

TARTU ÜLIKOOL

Loodus- ja Tehnoloogiateaduskond

Füüsika Instituut

Roland Matt

KUMMITUSKUVA
PSEUDOSOOJUSLIKU
VALGUSALLIKAGA

Bakalaureusetöö

Juhendajad:

TÜ FI nooremteadur Peeter Piksarv

TÜ FI vanemteadur Heli Valtna-Lukner

TÜ FI professor akadeemik Peeter Saari

Tartu 2013

Sisukord

1	Sissejuhatus	4
2	Teoreetilised alused	6
2.1	Kujutise moodustumine	6
2.2	Lainete levik Fresneli lähenduses	7
2.3	Kvantoptilise kummituskuva teooria	8
2.4	Kummituskuva nn klassikalise valgusega	11
2.5	Arvutuslik kummituskuva	13
2.5.1	Arvutusliku kuva teooria	15
2.5.2	Veel arvutuslikest meetoditest	16
2.6	Signaali-müra suhe ja kujutise nähtavus	18
3	Speklid	20
3.1	Speklite eksperimentaalne tekitamine	20
3.2	Speklite karakteriseerimiseks kasutatavad suurused	21
3.2.1	Speklivälju kirjeldav statistika	21
3.2.2	Speklite mõõtmed objektitasandis	22
3.2.3	Speklimuustrite levikukarakteristikud	23
3.2.4	Spekliväljade ristkorrelatsioon	24
3.2.5	Valge valguse speklid	25
4	Töö tulemused ja arutelu	27
4.1	Katseskeem ja meetodid	27
4.1.1	Ruumiline valgusvälja modulaator	28
4.1.2	Valgusallikad	29
4.1.3	Integreeriv andur — kiudspektromeeter	30
4.2	Arvutisimulatsioon	30
4.3	Eksperimendi tulemused	32
4.4	Polükromaatne kuva	34
4.4.1	Polükromaatse kuva simulatsioon	36

5 Kokkuvõte	37
Kasutatud kirjandus	39
Ghost imaging with pseudothermal light	42
Lisad	43
A Simulatsioonikood	43

1 Sissejuhatus

Objektist kujutise saamise meetodeid on mitmeid. Klassikaliste kuvamismeetodite puhul valgustatakse objekti ning seejärel koondatakse objektilt hajunud valgus läätse või mõne keerukama optilise skeemi abil kujutiseks. Saadud kujutise kvaliteedi määrab seejärel muuhulgas valguse heleduse registraatori lahutusvõime. Kui registraatori pinnal puudub ruumiline lahutusvõime nagu näiteks üksikul fotodiodil või CCD pikslil, siis üldjuhul kaotame objekti kohta käiva ruumilise info. Viimasel kahel kümnendil on arendatud mitmeid meetodeid, mille puhul objektilt pärineva valgusvälja intensiivsust registreeritakse vaid integraalselt, ilma ruumilise lahutuseta, viimast aga rakendatakse hoopis objektile langeva valgusvälja registreerimisel ning objekti kujutis leitakse korrelatsioonidest nii saadud signaalide vahel. Sellist kuvamismeetodit on hakatud nimetama kummituskuvaks, kuna ruumilise lahutusvõimega andur objekti ei „näe”.

Kummituskuva demostreeriti esmakordselt 1995. aastal põimfootonitega [1] ja see eksperiment pani aluse põhimõtteliselt uute kuvamismeetodite arendamise suunale. Aastakümne hiljem selgus, et kummituskuvada saab mitte ainult Einstein-Podolski-Roseni paradoksis tuntud põimfootonitega, vaid ka klassikalise fluktuueruva valgusega [2]. Kummituskuva teoreetiliste aluste mõistmiseks ja sellega saadavate tulemuste tõlgendamiseks on paralleelselt täiendatud nii geomeetrilist optikat [3] kui ka valguse koherentsiteooriat [4]. Meetodi keeruline teoreetiline taust on tekitanud mitmeid arutlusi klassikaliste ja kvantefektide ühisjoontest ja erinevustest [5, 6].

Nähtuse ja uurimisalana on kummituskuva äärmiselt põnev. Ala kiire arengu ja pidevalt lisanduvate huvitavate tulemuste tõttu on alust arvata, et paljud väljapakutud rakendusideed saavad peatselt praktikas teoks tehtud. Nii näiteks bio-objektide jälgimiseks läbi kudede või valgust hajutavate rakuseinte [7, 8]; luuresatelliidid, mis suudavad objekte tuvastada läbi pilvede või turbulentsse keskkonna [9]; kuvamismeetodid, mis saavutavad piiratud eraldusvõimega siiski hea lahutusega pildi — need on vaid mõned üksikud kummituskuva perspektiivsed rakendusvõimalused.

Eestis on autori andmetel kummituskuva katsetega tegeletud varem 2009. aastal TÜ FI füüsikalise optika laboris — Aigar Vaigu magistritöö „Kummituskuva polarisatsiooni järgi põimitud footonpaariga Michelsoni interferomeetris” raames [10]. Mainitud töö käsitles põhjalikult kvantmehaanilist kummituskuva, kuid oma eluea ammu ületanud laseri ülesütlemise tõttu jäid töö eksperimentaalsed eesmärgid saavutamata. Siiski on see töö sisukaks eeskujuks ning asendamatuks antud ala eestikeelse terminoloogia allikaks. Käesolevas töös uuritakse aga põimfootoneid mittevajavat kummituskuva — ehk lühidalt klassikalist kummituskuva —, mis on autori andmetel Eestis selles valdkonnas esmakordne.

Alljärgnevas alustame kummituskuva teoreetiliste aluste refereerivast tutvustamisest 2. peatükis. Kirjeldame esmaautorite Pittman *et al.* [1] põhitulemust — kvantmehaaniliselt paardunud footonite abil on võimalik objekti ruumiline kuva ühepikslilise valgusdetektoriga. Seejärel refereerime avastust, et puht-kvantmehaaniliseks peetud kuvamisefektile on olemas klassikaline analoog — põimfootonite asemel võib kasutada kuvaks ruumiliselt korreleeritud intensiivsusaotusega fluktuueeruvaid valgusvälju. Kirjanduse eeskujul nimetame pseudosoojuslikuks sellist koherentse allika ja hajuti abil saadud kiirgust, mille ruumilised koherentsiomadused sarnanevad soojuslikule kiirgusele [11, 12]. Töö teoreetiliste aluste tutvustamise täielikkuse huvides kirjeldame 3. peatükis laservalguse spekleid, mis on levinuimaks valgustusviisiks pseudosoojusliku valgusega teostatud klassikalise kummituskuva eksperimentides.

Käesoleva töö eesmärgiks on uurida klassikalise kummituskuva edasiarendamise võimalusi värviliste objektide kuvaks polükromaatse pseudosoojusliku valgusega, koostada simulatsiooniprogramm ja teostada eksperiment.

Autoripoolne originaalne panus teemasse sisaldub 4. peatükis, kus teadaolevalt esmakordselt analüüsitakse matemaatilis-teoreetiliselt ja eksperimentaalselt kummituskuva teostamise võimalikkust valge valgusega polükromaatsete objektide kuvamiseks ja esitatakse tehtud katsete kirjeldus ning tulemused. Simulatsioonarvutusteks ja arvutusliku kummituskuva rakendamiseks kirjutatud tarkvara tööpõhimõtet kirjeldatakse alapeatükis 2.5.1. Simulatsiooni tulemusi on kasutatud töö 2.6., 3. ja 4. peatükis järelduste tegemiseks ja teoreetilise materjali illustreerimiseks.

2 Teoreetilised alused

Käesolevas peatükis anname ülevaate kummituskuva teoreetilistest alustest. Alustame kuvamise matemaatilise formalismi ja põhiseoste esitamisega. Seejärel toome lainevälja levikuseoset Fresneli lähenduses valguse leviku matemaatiliseks kirjeldamiseks. Peatüki teises pooles tutvume kummituskuva kvantoptilise ja klassikalise versiooniga.

2.1 Kujutise moodustumine

Kujutis on objektilt lähtuva visuaalse info taasilming. Klassikalises geomeetrilise optika käsitluses on kujutisruumi(tasandi) ja objektiruumi(tasandi) vahel üksühene seos. Laineoptikast on aga teada, et punktallika kujutis on punkt vaid lõpmatu apertuuriga kuvava süsteemi korral. Järgnevalt toome seosed objekti- ja kujutistasandi vahel, andmaks sissejuhata info kujutise moodustumisse ja tutvustamaks võimalusi selle matemaatiliseks esituseks.

Vaatame õhukest kumerläätsede fookuskaugusega f , millest objekt paikneb kaugusel s_1 . Kujutise kaugus s_2 on sel juhul leitav õhukese läätsede valemist [13]

$$\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_2} = \frac{1}{f}, \quad (1)$$

kusjuures suurusega $M = s_2/s_1$ defineerime suurenduse. Ideaalse kujutise moodustamist võime matemaatiliselt kirjeldada kui objekti jaotusfunktsiooni $f(\rho_o)$ sidumit δ -funktsiooniga. Olgu ρ_o ja ρ_k kohavektorid vastavalt objekti- ja kujutistasandil, siis ideaalne ja ümberpööratud kujutis avaldub [13]

$$f(\rho_k) = \int_O f(\rho_o) \delta(\rho_o + \rho_k/M) d\rho_o, \quad (2)$$

mispuhul on koordinaatide alguspunktiks võetud kujutava läätsede keskpunkt ja sellest tulenevalt on δ -funktsioonis plussmärk. Valguse difraktsiooni tõttu pole diskreetse punkti kujutis punkt, vaid teatud mõõtmetega täpp, mille määrab punktallika ruumiline koste (PRK)¹. Ümberpööratud apertuuri korral on selleks

$$PRK(x) = \frac{2J_1(x)}{x}, \quad (3)$$

¹Ingl *point-spread function*

kus $J_1(x)$ on esimest järku esimest liiki Besseli funktsioon. Edaspidi peame silmas, et Besseli funktsiooni argument oleks dimensioonitu. Võttes arvesse difraktsiooni, saame kujutist kirjeldava funktsiooni kirja panna asendades võrrandis (2) δ -funktsiooni PRK-ga järgnevalt [13]

$$f(\boldsymbol{\rho}_k) = \int_O f(\boldsymbol{\rho}_o) PRK \left(\frac{2\pi R}{s_o \lambda} \left| \boldsymbol{\rho}_o + \frac{\boldsymbol{\rho}_k}{M} \right| \right) d\boldsymbol{\rho}_o, \quad (4)$$

kus R on kujutist tekitava läätses raadius või kujutissüsteemi apertuur ja λ kasutatava valguse lainepikkus.

Saab näidata, et koherentse valgustuse korral saame ideaalse õhukese läätsesga kuvatava valgusvälja intensiivsuse jaoks seose [13]

$$I(\boldsymbol{\rho}) \propto \left| \int_O d\boldsymbol{\rho}_0 A(\boldsymbol{\rho}_0) e^{\frac{i2\pi R}{s_o \lambda} |\boldsymbol{\rho}_0|^2} PRK \left(\frac{2\pi R}{s_o \lambda} \left| \boldsymbol{\rho}_0 + \frac{\boldsymbol{\rho}}{M} \right| \right) \right|^2, \quad (5)$$

kus $A(\boldsymbol{\rho}_0)$ on objekti kompleksne läbilaskvusfunktsioon, mis on seotud intensiivsuse läbilaskvusega $T = |A|^2$. Analoogselt seosega (5) saab kirjutada mittekoherentse valgustuse korral

$$I(\boldsymbol{\rho}) \propto \int_O d\boldsymbol{\rho}_0 |A(\boldsymbol{\rho}_0)|^2 \left| PRK \left(\frac{2\pi R}{s_o \lambda} \left| \boldsymbol{\rho}_0 + \frac{\boldsymbol{\rho}}{M} \right| \right) \right|^2. \quad (6)$$

Avaldises (5) kirjeldab faasiekspONENT $\exp \left(\frac{i2\pi R}{s_o \lambda} |\boldsymbol{\rho}_0|^2 \right)$ erinevatest objekti punktidest pärinevate Huygeni lainekeste faasi andes seega kujutise avaldisse objekti difraktsiooniilmingud. Toodud seos (5) osutub oluliseks kvantmehaanilist kummitusküva tutvustavas peatükis 2.3, kus näitame, et kvantoptiline kummitusküva annab koherentse kujutise.

2.2 Lainete levik Fresneli lähenduses

Nii eksperimendi simuleerimise kui arvutusliku kummitusküva jaoks on tarvilik valgusvälja vaba leviku ehk difraktsiooni kirjeldamine kui lähteväli on teada. Selleks on käesolevas töös piisav, kui käsitleme valguse levikut paraksiaalses lähenduses lineaarse süsteemina, kus on rakendatav Fourier' analüüs. Valgusvälja kirjeldamiseks kasutame analüütilist signaali olles valinud ühe polarisatsioonikomponendi.

Vaatame laine levikut Fresneli lähenduses tasandist $z_{alg} = 0$ tasandisse $z_{lpp} = z$. Eeldades, et valgus laine levib z -telje suunal, see tähendab, et lainevektori \vec{k} x - ja y -telje suunalised komponendid, vastavalt k_x ja k_y , on suhteliselt väikesed:

$$k_x^2, k_y^2 \ll k^2. \quad (7)$$

Olgu meil teada elektrivälja $E_0(x, y, z_{alg}) = E_0(x, y)$ skalaarse kompleksse funktsioonina levikuteljega ristuvates koordinaatides x ja y . Kuna tegu on lineaarse süsteemiga, siis võime elektrivälja $E_1(x, y, z_{lpp}) = E_1(x, y, z)$ lõpptasandis panna kirja vaba ruumi impulsskoste $h(x, y, z)$ abil sidumina

$$E_1(x, y, z) = \iint E_0(x', y') h(x - x', y - y', z) dx' dy' \equiv E_0 \otimes h. \quad (8)$$

Impulsskoste Fourier' kujutist $\chi(k_x, k_y, z)$ nimetatakse sageduskosteks ja ta avaldub Fresneli lähenduses (7) [14]

$$\chi(k_x, k_y, z) = \iint h(x, y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy = e^{\left(-ikz + i\frac{k_x^2 + k_y^2}{2k}z\right)} \equiv \mathcal{F}[h]. \quad (9)$$

Tulenevalt Fourier' pöörde omadustest, saame otsitava elektrivälja avaldada kui

$$\mathcal{F}[E_1] = \mathcal{F}[E_0 \otimes h] = \mathcal{F}[E_0] \cdot \mathcal{F}[h] = \mathcal{F}[E_0] \cdot \chi, \quad (10)$$

millest saame Fourier' pöördteisenduse abil välja E_1

$$E_1 = \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}[E_0] \cdot \chi]. \quad (11)$$

Saadud tulemused on väga olulised ja hõlpsasti kasutatavad valgusväljade arvutuslikuks levitamiseks, kuna vaba ruumi sageduskoste (9) on analüütiliselt lihtne funktsioon ning seos (11) annab alg- ja lõpptasandi väljade vahelise seose Fourier' pöörde abil, mida on tänu arenenud arvutusmeetoditele oluliselt lihtsam ja kiirem numbriliselt arvutada kui sidumintegraale (8).

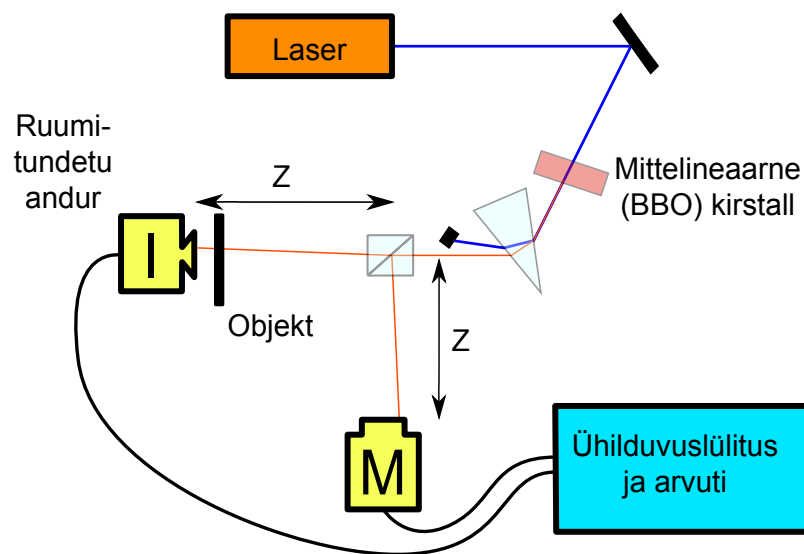
2.3 Kvantoptilise kummituskuva teooria

Kummituskuva on optiline kuvamismeetod, mille tähelepanuväärne eripära seisneb asjaolus, et objektilt pärineva valgusvälja intensiivsust registreeritakse vaid integraalselt, ilma ruumilise lahutusega, viimast aga rakendatakse hoopis objektile langeva valgusvälja registreerimisel ning objekti kujutis leitakse korrelatsioonidest saadud signaalide vahel [1]. Selles peatükis tutvustame kummituskuva kvantoptilist versiooni.

Kvantmehaanilise kummituskuva alusteooria põhineb asjaolul, et spontaansel parameetrisel allamuundamisel (edaspidi SPAM)² tekkivate põimfootonite lainefunktsioonid on korreleeritud. Jagades põimfootonid polariseeriva kiirejagajaga kahte mõõteõlga, milles ühte

²Ingl *spontaneous parametric down-conversion*

paigutatakse uuritav tundmatu läbilaskvusfunktsiooniga $T(\rho)$ objekt, mille taga on ruumilise lahutusvõimeta detektor, ja teise ruumilist lahutust omav üksikute fotonite loendamise mõõteseade (nagu CCD-andur või skanneeriv fotoelektronkordisti), leitakse mõõteseadmete vahelist ajalist ühilduvuslülitust kasutades objekti kujutis kui andurite signaalide teist järku korrelatsioonifunktsioon. Ühilduvuslülituse all mõistetakse süsteemi, kus signaal salvestatakse vaid juhul, kui see laekus mõlemasse detektorisse määratud ajaaknas. Joonisel 1 on kujutatud kvantmehaanilise kummituskuva eksperimendi põhimõtteskeem.



Joonis 1: Kvantmehaanilise kummituskuva eksperimendi põhimõtteskeem. Vastuvõtja I, mille pinnal puudub ruumiline eraldusvõime, loendab footoneid. Signaali- ja laisklejafootoni lahutab polariseeriv kiirejagaja. Pumpav, kõrgema sagedusega, kiirgus eemaldatakse nt prisma või sobiva filtri abil. Mõõtmisel on maatriksdetektor M fotonite loendamise režiimis ja ühendatud anduriga I läbi ühilduvuslülituse. Mittelineaarses kristallis, tavaliselt $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, toimub spontaanne parameetriline allamuundamine, mille käigus luuakse pumpava valguse fotonist kaks põimseisundis fotonit [1].

Glauberi fotodetektsiooni teooria põhjal on ruumipunktides (ρ_1, z_1) ja (ρ_2, z_2) footoni leidumise teist järku korrelatsioonifunktsioon arvatav kui [15]

$$G^{(2)}(\rho_1, z_1, t_1; \rho_2, z_2, t_2) = \text{Tr}(\rho E_2^{(-)}(\rho_2, z_2, t_2) E_1^{(-)}(\rho_1, z_1, t_1) E_2^{(+)}(\rho_2, z_2, t_2) E_1^{(+)}(\rho_1, z_1, t_1)) . \quad (12)$$

Korrelatsioonifunktsiooni (12) saame viia kujule

$$\begin{aligned} G^{(2)} &= |\langle 0 | E_2^{(+)}(\boldsymbol{\rho}_2, z_2, t_2) E_1^{(+)}(\boldsymbol{\rho}_1, z_1, t_1) | \Psi \rangle|^2 = \\ &= |\Psi(\boldsymbol{\rho}_1, z_1, t_1; \boldsymbol{\rho}_2, z_2, t_2)|^2, \end{aligned} \quad (13)$$

kus $E^{(+)}$ ja $E^{(-)}$ tähistavad vastavalt välja positiivsete ja negatiivsete sageduskomponentidega liikmeid ja $|\Psi(\boldsymbol{\rho}_1, z_1, t_1; \boldsymbol{\rho}_2, z_2, t_2)|^2$ on footonite ühisdetektsiooni tõenäosus [13]. Valemis (12) tähistab ρ tihedusmaatriksit, mis on defineeritud kui $\rho = | \rangle \langle |$ ja seotud operaatori O keskväärtusega $\langle O \rangle$ järgmiselt:

$$\langle O \rangle = \langle | O | \rangle = \text{Tr}(O \cdot \rho). \quad (14)$$

Olgu kogu väli $E(\vec{r}, t)$ antud oma Fourier' kujutise $e(\vec{r}, \omega)$ kaudu:

$$E(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} e(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega, \quad (15)$$

siis $E^{(+)}$ ja $E^{(-)}$ avalduvad [15]

$$E^{(+)} = \int_0^{\infty} e(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad \text{ja} \quad E^{(-)} = \int_{-\infty}^0 e(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega = \int_0^{\infty} e^\dagger(\vec{r}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (16)$$

Paneme nüüd kirja põimfootonite lainefunktsiooni Ψ ja leiame teist järku korrelatsioonifunktsiooni $G^{(2)}$. Energia ja impulsi jäävuse tõttu peavad spontaansel parameetrisel allamuundamisel tekkivatel footonitel olema rahuldatud energia- ja impulsi jäävuse tingimused:

$$\omega_s + \omega_i = \omega_p, \quad \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i = \mathbf{k}_p, \quad (17)$$

kus ω_j ja \mathbf{k}_j ($j = s, i, p$) on vastavalt signaali, laiskleja³ ja pumpava footoni ringsagedus ja lainevektor. Seega võime spontaansel parameetrisel allamuundamisel saadava põimoleku lainefunktsiooni kirja panna [1]:

$$|\Psi\rangle = \sum_{s,i} \delta(\omega_s + \omega_i - \omega_p) \delta(\mathbf{k}_s + \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_p) |\mathbf{k}_s\rangle \otimes |\mathbf{k}_i\rangle. \quad (18)$$

Võttes arvesse kvantoptilise kummituskuva katseskeemis (vaata joonist 1) seadest määratud tingimusi $\boldsymbol{\rho}_1 = \boldsymbol{\rho}_2$, $z_1 = z_2$ ja $t_1 = t_2$ saame pärast lainefunktsiooni (18) asendamist

³Vastavalt ingl *signal, idler*.

valemisse (13) teist järku korrelatsioonifunktsiooniks [13]:

$$G^{(2)}(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{\rho}) \propto \left| \int_O d\boldsymbol{\rho}_0 T^2(\boldsymbol{\rho}_0) e^{\frac{i\omega_p}{2cs_0} |\boldsymbol{\rho}_0|^2} \frac{2J_1\left(\frac{R\omega_p}{s_0c} \left|\boldsymbol{\rho}_0 + \frac{\boldsymbol{\rho}}{m}\right|\right)}{\left(\frac{R\omega_p}{s_0c} \left|\boldsymbol{\rho}_0 + \frac{\boldsymbol{\rho}}{m}\right|\right)^2} \right|^2. \quad (19)$$

Võrreldes tulemust (19) objekti koherentse ja mittekoherentse kujutise avaldistega (5) ja (6), võime järeldada, et SPAM-i abil läbi ühilduvuslülituse mõõdetud korrelatsioonifunktsioon annab meile objekti koherentse kujutise. Kusjuures paneme tähele, et sellisel viisil saadud kuva on parema ruumilise resolutsiooniga, sest funktsiooni $J_1(x)/x^2$ maksimumid on kitsamad kui punktallika ruumilisel kostel (3) [13].

2.4 Kummituskuva nn klassikalise valgusega

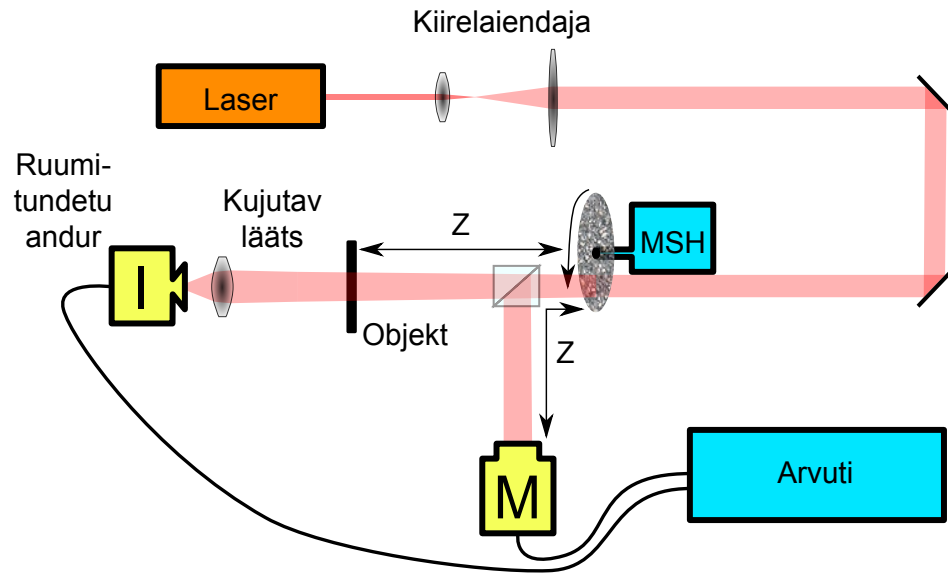
Esimest korda näidati nii teoreetiliselt kui eksperimentaalselt kummituskuva võimalikkust klassikalise soojusliku valgusega⁴ 2004. aastal [5]. Nimetagem sellist kummituskuva alamliiki klassikaliseks kummituskuvaks. On näidatud, et koherentse valgusega saadud pseudosoosjliku valguse korral võime korrelatsioonifunktsiooni (19) lihtsustada kujule [12]

$$G^{(2)}(\boldsymbol{\rho}) \propto \text{Müra} + |T(\boldsymbol{\rho}/M)|^2. \quad (20)$$

Tulemust (20) võib lugeda klassikalise kummituskuva alusvalemiks, mis seob kvantmehaanilises põimolekus peituvat info seostatuse klassikaliste väljade ruumilise korrelatsiooniga näidates, et objekti kujutis on taastatav ka objektilt pärineva ruumilise info otsesel puudumisel. Kummituskuva eksperimentaalseks sooritamiseks on tarvilik, et objektile langev valgus ja võrdlusõlas mõõdetu oleksid ruumiliselt korreleeritud. Lihtsaim viis sellise olukorra tekitamiseks on valgusväli jagada kaheks vihuks amplituudi jagava kiirejagaja⁵ abil. Klassikalise kummituskuva eksperimendi põhimõtteskeemi kujutab joonis 2.

⁴Klassikaliseks valguseks nimetame väga suure footonite hulgaga valgusväljasid. Sellisel juhul mõõdetakse ajas keskmistatud elektrivälja intensiivsust, mitte üksikuid footoneid.

⁵Korreleerituse nõude tõttu tuleb kiirejagaja valikul olla ettevaatlik. Näiteks polarisatsioonil põhinevad kiirejagajad võivad olla mittesobivad, samuti ei sobi lainefrondi jagamisel põhinevad kiirejagajad.



Joonis 2: Klassikalise kummituskuva eksperimendi põhimõtteskeem. Skeemil: M – maatriksvastuvõtja; I – ruumitundetu (integreeriv) andur; MSH - mittestatsionaarne hajuti. Koherentse valguse hajumisel hajutaja krobeliselt pinnalt tekib peen heledamate-tumedamate valguslaigukeste muster – spekliväli. Hajutaja võib asendada ruumilise valgusvälja modulaatoriga, mispuhul saab tekkiva speklimustri levitamisalgoritmi abil arvutada (vt alapeatükk 2.5) [16].

Langegu meil objektile, mille läbilaskvust langeva vihu risttasandis kirjeldab funktsioon $T = T(x, y)$, valgusväli intensiivsusjaotusega $I = I(x, y, z)$. Sel juhul on pärast objekti mõõdetud valguse koguintensiivsus

$$I_{sum} \propto \int T(x, y) I(x, y, z) dx dy . \quad (21)$$

Valemis (21) integreerime üle valgusvihu ristlõike selle osa, mis jõuab vastuvõtvasse intensiivsusandurisse ja koordinaadiga z tähistame objekti kaugust intensiivsusmusteri tekitamise tasandist. Joonisel 2 kujutatud katseskeemis mõõdab andur I objektilt hajunud valguse koguintensiivsust I_{sum} ja maatriksdetektor valgusmusterit $I(x, y)$ objekti tasandis. Objekti kujutis avaldub kui 2. järku korrelatsioonifunktsioon objektilt pärineva valguse koguintensiivsuse I_{sum} ja objektile langeva valguse $I(x, y, z)$ vahel [16] järgnevalt:

$$O(x, y) = \langle (I_{sum} - \langle I_{sum} \rangle)(I - \langle I \rangle) \rangle , \quad (22)$$

kus

$$\langle \rangle \equiv \frac{1}{N} \sum_N$$

tähistab keskmistamist üle mõõtegrupi, kus on N liiget. Valemit (22) saab lihtsustada seoseks

$$O(x, y) = \langle I_{sum}I - I_{sum}\langle I \rangle - \langle I_{sum} \rangle I + \langle I_{sum} \rangle \langle I \rangle \rangle = \langle I_{sum}I \rangle - \langle I_{sum} \rangle \langle I \rangle, \quad (23)$$

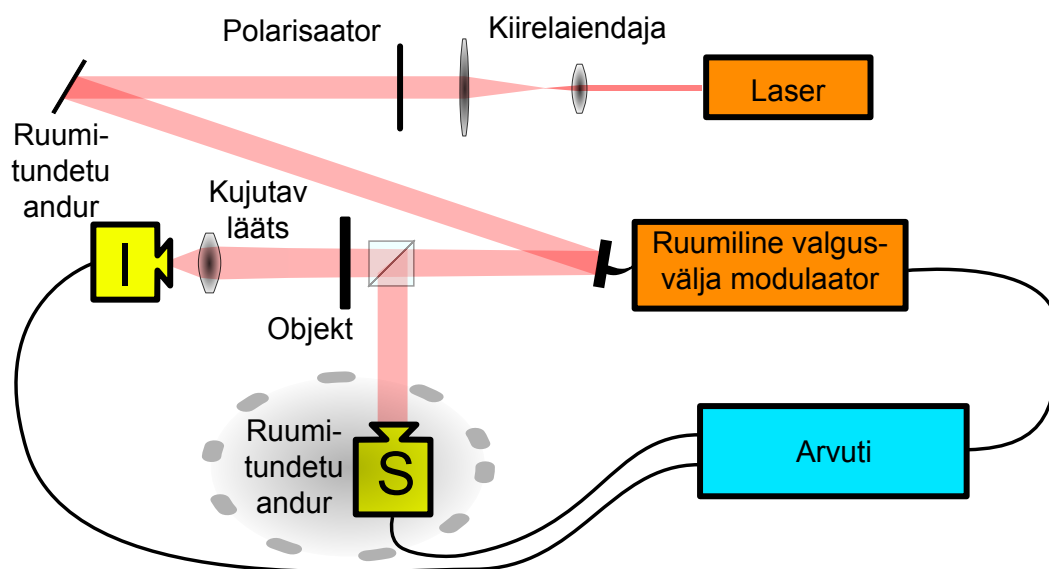
mida on arvutuslikult lihtsam rakendada, kuna mõõdetud või arvutatud intensiivusjaotused $I(x, y)$ on vägagi andmemahukad, pole kogu mõõteansambli salvestamine otstarbekas. Valemit (22) võib sisuliselt tõlgendada, kui intensiivsuse fluktuatsiooni järgi kaalutud objektile langeva valgusmusteri fluktuatsioonide summat, mis tähendab, et välimise keskmistamise tarvis peame esmalt leidma kogu ansambli keskmise speklivälja ja intensiivsuse, mis tähendab aga kogu ansambli salvestamist. Samas valemit (23) võib mõista kui intensiivsuste järgi kaalutud valgusmustrite summat, millest on lahutatud keskmine intensiivsusmuster. Kõigi intensiivsuste ja spekliväljade eraldi salvestamise asemel võime nüüd mõõtetulemused liita kolme summasse (intensiivsused (I_{sum}), speklivälja ($I(x, y)$) ja korrutised ($I_{sum} \cdot I(x, y)$)) hoides niiviisi toimides arvuti mälu mahtu oluliselt kokku.

2.5 Arvutuslik kummituskuva

Kummituskuva üheks eesmärgiks on võimalikult lihtsate mõõteseadmetega parima võimaliku kujutise saavutamist aja ja arvutusmahu arvelt. On näidatud, et üheks kummituskuva tehniliseks eeliseks on parandatud nähtuvus turbulentsetes ja hajutavates keskkondades [8]. Viis aastat tagasi suutis Iisraeli teadlaste töögrupp [16] ruumilise valgusvälja modulaatori (SLM)⁶ kasutuselevõttuga eemaldada kummituskuva skeemist ruumitundliku anduri, pannes sellega aluse uut tüüpi arvutuslikule kuvamismeetodile. Arvutusliku kummituskuva puhul kasutatakse objektile langeva valguse ruumiliseks kirjeldamiseks simuleeritud valgusvälja, mille sisendparameetrid on hinnatud eksperimendist ning valgust moduleeritakse algtasandis arvutijuhitavate seadmetega nagu SLM või projektor. Arvutuslikku kummituskuva on edukalt rakendatud nii objektide kahe- kui kolmemõõtmeliseks kuvaks [17], tomograafias [7] kui ka kuvaks läbi turbulentsete keskkondade [8]. Valgustusseadme võimalikke ajas juhuslike fluktuatsioonide eemaldamiseks on edukalt rakendatud lisa mõõteanduriga katseskeemi ja

⁶Ingl *Spatial Light Modulator (SLM)*

arvutusmeetodeid, mida nimetatakse diferentsiaalseks kummituskuvaks⁷ [18] ja normaliseeritud kummituskuvaks⁸ [19]. Kuna klassikaline ja arvutuslik kummituskuva erinevad vaid valgusväljalt ruumilise info saamise (andmise) poolest, ei dubleeri me järgnevates peatükkides teksti, vaid peame meeles, et juhul kui speklid tekitatakse arvutikontrollitud ruumilise valgusvälja modulaatoriga võib põhimõtteliselt alati klassikaliselt kuvalt minna üle arvutuslikule kuvale. Sellist hübriidskeemi kasutame ka käesoleva töö eksperimentaalses osas.



Joonis 3: Arvutusliku kummituskuva katseskeem. Speklid tekitatakse valgusväljamodulaatorile kontrollitud ruumilise faasimüra andmisega. Lülitades skeemi võrdlusanduri S, saab rakendada diferentsiaalse või normeeritud kummituskuva algoritmi. Polarisaator on tarvilik SLM-ga töötamiseks.

Joonisel 3 on toodud arvutusliku kummituskuva eksperimendi põhimõtteskeem. Laserist pärinev Gaussi intensiivsusprofiiliga koherentne tasalaine saab adresseeritavate pikslitega SLM-ilt arvutikontrollitud juhusliku faasimodulatsiooni $\phi(x, y)$ üle kimbu ristlõike. Seejärel valgustab tekkinud speklimuster objekti (läbilaskvusfunktsiooniga $T(x, y)$), mille vähendatud kujutis kuvatakse läätsel integreerivale andurile.

⁷Ingl *differential ghost imaging*

⁸Ingl *normalized ghost imaging*

2.5.1 Arvutusliku kuva teooria

Arvutuslik kummituskuva eksperimendis saadakse ruumiline info objektile langevast valgusest arvutuslikult, võttes arvesse katseskeemi parameetreid ja kontrollides valgusvälja faasimodulaatorile etteantud faasimustrit. Selles peatükis toome ära arvutusliku algoritmi füüsikalise matemaatilise tausta. Sama algoritmi kasutame ka kuva simuleerimiseks, kus objekti defineerime kui kahemõõtmelise binaarse funktsiooni $T(x, y)$ (läbilaskva punkti väärtus on 1 ja valguse läbipääsuks suletud punkti väärtus on 0), kusjuures summaarse intensiivsuse saame valemi (21) rakendamisel.

SLM-ile langeva laserkiire ristlõike intensiivsusaotuse mõõdame CCD-kaameraga. Lähendades seda vähimruutude meetodil kahemõõtmelisele Gaussi kõverale

$$G(x, y, w) = A e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2w^2}}, \quad (24)$$

saame leida kiire laiust kirjeldava taljeparametri w_I . Sümeetria ja lihtsuse kaalutlustel oleme suurt viga tegemata lugenud laserkimbu telgsümeetriliseks ning amplituudikordaja A on võetud üheks. Ansambelis k -nda speklipildi saamiseks anname arvutikontrollitavale SLM-ile juhusliku faasimodulatsiooni

$$\varphi(x, y)_k = \text{juhuslik faas vahemikus } 0, 2\pi \frac{1}{256}, \dots, 2\pi \frac{255}{256}. \quad (25)$$

Kuna elektrivälja tugevuse E ja intensiivsuse I vahel kehtib ruutseos $I \sim E^2$, saame elektrivälja amplituudi jaoks jaotusparameetri $w_E = \sqrt{2}w_I$. SLM-i peegeldavat pinda iseloomustamiseks defineerime kastfunktsiooni

$$SLM(x, y)_k = \begin{cases} e^{i\varphi(x,y)_k} & \text{kui } -\frac{X_{SLM}}{2} < x < \frac{X_{SLM}}{2} \quad \wedge \quad -\frac{Y_{SLM}}{2} < y < \frac{Y_{SLM}}{2} \\ 0 & \text{muul juhul} \end{cases}, \quad (26)$$

kus X_{SLM} ja Y_{SLM} on SLM-i ristkülikukujulise faasi moduleeriva ala mõõtmed. Olles nüüd defineerinud väljatugevuse algväärtuse leidmiseks tarvilikud seosed (24), (25), (26), saame kirja panna

$$E_k^{(0)}(x, y, w) = G(x, y, w) SLM(x, y)_k. \quad (27)$$

Vastava speklivälja objektitasandis saame valemi (11) abil:

$$I_k = |E_k^{(1)}|^2 = \left| \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}[E_k^{(0)}(x, y, w)] \cdot \chi] \right|^2. \quad (28)$$

Mõõtmistulemustest saame igale speklirealisatsioonile vastava objekti läbinud summaarse intensiivsuse S . Paneme kirja valemi (23) antud juhu jaoks

$$O(x, y) = \left\langle S \left| \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}[E_k^{(0)}(x, y, w)] \cdot \chi] \right|^2 \right\rangle - \langle S \rangle \left\langle \left| \mathcal{F}^{-1}[\mathcal{F}[E_k^{(0)}(x, y, w)] \cdot \chi] \right|^2 \right\rangle. \quad (29)$$

Paneme tähele, et arvestades Fourier' pöörde lineaarsuse omadust saame oluliselt arvutusmahtu kokku hoides teha tehete järjekorras muutuse

$$O(x, y) = \left\langle \left| \mathcal{F}^{-1}[\sqrt{S} \mathcal{F}[E_k^{(0)}(x, y, w)] \cdot \chi] \right|^2 \right\rangle - \left\langle \left| \mathcal{F}^{-1}[\sqrt{\langle S \rangle} \mathcal{F}[E_k^{(0)}(x, y, w)] \cdot \chi] \right|^2 \right\rangle. \quad (30)$$

2.5.2 Veel arvutuslikest meetoditest

Kummituskuva kujutise rekonstrueerimine käib objekti läbiva valguse intensiivsuse ja sellele langenud juhusliku valgusmusteri korreleeritud fluktuatsioonide uurimise abil. Kvaliteetse kujutise rekonstrueerimisel on väga oluline, et juhusliku süsteemivälisest müra tingitud kõikumised ei domineeriks korreleeritud fluktuatsioonide üle. Valgustava laseri väljundintensiivsuse kõikumine ja SLM-i omaduste ajaline muutumine on tõenäolised ja sagedased korreleerimata fluktuatsioonide allikad. Samuti võib katseseeria käigus muutuda katseruumi taustvalgustus. Järgnevalt kirjeldame võimalusi kummituskuva müra vähendamiseks ning täiendava arvutusliku meetodi kujutise leidmiseks.

Differentsiaalne kummituskuva Valgustavate seadmete ajalistest fluktuatsioonidest pärinevate objektiga korreleerimata müra vähendamiseks pakuti välja ja rakendatakse edukalt differentsiaalset kummituskuva [18, 8]. Parandi tegemiseks peame katseskeemi lisama veel ühe integreeriva anduri, mis mõõdab süsteemi siseneva valguse koguintensiivsust S (vaata joonist 3). Vähendamaks S -i fluktuatsioonide mõju kuvale, kaalume kuva avaldises (22) liikme $\langle I_{sum} \rangle$ normeeritud koguintensiivsuse fluktuatsiooniga $S/\langle S \rangle$. Kujutiseks saame korrelatsioonifunktsiooni

$$O(x, y)_{DKK} = \left\langle \left(I_{sum} - \frac{S}{\langle S \rangle} \langle I_{sum} \rangle \right) (I(x, y) - \langle I(x, y) \rangle) \right\rangle = \langle II_{sum} \rangle - \langle IS \rangle \frac{\langle I_{sum} \rangle}{\langle S \rangle}. \quad (31)$$

Saadud valemi (31) motiveerimine on intuitiivselt lihtne. Juhul, kui võrdlussignaal osutub mõne süsteemi ebastabiilsuse tõttu hetkeliselt keskväärtusest intensiivsemaks, siis $\frac{S}{\langle S \rangle} > 1$ ja seega kaalutakse keskmine signaal $\langle I_{sum} \rangle$ antud speklirealisatsiooni kujutispanuse arvutamisel üles, vähendades seega foonsignaali, mis muidu fluktuatsioonist kujutisse jääks.

Normaliseeritud kummitusküva Võrdlusanduri S kasutamiseiga saab juhuslikku taustmüra vähendada ka meetodiga, mida nimetatakse normaliseeritud kummitusküvaks [19]. Sellisel juhul normeeritakse iga realisatsiooni korral I_{sum} võrdlussignaaliga S . Samuti normeeritakse keskväärtud, saades kujutise avaldiseks

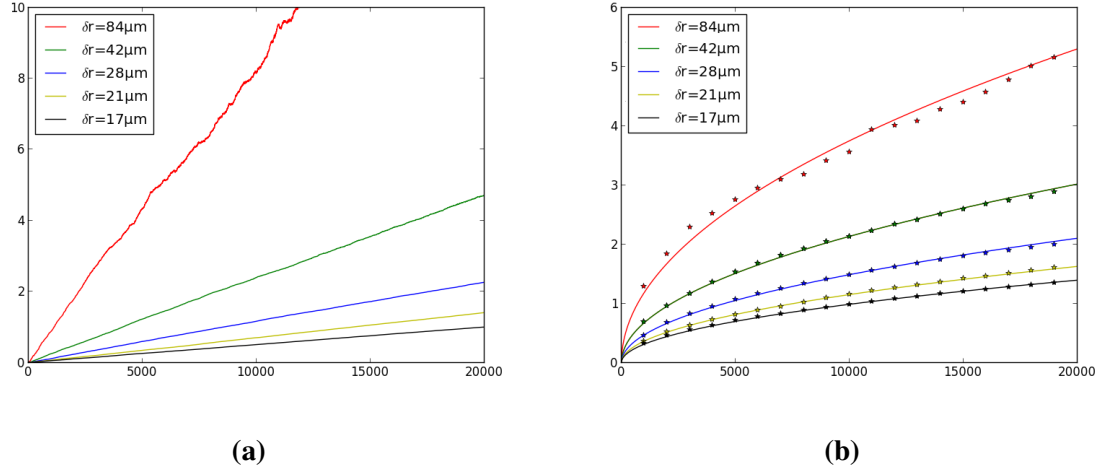
$$O(x, y)_{NKK} = \left\langle \left(\frac{I_{sum}}{S} - \frac{\langle I_{sum} \rangle}{\langle S \rangle} \right) (I(x, y) - \langle I(x, y) \rangle) \right\rangle = \left\langle I \frac{I_{sum}}{S} \right\rangle - \langle I \rangle \left\langle \frac{I_{sum}}{S} \right\rangle. \quad (32)$$

Suure mõõtmiste arvu korral, võib saadud tulemuses (32) teha lihtsustuse $\frac{\langle I_{sum} \rangle}{\langle S \rangle} \approx \langle \frac{I_{sum}}{S} \rangle$. Tulemuse sarnasus klassikalise kummitusküva alusvalemile (23) viitab, et normaliseeritud kummitusküva saamiseks pole tingimata tarvilik kahe integreeriva anduri olemasolu, kui suhtelise signaali $\frac{I_{sum}}{S}$ mõõtmine on võimalik.

Maatriksite pöördülesande meetod Käesolevas töös oleme põhjalikult käsitletud kummitusküva leidmist kui iteratiivset operatsiooni. Arvutuslikult pole see aga ainus võimalus kujutise taastamiseks. Selles lõigus toome ära itereerimisele alternatiivse arvutusmeetodi. Kirjeldades mõõteansamblit suurusega M ühe tervikuna, milles iga mõõdetud speklipilt sisaldab N pikslit, ja registreeritud koguintensiivsusi I_{sum} ning objekti läbilaskvusfunktsioon $T(x, y)$ esitada N -realiste vektoritena, võime diskreetsel juhul integraalse seose (21) kõigi mõõtmiste jaoks kirja panna

$$\begin{pmatrix} I_{sum}^{(1)} \\ I_{sum}^{(2)} \\ \vdots \\ I_{sum}^{(M)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I_1^{(1)} & I_2^{(1)} & \dots & I_N^{(1)} \\ I_1^{(2)} & I_2^{(2)} & \dots & I_N^{(2)} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ I_1^{(M)} & I_2^{(M)} & \dots & I_N^{(M)} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} T_1 \\ T_2 \\ \vdots \\ T_N \end{pmatrix}. \quad (33)$$

Kui mõõtmiste arv M on võrdne mõõtepikslite arvuga M , siis on valemis (33) ruutmaatriks. Sellisel juhul saame lihtsasti arvutada tema pöördmaatriksi ja leida objekti kirjeldava T . Kuna aga kummitusküva põhilisi ideelisi eeliseid ja eesmärke on kujutada N -piksline objekt



Joonis 4: (a) Pooltasandi kujutise nähtavuse sõltuvus kuvamisel kasutatud erinevate juhuslike spekliväljade arvust. (b) Signaali-müra suhte sõltuvus erinevate spekliväljade arvust viie karakterse speklimõõtmega korral (pidev joon tähistab \sqrt{N} -sõltuvust erinevate väljade arvust N). Kujutise nähtavus sõltub erinevate mustrite arvust lineaarselt, kusjuure sirge tõus on võrdeline speklite suurusega δr . Graafikutele esitatud tulemused on saadud töö tarvis koostatud arvutisimulatsiooni kasutades.

läbi ruumiliste korrelatsioonide tunduvalt vähem kui N mõõtmisega, tuleb siinkohal lahendada mittetäpne pöördülesanne, mille kiireks lahendamiseks on pakutud mitmeid meetodeid [20].

2.6 Signaali-müra suhe ja kujutise nähtavus

Kuvamise puhul on soovitud tulemuseks taustast eristatav ja kõrge resolutsiooniga kujutis. Samas on kuvamiseks kulutatav aparatuurne ja arvutuslik ressurss piiratud. Selles peatükis refereerime varem saadud analüütilisi tulemusi kummituskuva signaali-müra suhte (SMS) ja uurime töö tarbeks koostatud arvutisimulatsiooniga lihtsaima katseobjekti — pooltasandi — näitel, kuidas sõltub kujutise nähtavus ja signaali-müra suhe iteratsioonide arvust ja kuvamisel kasutatavate speklite suurusest. Lisaks arvutissimulatsiooni töö kontrollimisele on antud analüüs väga tarvilik teostatava eksperimendi planeerimiseks. Saadud tulemuste põhjal oskame edukamalt valida kuvamiseks sobilikke katseparameetreid ja objekte.

Kummituskuva signaali-müra analüüsi on põhjalikult käsitlenud Erkmen ja Shapiro [21].

Eksperimentaalse SMS-i määramiseks kasutame üldtuntud SMS-i definitsiooni

$$SMS \equiv \frac{\mu}{\sigma}, \quad (34)$$

kus μ ja σ on vastavalt signaali esimene ja teine kumulant ehk keskväärtus ja dispersioon. Teades speklite intensiivsusjaotust (mida kirjeldame järgmises peatükis 3), saab lihtsalt leida sellest moodustatud juhusliku ansambli summa jaotuse, mille esimene ja teine kumulant annavad meile SMS-i vastavalt valemile (34). Sellest tulenevalt saab näidata [16], et kummituskuva signaali-müra suhte võib kirja panna

$$SMS \propto \sqrt{\frac{N}{N_s}} \propto \delta r \sqrt{N}, \quad (35)$$

kus N on iteratsioonide arv, $N_s \propto 1/\delta r^2$ on objekti läbinud speklite arv ja δr spekli karakterne mõõde.

Antud seose (35) paikapidavuse uurimiseks kasutasime arvutusliku kuva simulatsiooni objektina pooltasandit. Vaadeldav spekliväli koosnes 512×512 pikslist kahe piksli vahelise sammuga $d = d_{SLM}/2 = 9,5 \mu\text{m}$. Simulatsioonis tekitati pooltasandist viie erineva speklisuurusega kuva. Speklite suurust varieeriti, muutes lähtevälja (laserkimbu) laiust w , sest just laserkimbu laiust on eksperimendis hõlbus muuta. Tulemused on esitatud joonisel 4. Näeme, et simulatsioonist leitud signaal-müra suhe järgib hästi teoreetilist seost (35).

3 Speklid

Kui koherentne valgus hajub pinnalt, mille ruumilist faasifunktsiooni saab lugeda juhuslikuks, tekib hajunud valguses keerukas ja näivalt juhuslik interferentsimuster — speklimuster. Speklimustriks⁹ nimetatakse paljude erineva intensiivsuse ja faasiga osalainete interferentspildi intensiivsusjaotust. Kuna sellise valguse ruumilise koherentsi omadused sarnanevad soojusliku kiirguse koherentsi omadustele, nimetatakse sellist valgust ka pseudosojuslikuks [11]. Speklis¹⁰ nimetatakse selles mustriis paiknevat üht laigukest, mille piires intensiivsusjaotus ei oma miinimume. Selliste mustrite jälgimisega päikesevalguses tegeles juba Newton, kuid nende kasutusliku rakenduseni kuvamises, astronoomias ja pinnadiagnostikas jõuti eelmise sajandi teises pooles pärast laseri leiutamist. Speklimustrite ilmumist objektide valgustamisel koherentse valgusega peeti esmalt koherentse valguse suureks miinuseks, sest objekti pinna peened ebataasused põhjustasid säbrulise müramustri tekke kujutisse [22]. Kuid speklitel leidub ka kasulikke rakendusi, näiteks hiljuti pakuti välja uudne dispergeeriva elemendita kiudspektromeeter [23], mis põhineb erineva lainepikkusega speklimustrite dekorreleeritusel. Speklimustrite iseäralik intensiivsusjaotus, kus tugevad ja konkreetselt piiritletavad heledamad laigud, mille mõõtmed on lihtsasti hinnatavad, on ümbritsetud vähemintensiivsetest piirkondadest, on sobiv kummituskuva valgustusena. Kummituskuva puhul on tarvilik suur arv erinevaid valgustusmustrid, mida on tehniliselt hõlbus vahetada ning mille karakteristikuid saab lihtsalt muuta, sest kujutised ilmnevad korrelatsioonina ja kujutise lahutusvõime on määratud speklite suurusega. Järgnevalt vaatleme esmalt monokromaatsete speklite füüsikat ning seejärel uurime põgusalt ka valge valguse spekleid.

3.1 Speklite eksperimentaalne tekitamine

Ajas muutuva juhusliku faasifunktsiooniga pinna saab eksperimentaalselt tekitada näiteks hajuti aeglase liigutamisel [12] või ruumilise valgusvälja modulaatoriga [16], millel kuvatavaid faasimustreid vahetatakse ajas.

Hajutiga speklimustrite tekitamise korral on eeliseks speklite hea kontrastsus, mis tuleneb

⁹Ingl *speckle pattern*

¹⁰Ingl *speckle*

Fourier' pöörde omadustest, tänu asjaolule, et krobelist pinda võib kujutleda pinnana, mis koosneb suurest hulgast väga erinevate mõõtmetega peegeldavatest plaadikestest. Laialtlevinud karestatud klaasist¹¹ hajutite puuduseks praktilistes rakendustes on valguse hajumine suurde ruuminurka, mis kasutatava optikatehnika apertuuri tõttu tähendab suurt valgusjõu kadu. Selle probleemi saab aga hõlpsasti eemaldada suunatud hajutitega, mis hajutavad valgustava kimbu mõnekraadisesse ruuminurka. Karestatud pinnast hajuti eeliseks valgusvälja modulaatori ees on intensiivse otsepeegeldustäpi puudumine, mis tekitab SLM-i vedelkristallrakkude vaheliselt alalt ja rakkude pealispinnalt peegeldunud valguse tõttu. Samas on SLM-i kasutamise eeliseks võimalus speklimustri tekitanud faasimodulatsiooni salvestada ja tekkinud speklimuster teoreetiliselt välja arvutada.

3.2 Speklite karakteriseerimiseks kasutatavad suurused

Spekleid saab karakteriseerida mitmete mõõdetavate suurustega. Kujutise tekitamisel on üheks tähtsaimaks lahutusvõimet määravaks parameetriks keskmine spekli suurus, kuna vähima ruumimõõtmega objekt, mis osaleb kujutise moodustumisel on spekkel. Samuti on oluline spekli pikkimõõde, mis määrab kujutise teravussügavust ning katse teostamise keerukust. Selles alapeatükis toome ära ka järeldused intensiivsuse jaotuse kohta spekliväljas.

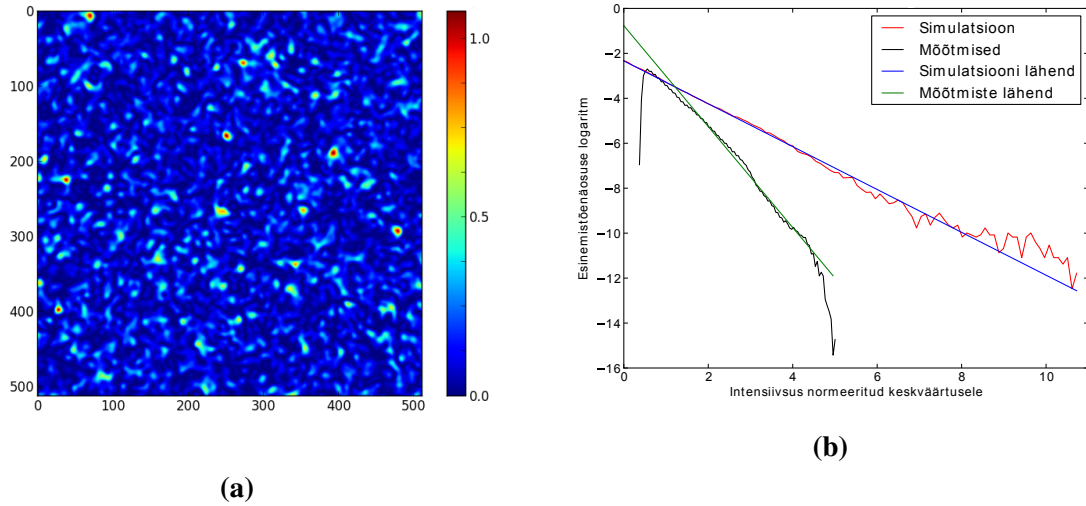
3.2.1 Speklivälju kirjeldav statistika

Joonisel 5a on arvutisimulatsiooniga leitud üks võimalik speklivälja intensiivsuse jaotus. Simuleeritud ja eksperimentaalse mõõdetud spekliväljade valguse intensiivsuse jaotus on esitatud joonisel 5b, kust näeme, et see on heas lähenduses eksponentsiaalne:

$$P(I) = \mu_0 e^{-\mu_0 I}, \quad (36)$$

kus $1/\mu_0$ on jaotuse keskvärtus. See viitab kompleks-normaaljaotusele, mis iseloomustab juhuslikke kompleksmuutujate mooduli jaotust, mille imaginaar- ja reaalosa on jaotunud vastavalt normaaljaotusele ja on teineteisest sõltumatud. Speklite statistika on hästi kirjeldatud, andes sellega kindla tugipunkti nende simuleerimisel ja eksperimentaalsel rakendamisel [24, 25].

¹¹Ingl *ground glass*



Joonis 5: (a) Arvutatud monokromaatne speklipilt (parameetritega: $z=80\text{cm}$, $w=2,85\text{mm}$, $\lambda =632,8\text{nm}$) pseudovärvide skaalas. (b) Simuleeritud ja eksperimentaalselt mõõdetud valguse intensiivsuse jaotused spekliväljas esitatuna poollogaritmilises skaalas. Näeme, et intensiivsuse leiu-tõenäosus on heas lähenduses logaritmiline.

3.2.2 Speklite mõõtmised objektitasandis

Levikuga ristsuunaliste koherentsiomaduste alusel saab koherentse speklivälja jagada kaheks omanäoliseks piirkonnaks, mida kujundlikult piiritleb levikukaugus [4]

$$z_{CVZ} = \frac{D\delta x_0}{\lambda}, \quad (37)$$

kus λ on kasutatava valguse lainepikkus, δx_0 väikseima faasielemendi suurus ja D sellele langeva Gaussi valguskimbu läbimõõtu kirjeldav suurus. Juhul, kui paikneme vaatlustasandiga faasimodulaatori lähedal, kus $z \ll z_{CVZ}$, siis järgib spekliväli hästi faasipinna modulatsiooni. Faasimodulaatorist kaugel ($z \gg z_{CVZ}$) on algne modulatsioon täielikult kadunud ja osalainete paraksiaalses interferentsis on kujunenud spekliväli, milles leiduvate üksikute speklite karakterne läbimõõt on määratud koherentsiteooriast pärineva van Citter-Zernike teoreemiga. Edasipidi uurime vaid speklite käitumist ja levikut van Citter-Zernike tsoonis ehk Fraunhoferi lähenduses [4]. Sellele vastavalt on spekli suurus proportsioonilis koherentsi pikkusega objektitasandis

$$\delta r = \frac{\lambda}{D} z, \quad (38)$$

kus z on vaatlustasandi kaugus faasimodulaatorist [4]. Speklite pikkus on määratud seosega [16]:

$$\delta z = \frac{2\pi\delta r^2}{\lambda}. \quad (39)$$

Valemist (38) võime järeldada, et levikul iga spekkel, ja seetõttu ka kogu spekkimp, laieneb võrdeliselt kaugusega, millest on lihtne leida hajumisnurk

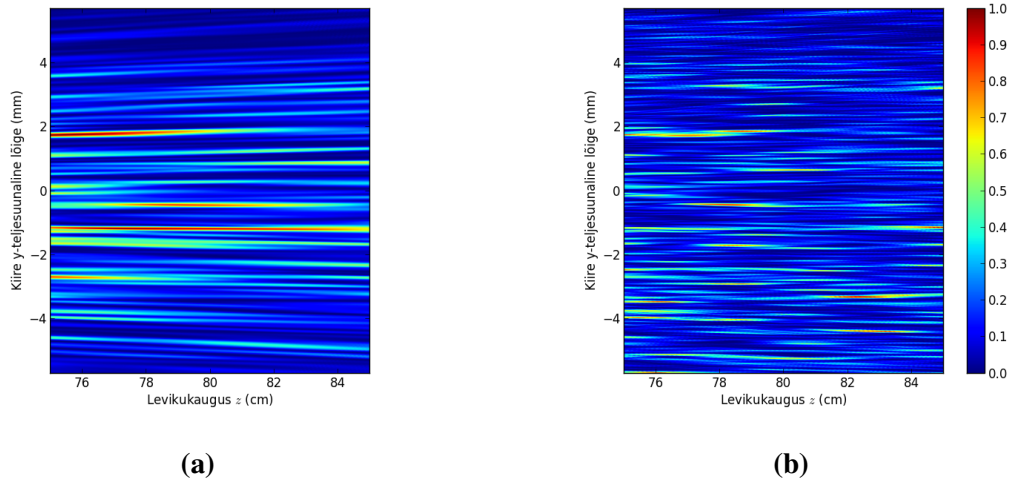
$$\tan \phi = \frac{\delta r}{z} = \frac{\lambda}{D} \approx \phi. \quad (40)$$

Viimase ligikaudse võrduse võime heas lähenduses kirja panna, kuna edaspidi käsitleme vähimate faasielementidena SLM-i piksleid ja laserkiirt, mille puhul suurusjärguline hinnang annab $\lambda/D \approx 1/100$.

3.2.3 Speklimestrite levikukarakteristikud

Valem (38) kirjeldab speklite suuruse muutust levikul ja seos (40) annab spekkimbu hajumisnurga. Paneme tähele, et neis valemis leiduv nurk $\phi = \lambda/D = \frac{\lambda/2}{D/2}$ on tuntud, kui pilu, mille laius on D , esimese interferentsiiniimumi tingimus. Ehk speklivihu mõõtmed on määratud laserkimbu difraktsiooniga. Pilu difraktsiooni analoogiat jätkates peaksime saama esialgselt sarnase speklipildi levimissihiga nurga $2m\lambda/D$, kus $m \in \mathbb{Z}$. Juhul, kui faasimodulaatori vähima ühtlase faasiga elemendi mõõtmed pole täpselt määratletud (nagu SLM-i puhul), vaid on laias ja ühtlaselt pidevas mõõtmeterahemikus, näeme hajuti järel heas lähenduses isotroopset valgusvälja.

Speklite ristsuunalise läbimõõdu kõrval on oluline ka teoreetiliselt hinnata või arvutuslikult uurida nende levikuteljesuunalist muutumist, kuna eksperimentaalselt pole võimalik täpselt objekti- ja mõõtetasandit võrdseks seada. Käesolev hinnang lubab ühtlasi määrata eksperimendis vajaliku tasandite asetumise täpsuse. Seosest (38) näeme, et speklid muutuvad seda peenemaks, mida laiem on faasimodulaatorile langev laserist lähtuv valguskimp. Kuna spekkimp muutub samuti laiemaks võib eeldada, et speklite arv kasvab. Joonistel 6a ja 6b on toodud arvutisimulatsiooni pildid speklivihu levikuteljesuunalisest läbilõikest kahe erineva laiusuga kimbu korral. Piltidelt on näha, et kuigi kiire laienedes valgustatakse üha suuremat osa SLM-i pinnast, ei muutu speklivihu karakterne pilt radikaalselt. Näeme, et mõlemal



Joonis 6: Simuleeritud speklkimbu levikuteljesuunalised ristlõiked. Simulatsioonis tekitatakse speklid gaussi kimbu peegeldumisel ja levimisel juhusliku faasinihkega ruudukujulistelt elementidelt küljepikkusega $d_{SLM} = 19 \mu\text{m}$, kus efektiivse faasimüraga pinna mõõtmed on $19,5 \times 14,6 \text{ mm}$. SLM-ile langeva monokomaatse laserkimbu ($\lambda = 632,8 \text{ nm}$) laius vastavalt **(a)** $D = 6 \text{ mm}$ ja **(b)** $D = 21 \text{ mm}$.

pildil on sarnaseid spekljooni, kuid jälgides sama lõikepiirkonda joonisel 6a ja joonisel 6b, märkame, et laiema kimbu puhul on üksikud speklid lõhenenud keerukamaks mustriks.

3.2.4 Spekliväljade ristkorrelatsioon

Speklimustri muutumist levikul saab arvutada ja kirjeldada valemitega (11), kuid mustrite mürasarnase välimuse tõttu on pelgalt vaatluse teel väga keeruline kindlaks teha, kui sarnased kaks speklimustrit on. Tähistame objektile langevat speklivälja $I_s(x_s, y_s, z_s)$ ja eksperimendis arvatud või mõõdetud¹² välja $I_m(x_m, y_m, z_m)$. Maksimaalse korreleerituse saavutamiseks objekti- ja mõõteõla väljade vahel peab kehtima võrdus:

$$I_s(x_s, y_s, z) = A_I I_m(a_x x_m, a_y y_m, z), \quad (41)$$

millest tulenevalt

$$z_s = z_m. \quad (42)$$

¹²Vastavalt on tegu arvutusliku või klassikalise kummituskuva eksperimendiga.

Valemis (41) on A_I , a_x ja a_y konstantid, mis kirjeldavad intensiivsuse ja koordinaatide võimalikku skaleeritust. See skaleerimisvabadus jääb asjaolust, et välja ümberskaleerides ei kosta me ruumilist infot, mis on tarvilik kujutise rekonstrueerimiseks. Eksperimentaalselt ei ole põhimõtteliselt võimalik rahuldada tingimust (42) täpselt, mis tuleneb vastavate suuruste mõõtemääramatusest. Järgnevalt uurime ristkorrelatsioonifunktsiooni abil, mil viisil sõltub objekti- ja mõõteõla spekliväljade korrelatsioon väljade vahelisest levikuteest $\delta = z_s - z_m$. Võime speklivälja ruumikoordinaadist sõltuva ristkorrelatsioonifunktsiooni panna kirja

$$\kappa(z_s, z_m) = \langle I_{sum}(z_s) I_m(x, y, z_m) \rangle - \langle I_{sum}(z_s) \rangle \langle I_m(x, y, z_m) \rangle . \quad (43)$$

Siinkohal on $I_{sum}(z_s)$ antud valemiga (21). Selguse huvides oleme võtnud $A = a_x = a_y = 1$. Analoogselt võime defineerida ka spektraalse ristkorrelatsioonifunktsiooni, mis esineb polükromaatse kummituskuva kujutise avaldises

$$\kappa(\lambda_i, \lambda_j) = \langle I_{sum}(z, \lambda_i) I(z, \lambda_j) \rangle - \langle I_{sum}(z, \lambda_i) \rangle \langle I(z, \lambda_j) \rangle . \quad (44)$$

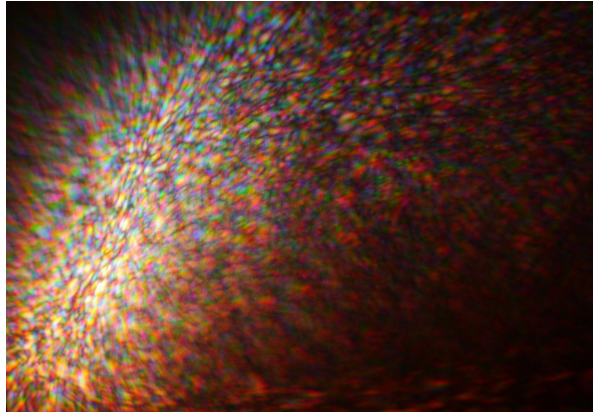
On selge, et kahe speklimustri vahel, mis on üksteise suhtes ruumiliselt või spektraalselt veidi nihutatud ($\delta z \ll z$ või $\delta \lambda \ll \lambda$), peab olema välja levikuseaduste (10) pidevuse tõttu nullist erinev positiivne korreleeritus, mille maksimum realiseerub juhul $\delta z = 0$ (vastavalt $\delta \lambda = 0$). Sellisel moel defineeritud ristkorrelatsiooni mõjutab tugevalt ka objekti läbilaskvuse T käitumine väikestel ruumilistel ja spektraalsetel nihetel.

Selles lõigus tuletatud seosed (43) ja (44) osutuvad kasulikuks vastavalt kummituskuva sügavusteravuse uurimisel ja polükromaatse valgusega kummituskuva korral. Sügavusteravuse uurimine ületab käesoleva töö mahu, kuid polükromaatse kummituskuva võimalikkus tuleb arutlusele peatükis 4.

3.2.5 Valge valguse speklid

Ruumiliselt koherentse valge valguse korral on võimalik speklid jälgida ka valges valguses. Lihtsaimal juhul piisab, kui vaadata lähedalt sõrmeküünelt peegeldunud päikeselvalgust, kuid eksperimentaalfüüsikas paremini realiseeritav on kasutada „valget laserit”¹³. Valge valguse

¹³Seda tüüpi laserites vallandab intensiivne kiirgus mittelineaarsed protsessid, mille käigus kitsa spektriga signaalist saadakse pideva ja laia spektriga valgus - superkontiinum.



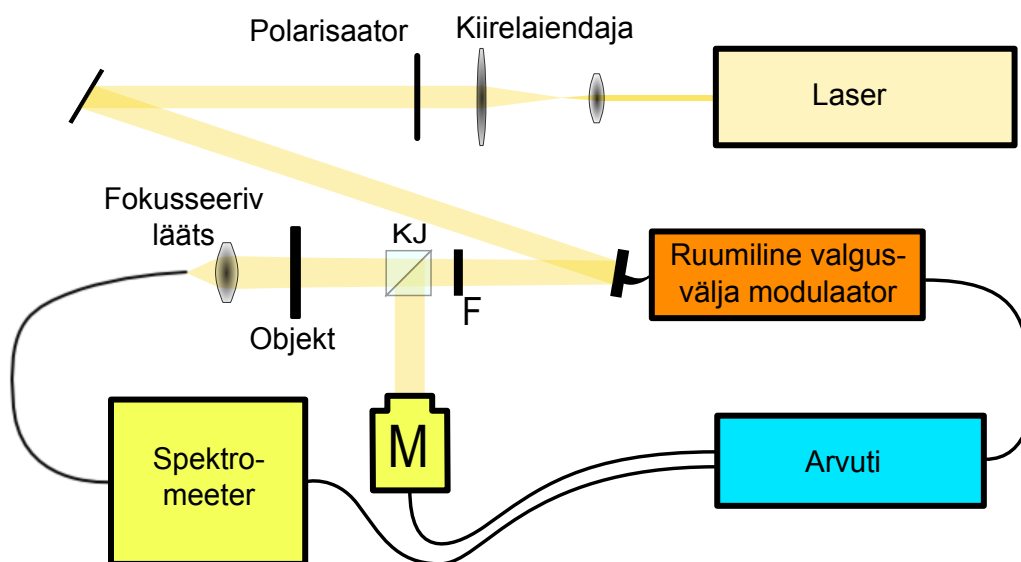
Joonis 7: Superkontinuumi genereeriva valge valge laseri kiir, mis on hajunud karestatud plastikult.

speklimestreid võib vaadelda kui paljude erinevat värvi speklimestrite superpositsiooni. Kuna speklite suurus ja hajumisnurk levikul sõltuvad lainepikkusest vastavalt seostele (38) ja (40), siis moodustuv speklimester pole enam valge, vaid värviline (vaata joonist 7), sest erinevat värvi speklipildid on teineteise suhtes justkui radiaalselt nihkes ja erineva struktuuripeensusega. Valgete laserite olemasolu ja speklimestrite teke annab põhimõttelise võimaluse valge valguse rakendamiseks kummituskavas, mida uurime ka käesoleva töö peatükis 4.

4 Töö tulemused ja arutelu

Käesolevat tööd alustades sai autori ülesandeks tutvuda omalkäel klassikalise kummituskuva teoreetilise materjaliga ja plaaneerida eksperiment TÜ FI füüsikalise optika labori vahenditega. Olemasolevatest katseseadmetest inspireerituna võeti üheks eesmärgiks ka polükromaatse ehk valge valgusega värviliste objektide kuvamisvõimaluste uurimine. Töö esimeseks kandvaks osaks sai arvutisimulatsiooni kirjutamine, millega oleks võimalik simuleerida klassikalise kummituskuva eksperimendi tulemusi, et neid seejärel eksperimendi läbiviimiseks kasutada. Töö eksperimentaalne pool hõlmab endas klassikalise kummituskuva modifitseeritud katseskeemi disaini, mis oleks alussüsteemiks polükromaatse kummituskuva eksperimendile. Kuna polükromaatne kummituskuva omab teaduslikku uudsust ja sel puudub publitseeritud teoreetiline käsitlus, on see valminud antud töö raames ja kirja pandud käesolevas peatükis.

4.1 Katseskeem ja meetodid



Joonis 8: Eksperimetaalse töö tarvis koostatud klassikalise kummituskuva katseskeem. Skeemi tähistused: KJ – 50/50 kiirejagaja; M – maatriksvastuvõtja; F – filtrite süsteem laserkiire ruumiliseks ja spektraalseks filtreerimiseks.

Eksperimendis kasutatud katseskeem on toodud joonisel 8. Valgustusallikaks kasutasime valget superkontiinumlaseri või HeNe-laserit ($\lambda = 632,8\text{nm}$), mille kiire laiuse muutmiseks on

võimalik kasutada erinevad läätse skeeme. Allpool toodud mõõtmistulemused on teostatud laiendamata kimbuga. Märgime, et kimbu laiuse muutmine on eksperimentaalselt lihtsaim meetod ruumilise lahutusvõime ehk speklite suuruse mugavaks muutmiseks. Speklite tekitamiseks kasutasime ruumilist valgusvälja modulaatorit, mille olulised tehnilised parameetrid on toodud tabelis 1.

4.1.1 Ruumiline valgusvälja modulaator

Pikslite arv	1024 × 768
Pikslite samm	19 μm
Ekraani suurus	19,5 × 14,6 mm
Modulatsioonitaseme arv	256
Täitetegur	93%

Tabel 1: Ruumilise valgusvälja modulaatori HoloEye LC-R 2500 parameetrid

Ruumilisel valgusvälja modulaatoril on speklimustrite tekitamisel kummituskuva eksperimendis mitmed eelised tüüpiliste mittestatsionaarsete hajutajate¹⁴ ees. Esiteks saab iga speklimustri tekitamisel määratleda, millise faasimodulatsiooniga seda tehakse ja soovi korral viimane ka salvestada ning vajadusel reprodutseerida. Selline teguviis lubab hiljem soovi korral teostada paralleelselt klassikalisele kummituskuvale ka arvutusliku kummituskuva eksperimente. Speklirealisatsioonide ja väljundintensiivsuste mõõtmise seisukohast on aga väga oluline SLM-i poolt tekitatud speklite ajaline stabiilsus mõõtmise ajal, mis annab eksperimentaatorile suurema vabaduse mõõteriistade säriaaja ja samuti omavahelise ajalise salvestamise nihke valikul. Nimelt klassikalise kummituskuva katseskeemis, kus speklimustrid tekitatakse pidevalt pöörleva hajutiga (vaata joonist 2), tuleb korreleeritud info kogumiseks kindlasti mõlema anduriga samal ajal mõõta — SLM-i kasutades pole see aga tarvilik, sest SLM-ile kuvatava faasimaski vahetamise hetke saab sobivalt valida. Kuna spektromeetrisse jõuab oluliselt vähem valgust kui andurile M, siis oleks samaaegne mõõtmine tehniliselt raskesti teostatav. Kuna kasutataval SLM-il on kogu modulatsioonisügavuse saavutamiseks määratud

¹⁴Enimlevinud on pöörlevale alusele kinnitatud karestatud klaasist hajutid.

eelispolarisatsiooni suund, siis asub katseskeemis polarisaator. Märkime veel, et SLM-ile ei lange valgus risti modulaatori tasandiga, vaid väikese (joonisel 8 tugevalt liialdatud) nurga all. Selle nurga arvestamine võib osutada oluliseks arvutusliku kummituskuva teostamisel. Samuti on arvutusliku kummituskuva seisukohalt veel väga oluline, et SLM-i faasimodulatsiooni sügavus sõltub tugevalt kasutatava valguse lainepikkusest (vedelkristallelementide dispersiooni tõttu) ning omab mittelinaarset sõltuvust sisendsignaalist. Arvutusliku kummituskuva sooritamist antud riistaga raskendab täiendavalt asjaolu, et SLM-i moduleeriv pind on nõrgus, andes valgusele täiendava raskestimääratava faasinihke. Kõike seda arvesse võttes otsustasime töö keerukuse vähendamise eesmärgil kasutada katseskeemi ja SLM-i klassikalise kummituskuva eksperimendis.

4.1.2 Valgusallikad

Esialgsetes eksperimentaalsetes mõõtmistes kasutasime HeNe-laserit, mille eeliseks on stabiilne ja spektraalselt kitsas valgusvihk. Tüüpiline mõõdetud speklimuster on toodud joonisel 10b, mille visuaalne struktuurisarnasus simuleeritud speklitega (vaata joonist 5a) on tõestuseks simulatsiooni heale füüsikalisele mudelile. Pildil 10b jälgitavat iseäralikku kindla ruumilise sagedusega amplituudimodulatsiooni põhjustab kaamera tajuri sisepeegeldustest tulenev interferents. Viimane ei sega kummituskuva teostamist otseselt, sest need ei korreleeru objektilt kogutud signaaliga, küll aga vähendavad need signaal-müra suhet.

Lisaks HeNe-laseri monokromaatsele valgusele kasutasime kummituskuva eksperimendis ka kvaasimonokromaatset valgust. Selle tekitasime superkontiinumi genereeriva kiudlaseriga Fianum SC-400-2-PP [26]. Laseri kogu nähtavat laineala katva spektriga valgusest kvaasimonokromaatse kiirguse saamiseks kasutasime interferentsfiltrit, mille maksimaalne läbilaskvus on lainepikkusel 600 nm ja spektraalne täislaius poolkõrgusel 10 nm. Sedasi selekteerisime valgusallika spektrist välja suhteliselt kitsa, kuid siiski HeNe-laseris spektrist oluliselt laiema osa. Spektraalselt laiem valgustus korral muutus intensiivsuse jaotus spekliväljas märgatavalt (vaata joonist 10a ja võrdluseks simuleeritud ja mõõdetud monokromaatseid spekleid vastavalt joonistel 5a ja 10b). Seda võib selgitada pisut erinevate lainepikkustega speklite erinevate juhuslike mustrite superpostisiooniga.

Katseskeemis 8 enne kiirejagajat paiknev filtritesüsteem F tähistab nii spektraalset kui ruumilist filtreerimist. Viimane on tarvilik, et vähendada fooni, mistõttu eemaldasime ümmarguse apertuuriga kogu speklivihu selle osa, mis ei jõua kaamera M andurile.

4.1.3 Integreeriv andur — kiudspektromeeter

Oluliseks probleemiks kiudspektromeetri kasutamisel on, et kiu ots paikneb läätse fookuses ehk Fourier' tasandis, mis tähendab, fokuseerides jäävad kõrgemad ruumilise sageduse komponendid kesksest fookustäpist kaugemale ja jäävad seega fiibriotsast välja vähendades objekti kujutise detailsust. Selle efekti minimeerimiseks valisime arvestades kiuotsa moodi laiust $d_m \approx 4,5\mu\text{m}$ ja numbrilist apertuuri $NA \approx 0,15$ ning objektide maksimaalset suurust $d_o \sim 4\text{mm}$ (mis on piiratud kaamera mõõtmetega) sobivaima fookuskaugusega läätse. Läätsse fookustäpi mõõtmeid hindasime seosega [14]:

$$d_f = \frac{2f\lambda}{d_o} \quad (45)$$

kus f on läätse fookuskaugus. See tulemus on ühtlasi ka tingimuseks, mis piirab kasutatava objekti mõõtmeid. Optiliste kiudude valguse vastuvõtuvõime määrab lisaks moodi laiusele ka tema valguse vastuvõtukoonus, mille tipunurk 2θ on numbrilise apertuuriga seotud kui $\theta = \arcsin(NA)$ [14]. Läätsse valiku piirab vastuvõtunurgaga NA , samas tuleb väikese moodi mõõtme tõttu valgus fokuseerida väikesesse ruumipunkti, mis eeldab lühikese fookuskaugusega läätse kasutamist. Geomeetrilistel kaalutlustel saame minimaalse fookuskauguse tingimuse:

$$f_{min} = \frac{d_o}{2 \tan(\theta)} \approx \frac{d_o}{2NA} . \quad (46)$$

Valemi (45) ja kiu moodi laiuse põhjal leiame tingimuse maksimaalseks läätse fookuskauguseks:

$$f_{max} = \frac{2d_md_o}{\lambda} . \quad (47)$$

4.2 Arvutisimulatsioon

Kuna käesolev töö hõlmab endas uudet eksperimenti, mille planeerimisel on väga suurel hulgal vabadusastmeid, mida pelgalt kirjanduse põhjal on raske või peaaegu võimatu hinnata,

on kogu eksperimentaalse töö vältel väga olulisel kohal olnud arvutisimulatsiooni koostamine ja rakendamine kummituskuva kui ka spekliväljade uurimiseks. Simulatsiooni rakendamise tööpõhimõtet ja matemaatikat oleme detailselt kirjeldanud peatükis 2.5.1. Toome siinkohas olulisemad punktid simulatsiooni efektiivseks tööks. Simulatsiooni rakendusnäidis on toodud lisas A.

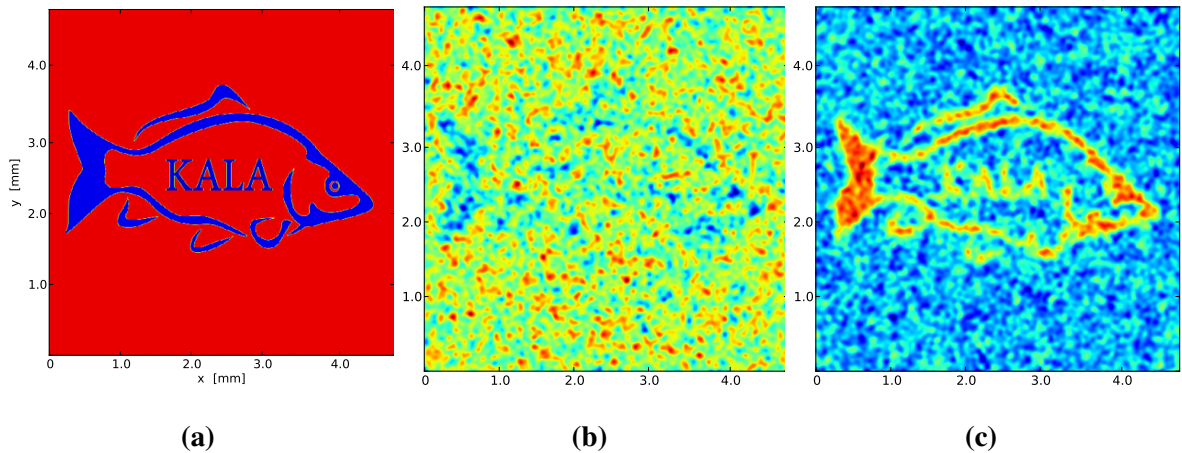
Programmeerimiskeeles *Python* kirjutatud mitmekülgne simulatsioonikood on programmeeritud funktsioonipõhiselt, mis tähendab, et kõik keerukamad operatsioonid täidetakse varem defineeritud põhifunktsioone rakendades. Selline teguviis tagab programmikoodi lihtsa loetavuse ning hõlpsa uue operatsiooni defineerimise võimaluse.

Kirjeldame käesolevas lõigus tarvilike arvutussõlmede hulga valikut. Esialgse välja E_0 etteandmisel tuleb olla hoolikas, et SLM-i pinnal valitakse arvutuspunkte piisavalt tihedalt. See tähendab, et iga SLM-i piksli kohta peab olema vähemalt 2×2 arvutuspunkti, mis tagab pikslite ruudukujulise geomeetria ilmingud ka simulatsioonis. Kuna SLM-il on 1024×768 pikslit, tähendab see, et SLM-i simuleerimiseks on tarvilik vähemalt 2048×1536 arvutussõlme. Välja levikulise difrakteerumise kui ka numbrilise diskreetse Fourier' pöörde (FP) iseärasuste tõttu tuleb ääreefektide vähendamiseks saadud läteväli nullidega ümbritseda, kusjuures numbrilise FP tõhusaks tööks valime arvutusvälja suuruseks kahe astme.

Simulatsiooni keskseks osaks on lätevälja levitamine vaba ruumi sageduskoste (VRSK) (9) abil. Kuna alg- ja lõpptasandi väljad E_0 ja E_1 on lihtsaimalt seotud VRSK ja Fourier' teisenduse kaudu valemiga (11) näeme, et kujutise moodustamiseks tuleb arvutada suur arv kahemõõtmelisi Fourier' pöördeid üprisri andmemahukatest arvuhulkadest ($2^{12} \times 2^{12}$ kompleksarvu iga speklipildi jaoks). Sellise arvutuse jaoks on välja töötatud kiirel diskreetsel FP-l põhinev pakett *ANFFT*¹⁵, mis on mõeldud suure hulga järjestikkuste ja sarnaste FP-te arvutamiseks.

Joonisel 9 oleme simuleerinud klassikalise kummituskuva eksperimenti. Kaks erineva nähtavusega kujutist 9b ja 9c on sama objekti 9a kujutised. Joonisel 9b esitatud kujutise puhul

¹⁵ANFFT on Pythoni FFT-1 (ingl *Fast Fourier Transfer*) põhinev pakett, mis suudab arvutusteks kasutada mitut lõime ja on disainitud efektiivselt sooritama suurt hulka sarnaseid Fourier' pöördeid. FFT põhineb omakorda programmeerimiskeeles C koostatud paketil FFTW (ingl *Fastest Fourier Transform in the West*)



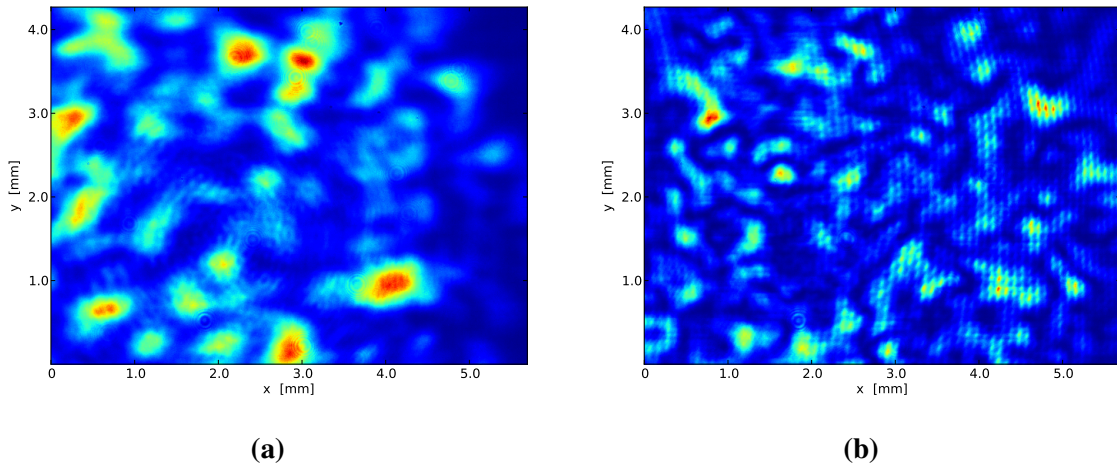
Joonis 9: (a) Simulatsioonis kasutatav kummituskuva objekt, mille läbilaskev osa on värvitud punaseks. (b) Kuvatava objekti kujutis 10000 juhusliku speklivälja simuleerimise järel. (c) Objekti negatiivi (läbilaskevale alale vastab sinine värv joonise (a) osas) kujutis sama arvu juhuslike väljade genereerimise järel. Objekti ja objekti negatiivi kujutise võrlemisel näeme, et ~ 5 korda väiksema läbilasvuspindalaga objekti kujutis on tunduvalt parema signaal-müra suhtega.

on maski läbipaistev osa joonisel 9a punaselt kujutatud piirkond ning kujutise 9c puhul siniseks värvitud piirkond. Antud tulemusest adume signaali-müra suhet määrava valemi (35) paikapidavust ehk väiksema läbilaskev pindalaga objekt annab kiiremini ilmneva kujutise. See asjaolu on kummituskuva eksperimentaalse sooritamise puhul määrava tähtsusega, sest vale speklimõõtme valiku puhul ei pruugigi kujutis mõõdetavate juhuslike speklimustrite arvu korral taustast piisavalt erineda.

4.3 Eksperimendi tulemused

Ekspriimentaalsetel mõõtmistel keskendusime klassikalise kummituskuva eksperimendi läbi viimisele, kasutades kiudspektromeetrit ruumilise lahutuseta andurina. Selle tarvis koostasime katseskeemi, mis on toodud joonisel 8. Ekspriimentendis registreeritud tüüpilisi speklivälju on kujutatud joonisel 10.

Lihtsaima kuvatava objektina kasutasime metallplaati, milles oli $d = 1,0$ mm suuruse läbimõõduga ümmargune auk. Sellise augu valisime esimeseks katseobjektiks, kuna väikeste mõõtmete tõttu on hästi rahuldatud nõuded (46) ja (45), kusjuures kasutatava kaksikkumera läätse fookuskaugus oli $f = 20$ mm. Simulatsioonitulemuste põhjal võisime hinnata, et sellise



Joonis 10: (a) Kvaasimonokromaatne spekliväli ($\lambda = 600$ nm, $\Delta\lambda = 10$ nm). (b) Monokromaatne spekliväli ($\lambda = 632,8$ nm). Joonistel kujutatud spekliväljad on tekkinud laservalguse hajumisel SLM-ilt kaugusel $z = 90$ cm. Laserikiire läbimõõt oli mõlemal juhul $w \approx 3,5$ mm.

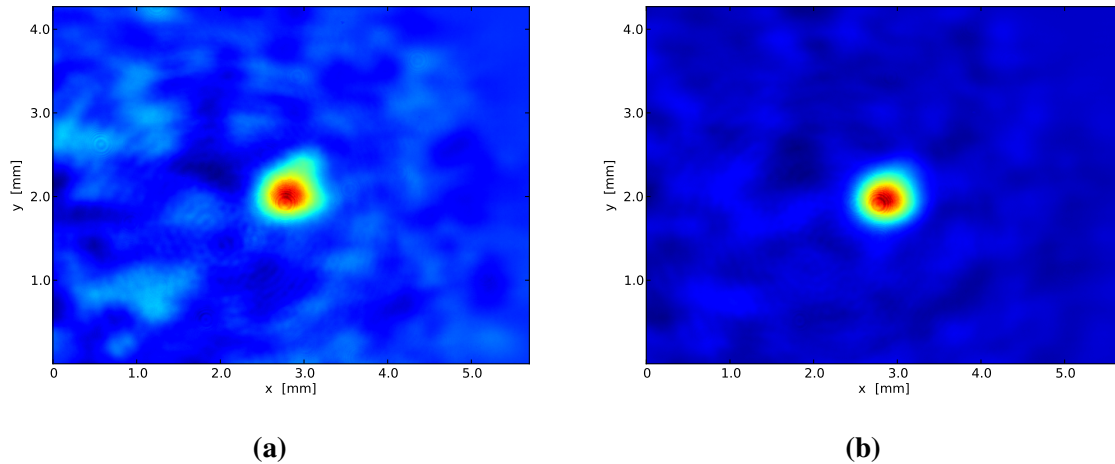
augu kujutis ilmneb kuvas suhteliselt väheste iteratsioonide järel.

Kujutise moodustamiseks toimib tsükliline arvutiprogramm järgnevalt:

1. Kasutades juhuslikke arvude tekitajat koostatakse faasimodulatsioon $\varphi_k(x, y)$ vastavalt valemile (25) ja implementeeritakse SLM-ile.
2. Lühike ooteaeg tagab SLM-i stabiliseerumise ja kaamera taastumise eelmisest mõõtmisest.
3. Spektromeetriga mõõdetakse summaarne intensiivsus $I_{sum}^{(k)}$, summeerides üle huvipakkuva spektraalvahemiku.
4. Maatriksdetektoriga M salvestatakse speklipilt $I(x, y)^{(k)}$.
5. Mõõtetulemused salvestatakse ja protsess kordub, kuni soovitud hulk mõõtmisi on teostatud.
6. Kujutis leitakse korrelatsioonifunktsioonina valemit (23) rakendades.

Nagu näeme jooniselt 11a on auk kujutises selgesti eristatav juba pärast 400 mõõtmist, kuid kujutise servad pole ühtlased. Näeme, et 4000 mõõtmise järel on saadud kujutise foon väga

ühtlane ja kujutise piirjooned selged. Selles eksperimendis kasutati valgustuseks superkontiinumlaseri laiast spektrist interferentsfiltriga eraldatud kitsast riba keskse lainepikkuse 600 nm ja täislaiusega poolel kõrgusel 10 nm.



Joonis 11: (a) Ümmarguse augu (diameeter 5 mm) kvasimonokromaatne kujutis 400 juhusliku speklivälja mõõtmise järel. (b) Kujutis 4000 mõõtmise järel. Korrelatsiooniartvutuses kasutatavate spekliväljade arvu suurendades võime jälgida signaal-müra suhte paranemist.

Edukalt sooritatud katsetulemus annab aluse jätkata eksperimenteerimist keerukamate objektidega. Järgmiseks eesmärgiks on töö autor seadnud lihtsaima (kahest spektraalselt kitsast ja teineteisest oluliselt erineva lainepikkusega) võimaliku polükromaatse kummituskuva tekitamine, mis oleks sedasorti eksperimentidest meie parima teadmise kohaselt esmakordne ja mille aluseid käistleme järgmises alapeatükis.

4.4 Polükromaatne kuva

Võib öelda, et klassikalise monokromaatse kummituskuva puhul koostatakse kujutis kahe peetusega anduri koostöös — ühel puudub ruumiline lahutus, kuid ta kogub infot objektilt, teisel on ruumiline lahutus, kuid see ei kuva objekti. Laialtlevinud maatriksvastuvõtjate puhul on spektraalne lahutusvõime pigem haruldus kui igapäevanähtus. Ühepiksililine spektraallahutusega andur kiudspektromeetri näol on aga üsnagi levinud. Kiudspektromeetri kasutamine objektilt tuleva valguse kogumiseks on täiendavaks rakenduspotentsiaaliks, sest kiudu on lihtne ja mugav liigutada ning näiteks endoskoopiarakendustes erinevate bio-objektide sisse

viia. Tekkib õigustatud küsimus: kas maatriksvastuvõtja peetust spektraallahutuses on võimalik kompenseerida intengreerivale vastuvõtjale spektraalse lahutuse andmisega? Käesolevas lõigus käsitleme eelpoolkirjeldatud olukorda ja uurime valge kummituskuva võimalikkust. Olgu meil nüüd monokromaatse speklivälja asemel pideva spektriga „valge” spekliväli, mille intensiivsusaotuse võime kirja panna kui monokromaatsete spekliväljade intensiivsuste $I(\vec{r}, \lambda_i) \equiv I(\lambda_i)$ superpositsiooni:

$$I(\vec{r})_{valge} = \sum_{\lambda_i} I(\lambda_i) , \quad (48)$$

kusjuures olgu intengreerivaks anduriks spektraalse lahutusega ruumilise tundlikuseta detektor, mis leiab iga speklirealisatsiooni korral integraalse intensiivsuse spektraalsõltuvusena:

$$I_{sum}(z, \lambda_i) = \iint I(x, y, z, \lambda_i) T(x, y, \lambda_i) dx dy . \quad (49)$$

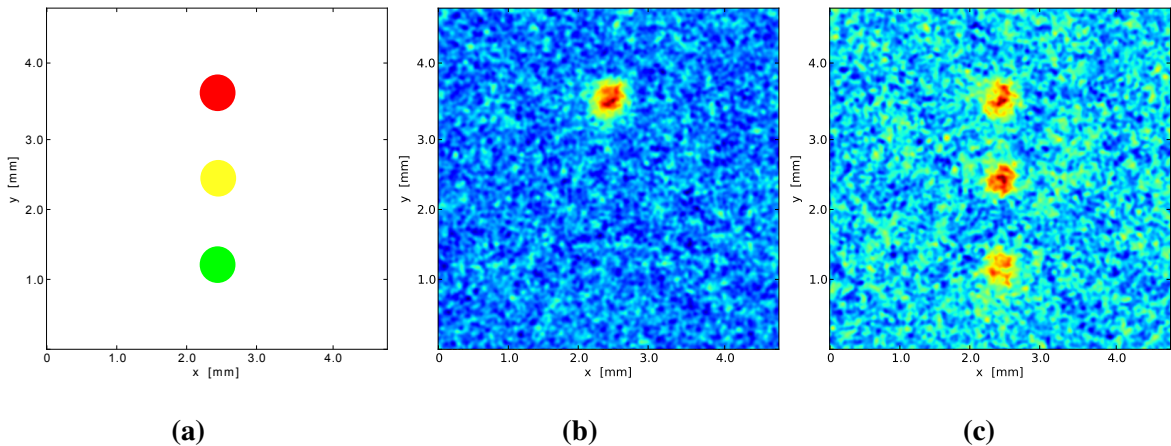
Uurime järgnevalt polükromaatse valgusega tekitatava kuva võimalikkust lähtudes kujutise leidmisest intensiivsuste korrelatsioonina (23) ja eeldades erinevate lainepikkustega speklimustrite vahelist korreleeritust (44) paneme kirja monokromaatse kujutise avaldise:

$$\begin{aligned} O(\vec{r}, \lambda_i) &= \langle I_{sum}(z, \lambda_i) I(\vec{r})_{valge} \rangle - \langle I_{sum}(z, \lambda_i) \rangle \langle I(\vec{r})_{valge} \rangle = \quad (50) \\ &= \left\langle I_{sum}(z, \lambda_i) \sum_{\lambda_j} I(\lambda_j) \right\rangle - \langle I_{sum}(z, \lambda_i) \rangle \left\langle \sum_j I(\lambda_j) \right\rangle = \\ &= \left(\sum_{i=j} + \sum_{i \neq j} \right) (\langle I_{sum}(z, \lambda_i) I(\lambda_j) \rangle - \langle I_{sum}(z, \lambda_i) \rangle \langle I(\lambda_j) \rangle) = \\ &= \langle I_{sum}(z, \lambda_i) I(\lambda_i) \rangle - \langle I_{sum}(z, \lambda_i) \rangle \langle I(\lambda_i) \rangle + \sum_{i \neq j} \kappa(\lambda_i, \lambda_j) , \quad (51) \end{aligned}$$

kus $\kappa(\lambda_i, \lambda_j)$ on spektraalne ristkorrelatsiooni funktsioon nagu defineeritud valemiga (44). Avaldisest (51) näeme, et polükromaatse valguse korral panustavad iga monokromaatse kujutise, lainepikkusel λ_i , tekkesse mürana ka spektraalse ristkorrelatsiooni liikmed $\kappa(\lambda_i, \lambda_j)$, kuna huvipakkuva läbilaskvusfunktsiooni $T(x, y, \lambda_i)$ asemel kannavad nad infot $T(x, y, \lambda_j)$ kohta. Kui aga erineva lainepikkusega spekliväljad on vähe korreleeruvad, siis on „värviline” kujutis leitav.

4.4.1 Polükromaatse kuva simulatsioon

Käesolevas lõigus simuleerime kuva polükromaatse valgusega, näitlikustamaks eelmises lõigus toodud arutluskäiku. Olgu objekti läbilaskvusel $T(x, y)$ lisaks ruumikoordinaatidele ka spektraalne sõltuvus $T(x, y) \Rightarrow T(x, y, \lambda)$. Valime uuritavaks objektiks joonisel 12a kujutatud kolmeaugulise objekti, mille augud lasevad läbi vastavalt punast, kollast ja rohelist värvi valgust (vastavalt lainepikkustel 650 nm, 570 nm ja 510 nm) neelates muu lainepikkusega valguse täielikult. Koosnegu valgustav speklimuster summaarse intensiivsuse järgi võrdselt neist kolmest värvist. Vastavalt probleemipüstitusele detekteerib ruumitundlik andur kolme monokromaatse speklivälja intensiivsuste summat spektraalse lahutuseta. Monokromaatsed kujutised arvutame vastavalt valemile (50). Joonisel 12 on esitatud simulatsioonis kasutatud objekt ja simulatsiooni tulemused.



Joonis 12: (a) Simulatsioonis kasutatav objekt, mille läbipaistmatus siniseks värvitud taustas on kolme värvi läbi laskvad avad. Iga ketta värv tähistab valguse värvi, mida objekt selles piirkonnas neelamata läbi laseb (vastavalt $\int[650]nm$, $\int[570]nm$ ja $\int[510]nm$). (b) Kujutis lainepikkusel 650 nm pärast tuhandet iteratsiooni. (c) Punase, kollase ja roheline kujutise summaarne kujutis.

Järeldusena võime öelda, et polükromaatne kummitusküa on lootusandev eksperiment, mille uurimist kavatseb autor jätkata ka pärast käesoleva töö valmimist ja kaitsmist.

5 Kokkuvõte

Käesolevas töös on uuritud võimalusi kummituskuvaks (ingl *ghost imaging*) nimetatava optilise kuvamismeetodi rakendamiseks värviliste objektide kuvaks polükromaatse pseudosoojusliku valgusega ja esitatud arvutisimulatsiooni ning mõõtmiste tulemused.

Kummituskuva tähelepanuväärne eripära seisneb asjaolus, et objektilt pärineva valgusvälja intensiivsust registreeritakse vaid integraalselt, ilma ruumilise lahutuseta, viimast aga rakendatakse hoopis objektile langeva valgusvälja registreerimisel ning objekti kujutis leitakse korrelatsioonidest saadud signaalide vahel.

Kirjanduses on hulgaliselt töid kummituskuva idee realiseerimisvariantidest monokromaatse valgusega ja selle kuvamismeetodi praktilistest rakendustest. Käesolevas töös käsitletakse esmakordselt (autorile teadaolevalt) kummituskuva polükromaatse valgusega.

Lisaks kirjanduse ülevaate koostamisele on töö originaalseteks osadeks:

- polükromaatse kummituskuva teooria arendamine;
- kummituskuva tavakatseskeemi edasiarendus, milles ruumitundetuks anduriks on kiudspektromeeter;
- koostatud katseskeemi testimine monokromaatses ja kvaasimonokromaatses valguses;
- arvutiprogramm (programmeerimiskeeles Python) speklite ja kummituskuva eksperimendi simuleerimiseks.

Käesoleva töö autor soovib tänada oma juhendajaid Peeter Piksarve, Heli Luknerit ja Peeter Saarit suurepärase eeskuju, vankumatu toetuse ja arvukate õpetussõnade eest, mis autorit tema esimese tõsise teadusliku kirjatöö juures meeletult aitasid. Suured tänusõnad kuuluvad heale sõbrale Andreas Valdmannile, kelle nõuanded on alati asjakohased ja õpetlikud.

Viited

- [1] T. B. Pittman, Y. H. Shih, D. V. Strekalov ja A. V. Sergienko, “Optical imaging by means of two-photon quantum entanglement,” *Phys. Rev. A* **52**, R3429–R3432 (1995).
- [2] D. Zhang, Y.-H. Zhai, L.-A. Wu ja X.-H. Chen, “Correlated two-photon imaging with true thermal light,” *Opt. Lett.* **30**, 2354–2356 (2005).
- [3] D.-Z. Cao, J. Xiong ja K. Wang, “Geometrical optics in correlated imaging systems,” *Phys. Rev. A* **71**, 013801 (2005).
- [4] D. Magatti, a. Gatti ja F. Ferri, “Three-dimensional coherence of light speckles: Experiment,” *Phys. Rev. A* **79**, 053831 (2009).
- [5] A. Gatti, E. Brambilla, M. Bache ja L. A. Lugiato, “Ghost imaging with thermal light: Comparing entanglement and classical correlation,” *Phys. Rev. Lett.* **93**, 093602 (2004).
- [6] R. S. Bennink, S. J. Bentley, R. W. Boyd ja J. C. Howell, “Quantum and classical coincidence imaging,” *Phys. Rev. Lett.* **92**, 033601 (2004).
- [7] R. N. Mahalati, R. Y. Gu, J. M. Kahn *et al.*, “Resolution limits for imaging through multi-mode fiber,” *Opt. Express* **21**, 1656–1668 (2013).
- [8] M. Bina, D. Magatti, M. Molteni, A. Gatti, L. A. Lugiato ja F. Ferri, “Backscattering differential ghost imaging in turbid media,” *Phys. Rev. Lett.* **110**, 083901 (2013).
- [9] R. E. Meyers, K. S. Deacon ja Y. Shih, “Turbulence-free ghost imaging,” *Appl. Phys. Lett.* **98**, 111115 (2011).
- [10] A. Vaigu, “Kummituskuva polarisatsiooni järgi põimitud footonpaariga michelsoni interferomeetris,” (2009). Magistritöö. Juhendaja Kaido Reivelt.
- [11] A. Gatti, M. Bache, D. Magatti, E. Brambilla, F. Ferri ja L. Lugiato, “Coherent imaging with pseudo-thermal incoherent light,” *Journal of Modern Optics* **53**, 739–760 (2006).
- [12] A. Valencia, G. Scarcelli, M. D’Angelo ja Y. Shih, “Two-photon imaging with thermal light,” *Phys. Rev. Lett.* **94**, 063601 (2005).

- [13] Y. Shih, “Quantum imaging,” Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of **13**, 1016–1030 (2007).
- [14] B. E. Saleh, M. C. Teich ja B. E. Saleh, *Fundamentals of photonics*, vol. 22 (Wiley New York, 1991).
- [15] R. J. Glauber, “The quantum theory of optical coherence,” Phys. Rev. **130**, 2529 (1963).
- [16] Y. Bromberg, O. Katz ja Y. Silberberg, “Ghost imaging with a single detector,” Phys. Rev. A **79**, 053840 (2009).
- [17] B. Sun, M. P. Edgar, R. Bowman, L. E. Vittert, S. Welsh, A. Bowman ja M. J. Padgett, “3D Computational Ghost Imaging,” lk. 1–13 (2013).
- [18] F. Ferri, D. Magatti, L. A. Lugiato ja A. Gatti, “Differential ghost imaging,” Phys. Rev. Lett. **104**, 253603 (2010).
- [19] B. Sun, S. S. Welsh, M. P. Edgar, J. H. Shapiro ja M. J. Padgett, “Normalized ghost imaging,” arXiv preprint arXiv:1212.5041 (2012).
- [20] D. L. Donoho ja Y. Tsaig, “Fast solution of 1-norm minimization problem when the solution may be sparse,” IEEE T. Inform. Theory **54**, 4789 (2008).
- [21] B. I. Erkmen ja J. H. Shapiro, “Signal-to-noise ratio of Gaussian-state ghost imaging,” Phys. Rev. A **79**, 023833 (2009).
- [22] J. C. Dainty, “Stellar speckle interferometry,” kogumikus *Laser speckle and related phenomena* (Springer-Verlag, Berlin), Topics in Applied Physics Series.
- [23] B. Redding, S. M. Popoff ja H. Cao, “All-fiber spectrometer based on speckle pattern reconstruction,” Opt. Express **21**, 6584–6600 (2013).
- [24] J. Uozumi ja T. Asakura, “First-order intensity and phase statistics of Gaussian speckle produced in the diffraction region,” Appl. Opt. **20**, 1454–1466 (1981).

- [25] H. Pedersen, "Second-order statistics of light diffracted from Gaussian, rough surfaces with applications to the roughness dependence of speckles," *Opt. Acta* **22**, 523–535 (1975).
- [26] Fianum Ltd, Superkontiinumien genereriva laseri SC400-2-PP (S/N: 100828) sertifikaat (2010).

Ghost imaging with pseudo-thermal light

Roland Matt

Summary

In this thesis the possibilities of using the so-called ghost imaging for imaging of objects with polychromatic transmittance with polychromatic pseudo-thermal light are studied. Results from both of computer simulations and measurements are presented.

The remarkable aspect about ghost imaging is that it allows a camera to produce an image of an object that the camera itself cannot „see”. A series of random light patterns is used to illuminate an unknown object. For each pattern, reflected or transmitted light is measured with a fixed single spatially unresolved detector. The series of single element measurements, combined with the known light patterns is used to deduce the image of the object as a correlation of the measured signals.

While classical ghost imaging using monochromatic pseudo-thermal light is well known and studied, the use of polychromatic light for imaging of objects with wavelength-dependent transmittance has not been studied to the best of our knowledge.

The main results are as follows:

- Theoretical background has been developed for polychromatic ghost imaging applications.
- Improvements have been made to the experimental set-up of classical ghost imaging by replacing the single element detector with a fiber spectrometer therefore granting the system spectral resolution.
- The composed experimental set-up has been tested with both monochromatic and quasi-monochromatic light.
- A computer program has been written for the simulation of light speckles and the ghost imaging experiment.

A Simulatsioonikood

```
1 #-*- coding: cp1257 -*-
2 import numpy as np
3 import numpy.fft
4 import anfft
5 import sys
6
7 SLM-i andmed
8 x_SLM=1024 #SLM-i x-telje pikslite arv
9 y_SLM=768
10 d_SLM=19.0*10**(-6) #SLM-i piksli samm
11
12 Kahemõõtmelise kiire Fourier' pöörde võtmine
13
14 def anfftnc( a, k=None, measure=True ):
15     return numpy.fft.fftshift( anfft.fftn( numpy.fft.ifftshift( a ),
16     k=k, measure=measure ) )
17
18 def anifftnc( a, k=None, measure=True ):
19     return numpy.fft.fftshift( anfft.ifftn( numpy.fft.ifftshift( a ),
20     k=k, measure=measure ) )
21
22 Teeb uue b x b vana maatriksi väärtustega
23 blokkidest koosneva maatriksi.
24 def Kordista(pilt,b):
25     return np.kron(pilt,numpy.ones((b,b)))
26
27 Koostab SLM-i juhusliku faasi sisaldava maatriksi.
28 def slm(X,Y):
```

```

29     specle=np.random.random((X,Y))
30     return specle
31
32 Seab etteantud matriksi n x n matriksi keskele,
33 mis sisaldab nulle.
34 Sellisel viisil saab arvutusvälja nullidega ümbritseda.
35 def Zeros_around(Pilt,n):
36     A= np.zeros([n,n], dtype=complex64)
37     x=np.shape(Pilt)[0]
38     y=np.shape(Pilt)[1]
39     A[(n-x)/2:(n+x)/2,(n-y)/2:(n+y)/2] = Pilt[:,:]
40     return A
41
42 Moodustab uue n x n matriksi, mis on moodustatud
43 sisendmatriksi keskmistest elementidest.
44 def cut(Pilt,n):
45     A= np.zeros([n,n])
46     x=np.shape(Pilt)[0]
47     A[:,:]=abs(Pilt[(x-n)/2:(n+x)/2,(x-n)/2:(n+x)/2])
48     return A
49
50 Tekitab kahemõõtmelise Gaussi jaotusega matriksi.
51 def Gaussivalgus (n,width):
52     x=np.mgrid[-n/2:n/2, -n/2:n/2][1]
53     y=np.mgrid[-n/2:n/2, -n/2:n/2][0]
54     valgus = 1/(2*pi*pow(width,2))* exp(-(pow(x,2) +
55     pow(y,2))/(2*(pow(width,2))))
56     return valgus
57
58 Vaba ruumi sageduskoste.

```

```

59 def VRSK (z,n,lp,b):
60     vrsk=np.zeros([n,n],dtype=complex64)
61     x=np.mgrid[-n/2:n/2, -n/2:n/2][1]
62     y=np.mgrid[-n/2:n/2, -n/2:n/2][0]
63     k0=2*pi/(lp*10**(-9))
64     vrsk=np.exp(-1j*k0*z+2j*pow(pi,2)*
65     (x**2+y**2)*z*pow(b,2)/(k0*pow(n*d_SLM,2)))
66     return vrsk
67
68 Leiab algvälja Fourier' pöörde, korrutab selle vaba
69 ruumi sageduskostega ning sooritab tagasipöörde.
70 Väljundtulemuseks on valgusväli objekti tasandis.
71 def Levita(pilt,z,n,lp,b):
72     P1=anfftnc(pilt)
73     P2=fftshift(iff2(iffshift(VRSK(z,n,lp,b)*P1)))
74     return P2
75
76 Võtab sisendiks SLM-ile langeva Gaussi kimbu dispersiooni -c,
77 levitamise kauguse z, mõõtmiste (itratsioonide arvu) -N,
78 valguse lainepikkuse -lainep ja objektifaili nime -nimi.
79 c=float(sys.argv[1])
80 z=float(sys.argv[2])
81 N=int(sys.argv[3])
82 lainep=int(sys.argv[4])
83 nimi=sys.argv[5]
84
85 n=2**12
86 objekt=np.load(nimi)
87 Spek=np.zeros([2**9,2**9])
88 Kuj=np.zeros([2**9,2**9])

```

```

89 Valgus=Gaussivalgus(n,c)
90 I=np.zeros(N)
91 for i in range(N):
92     SLM=Zeros_around(Kordista(exp(1j*2*pi*slm(n/2,n/2)), 2),n)
93     SLM*=Valgus
94     SLM=Levita(SLM,z,n,lainep,2.0)
95     SLM=pow(abs(SLM),2.0)
96     SLM=cut(SLM,2**9)
97     Spek+=SLM
98     SLM1=SLM*objekt
99     I[i]=SLM1.sum()
100     Kuj+=SLM*I[i]
101     for j in range(N/100):
102         if j==(i+1)/100.0:
103             Puh_kuj=Kuj -I.sum()*Spek/(1.0*(i+1))
104             np.save("{}_c={}_m={}.npy".format(nimi,c,j*100),Puh_kuj)
105
106 Programm väljastab kujutise iga 100 iteratsiooni järel.

```

Lihtlitsents lõputöö reprodutseerimiseks ja lõputöö üldsusele kättesaadavaks tegemiseks

Mina Roland Matt (sünnikuupäev: 24.02.1991)

1. annan Tartu Ülikoolile tasuta loa (lihtlitsentsi) enda loodud teose

„Kummituskuva pseudosoojusliku valgusallikaga“,

mille juhendajad on Peeter Piksary, Heli Valtna-Lukner ja Peeter Saari,

1.1. reprodutseerimiseks säilitamise ja üldsusele kättesaadavaks tegemise eesmärgil, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace-is lisamise eesmärgil kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni;

1.2. üldsusele kättesaadavaks tegemiseks Tartu Ülikooli veebikeskkonna kaudu, sealhulgas digitaalarhiivi DSpace'i kaudu kuni autoriõiguse kehtivuse tähtaja lõppemiseni.

2. olen teadlik, et punktis 1 nimetatud õigused jäävad alles ka autorile.

3. kinnitan, et lihtlitsentsi andmisega ei rikuta teiste isikute intellektuaalomandi ega isikuandmete kaitse seadusest tulenevaid õigusi.

Tartus, **30.05.2013**