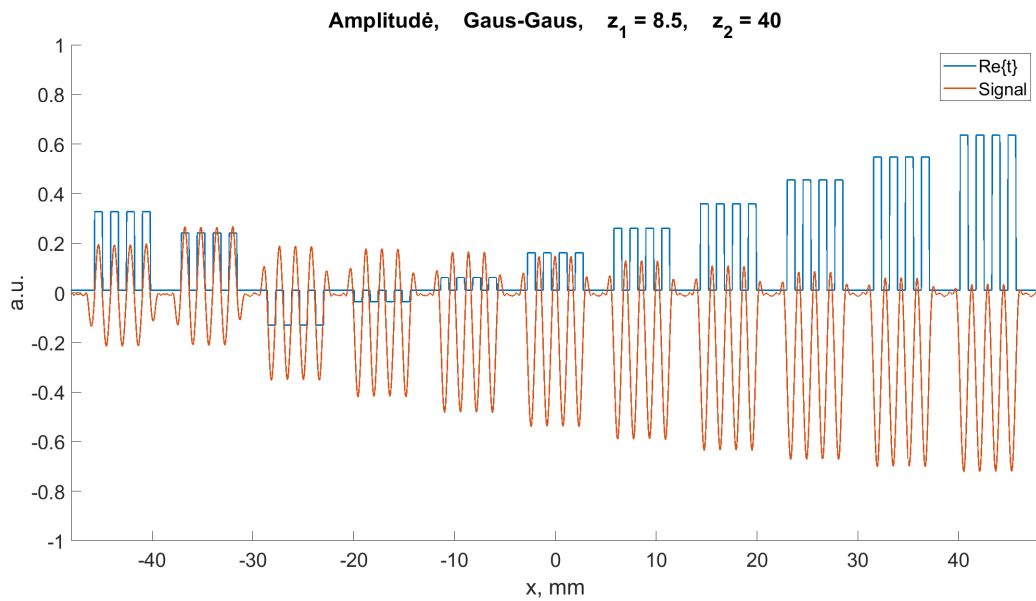


45 pav. Intensyvumo signalas palyginus su kompleksiniu pralaidumo bandiniu. Apšvietimui naudota plonasis lęšis, šviesos surinkimui naudota plonasis lęšis.

Iš šių nekoherentinio vaizdinimo rezultatų galima pastebėti, jog intensyvumas gerai atitinka pralaidumo absoliučią vertę. Taip pat apšviečiant su Airy elementu, surenkant šviesą su plonuju lęšiu gaunamas geresnis kontrastas (linijų tarpuose signalas įgyja mažesnę vertę) nei naudojant du plonuosius lęšius. Žemiau pateikti koherentinio amplitudės vaizdinimo rezultatai.

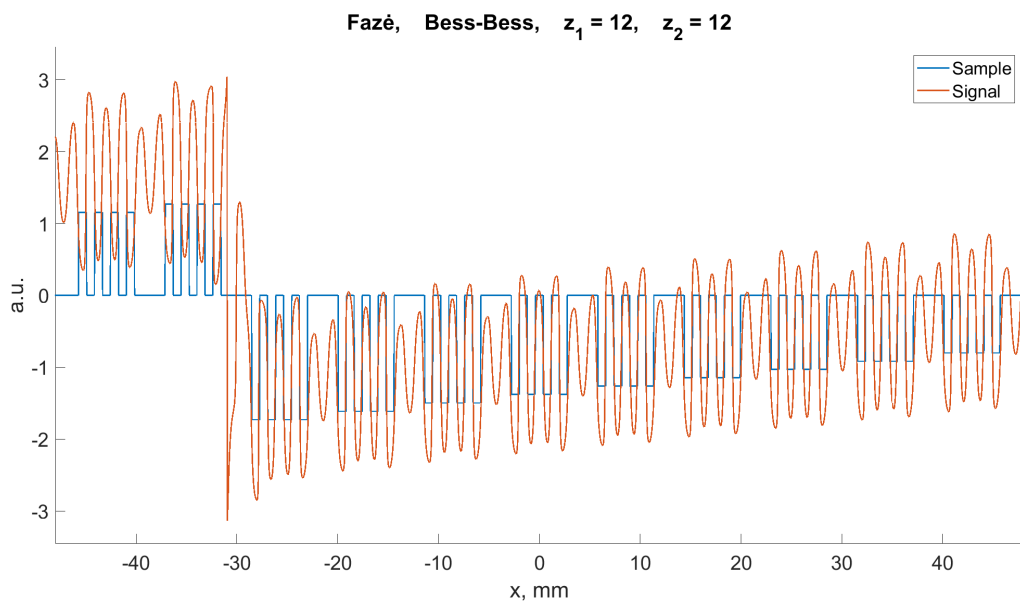


46 pav. Amplitudės signalas palyginus su kompleksiniu pralaidumo bandiniu. Apšvietimui naudota Airy elementas, šviesos surinkimui naudota plonasis lęšis.

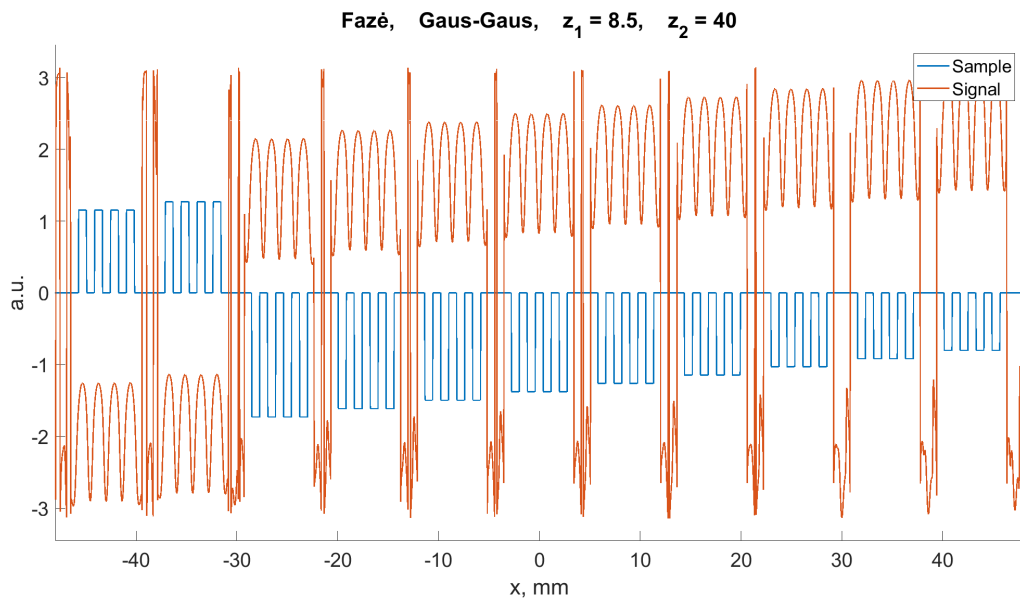


47 pav. Amplitudės signalas palyginus su kompleksiniu pralaidumo bandiniu. Apšvietimui naudota plonasis lęšis, šviesos surinkimui naudota plonasis lęšis.

Iš pateiktų duomenų galima pastebėti, jog amplitudės signalas atvirkščiai proporcingas realiajai kompleksinio pralaidumo daliai. Apšviečiant su Airy elementu, surenkant šviesą su plonuju lęšiu signalas tiesiškai priklauso nuo bandinio. Tiesa, šiuo atveju kontrastas suprastėja. Tuo tarpu naudojant du plonuosius lęšius gaunamas geresnis kontrastas, tačiau keičiant n bei κ vertes signalo pokytis mažesnis nei pirmuoju atveju. Tačiau galima matyti, jog amplitudės pokytis yra didesnis keičiant kompleksinį lūžio rodiklį nei intensyvumo. Tad naudojant koherentinį amplitudės vaizdiną yra lengviau atpažinti pusiau skaidres medžiagas. Toliau apžvelgsime koherentinį fazės vaizdinimo atvejį.



48 pav. Fazės signalas palyginus su kompleksiniu pralaidumo bandiniu. Apšvietimui naudota aksikonas, šviesos surinkimui naudota aksikonas.



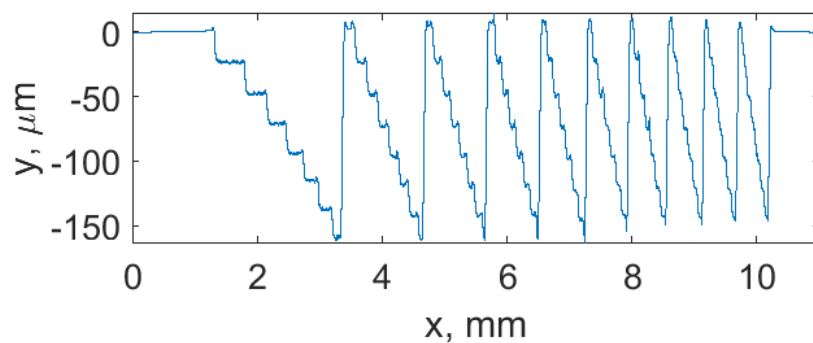
49 pav. Fazės signalas palyginus su kompleksiniu pralaidumo bandiniu. Apšvietimui naudota plonasis lęšis, šviesos surinkimui naudota plonasis lęšis.

Fazės signalas kinta chaotiškai. Naudojant du aksikonus galima matyti, jog vienoje vietoje įvyksta staigus signalo pakitimas, kuris atitinka kompleksinio pralaidumo fazės šuolius. Taip pat galima pastebėti, jog signalas kinta proporcingai kompleksinio pralaidumo argumentui. Tuo tarpu naudojant du plonuosius lęšius gaunamas dar geresnis rezultatas: signalas ne tik kinta proporcingai kompleksinio pralaidumo argumentui, bet taip pat galima pastebėti keturias smailes, kurios atitinka keturias bandinio linijas. Didžiausia problema šiuo atveju yra chaotiškas signalo kitimas ties linijų porų tarpais.

Taigi, keičiant skaidraus bandinio lūžio rodiklį bei sugerties koeficientą κ vieno pikselio vaizdinimo metu elektrinio lauko amplitudė bei fazė kinta proporcingai kompleksiniui bandinio pralaidumui, kas perspektyviai gali būti panaudota medžiagų atpažinimui. Tuo tarpu gerą rezultatą (aukštą kontrastą, keturias smailes atitinkančias bandinį) duoda klasikinė dviejų plonųjų lęšių konfigūracija.

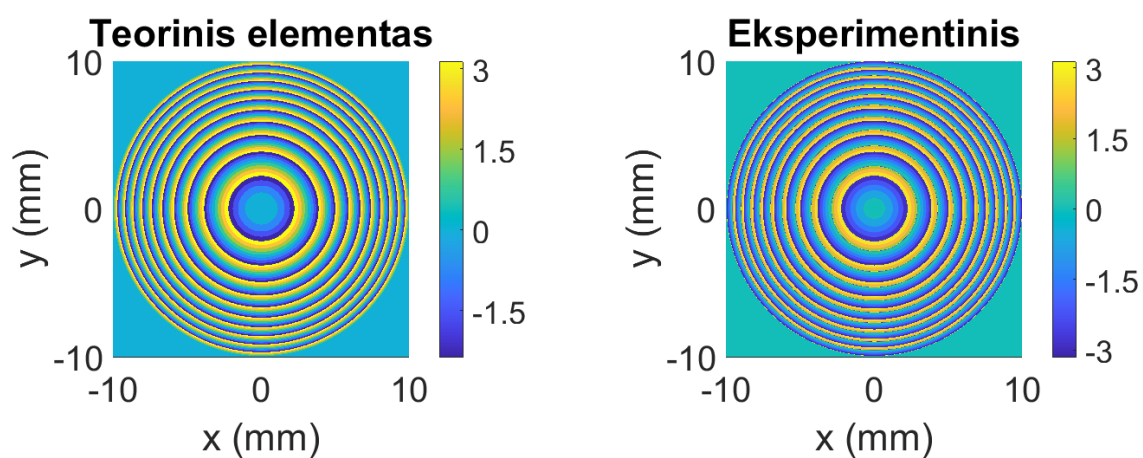
3.4 Gamybos metu atsirandantys fotoninių elementų netobulumai

Siekiant įvertinti gamybos metu atsirandančius fotoninių elementų netobulumus profilometro pagalba buvo išmatuotas plonojo lęšio paviršius. Žinant elemento storį tam tikroje padėtyje bei lūžio rodiklį buvo sugeneruota skaitmeniška fazinė kaukė. Profilometro duomenys pateikti 50 pav.

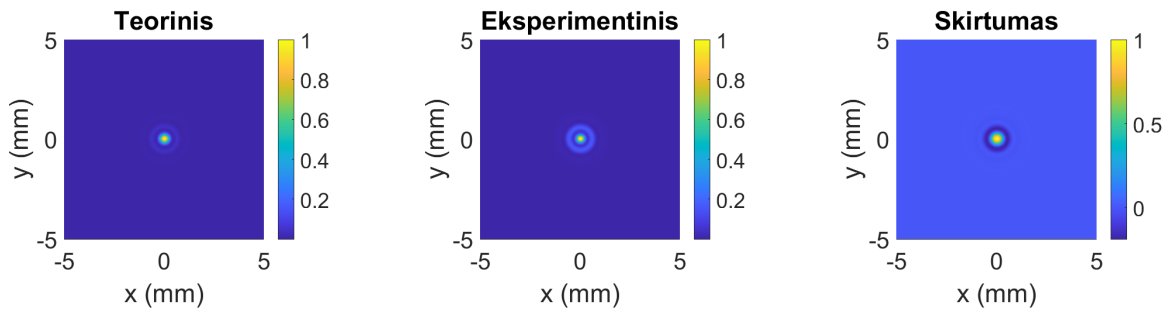


50 pav. Profilometro duomenys. Matuota plonojo lęšio paviršius.

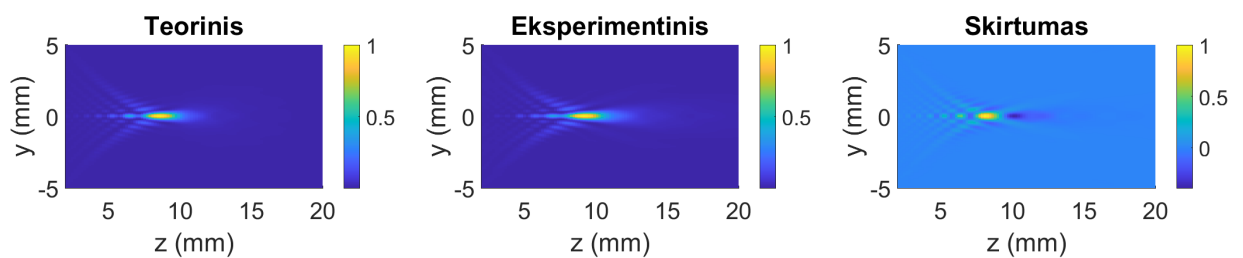
Pagal šiuos duomenis buvo sugeneruota fazinė kaukė, pasinaudojus lęšio radialine simetrija. Rezultatai pateikti žemiau.



51 pav. Teorinė plonojo lęšio fazinė kaukė (kairėje) bei kaukė sugeneruota iš profilometro duomenų (dešinėje).

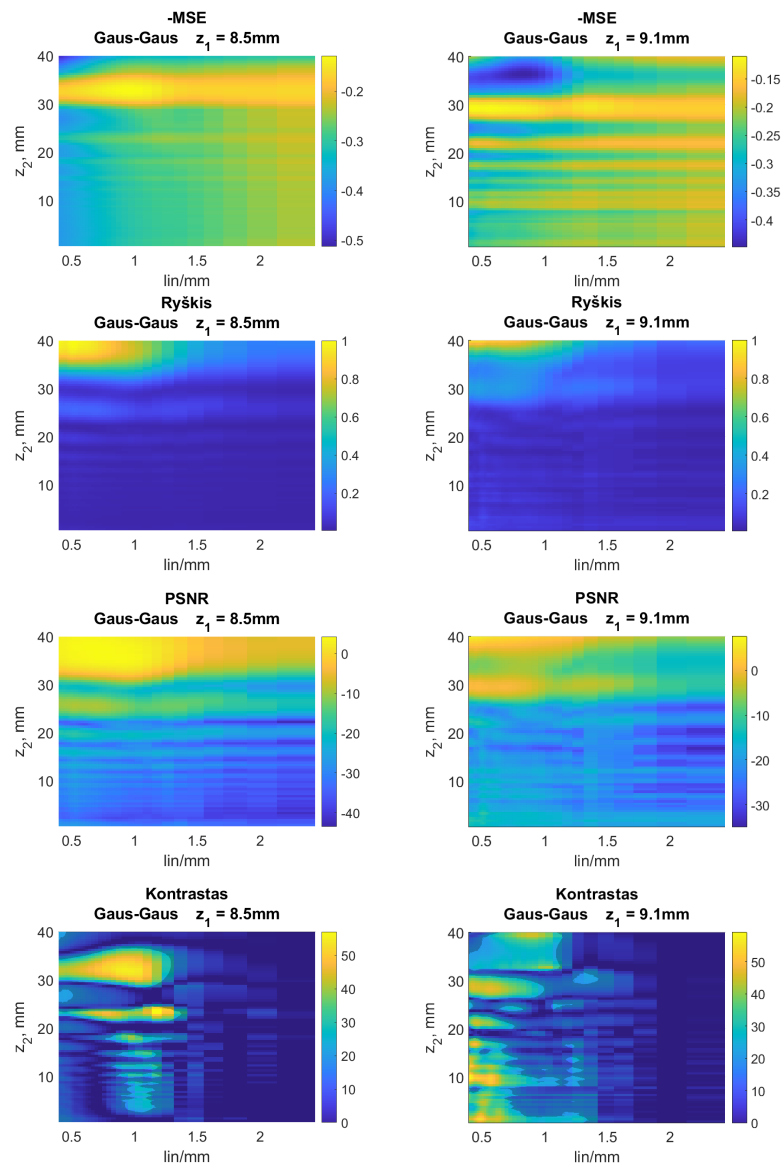


52 pav. THz spinduliuotės intensyvumo skirstinys skersinėje plokštumoje (XY), 8,5 mm atstumu nuo lęšio. Pluoštas gautas su teorine kauke (kairėje), pluoštas gautas su kauke sugeneruota iš profilometro duomenų (viduryje), santykinis skirtumas tarp jų $(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$ (dešinėje).



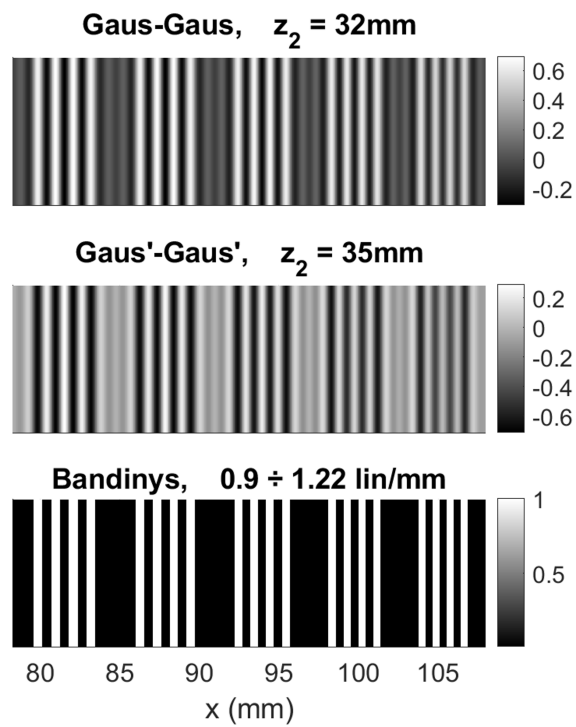
53 pav. THz spinduliuotės intensyvumo skirstinys išilginėje plokštumoje (YZ). Pluoštas gautas su teorine kauke (kairėje), pluoštas gautas su kauke sugeneruota iš profilometro duomenų (viduryje), santykinis skirtumas tarp jų $(I_1 - I_2)/(I_1 + I_2)$ (dešinėje).

Čia teorinis lęšis atitinka plonąjį lęšį be gamybos metu atsirandančių netobulumų. Galima pastebėti, jog naudojant eksperimentinę kaukę pluoštas susifokusuoja šiek tiek kitoje vietoje (eksperimentinio pluošto fokusas yra $z_{max} = 9,1$ mm, tuo tarpu teorinio pluošto fokusas yra $z_{max} = 8,5$ mm). Taigi, sugeneravus eksperimentinę lęšio fazinę kaukę buvo atliktas vieno pikselio vaizdinimo eksperimentas naudojant dviejų lęšių konfigūraciją. Vieno pikselio koherentinio amplitudės vaizdinimo rezultatai pateikti žemiau.



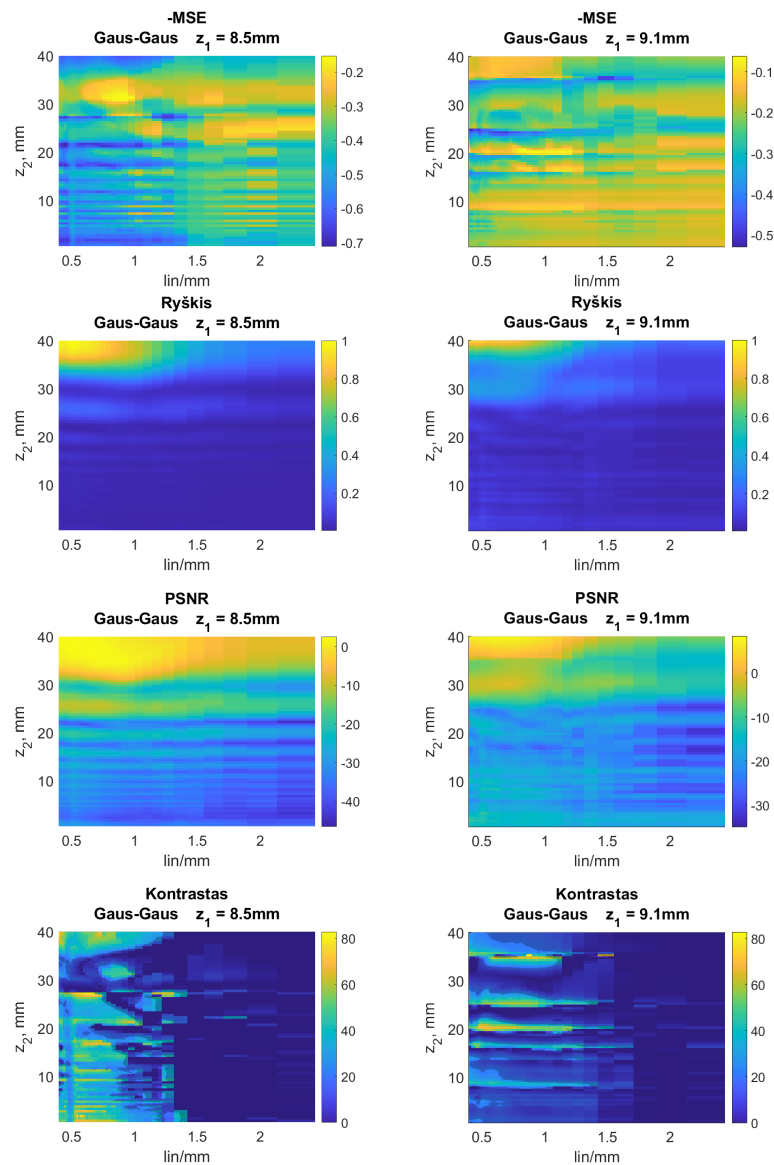
54 pav. MSE, ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybės nuo linijų tankio bei atstumo z_2 palyginimas naudojant du eksperimentinius lęšius ir naudojant du teorinius lęšius vieno pikselio vaizdinime. Analizuota koherentinio amplitudės vaizdinimo rezultatai.

Iš pateiktų amplitudės signalo duomenų galima pastebėti, jog parametrų erdvės pakinta, tačiau panašumų išlieka. Pagrindė stebimas skirstinių smailių pasislinkimas per 5 mm. Vienintelio MSE skirtinio smailė pasislinko į mažesnių z_2 verčių pusę, tuo tarpu visi kiti skirstiniai - į didesnių. Taip pat galima pastebėti, jog kontrasto skirstinys pakeitė savo bendrą struktūrą. Vaizdinant su eksperimentiniais lęšiais didžiausia skyra (1,31 lin/mm) stebima ties $z_2 = 1 \text{ mm}$, nors vaizdinant su teoriniais lęšiais didžiausia skyra (1,31 lin/mm) stebima ties $z_2 = 23 \text{ mm}$. Tad vaizdinant su eksperimentiniais lęšiais visiškai pakinta optimalus atstumas z_2 , kuomet stebimas kokybiškas vaizdas. Koherentinio amplitudės vaizdinimo atveju gauti vaizdai pateikti 55 pav.



55 pav. Atrinkti vizualiai kokybiškiausi amplitudės vaizdinimo atveju gauti paveikslėliai. Palygini-
 mui pateikti rezultatai naudojant du teorinius lęšius (Gaus-Gaus konfigūracija) bei du eksperimen-
 tinius lęšius (Gaus'-Gaus' konfigūracija). Atitinkamai naudotas atstumas tarp bandinio ir suren-
 kančiojo elemento z_2 pateikti virš kiekvieno paveikslėlio. Apačioje pateikta vaizdinama bandinio
 dalis, t.y. linijų poros, kurių linijų tankio vertė kinta nuo 0,9 lin/mm iki 1,22 lin/mm.

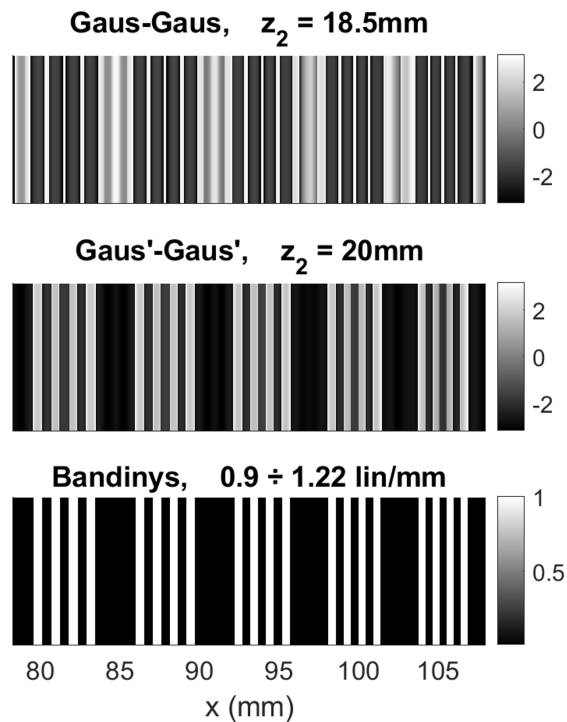
Taip pat buvo ištirta skirtumas tarp minėtų parametrų skirstinių analizuojant vieno pikselio
 koherentinį fazės vaizdinimą. Rezultatai pateikti žemiau.



56 pav. MSE, ryškio, PSNR bei kontrasto priklausomybės nuo linijų tankio bei atstumo z_2 palyginimas naudojant du eksperimentinius lęšius ir naudojant du teorinius lęšius vieno pikselio vaizdinime. Analizuota koherentinio fazės vaizdinimo rezultatai.

Šiuo atveju MSE bei kontrasto skirstiniai smarkiai pakinta. Vaizdinant su teoriniais lęšiais mažiausias MSE stebimas ties $z_2 = 30$ mm, tuo tarpu vaizdinant su eksperimentiniais lęšiais toje vietoje matoma padidėjusi MSE vertė. Atrodo lyg MSE būtų invertuotas. Nagrinėjant kontrasto skirstinį galima pastebėti, jog vaizdinant su eksperimentiniais elementais atsiranda periodinė struktūra, kuri lemia geros (1,42 lin/mm) bei blogos (kur kontrastas nepakyla aukščiau 20%) skyros sritis. Be to vaizdinant su teoriniais lęšiais pasiekama skyra yra mažesnė (1,22 lin/mm). Tai yra keistas rezultatas, kuris tik pabrėžia sunkumus, kurie kyla analizuojant koherentinio fazės vaizdinimo metu gaunamus rezultatus. Taip pat vėlgi pakinta atstumas tarp bandinio ir surenkančiojo elemento, kuomet stebima aukšta skyra (iš $z_2 = 4,5$ mm, 17 mm, 39,5 mm į $z_2 = 20$ mm, 25,5 mm).

Ryšio skirstinys buvo apskaičiuotas analizuojant nekoherentinio vaizdinimo rezultatus. Tad ryškio ir PSNR (kadangi PSNR priklauso nuo ryškio) skirstiniai panašūs kaip ir amplitudės vaizdinimo atveju. Taigi norint, jog modeliavimo rezultatai sutaptų su eksperimentiniais reikėtų pirmiausia sumažinti gamybos metu atsirandančių nuokrypių įtaką pagaminus naują lęšį ar kitais būdais apdirbus minėtą elementą arba kiekvieną kartą atliekant skaitmeninį vaizdinimo eksperimentą nuskaičius individualaus elemento paviršių. Koherentinio fazės vaizdinimo atveju gauti vaizdai pateikti 57 pav.



57 pav. Atrinkti vizualiai kokybiškiausi fazės vaizdinimo atveju gauti paveikslėliai. Palyginimui pateikti rezultatai naudojant du teorinius lęšius (Gaus-Gaus konfigūracija) bei du eksperimentinius lęšius (Gaus'-Gaus' konfigūracija). Atitinkamai naudotas atstumas tarp bandinio ir surenkančiojo elemento z_2 pateikti virš kiekvieno paveikslėlio. Apačioje pateikta vaizdinama bandinio dalis, t.y. linijų poros, kurių linijų tankio vertė kinta nuo 0,9 lin/mm iki 1,22 lin/mm.

Išvados

1. Vieno pikselio vaizdinimo metu svarbu, jog pluoštas aštriai fokusuotųsi, nebūtų išplitęs, todėl vaizdinant su Airy pluoštu jam generuoti netinka binarinės kaukės (reikia tolydžių kaukių). Beselio bei Gauso pluošto atveju skirtumas tarp binarinės ir tolydžios kaukės sugeneruoto pluošto yra santykinai mažas ir tai reiškia, kad šie binariniai elementai gali būti naudojami vieno pikselio vaizdinime.
2. Priklausomai nuo vieno pikselio vaizdinimo tipo (matuojant intensyvumą, amplitudę, fazę) skiriasi optimali konfigūracija, t.y. nėra vienos konfigūracijos visiems atvejais.
3. Nekoherentiniame ir koherentiniame vieno pikselio vaizdinime dviejų plonųjų lęšių konfigūracija nėra optimali sistema siekiant gauti didžiausią skyrą, kaip būtų galima tikėtis klasikinio vaizdinimo atveju.
4. Optimali nekoherentinio vieno pikselio vaizdinimo konfigūracija priklauso nuo taikymo poreikio: kai kurioms konfigūracijoms (apšviečiantysis elementas - Airy elementas, surenkantysis elementas - aksikonas) būdinga plati aukštos skyros sritis, tuo tarpu kitos konfigūracijos (apšviečiantysis elementas - Fibonačio lęšis, surenkantysis elementas - Airy elementas) suteikia labai siauras, bet itin aukštos skyros sritis.
5. Geriausia skyra ir didžiausia PSNR vertė stebima nekoherentinio vieno pikselio vaizdinimo metu, tačiau siekiant atpažinti pusiau skaidres medžiagas jautresnis yra koherentinis vaizdinimas.
6. Dėl gamybos metu atsirandančių netobulumų dviejų realių plonųjų lęšių skaitmeninio koherentinio vieno pikselio vaizdinimo metu rezultatai nesutampa su vaizdinimu atliktu naudojant sumodeliuotus (teorinius) lęšius, taigi norint, kad jie sutaptų, reikėtų sumažinti gamybos metu atsirandančių nuokrypių įtaką.

Literatūra

- [1] P. Lane, P. Cunningham, J. Melinger, O. Esenturk, and E. Heilweil, Hot photocarrier dynamics in organic solar cells, *Nature communications*, 2015, **6**, 7558.
- [2] Q. Sun, X. Liu, J. Cao, *et al.*, Highly sensitive terahertz thin-film total internal reflection spectroscopy reveals in situ photoinduced structural changes in methylammonium lead halide perovskites, *The Journal of Physical Chemistry C*, 2018, **122**, 17552–17558.
- [3] C. J. Docherty and M. B. Johnston, Terahertz properties of graphene, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2012, **33**, 797–815.
- [4] X. Chen, E. P. Parrott, Z. Huang, H.-P. Chan, and E. Pickwell-MacPherson, Robust and accurate terahertz time-domain spectroscopic ellipsometry, *Photonics Research*, 2018, **6**, 768–775.
- [5] J. Dong, J. B. Jackson, M. Melis, *et al.*, Terahertz frequency-wavelet domain deconvolution for stratigraphic and subsurface investigation of art painting, *Optics express*, 2016, **24**, 26972–26985.
- [6] C. Yu, S. Fan, Y. Sun, and E. Pickwell-MacPherson, The potential of terahertz imaging for cancer diagnosis: A review of investigations to date, *Quantitative imaging in medicine and surgery*, 2012, **2**, 33.
- [7] R. I. Stantchev, X. Yu, T. Blu, and E. Pickwell-MacPherson, Real-time terahertz imaging with a single-pixel detector, *Nature communications*, 2020, **11**, 2535.
- [8] I. Escorcía, J. Grant, J. Gough, and D. R. Cumming, Uncooled cmos terahertz imager using a metamaterial absorber and pn diode, *Optics letters*, 2016, **41**, 3261–3264.
- [9] A. Rogalski and F. Sizov, Terahertz detectors and focal plane arrays, *Opto-electronics review*, 2011, **19**, 346–404.
- [10] M. I. Amanti, G. Scalari, M. Beck, and J. Faist, Stand-alone system for high-resolution, real-time terahertz imaging, *Optics express*, 2012, **20**, 2772–2778.
- [11] M. Usami, T. Iwamoto, R. Fukasawa, M. Tani, M. Watanabe, and K. Sakai, Development of a thz spectroscopic imaging system, *Physics in Medicine & Biology*, 2002, **47**, 3749.
- [12] P. A. Stockton, J. J. Field, and R. A. Bartels, Single pixel quantitative phase imaging with spatial frequency projections, *Methods*, 2018, **136**, 24–34.
- [13] M. P. Edgar, G. M. Gibson, and M. J. Padgett, Principles and prospects for single-pixel imaging, *Nature photonics*, 2019, **13**, 13–20.
- [14] B. Sun, M. P. Edgar, R. Bowman, L. E. Vittert, S. Welsh, A. Bowman, and M. J. Padgett, 3d computational imaging with single-pixel detectors, *Science*, 2013, **340**, 844–847.

- [15] Z. Zhang, S. Liu, J. Peng, M. Yao, G. Zheng, and J. Zhong, Simultaneous spatial, spectral, and 3d compressive imaging via efficient fourier single-pixel measurements, *Optica*, 2018, **5**, 315–319.
- [16] S.-C. Chen, L.-H. Du, K. Meng, *et al.*, Terahertz wave near-field compressive imaging with a spatial resolution of over $\lambda/100$, *Optics letters*, 2019, **44**, 21–24.
- [17] R. I. Stantchev, D. B. Phillips, P. Hobson, S. M. Hornett, M. J. Padgett, and E. Hendry, Compressed sensing with near-field thz radiation, *Optica*, 2017, **4**, 989–992.
- [18] Y. Cui, W. Fu, X. Guan, M. Hu, Y. Yan, and S. Liu, Experiment studies on two-dimension terahertz raster scan imaging, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2012, **33**, 513–521.
- [19] I. Kašalynas, R. Venckevičius, L. Minkevičius, *et al.*, Spectroscopic terahertz imaging at room temperature employing microbolometer terahertz sensors and its application to the study of carcinoma tissues, *Sensors*, 2016, **16**, 432.
- [20] A. Lisauskas, M. Bauer, S. Boppel, *et al.*, Exploration of terahertz imaging with silicon mos-fets, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, 2014, **35**, 63–80.
- [21] L. Minkevičius, D. Jokubauskis, I. Kašalynas, S. Orlov, A. Urbas, and G. Valušis, Bessel terahertz imaging with enhanced contrast realized by silicon multi-phase diffractive optics, *Optics express*, 2019, **27**, 36358–36367.
- [22] L. Novotny and B. Hecht, *Principles of nano-optics*. Cambridge university press, 2012.
- [23] L. Hofer, M^2 and high-order modes, *DataRay Blog*, 2016.
- [24] F. L. Pedrotti, L. M. Pedrotti, and L. S. Pedrotti, *Introduction to Optics*. Cambridge University Press, 3 ed., 2017.
- [25] O. Nairz, M. Arndt, and A. Zeilinger, Quantum interference experiments with large molecules, *American Journal of Physics*, 2003, **71**, 319–325.
- [26] J. A. Stratton, *Electromagnetic theory*, vol. 33. John Wiley & Sons, 2007.
- [27] J. Durnin, Exact solutions for nondiffracting beams. i. the scalar theory, *JOSA A*, 1987, **4**, 651–654.
- [28] I. S. Gradshteyn and I. M. Ryzhik, *Table of integrals, series, and products*. Academic press, 2014.
- [29] D. McGloin and K. Dholakia, Bessel beams: diffraction in a new light, *Contemporary physics*, 2005, **46**, 15–28.

- [30] G. Milione, A. Dudley, T. A. Nguyen, O. Chakraborty, E. Karimi, A. Forbes, and R. R. Alfano, Measuring the self-healing of the spatially inhomogeneous states of polarization of vector bessel beams, *Journal of Optics*, 2015, **17**, 035617.
- [31] M. V. Berry and N. L. Balazs, Nonspreading wave packets, *American Journal of Physics*, 1979, **47**, 264–267.
- [32] G. A. Siviloglou and D. N. Christodoulides, Accelerating finite energy airy beams, *Optics letters*, 2007, **32**, 979–981.
- [33] B.-Y. Wei, P. Chen, W. Hu, *et al.*, Polarization-controllable airy beams generated via a photo-aligned director-variant liquid crystal mask, *Scientific reports*, 2015, **5**, 1–8.
- [34] J. Monsoriu, A. Calatayud, L. Remón, W. D. Furlan, G. Saavedra, and P. Andrés, Bifocal fibonacci diffractive lenses, *IEEE Photonics Journal*, 2013, **5**, 3400106–3400106.
- [35] S. Vlasenko, A. Mikhalychev, I. Karuseichyk, D. Lyakhov, D. L. Michels, and D. Mogilevtsev, Optimal correlation order in superresolution optical fluctuation microscopy, *Physical Review A*, 2020, **102**, 063507.
- [36] K. Iizuka and K. Iizuka, *Engineering optics*, vol. 35. Springer, 2008.
- [37] D. Liu, Real-time simulation of depth of field with bokeh,
- [38] J. Wirth, *Point Spread Function and Modulation Transfer Function Engineering*. Rochester Institute of Technology, 2019.
- [39] The physics of tsunami and waves, *Science capsules*, 2019.
- [40] W. J. Smith, *Modern optical engineering: the design of optical systems*. McGraw-Hill Education, 2008.
- [41] Y. Bromberg, O. Katz, and Y. Silberberg, Ghost imaging with a single detector, *Physical Review A*, 2009, **79**, 053840.
- [42] W. N. Hansen, Electric fields produced by the propagation of plane coherent electromagnetic radiation in a stratified medium, *JOSA*, 1968, **58**, 380–390.
- [43] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. Elsevier, 2013.

Priedas Nr. 1. *propSPS* Matlab kodas

```
1 function [u2]=propSPS(u1,L,lambda,zi)
2 % propagation - Spherical point source approach
3 % assumes same x and y side lengths and
4 % uniform sampling
5 % u1 - source plane field
6 % L - source and observation plane side length
7 % lambda - wavelength
8 % z - propagation distance
9 % u2 - observation plane field
10 [M,N] = size(u1); %get input field array size
11 dx = L/M; %sample interval
12 k = 2*pi/lambda; %wavenumbe
13 x = -L/2:dx:L/2-dx; %spatial coords
14 [xi,yi] = meshgrid(x,x)
15 zi = zi+eps;
16 r = sqrt(zi.^2 + xi.^2 + yi.^2 );
17 h = exp(1i*k*r)./(1i*lambda*r).*zi./r; %impulse of a spherical
    point source
18 H = fft2(fftshift(h))*dx^2; %create trans func
19 U1 = fft2(fftshift(u1)); %shift, fft src field
20 U2 = H.*U1; %multiply
21 u2 = ifftshift(ifft2(U2)); %inv fft, center obs field
22 end
```

PLOKŠČIŲ FOTONINIŲ ELEMENTŲ ANALIZĖ VIENO PIKSELIO KOHERENTINIAME IR NEKOHERENTINIAME THz VAIZDINIME

Karolis Mundrys

Santrauka

THz spinduliuotės šaltiniai pastarąjį dešimtmetį sulaukė daug dėmesio dėl plataus pritaikymo: nuo neinvazinės spektroskopijos [1–3] iki nejonizuojančio bandinių vaizdinimo [5, 6]. Viena iš svarbesnių optikos taikymo sričių yra objektų vaizdinimas, jų atpažinimas ir mėginių tikrinimas. Dėl sudėtingo aptikimo THz vaizdinimo paprastai įgyvendinamas naudojant vieno pikselio metodus, tokius kaip, rastrinį skenavimą, keičiant bandinio padėtį skersinėje plokštumoje. Mes siekėme rasti geriausią skyrą keisdami atstumą tarp bandinio ir surenkančiojo elemento z_2 bei bandydami įvairias apšviečiančiojo ir surenkančiojo elementų konfigūracijas (siekiant sumažinti laisvės laipsnį, atstumas tarp surenkančiojo elemento ir detektoriaus z_3 buvo pasirinktas lygus 11,5 mm, o atstumas tarp apšviečiančiojo elemento ir bandinio z_1 buvo parinktas pagal didžiausią pluošto intensyvumą). Buvo ištirtos keturios difrakcinės kaukės: kubinė (Airy), aksikonas, plonasis lęšis ir Fibonačio lęšis. Vaizdas įvertintas naudojant 4 parametrus: MSE, ryškis, PSNR ir kontrastas. Taip pat buvo įvestas papildomas parametras - skyra. Ji apibrėžiama kaip erdvinis dažnis (skaičiuojamas linijų poromis milimetre), kai vaizdo kontrastas nukrenta žemiau 20%.

Tirdami nekoherentinį vaizdinimą nustatėme, kad kai kurios konfigūracijos (plonasis lęšis - aksikonas, čia pirmasis elementas yra apšviečiantis, o antrasis - surenkantysis elementas) suteikia plačias didelės skyros zonas, o kitos konfigūracijos (plonasis lęšis - Fibonačio lęšis) - labai siauras labai didelės skyros zonas. Tiriant koherentinį vaizdinimą (fazę ir amplitudę) nustatyta, kad geriausia skiriamoji geba pasiekta naudojant Fibonačio lęšio - plonojo lęšio konfigūraciją (amplitudės vaizdinimui) ir plonojo lęšio - kubinės Airy kaukės konfigūraciją (fazės vaizdinimui). Tai reiškia, kad optimali konfigūracija kiekvienam vaizdinimo tipui (intensyvumo, fazės, amplitudės) yra skirtinga, t. y. nėra vienos optimalios konfigūracijos visiems atvejams. Taip pat buvo nustatyta, kad įprastinė vaizdinimo konfigūracija, naudojant plonuosius lęšius, neužtikrina nei geresnės skiriamosios gebos, nei plačios didelio kontrasto zonos. Bendrai, nekoherentinis vaizdinimas duoda geresnius rezultatus vertinant skyrą ir PSNR. Kita vertus, koherentinis vaizdinimas labiau tinka atpažinti pusiau permatomam bandiniui (t.y. nustatyti jo kompleksinį lūžio rodiklį).

Taip pat buvo ištirta gamybos metu atsirandantys elemento netobulumai. Buvo atliktas vieno pikselio koherentinio vaizdinimo modeliavimas naudojant sumodeliuotus ir pagamintus plonuosius lęšius. Čia pagaminti lęšiai buvo tiriami skaitmeniškai nuskaitant jų paviršių su profilometru bei gautus duomenis sukėlus į kompiuterį. Elemento netobulumai kelia problemų siekiant sumodeliuoti bei prognozuoti idealias vaizdinimo sąlygas (pagrindė atstumą nuo bandinio iki surenkančiojo elemento). Taigi šios paklaidos kelia didelį iššūkį koherentinio vaizdinimo simuliacijų efektyvumui ir pritaikomumui.

ANALYSIS OF FLAT PHOTONIC ELEMENTS IN SINGLE-PIXEL COHERENT AND INCOHERENT THz IMAGING

Karolis Mundrys

Summary

Electromagnetic THz radiation sources have attracted a lot of attention in the last decade due to their wide applications: from non-invasive spectroscopy [1–3] to non-ionizing sample imaging [5, 6]. One of the more important areas of applications of optics is the imaging of objects, their recognition and inspection of samples. Due to the complicated detection, THz imaging is usually implemented by using one pixel methods, for example, using raster scan by changing the position of the sample in the transverse plane. We tried to find the best resolution by changing the distance between the sample and the collecting element z_2 and by trying different configurations of the illuminating and light collecting elements (to reduce the degree of freedom, distance z_3 was chosen equal to 11,5 mm and the distance between the illuminating element and the sample z_1 was chosen corresponding to the highest intensity of the beam). Four diffractive masks were investigated: cubic (Airy), axicon, thin lens, and Fibonacci lens. The image was evaluated using 4 parameters: MSE, brightness, PSNR and contrast. An additional parameter, resolution, was also introduced. It is defined by spatial frequency (measured in line pairs per millimeter) when the image contrast drops below 20%.

While investigating incoherent imaging, we found that some configurations (such as thin lens and axicon, where the first element is the illuminating element and the second is the collecting element) give broad zones of high resolutions while other configuration (such as thin lens and Fibonacci lens) give very narrow zones of very high resolution. During the investigation of coherent imaging (phase and amplitude), it was found that best resolution was achieved using Fibonacci lens - thin lens configuration (for amplitude imaging) and thin lens- cubic Airy mask (for phase imaging). This means that the optimal configuration for each imaging type (intensity, phase, amplitude) is different, i.e., there is no one optimal configuration for all cases. Additionally, it was discovered that the conventional imaging configuration using thin lenses did not provide superior resolution nor a broad zone of high contrast. In general, incoherent imaging gives better results in terms of resolution and PSNR. On the other hand, coherent imaging is more suitable for semi-transparent sample recognition (in determining its complex index of refraction).

Fabrication errors were also investigated. Simulation of one pixel coherent imaging was carried out using modeled and fabricated thin lenses. Here, the fabricated lenses were numerically analyzed by scanning their surface with a profilometer and uploading the data collected to a computer. The findings reveal that fabrication errors make it harder to predict the ideal conditions (mainly the distance from the sample and the collecting element) using simulations. Thus these errors pose a significant challenge to the effectiveness of coherent imaging and must be tackled first.