



Universität
Bremen



Wellenfeldsynthese auf Basis linearer Regression der Phase für die Anwendung in der holographischen Wiedergabe

Masterarbeit

von
Ilja Rukin

im Studiengang
Physik-Vollfach

zur Erlangung des akademischen Grades
Master of Science

Autor: Ilja Rukin
Email: ilja.rukin@gmail.com
Martikelnr.: 4348539

Version vom: 09.07.2023

1.ter Gutachter: Prof. Dr. Ralf B. Bergmann
2.ter Gutachter: Dr. Claas Falldorf
Betreuer: Andre F. Müller

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich herzlich bei allen für ihre Unterstützung bedanken. Ich danke meinen Eltern für die Unterkunft und den Zuspruch während meines gesamten Studiums. Mein Dank geht an Andre Müller und Claas Falldorf für die hilfreiche Diskussion und Tipps rund um das Thema Holographie. Dabei war die Idee zur WFS mit einem TTP-MMA von Claas Falldorf entscheidend für diese Arbeit. Die Vorlesungen zur Optik von Claas Falldorf und Ralf Bergmann schätze ich sehr, weil sie mich der Optik näher gebracht haben und dadurch diese Arbeit ermöglicht haben. Mein Dank geht auch an die Techniker Rainer und Christian, so wie an Andre Müller für die Hilfe beim Aufbau und der Durchführung der experimentellen Untersuchungen.

Abstract

In dieser Masterarbeit wird die Verwendung von neuartigen „tip-tilt-piston micromirror arrays“ für die Wellenfeldsynthese zum Bau eines holographischen Displays untersucht. Die holographische Wellenfeldsynthese beruht auf gleichzeitiger Phasen- und Amplitudenmodulation von kollimiertem Licht einer Laserdiode. Dadurch wird ein Wellenfeld zur Darstellung einer beliebigen Intensitätsverteilung im Raum erzeugt. Die Verwendung eines „tip-tilt-piston micromirror arrays“ ermöglicht die Phase des Wellenfeldes pixelweise nicht nur um einen konstanten Phasenversatz, sondern auch um lineare Phasenrampen zu modulieren. Dadurch ist der Abstrahlwinkel des Modulators nicht durch den Pixelabstand, sondern durch den Neigungswinkel der Mikrospiegel beschränkt. Somit wäre es möglich die Abstrahlwinkel bei gleichbleibender Auflösung des Modulators deutlich zu erhöhen.

Im Laufe dieser Arbeit werden Methoden zur Berechnung, linearen Regression und Simulation von Wellenfeldern in Matlab implementiert. Dabei werden Wellenfelder sowohl zur Darstellung ebener Bilder, als auch zur Darstellung von 3D Szenen aus Linien und Dreiecken im Raum berechnet. Darüber hinaus wird der Einfluss von Amplitudenmodulation auf die Wellenfeldsynthese untersucht, wobei Methoden zur indirekten Amplitudenmodulation durch reine Phasenmodulation und iterative Optimierungsalgorithmen ausprobiert werden. Dabei wird auch der Einfluss der Anfangsphase auf das Wellenfeld untersucht.

Die experimentellen Untersuchungen werden durch Approximation mit einem gewöhnlichen „spatial light modulator“ durchgeführt. Sie dienen einer Überprüfung der Vorteile eines „tip-tilt-piston micromirror arrays“ vor dessen Anschaffung.

Im Rahmen der Untersuchungen wurden die erhöhten Abstrahlwinkel nachgewiesen. Eine erhöhte Variation der Anfangsphase erzeugte eine zunehmend diffuse Wellenfront, welche in größere Winkel propagierte und Amplitudenmodulation überflüssig machte. Sie ist notwendig, um die ansteuerbaren Beugungswinkel des „tip-tilt-piston micromirror arrays“ für im Raum ausgedehnte Intensitätsverteilungen in der Praxis zu erreichen. Nachteil war bei einer zufälligen Anfangsphase eine Abnahme der Bildqualität durch Abweichung der Regression von dem tatsächlichen Wellenfeld und Speckle-Rauschen. Schließlich wurde die Vernachlässigbarkeit von Singularitäten des Wellenfeldes gezeigt.

Offizielle Erklärungen von Ilja Rukin (Matrikelnr.: 4348539)

A) Eigenständigkeitserklärung

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Alle Teile meiner Arbeit, die wortwörtlich oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, wurden unter Angabe der Quelle kenntlich gemacht. Gleches gilt auch für Zeichnungen, Skizzen, bildliche Darstellungen sowie für Quellen aus dem Internet.

Die Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch nicht als Prüfungsleistung eingereicht.

Die elektronische Fassung der Arbeit stimmt mit der gedruckten Version überein.

Mir ist bewusst, dass wahrheitswidrige Angaben als Täuschung behandelt werden.

B) Erklärung zur Veröffentlichung von Bachelor- oder Masterarbeiten

Die Abschlussarbeit wird zwei Jahre nach Studienabschluss dem Archiv der Universität Bremen zur dauerhaften Archivierung angeboten. Archiviert werden:

1. Masterarbeiten mit lokalem oder regionalem Bezug, sowie pro Studienfach und Studienjahr 10% aller Abschlussarbeiten
2. Bachelorarbeiten des jeweils ersten und letzten Bachelorabschlusses pro Studienfach u. Jahr.

- Ich bin damit einverstanden, dass meine Abschlussarbeit im Universitätsarchiv für wissenschaftliche Zwecke von Dritten eingesehen werden darf.
- Ich bin damit einverstanden, dass meine Abschlussarbeit nach 30 Jahren (gem. §7 Abs. 2 BremArchivG) im Universitätsarchiv für wissenschaftliche Zwecke von Dritten eingesehen werden darf.
- Ich bin nicht damit einverstanden, dass meine Abschlussarbeit im Universitätsarchiv für wissenschaftliche Zwecke von Dritten eingesehen werden darf.

C) Einverständniserklärung über die Bereitstellung und Nutzung der Bachelorarbeit / Masterarbeit / Hausarbeit in elektronischer Form zur Überprüfung durch Plagiatssoftware

Eingereichte Arbeiten können mit der Software Plagscan auf einen hauseigenen Server auf Übereinstimmung mit externen Quellen und der institutionseigenen Datenbank untersucht werden.

Zum Zweck des Abgleichs mit zukünftig zu überprüfenden Studien- und Prüfungsarbeiten kann die Arbeit dauerhaft in der institutionseigenen Datenbank der Universität Bremen gespeichert werden.

- Ich bin damit einverstanden, dass die von mir vorgelegte und verfasste Arbeit zum Zweck der Überprüfung auf Plagiate auf den Plagscan-Server der Universität Bremen hochgeladen wird.
- Ich bin ebenfalls damit einverstanden, dass die von mir vorgelegte und verfasste Arbeit zum o.g. Zweck auf dem Plagscan-Server der Universität Bremen hochgeladen u. dauerhaft auf dem Plagscan-Server gespeichert wird.
- Ich bin nicht damit einverstanden, dass die von mir vorgelegte u. verfasste Arbeit zum o.g. Zweck auf dem Plagscan-Server der Universität Bremen hochgeladen u. dauerhaft gespeichert wird.

Mit meiner Unterschrift versichere ich, dass ich die oben stehenden Erklärungen gelesen und verstanden habe. Mit meiner Unterschrift bestätige ich die Richtigkeit der oben gemachten Angaben.

Datum, Ort

Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung	1
2 Gliederung	2
3 Theorie	4
3.1 Grundlagen eines holographischen Displays	4
3.2 Berechnung des Wellenfeldes aus Objektpunkten in einer Ebene	4
3.3 Diskretisierung des Wellenfeldes und Singularitäten	5
3.4 Vor- und Nachteile von separater Amplituden- und Phasenmodulation	7
3.5 Vermeidung von Amplitudenmodulation	8
3.6 Grenzen der Wellenfeldsynthese	9
3.7 Ansätze zur Erweiterung der Etendue	11
3.8 Wahl der Anfangsphase für holographische Displays	13
3.9 Wellenfeld eines TTP-MMA	14
4 Hypothesen	17
5 Methoden	19
5.1 Displaytechnologien für die Modulation von Wellenfeldern	19
5.2 Historische Entwicklung der Verwendung von MMA	21
5.3 Regression des Wellenfeldes für die Modulation mit einem TTP-MMA	22
5.4 Experimenteller Aufbau	23
5.5 Experimentelle Simulation eines TTP-MMA	24
5.6 Kalibrierung des Aufbaus	26
5.7 Methoden zur Analyse der Wiedergabequalität	28
6 Untersuchungen zum TTP-MMA	30
6.1 Erste Ergebnisse und Einfluss der Auflösung auf die Wiedergabequalität	30
6.2 Darstellung eines 3D Objekts	32
6.3 Abstrahlwinkel eines TTP-MMA	34
6.4 Auswirkungen von Amplitudenmodulation auf die Wiedergabequalität	36
6.5 Fehler durch Singularitäten	40
7 Ausblicke	41
8 Zusammenfassung	43
9 Anhang	45
10 Literatur	53

Abkürzungsverzeichnis

3D	dreidimensional
WF	Wellenfeld
WFS	Wellenfeldsynthese
AW	Abstrahlwinkel
SLM	„spatial light modulator“
LCOS-SLM	„liquid crystal on silicon“ SLM
MMA	„micromirror array“
TTP-MMA	„tip-tilt-piston micromirror array“
DMD	„digital micromirror device“
LC	Flüssigkristalle
LCD	Flüssigkristalldisplay
VA LCD	„vertically aligned“ LCD
IPS LCD	„in plane switching“ LCD
TN LCD	„twisted nematic“ LCD
PF	Polarisationsfilter
ASM	„angular spectrum method“
GSA	Gerchberg-Saxton Algorithmus
WG	Wirtinger Gradientenabstieg
FT	Fouriertransformation
FFT	schnelle Fouriertransformation
STFT	auf viele, separate Fenster ausgeführte Fouriertransformation
WQ	Wiedergabequalität
CORR	Korrelationskoeffizient (Metrik der Bildqualität)
PSNR	Spitzen-Signal-Rausch-Verhältnis (Metrik der Bildqualität)
SSIM	Strukturelle Ähnlichkeit (Metrik der Bildqualität)
HVSM	PSN-HVS-M (Metrik der Bildqualität)
Voxel	Selbstleuchtende 3D Pixel eines volumetrischen Displays.
Hogel	Zusammenschluss mehrerer Pixel, welche das lokale Ortsfrequenzspektrum annähern.
Sim.	numerische Simulation
Exp.	Experiment
Abb.	Abbildung
Tab.	Tabelle
z.B.	zum Beispiel
d.h.	dass heißt
ggf.	gegebenenfalls
bzw.	beziehungsweise

1 Einleitung

Die Wiedergabe eines beliebigen Wellenfeldes (WF) ist ein wichtiges Teilgebiet der kohärenten Optik. Sie findet Anwendung in der Teilchenphysik/Biophysik für optische Pinzetten, in der Materialbearbeitung zur Strahlformung von Lasern und in der optischen Metrologie zur Vermessung von Objekten mit einer Genauigkeit in der Größenordnung der Wellenlänge des verwendeten Lichtes. Außerdem ist mit der Wellenfeldsynthese (WFS) der Bau holographischer Displays mit hohem kommerziellen Potential für die Unterhaltungsindustrie möglich.

Dabei ist eine Modulation des WF in Echtzeit oft von Vorteil, was die Verwendung der klassischen Fotofilm-Holographie mit ihrer statischen Modulation des WF nicht anwendbar macht. Mit elektrisch angesteuerten Modulatoren lassen sich Animationen statt nur eines starren Hologramms auf einem holographischen Display darstellen, genauso wie sich Strahlen und optische Pinzetten in Echtzeit manipulieren lassen.

Im Vergleich zur Holographie haben andere Ansätze zum Bau von holographischen Displays deutliche Nachteile. Stereoskopische Displays leiden am Vergenz-Akkommodation-Konflikt, volumetrische Displays können Texturen und Okklusion schlecht darstellen und Lichtfeld-displays müssen eine hohe Dichte an Perspektiven (höher als die Größe der menschlichen Pupille) auf Kosten ihrer Auflösung darstellen, um Tiefenschärfe zu erzeugen [1]. Hingegen lassen sich mit der Holographie 3D Objekte mit allen wichtigen Faktoren zur Erzeugung des Tiefeneindrucks ohne große Nachteile in der Auflösung darstellen [2].

Bei der computergenerierten Holographie wird dazu kohärentes Licht mit einem „spatial light modulator“ (SLM) moduliert. Dabei beschränkt die Erhaltungsgröße Etendue den Raum, auf dem das WF eindeutig moduliert werden kann. Sie ist durch die Fläche und die Abstrahlwinkel (AW) des SLM gegeben.

Insbesondere für holographische Displays sind große AW für die Sichtbarkeit des WF aus größeren Betrachtungswinkeln wichtig. Größere AW des WF können mit gewöhnlichen „liquid crystal on silicon“ SLM (LCOS-SLM) bei begrenzter Etendue jedoch nur auf Kosten einer geringeren Größe der modulierten Fläche durch Verkleinerung mit einer Linse erreicht werden.

Ein vielversprechender Ansatz zur Erweiterung der AW ist die Verwendung neulich entwickelter „tip-tilt-piston micromirror arrays“ (TTP-MMA) für die WFS. Diese Art von SLM können die Phase des WF an jedem Pixel nicht nur um eine konstanten Phasenversatz, sondern auch um eine lineare Phasenrampe modulieren. Dadurch ist die Beugung des Lichtes in größere AW als mit einem einfachen SLM prinzipiell möglich.

In dieser Arbeit werden die Vor- und Nachteile der WFS mit einem TTP-MMA im Vergleich zu einem einfachen SLM für die Darstellung einer Intensitätverteilung im Raum untersucht. Dabei sollen die AW des WF bei Modulation mit einem TTP-MMA analysiert werden. Außerdem soll die Regression des WF an den Singularitäten und der Einfluss unterschiedlicher Amplitudenmodulation untersucht werden. Für die Untersuchungen wird die Modulation des WF mit einem TTP-MMA im Vergleich zu einem einfachen LCOS-SLM numerisch simuliert und experimentell mit einem LCOS-SLM approximiert.

2 Gliederung

Diese Arbeit ist in die Abschnitte Theorie, Hypothesen, Methoden, Untersuchungen, Ausblücke und Zusammenfassung aufgeteilt.

Im theoretischem Teil wird das grobe Prinzip und wichtige Begriffe der WFS vorgestellt. Dann wird die Berechnung des WF in der SLM-Ebene zur dessen Darstellung in einer Ebene parallel zum SLM im Raum präsentiert. Als nächstes wird die Diskretisierung des WF für die Modulation mit einem SLM und die Singularitäten des WF diskutiert. Es folgt eine Diskussion über die Vor- und Nachteile von separater Amplituden- und Phasenmodulation und die gleichzeitige Umsetzung beider Modulationsarten. Als nächstes werden Methoden zur Vermeidung von Amplitudenmodulation präsentiert. Es werden limitierende Faktoren der WFS, unter anderem die AW des SLM, die Etendue und die Größe des Beobachtungsfensters vorgestellt. Es folgt eine Übersicht über Methoden zur Erweiterung der Etendue und eine Einordnung der WFS mit einem TTP-MMA in dieses Schema. Daraufhin wird die Wahl der Anfangsphase und deren Auswirkung auf die AW und Speckle-Rauschen diskutiert. Es folgen die Gleichungen zur Berechnung des WF eines TTP-MMA und speziell des WF eines einzelnen Mikrospiegels.

Dann werden zielführende Hypothesen für die Untersuchung der WFS mit einem TTP-MMA formuliert und Methoden für deren Überprüfung vorgestellt. Dabei soll die Erweiterung der AW durch die WFS mit einem TTP-MMA, eine Vermeidung der Amplitudenmodulation und die Vernachlässigbarkeit von Singularitäten des WF überprüft werden.

Als nächstes werden die verschiedenen Bauarten von SLM zur Amplituden- und Phasenmodulation präsentiert. Dann wird die historische Entwicklung der Verwendung von MMA für die WFS dargestellt und der logische Fortschritt durch Verwendung eines TTP-MMA begründet. Als nächstes wird die Regression des WF zur Modulation mit einem TTP-MMA vorgestellt. Dann wird der experimentelle Aufbau und die Methoden für die Simulation eines TTP-MMA mit einem einfachen LCOS-SLM erläutert, so wie die Gültigkeit dieses Ansatzes mit einer numerischen Simulation überprüft. Daraufhin wird die Kalibrierung des verwendeten Aufbaus vorgestellt und optionale Schritte der Kalibrierung erwähnt. Anschließend wird die Korrelation als eine Metrik zur Quantisierung der Wiedergabequalität (WQ) der Intensität des WF vorgestellt.

Daraufhin folgt die experimentelle Überprüfung der zuvor aufgestellten Hypothesen. Zum Nachweis hoher AW wird Aliasing eines Objektpunktes und die Sichtbarkeit eines ebenen Bildes im Raum durch eine stark geschlossene Blende untersucht. Zur Untersuchung der Auswirkung von Amplitudenmodulation auf die WQ wird die Phasenmodulation mit einer 8-bit diskreten, binären und ohne Amplitudenmodulation kombiniert und die Ergebnisse verglichen. Um den Einfluss von Singularitäten auf die Modulation des WF zu untersuchen wird ein WF mit starkem Speckle-Rauschen und vielen Singularitäten mit und ohne Entfernung der Singularitäten moduliert. Darüber hinaus wird auch die Abhängigkeit der WQ von der Auflösung des SLM und der Anfangsphase untersucht. Ebenso werden Methoden zur indirekten Amplitudenmodulation durch Kodierung dieser in die Phasenmodulation ausprobiert. Es werden auch WF für die Darstellung von 3D Objekten aus Linien und Dreiecken im Raum berechnet, moduliert und aufgenommen.

Daraufhin werden Ausblicke für weitere Untersuchungen zur Optimierung der WFS vorgestellt. Dabei werden erste Versuche zur iterativen Optimierung des WF für die Darstellung einer ebenen Intensitätsverteilung ohne Amplitudenmodulation unternommen. Außerdem werden interessante Konzepte zur Entwicklung neuer holographischer Displays vorgeschlagen.

Schließlich werden die Ergebnisse zusammengefasst.

3 Theorie

Im theoretischen Teil werden die Grundlagen der WFS erläutert und Einschränkungen aufgezeigt. Es werden die Gleichungen für die Berechnung und Simulation des WF einer Intensitätverteilung in einer Ebene vorgestellt. Dabei wird auch die Anfangsphase als frei wählbarer Parameter bei der WFS eines holographischen Displays eingeführt.

3.1 Grundlagen eines holographischen Displays

Zuerst wird das Grundprinzip der WFS erklärt. Bei der WFS wird die Amplitude und / oder Phase von kohärentem Licht mit einem SLM in der SLM-Ebene moduliert. Vereinfacht werden die Typen von SLM im Folgenden als Amplituden- bzw. Phasen-SLM bezeichnet. Ziel ist es ein gewünschtes WF im Raum zu erzeugen. Die Behandlung der WFS kann dabei ohne Einschränkung der Allgemeinheit auf eine Objekt-Ebene im variablen Abstand z zum SLM beschränkt werden. Wird das WF in einer Ebene festgesetzt, so ergibt sich daraus gemäß der Beugungstheorie das gesamte WF im Raum.

Nach der Modulation propagiert das Licht von der SLM-Ebene durch den freien Raum und erzeugt das gewünschte WF in einer *realen* Objekt-Ebene, indem es zu den Objektpunkten hin konvergiert. Liegt die Objekt-Ebene hinter der SLM-Ebene, so divergiert das WF vom SLM weg, wobei es aus dieser *virtuellen* Objekt-Ebene zu kommen scheint.

3.2 Berechnung des Wellenfeldes aus Objektpunkten in einer Ebene

Für die WFS mit einem SLM muss das WF zuvor in der SLM-Ebene berechnet werden. Dieser Prozess wird hier auch Rendern bezeichnet. Beim Rendern kann die Lichtintensität und Phase über eine licht-emittierende Punktwolke, Linien, Dreiecke oder Objektpunkte im Raum definiert werden [3] [4] [5].

Im Folgenden werden alle Gleichungen für den 1D Fall angegeben, wenn sie im mehrdimensionalem Fall separierbar sind. Alle Multiplikationen sind elementweise (Hadamard-Produkt). Eine Matrizenmultiplikation wird durch den Operator $*$ und eine Faltung durch den Operator \circledast angegeben.

Im einfachsten Fall kann das WF $U_D(\xi)$ an Koordinaten ξ in der SLM-Ebene aus einer Summe von M Objektpunkten mit Amplitude $a_m = \sqrt{I}$, Phase ϕ_m an Orten (x_m, z) gemäß

$$U_D(\xi) = \underbrace{\sum_{m=0}^{M-1} a_m \exp \left[i(k \sqrt{z^2 + (\xi - x_m)^2} + \phi_m) \right]}_{\text{Impulsantwort des freien Raumes}} \quad (1)$$

berechnet werden [6]. Dabei ist λ die Wellenlänge und $k = 2\pi/\lambda$ die Kreiswellenzahl. Nachteil dieser Methode ist, dass für jeden Objektpunkt eine separate Impulsantwort für die Propagation zum SLM berechnet werden muss.

Eine effiziente Methode zum Rendern besteht darin das WF aus einer oder mehrerer Ebenen in unterschiedlichen Tiefen z zusammenzusetzen und diese anschließend zur SLM-Ebene zu propagieren. Im Vergleich zur Propagation einzelner Objektpunkte hat dies den Vorteil, dass für jede Tiefenebene die Impulsantwort nur einmal berechnet werden muss

und eine Faltung dieser Impulsantwort mit allen Objektpunkten in einer Ebene ausreichend ist. Sind die Objektpunkte periodisch angeordnet, so kann die Faltung über eine Multiplikation im Fourieraum mit Hilfe einer schnellen Fouriertransformation (FFT) berechnet werden. Die Impulsantwort im Fourieraum wird hier gemäß der „angular spectrum method“ (ASM) [7] gewählt. Sie beruht auf der linearen, invarianten Zerlegung des WF in ebene Wellen und Propagation dieser in Konsistenz mit der Helmholtz-Gleichung und dem Rayleigh-Beugungsintegral [8]. Bei Verwendung von ASM wird zugleich Aliasing durch die begrenzte Bandbreite der FFT verringert. Das WF in der SLM-Ebene $U_D(\xi)$ kann demnach aus dem WF in der Objekt-Ebene $U_O(x)$ im Abstand z über

$$U_D(\xi) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \mathcal{F} \{ U_O(x) \} \cdot \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} z f_z \right] \right\} \quad (2)$$

$$\text{mit } U_O(x) = \sum_{m_\xi=0}^{M_\xi-1} \delta(x - p \cdot m_\xi) a_{m_\xi} \exp \left[i \phi_{m_\xi} \right] \quad (3)$$

berechnet werden. Dabei sind $\vec{f} = (f_x, f_z) = \left(\frac{m_\xi - M_\xi/2}{M_\xi p}, \sqrt{1/\lambda^2 - f_x^2} \right)$ die Frequenzen im Fourieraum, festgelegt durch die diskrete Fouriertransformation (FT) des WF mit dem Operator \mathcal{F} auf M_ξ Stützstellen $m_\xi = [0, 1, \dots, M_\xi - 1]$ bei einem Pixelabstand p . Die Frequenzen f_z werden auf reale Werte begrenzt, weil evanescente Wellen nicht zum WF beitragen.

Das WF wird gewöhnlich als eine Matrix auf dem Computer gespeichert, deren Anzahl an Elementen für eine schnelle Berechnung der FFT einer Potenz von zwei entspricht. Vor der FT wird die Matrix durch Auffüllen mit Nullen an ihren Rändern (Zeropadding) in ihrer Größe entlang jeder Dimension verdoppelt. Dies dient der Vermeidung von Doppelbildern durch periodische Fortsetzung des WF an den Rändern.

3.3 Diskretisierung des Wellenfeldes und Singularitäten

Das Rendern des WF erfolgt an diskreten Stützstellen. Zur Modulation des WF mit einem TTP-MMA muss die Phase des WF innerhalb eines Mikrospiegels an den Stützstellen linear regressiert werden. Diese Regression ist genau, wenn sich das WF auf der Fläche eines Mikrospiegels in guter Näherung nur linear ändert. In diesem Fall besitzt die FT angewandt auf ein Fenster (STFT), welches die Stützstellen des Mikrospiegels enthält, nur ein Maximum. Damit dieses Kriterium erfüllt werden kann müssen die Stützstellen der Regression ausreichend dicht gewählt werden und die Pixelabstände des SLM für die WFS ausreichend klein sein. Die benötigte Dichte der Stützstellen wird im Folgenden für die Darstellung einzelner, sphärischer Wellen

$$U_D(\xi, z) = \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} z \right] \cdot \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda z} ((\xi - x_m)^2) \right] \quad (4)$$

in Paraxialnäherung untersucht. Eine einzelne sphärische Welle in Paraxialnäherung hat eine konstante Amplitude und eine quadratische Phase. Somit kann das WF problemlos mit einer geringen Anzahl an Stützstellen linear regressiert und auch bei großen Pixelabständen des SLM wiedergegeben werden.

Die Summe von zwei sphärischen Wellen lässt sich zu

$$U_D(\xi, z) = \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} z\right] \cdot \exp\left[i \frac{\pi}{\lambda z} (\tilde{\xi}^2 + d_x^2)\right] \cdot 2 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda z} \tilde{\xi} d_x\right) \quad (5)$$

$$\text{mit } \tilde{\xi} = \xi - x_1/2 - x_2/2 \text{ und } d_x = x_2/2 - x_1/2 \quad (6)$$

vereinfachen, so dass sie einer oszillierenden Amplitude $2 \cos(2\pi/\lambda z \cdot \tilde{\xi} d_x)$ und quadratischen Phase $2\pi/\lambda z \cdot (z + (\tilde{\xi}^2 + d_x^2)/(2z))$ entspricht. Stellen negativer Amplitude entsprechen einem Phasensprung von π in Kombination mit einer positiven Amplitude in der Realität.

Die Modulation des WF ist am Phasensprung nicht eindeutig, denn die Phase ist nicht definiert bzw. singulär. Bei Betrachtung des WF in einer Ebene treten zwei Arten an Singularitäten auf. Um eine punktförmige Singularität variiert die Phase um 2π kreisförmig und eine 1D Singularität bildet eine ausgedehnte Front, wobei beim passieren beider Arten an Singularitäten ein Phasensprung von π auftritt.

Die Singularitäten tragen aufgrund einer Amplitude von Null nicht zum WF bei, so dass sie theoretisch vernachlässigbar sind. Die Amplitude des WF ist an einer Stützstelle nahe einer Singularität auch gering, so dass die Stützstelle nicht zum Ergebnis der Regression beitragen sollte. Deswegen muss die Amplitude bei der Regression der Phase des WF berücksichtigt werden, um eine fehlerhafte Regression zu vermeiden.

Für eine fehlerfreie Phasenmodulation muss die Phase vor und hinter einer Singularität durch separate Pixel bzw. Mikrospiegel moduliert werden. Somit dürfen die Pixelabstände des SLM nicht größer als die halbe Periode der Amplitude $\lambda z / 2d_x$ sein. Für das hier verwendete SLM ergibt dies einen minimalen lateralen Abstand zwischen zwei Objektpunkten von 7,98 m bei $\lambda = 638 \text{ nm}$, $z = 100 \text{ mm}$ und $p = 8 \mu\text{m}$. Sollen zwei Objektpunkte einen Pixelabstand von $8 \mu\text{m}$ voneinander entfernt sein, so darf deren Abstand zum SLM nicht größer als 0,1 mm betragen. Solche starken Einschränkungen für die Darstellung zweier Objektpunkte sind in der Praxis nicht umsetzbar. Somit ist das Ziel nicht die exakte Wiedergabe des WF, sondern eine hinreichend genaue Rekonstruktion.

Dabei kann die WQ der Intensitätsverteilung durch Modulation einer verringerten Anzahl an Objektpunkten oder Objekt-Ebenen zur Zeit verbessert werden und die gesamte Intensitätsverteilung durch zeitliches Multiplexing zusammengesetzt werden [9].

Das WF von mehr als zwei sphärischen Wellen in paraxialer Näherung ist nicht analytisch vereinfachbar. Während zwei Objektpunkte äquivalent zum Doppelspalt(-versuch) sind, entspricht eine Summe vieler Objektpunkte einer örtlich inkohärenten Lichtquelle. Somit nehmen starke Amplitudenschwankungen (Kontrast) ab und die Singularitäten treten zunehmend an lokalisierten Orten auf.

Im Grenzwert unendlich vieler Objektpunkte nähert sich das WF einer ebenen Welle, wobei das WF durch die begrenzte Größe des SLM mit zunehmendem Abstand zum Beobachter eine sphärische Welle annähert. Eine divergierende sphärische Welle sollte zwar mit einem TTP-MMA gut darstellbar sein, sie kann aber kein Objekt im Raum wiedergeben. Dies ist an der Tatsache einer abnehmenden Auflösung und verringriger AW mit zunehmendem Abstand des Objekts zum SLM ersichtlich [10]. Stattdessen muss ein SLM das WF detailreich modulieren, so dass die einzelnen sphärischen Wellen, welche die Punkte des Objekts darstellen, ausreichend genau reproduziert werden.

3.4 Vor- und Nachteile von separater Amplituden- und Phasenmodulation

Bei der WFS ist das WF des einfallenden Lichtes in der SLM-Ebene der Ausgangspunkt. Dieses WF soll mit dem SLM so moduliert werden, dass das gewünschte WF zur Darstellung einer Intensitätsverteilung entsteht. Die Modulation eines Amplituden-SLM absorbiert die Differenz der Amplitude und die Modulation eines Phasen-SLM kompensiert die Differenz der Phase zwischen dem eintreffenden und dem gewünschten WF. Im einfachsten Fall wird ein kollimierter Laserstrahl verwendet, so dass das eintreffende Licht einer ebenen Welle in Richtung der optischen Achse mit einheitlicher Intensität entspricht. In diesem Fall kann die Amplituden- bzw. Phasenmodulation mit der Amplitude bzw. Phase des gewünschten WF gleichgesetzt werden.

Wird bei der WFS Amplitude und Phase moduliert, so wird das WF bis auf Diskretisierungsfehler exakt wiedergegeben. Allerdings ist kein kommerzielles SLM in der Lage Amplitude und Phase zeitgleich zu modulieren. Dazu bedarf es eines Aufbaus aus zwei SLM, welche Amplitude und Phase separat modulieren und danach mit einem 4f-Aufbau in einer Ebene überlagert werden [11]. Ein solcher Aufbau wurde auch in dieser Arbeit gewählt. Alternativen kann Amplitude und Phase zeitgleich moduliert werden, indem zwei Phasen-SLM mit einem Strahlteiler überlagert werden [12] [13] oder das WF mit zwei Phasen-SLM in der Real- und Fourierebene einer Linse moduliert wird [14]. Anordnung von zwei SLM direkt hintereinander, wobei Amplitude und Phase in leicht versetzten Ebenen moduliert wird, sind auch denkbar.

Wird ein vereinfachter Aufbau mit nur einem SLM verwendet, so ist Phasenmodulation von Vorteil. Bei Darstellung einer Intensitätsverteilung mit zufälliger Anfangsphase wurde numerisch gezeigt, dass Phasenmodulation eine bessere WQ als Amplitudenmodulation erzielen kann. Eine Kombination beider Methoden bei höherer Bit-Tiefe der Phasenmodulation erzielte die besten Ergebnisse [15].

Amplitudenmodulation durch einfaches vernachlässigen der Phase des WF entspricht mathematisch dem Produkt $U \cdot U^*$ des gewünschten WF U mit dessen phasenkonjugierter Kopie. Bei Propagation des WF in die Objekt-Ebene wird das gewünschte WF scharf und gefaltet mit dem Propagierte des konjugierten WF zu erkennen sein. Zusätzlich wird in der konjugierten Objekt-Ebene bei $-z$ das konjugierte WF scharf und gefaltet mit dem Propagierte des gewünschten WF beobachtbar sein. Um das phasenkonjugierte WF zu entfernen ist ein „off-axis“ Aufbau oder „single sideband filtering“[16] erforderlich.

Ein weiteres Problem bei reiner Amplitudenmodulation ist die Schwierigkeit die Phase des WF zu modulieren. Zum Beispiel kann durch naive Amplitudenmodulation keine lineare Phasenrampe wiedergegeben werden. Dies kann nur durch eine Kombination mehrerer Pixel in z.B. einem „detour phase hologram“ [17] erreicht werden.

Bei reiner Phasenmodulation ergibt sich das WF zu $U \cdot 1/|U|$. Bei Propagation des WF zur Objekt-Ebene wird somit das gewünschte WF mit dem Propagierte von $1/|U|$ gefaltet wiedergegeben. Sollte das WF in der Objekt-Ebene eine einheitliche Intensität besitzen, so wird es perfekt wiedergegeben. Bei zunehmender Abweichung von einer einheitlichen Intensität werden Fehler im WF auftreten. Im Experiment wurde beobachtet, dass insbesondere Punkte und Kanten der Intensität deutlich überbeleuchtet werden. Jedoch tritt bei Phasenmodulation kein konjugiertes WF auf [18] [19].

Darüber hinaus entstehen bei beiden Modulationsarten höhere Beugungsordnungen und ungebeugtes Licht.

Amplitudenmodulation ist optisch weniger effizient (unter 12,5%), denn das SLM absorbiert etwa 50% des Lichtes, 25% überlagern das WF als ungebeugtes Licht und weitere 12,5% bilden das phasenkonjugierte WF [20]. Dagegen beugt ein Phasen-SLM das gesamte Licht der Pixelfläche (entspricht dem Füllfaktor) abzüglich der höheren Beugungsordnungen zur Objekt-Ebene. In der Praxis fällt die optische Effizienz durch Modulationsabweichungen (etwa durch geringe Bit-Tiefe oder lokale Phasenfehler), Modulationsfehler (Faltung mit $1/|U|$ bei einer nicht einheitlichen Amplitude) und höhere Beugungsordnungen geringer aus. Bei Amplitudenmodulation ist deswegen ein 4f-Filter oder ein „off-axis“ Aufbau zum entfernen dieses Lichtes notwendig. Bei Phasenmodulation mit einem SLM von hohem Füllfaktor kann darauf verzichtet werden.

Die höheren Beugungsordnungen können auch entfernt werden: Dies kann entweder durch 4f-Filterung, Blenden außerhalb des Modulationsfensters oder durch Optimierung des WF [21] innerhalb des Modulationsfensters erreicht werden.

3.5 Vermeidung von Amplitudenmodulation

Soll das WF mit Amplitude und Phase in der Objekt-Ebene wiedergegeben werden, so ist Amplitudenmodulation notwendig. Wird das WF in der Objekt-Ebene festgelegt, so ergibt sich gemäß der Beugungstheorie ein eindeutiges WF in der SLM-Ebene. Jegliche Abweichung der Modulation der Amplitude oder Phase davon wird zwangsläufig Fehler im WF verursachen. Eine iterative Optimierung der Modulationsfehler bei reiner Phasenmodulation kann die Fehler möglicherweise verringern, aber nicht beseitigen.

Soll dagegen nur eine Intensitätsverteilung wiedergegeben werden, so kann die Phase in der Objekt-Ebene (Anfangsphase) mit dem Gerchberg-Saxton Algorithmus (GSA) [22] oder dem Gradientenabstieg mit Wirtinger-Ableitung (WG) [23] optimiert werden, um Amplitudenmodulation zu vermeiden.

Des weiteren existieren Methoden, um die Amplitude des WF indirekt durch Phasenmodulation zu modulieren. Ein Beispiel dafür ist „double phase coding“. Dabei wird die Amplitude durch das Phasen-SLM moduliert, indem zwei benachbarte Pixel durch Interferenz das gewünschte WF erzeugen. Im Unterschied zur Überlagerung zweier Phasen-SLM, wie etwa bei RELPH [13], werden bei dieser Methode zwei benachbarte Pixel auf dem gleichen SLM verwendet [6] [24] [25]. Für bessere Ergebnisse können die Pixel optisch direkt miteinander überlagert werden [26] [27] [28]. Mit dieser Methode verringert sich der Pixelabstand in Richtung der Pixelkombination und es bilden sich Aliasing-Doppelbilder in einem zweimal geringeren Abstand in dieser Richtung. Diese können jedoch durch 4f-Filterung entfernt werden.

Eine vereinfachte Variante besteht darin die Phase nur eines der beiden Pixel aus der vorherigen Methode zu verwenden. Im weiterem wird diese Methode „single phase coding“ bezeichnet. Dabei wird die Komponente gewählt, welche die Bandbreite des WF verringert, womit die Bandbreite des verursachten Fehlers maximiert wird [29]. Dadurch werden Modulationsfehler weit nach außen gebeugt und verursachen weniger Fehler innerhalb des Modulationsfensters.

Eine weitere Methode ist „error diffusion“ aus der Bildverarbeitung. Dabei wird die Amplitude jedes Pixels nacheinander vernachlässigt und der Fehler an die benachbarten, noch nicht berücksichtigten Pixel weitergegeben [30] [31]. Übrigens kann „error diffusion“ auch zur reinen Amplitudenmodulation verwendet werden [32].

Jedoch eignen sich diese Methoden kaum für die WFS mit einem TTP-MMA. Das Problem ist, dass diese Methoden eine hohe Auflösung des SLM erfordern, um die Amplitude durch mehrere benachbarte Pixel anzunähern. Eine hohe Auflösung ist mit den aktuellen TTP-MMA nicht gegeben. Außerdem wird eine Interferenz benachbarter Pixel für zwei dieser Verfahren vorausgesetzt. Im Gegensatz dazu können die Mikrospiegel des TTP-MMA Licht in große AW beugen, so dass benachbarte Pixel wenig miteinander interferieren.

3.6 Grenzen der Wellenfeldsynthese

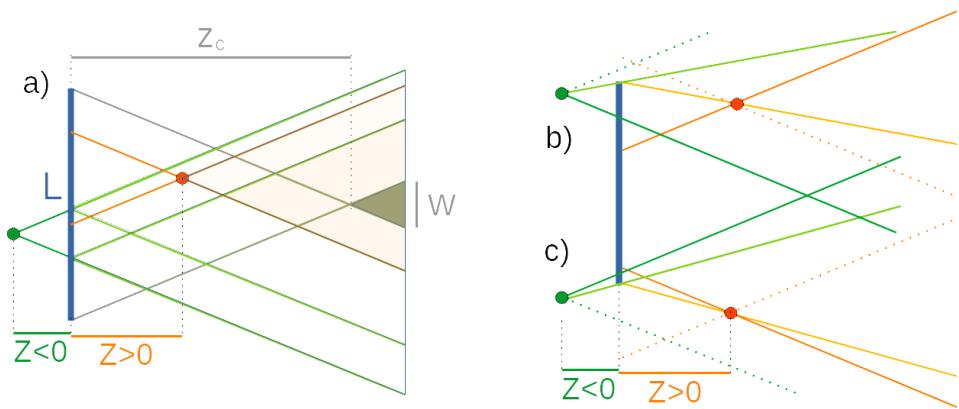


Abb. 1: Darstellung eines realen (orange) bzw. virtuellen (grün) Objektpunktes im Raum visualisiert in a). Die grünen und orangenen Strahlen verdeutlichen den maximalen AW des Lichtes zu den Objektpunkten. Der Abstand z_c ist der minimale Abstand, in dem das gesamte Licht vom SLM zur optischen Achse fokussiert werden kann und Aliasing für einen Objektpunkt auf der optischen Achse nicht mehr auftritt. Die Breite des Beobachtungsfensters w , auf dem das gesamte WF sichtbar ist, ist vom Abstand des Beobachters zum SLM abhängig. Wird ein Objektpunkt nah am Rand des SLM b) oder sogar außerhalb des Randes des SLM c) dargestellt, so werden die AW verringert. Wird ein realer Objektpunkt weiter von der optischen Achse entfernt dargestellt, so divergiert das Licht zunehmend von der optischen Achse weg, bis der Objektpunkt nicht mehr beobachtet werden kann. Im Fall eines imaginären Objektpunktes sind die AW auch verringert. Sie divergieren jedoch nicht von der optischen Achse weg, sondern werden nach außen hin verringert. Dadurch fallen sie mit der Apertur des SLM zusammen, so dass das SLM ein natürliches Fenster zur Beobachtung des WF bildet.

Ein SLM kann das eintreffende Licht nur in gewissen Grenzen beugen. Der maximale AW eines SLM ist durch die maximale Periodizität des darstellbaren Beugungsgitters vom doppelten des Pixelabstandes p auf einen Winkel von

$$\theta_{AW} = \arcsin\left(\frac{\lambda}{2p}\right) \quad (7)$$

begrenzt. Kommerzielle SLM haben Pixelabstände von bis zu $3,74 \mu\text{m}$ [33] und experimentelle bis zu $1 \mu\text{m}$ [34], so dass die AW auf kleine Winkel von maximal $\pm 4,9^\circ$ bzw. $\pm 18,6^\circ$ für Licht mit einer Wellenlänge von $\lambda = 638 \text{ nm}$ beschränkt sind.

Dagegen sind die AW bei Verwendung eines TTP-MMA nicht durch den Pixelabstand begrenzt, sondern entsprechen dem Doppelten des maximalen Neigungswinkels der Mikrospiegel.

Durch die beschränkten AW tritt Aliasing bei Modulation des WF bis zu einem Abstand der Objekt-Ebene zur SLM-Ebene von

$$|z_c| = \frac{L/2}{\tan(\theta_{AW})} \quad (8)$$

auf¹. Dabei ist L die Breite des SLM. Dies erzeugt Doppelbilder des Objektpunktes in Abständen von $2z \tan(\theta_{AW})$ lateral zum dargestellten Objektpunkt, was mit den Beugungsordnungen bei $z \tan(\text{asin}(\lambda/p))$ verwechselt werden kann.

Aliasing kann unterdrückt werden, indem die Modulation jedes Objektpunktes mit einer Blende begrenzt wird oder wenn das WF an mehreren Stützstellen pro Pixel berechnet und anschließend gemittelt wird.

In größeren Abständen z bildet das SLM eine Apertur für die Modulation des WF, wodurch die AW analog zur Abb. 1 b)/c) begrenzt werden. Für eine *virtuelle* Objekt-Ebene wirkt dies natürlich, denn das SLM bildet ein Fenster zur Beobachtung des WF. Dagegen bewirkt dies deutliche Einschränkungen für die Darstellung des WF in einer *realen* Objekt-Ebene.²

Durch die beschränkten AW ist jeder einzelne Objektpunkt nur in einem lateralen Abstand von maximal $x - \xi = d \tan(\theta_{AW})$ erkennbar. Dabei entspricht der Abstand d dem Abstand des Beobachters zur Objekt-Ebene bzw. zur SLM-Ebene im Fall von *virtuellen* Objektpunkten. Daraus ergibt sich ein Beobachtungsfenster der Breite

$$w = (d - z_c) \cdot \tan(\theta_{AW}) \quad , \quad (9)$$

auf dem das gesamte WF von einem Beobachter wahrgenommen werden kann[11].

Die AW können durch eine Linse vergrößert werden, wobei die Größe des WF gleichzeitig verkleinert wird. Das folgt aus der Erhaltung der Etendue, einem Integral des WF über die ansteuerbaren Raumwinkel Ω und der Fläche A . Für ein einfaches SLM vereinfacht sich die Etendue zu

$$E = \int [I(\xi, \eta, \theta_\xi, \theta_\eta) > 0] dA \sin(\theta) d\Omega \quad (10)$$

$$= 4\pi A \sin(\theta_{AW})^2 \quad (11)$$

$$\approx \pi \lambda^2 N_\xi N_\eta \quad (12)$$

bei kegelförmiger Abstrahlung des Lichtes unter Vernachlässigung der höheren Beugungsordnungen. Dabei sind N_ξ und N_η die Pixelzahlen in x- und y-Richtung und $I(\xi, \eta, \theta_\xi, \theta_\eta)$ das Ortsfrequenzspektrum des Displays. Somit entspricht die Etendue der Anzahl an Pixeln auf dem SLM [35].

¹Dies gilt für das WF am Punkt der optischen Achse. Für ein WF von der Größe des SLM wird Aliasing erst im doppeltem Abstand $2z_c$ vollständig vermieden.

²Wird das WF außerhalb des Kegels der Breite $L - z \tan(\theta_{AW})$ dargestellt, so divergiert es von der optischen Achse. In diesem Fall kann das WF nur mit einem großen Objektiv beobachtet werden. Somit eignet sich diese Konfiguration nur für die Projektion auf einen Schirm, aber nicht für holographische Displays.

Als Beispiel für die Anforderungen an die Etendue zum Bau eines holographischen Displays mit 30x30 cm Größe, AW von 30° und Licht einer Wellenlänge von 638 nm sind etwa 221 Gigapixel erforderlich. Dies ist heute mit kommerziell erhältlichen SLM mit maximal 10 Megapixel (4k Auflösung) [33] und experimentell entwickelten SLM mit bis zu 132 Megapixel (16k Auflösung) [36] nicht realisierbar.

3.7 Ansätze zur Erweiterung der Etendue

Im Folgenden werden Ansätze zur Erweiterung der Etendue eines SLM diskutiert.

Die AW eines SLM können bei gleichbleibender Größe des WF durch zeitliches Multiplexing mit mehreren Lichtquellen aus unterschiedlichen Richtungen erhöht werden [37]. Dies kann auch bei gleichzeitiger Beleuchtung des SLM mit vier kollimierten Lichtquellen unter Verwendung eines Optimierungsalgorithmus zur Unterdrückung von Doppelbildern erreicht werden [38]. Das Licht kann auch nach der Modulation mit einem SLM mit einem veränderlichen Beugungsgitter (durch Rotation eines Beugungsgitters [39] bzw. elektrischer Ansteuerung eines Beugungsgitters bestehend aus Flüssigkristallen [40]) in große Winkel gebeugt werden. Durch zeitliches Multiplexing können so große Raumwinkel angesteuert werden.

Auch die höheren Beugungsordnungen des SLM können genutzt werden, um Licht in große Winkel zu beugen [41]. Dabei müssen allerdings alle Beugungsordnungen bis auf die momentan modulierte mit einer aktiv ansteuerbaren Blende blockiert werden.

Zeitliches Multiplexing mit Hilfe eines Galvanometers [42] [43] oder das anordnen mehrerer SLM nebeneinander [44] [45] [46] [47] kann die Größe des modulierten WF erhöhen. Eine Kombination dieser Methoden ist das zeitliche Multiplexing elektrisch angesteuerter SLM, wobei das modulierte WF in ein optisch angesteuertes SLM eingeschrieben wird und von dort aus das gewünschte WF mit einer Auflösung von bis zu 100 Megapixel moduliert [48].

Nachteil ist bei allen diesen Methoden die Komplexität des Aufbaus und die benötigten hohen Bildwiedergabefrequenzen des SLM für das Multiplexing.

Passiv kann die Verwendung eines Diffusers [49] [50] nach der Modulation des WF mit einem SLM Licht in große Winkel von bis zu ca. 36° beugen [49]. Dabei konnten bis zu 15 Objektpunkte im Raum zeitgleich dargestellt werden. Bei Verwendung hochauflösender Amplituden- [51] bzw. Phasenmasken [35] konnten die AW auf Kosten der optischen Effizienz erhöht werden. Diese passiven Methoden vereinfachen den Aufbau deutlich, haben aber den Nachteil, dass vor jeder Darstellung eines WF eine numerische Optimierung durchgeführt werden muss und der Aufbau sehr genau justiert sein muss. Außerdem verringert sich der Kontrast der dargestellten Intensitätsverteilung.

Zur Verringerung der benötigten Etendue für die Darstellung eines 3D Objekts wird in einigen Fällen die vertikale Parallaxe vernachlässigt. Dadurch muss die hohe Pixelzahl für eine hohe Etendue nur in horizontaler Richtung erreicht werden, wobei das WF in vertikaler Richtung für eine bessere Sichtbarkeit mit einer zylindrischen Linse vergrößert und die geringen AW mit einem vertikalen Diffuser erhöht werden können. Die hohe Auflösung in horizontaler Richtung kann dabei z.B. durch zeitliches Multiplexing erhöht werden [52].

Alternativ kann mit einem 4f-Aufbau die Auflösung in horizontaler Richtung erhöht werden, während die Auflösung in vertikaler Richtung abnimmt [53]. Eine solche Vereinfachung schränkt jedoch den Tiefeneindruck (Parallaxe, Okklusion) bei vertikaler Bewegung des Beobachters ein.

Eine Alternative zur Erweiterung der Etendue besteht darin Licht in ein Beobachtungsfenster in Richtung des Beobachters zu lenken. Zum Beispiel kann das Licht bei der Vergrößerung mit Linsen in Richtung der optischen Achse gerichtet werden [54]. Dieser Ansatz eignet sich besonders gut für Heads-up-Displays [11]. In Kombination mit Augen-Tracking und einer aktiven Steuerung der Abstrahlrichtung des Lichtes kann das Licht gezielt zur Pupille des Beobachters gerichtet werden. Nachteil ist der komplexe Aufbau und eine begrenzte Anzahl an Beobachtern [55] [56] [57] [58].

Zusammenfassend werden vier Ansätze zur Vermeidung des Problems beschränkter Etendue verfolgt.

Einerseits lässt sich durch zeitliches oder örtliches Multiplexing das WF mit einer höheren Pixelzahl modulieren, womit sich die dazu proportionale Etendue erhöht.

Andererseits kann die beschränkte Etendue durch gezielte Beugung zum Beobachter in ein Beobachtungsfenster effektiv verwendet werden. Dies wird oft mit einer groben Steuerung der Abstrahlrichtung des Lichtes kombiniert.

Eine dritte Möglichkeit besteht darin die AW durch Verwendung neuer Methoden über die AW eines einfachen Amplituden- oder Phasen-SLM nach Gleichung 7 hinaus zu erhöhen. Dabei ändert sich die Anzahl an Freiheitsgraden der Modulation nur wenig oder gar nicht. Die ansteuerbare Etendue wird durch Erhöhung der AW vergrößert, jedoch ist sie zu jedem Zeitpunkt nicht höher als bei einem einfachen SLM. Zu diesen Methoden zählt die Beugung des Lichtes an einer Maske nach der Modulation mit einem SLM oder die Beugung an Mikrospiegeln eines TTP-MMA . Ein TTP-MMA oder eine Maske verändern die Richtung des abgestrahlten Lichtes jedes einzelnen Pixels, die Fläche und der Raumwinkel der Abstrahlung bleibt jedoch unverändert, so dass sich die momentane Etendue gleich bleibt.

Insbesondere kann ein TTP-MMA die Phase des WF pixelweise nicht nur um einen konstanten Phasenversatz, sondern auch um eine lineare Phasenrampe modulieren. Dabei beugen die einzelnen Mikrospiegel Licht nur in einen kleinen Winkelbereich, können jedoch individuell große AW ansteuern. Zusätzliches zeitliches Multiplexing ist natürlich auch möglich, wenn die Bildwiedergabefrequenz des Modulators hoch genug ist.

Die Verwendung mehrerer ebener Wellen als Lichtquelle vor der Modulation oder eines Difusors nach der Modulation des WF stellt eine vierte Möglichkeit der Erweiterung der AW dar. Dies erhöht die Etendue, erschwert jedoch die WFS durch eine geringe Anzahl an Freiheitsgraden zur Modulation des WF. Dies erfordert eine Optimierung der Modulation vor der WFS und wirkt sich negativ auf den Kontrast der Darstellung aus.

Durch höhere AW wird der Mindestabstand z_c zur Betrachtung des WF verringert und die Größe des Beobachtungsfensters vergrößert. Dadurch wird gleichzeitig auch Vignetting des WF verringert.

3.8 Wahl der Anfangsphase für holographische Displays

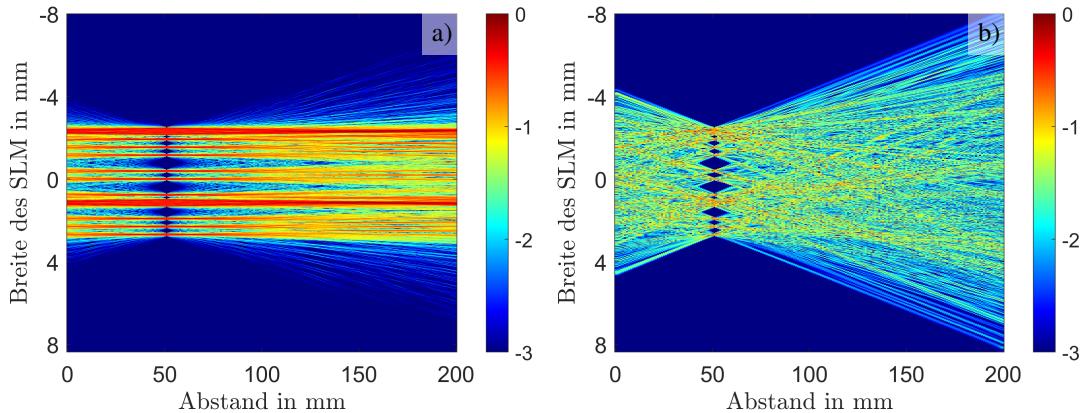


Abb. 2: Numerische Propagation eines WF zur Darstellung des Morsekode „BIAS“ als Intensitätsverteilung im Abstand $z = 50$ mm mit a) konstanter und b) zufälliger Anfangsphase. Dargestellt ist der Zehnerlogarithmus der Intensität. Die AW fallen bei konstanter Anfangsphase gering aus, können aber durch Variation der Anfangsphase deutlich erhöht werden.

Im Unterschied zur allgemeinen WFS mit fest definierter Amplitude und Phase im Raum kann die Anfangsphase in der Objekt-Ebene bzw. auf der Oberfläche eines 3D Objekts im Fall eines holographischen Displays frei gewählt werden.

Bei Betrachtung des WF eines holographischen Displays befindet sich der Beobachter vor der Objekt-Ebene und nimmt das divergierende Licht mit seinem Auge wahr. Dabei moduliert die Augenlinse das Licht mit einer sphärischen Phase und die Pupille bildet eine Apertur von ca. 4-8 mm Durchmesser. Beim Fokus der Augenlinse auf die Objekt-Ebene konvergiert das Licht auf die Netzhaut und der Beobachter nimmt ein scharfes Bild der betrachteten Ebene wahr. Insofern kann der Beobachter mit Hilfe seiner Augenlinse die sphärische Phase eines bzw. vieler Objektpunkte, welche durch Propagation des Lichtes bei gleichzeitiger Verwischung der Amplitude entsteht, indirekt wahrnehmen. Die Anfangsphase der Objektpunkte kann nicht vom Beobachter wahrgenommen werden und ist bei Darstellung eines 3D Objekts somit beliebig wählbar.

Dies ist nicht ausschließlich ein numerischer Freiheitsgrad, sondern kann auch in der Realität wiedergefunden werden. Einerseits erzeugt eine Variation der Phase eine Rauheit der Objektoberfläche in der Größenordnungen der Wellenlänge des verwendeten Lichtes. Somit ist die Anfangsphase ein vereinfachter Parameter, der die Oberflächenbeschaffenheit (Neigung, Rauheit) des Objekts und die Eigenschaften der Lichtquelle wiedergibt. Andererseits wird die Variation der Phase des WF zur Erweiterung von Blickwinkeln auch in der klassischen Fotofilm-Holographie verwendet. Dazu wird ein Diffuser auf die Objektwelle angewendet, bevor diese das aufzunehmendem Objekt beleuchtet [59] [60] [61]. Dies wird für eine bessere Sichtbarkeit von Objekten verwendet, welche das Licht nur gering streuen. Diese Methode erweitert die Betrachtungswinkel, verstärkt aber zugleich Speckle-Rauschen.

Die Wahl der Anfangsphase beeinflusst die Intensität in der Objekt-Ebene nicht, verändert aber das WF. Dadurch kann die Modulation in der SLM-Ebene zur Darstellung eines 3D Objekts durch die Wahl der Anfangsphase optimiert werden. Insbesondere beeinflusst die Anfangsphase die Form der Wellenfront.

Wird durch Variation der Anfangsphase eine diffuse statt einer ebenen Wellenfront mit starker Fluktuation der Ausbreitungsrichtung erzeugt, so kann die Streuung des Licht bis hin zu den maximalen AW erhöht werden. Erst dadurch werden die schon beschränkten AW des SLM auch im vollen Umfang genutzt. Dies bestätigt die Simulation in Abb. 2.

Ein besseres Verständnis der Anfangsphase kann durch Analyse des WF im Fourierraum erlangt werden. Die FT zerlegt das WF in eine Summe aus gewichteten Exponentialfunktionen

$$\tilde{U}(f_x) = \mathcal{F} \{ U(x) \} = \int_{-\infty}^{\infty} U(x) \exp [-i2\pi f_x \cdot x] dx , \quad (13)$$

was einem Satz ebener Wellen unterschiedlicher Ausbreitungsrichtung entspricht. Somit gibt die FT das globale Frequenzspektrum des WF wieder. Wird eine Intensitätsverteilung in einer Ebene mit konstanter Anfangsphase erzeugt, so ist die FT des WF in der Objekt-Ebene nur von der Amplitude des WF abhängig. Dadurch erzeugen nur abrupte Änderungen der Intensität (z.B. Punkte, Kanten) hohe Raumfrequenzen und streuen das Licht in größere Winkel. Flächen gleichbleibender Intensität erzeugen nur eine ebene Wellen und sind nur in Richtung ihrer Flächennormalen erkennbar. Somit trägt zu einer ebenen Fläche nur die direkt dahinterliegende Fläche des SLM bei und die AW des Lichtes fallen sehr schmal aus. Dagegen werden Punkte und Kanten im Fourierraum in eine Reihe an Frequenzen zerlegt. Physikalisch bedeutet dies, dass eine große Fläche des SLM Licht unter einer Vielzahl von Winkeln beugt, welches dann am Ort dieser Punkte und Kanten konvergiert. Dadurch werden diese überbeleuchtet, wenn das SLM nur die Phase moduliert.

Durch Variation der Anfangsphase kann die direkte Abhängigkeit der FT von der Amplitude gestört werden und ein gleichmäßiges Frequenzspektrum angenähert werden. Im einfachsten Fall wird dies durch eine zufällige Anfangsphase an jedem Pixel erreicht. Dies nähert eine raue Objektoberfläche mit lambertscher Reflexionsverteilung an. Dadurch wird Licht zufällig gestreut, womit auch die Amplitude in der SLM-Ebene fluktuiert. Die Diffusität einer rauen Oberfläche kann dadurch nicht erreicht werden, weil die Pixelabstände erwerblicher SLM deutlich größer als die Wellenlänge von sichtbarem Licht sind. Außerdem erhöht diese Anfangsphase Speckle-Rauschen und verringert den Kontrast des WF.

Ein Ansatz von Lohmann et al. war jedem zweiten Pixel eine zufällige Phase zuzuordnen und die Phase dazwischen zu interpolieren [62]. Dadurch kann die Variation der Anfangsphase verringert werden, womit ein Kompromiss zwischen großen AW und der Verringerung von Speckle-Rauschen getroffen werden kann.

3.9 Wellenfeld eines TTP-MMA

Im Folgenden soll das WF eines TTP-MMA untersucht werden. Grundlage ist das WF $U_D(\xi)$, welches durch Modulation mit dem SLM erzeugt wird, durch den Raum propagiert und in der Objekt-Ebene im Abstand z das WF $U_O(x)$ bildet.

Für eine vereinfachte Lösung wird die Fresnelpropagation verwendet. Grundlage ist Gleichung 1 für den kontinuierlichen Fall. Die Approximation besteht aus einer Taylornäherung der Wurzel im Exponenten und ist bei einem verhältnismäßig geringen Abstand $r = \sqrt{z^2 + (\xi - x)^2}$ zwischen Pixel- ξ und Objektpunkt-Koordinate x zum Abstand z entlang der optischen Achse gültig.

Mathematisch muss dazu der nächsthöhere Term der Taylornäherung gemäß $r^4 \ll 8z^3\lambda$ klein ausfallen. Dies entspricht einer Propagation in Paraxialnäherung.

Die Modulation des WF setzt sich aus einer konstanten Amplituden- und Phasenmodulation $u_d(m_\xi p)$ und einer linearen Phasenrampe mit Steigung $k_{m_\xi}(m_\xi p)$ zusammen. Die Modulation erfolgt mit Pixeln an Orten $m_\xi p$, welche durch eine Rechteck-Funktion $\text{rect}()$ auf die Pixelgröße Π mit Pixelabstand p begrenzt sind. Die Pixelzahl ist gegen unendlich genähert, wird allerdings durch eine zweite Rechteck-Funktion auf die Größe des SLM L beschränkt.

$$U_D(\xi) = \sum_{m_\xi=-\infty}^{\infty} \underbrace{u_d(m_\xi p)}_{\text{Amplitude,Piston}} \underbrace{\exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} k_{m_\xi}(m_\xi p) \cdot \xi \right]}_{\text{Tip/Tilt}} \underbrace{\text{rect} \left(\frac{\xi - m_\xi p}{\Pi} \right)}_{\text{Pixelgröße}} \underbrace{\text{rect} \left(\frac{\xi}{L} \right)}_{\text{Displaygröße}} \quad (14)$$

Nach Umformung, Anwendung der Poisson-Summenformel und der Gittergleichung $p \sin(\theta_\alpha) = \alpha \lambda$ für die Beugungsordnungen α eines optischen Gitters ergibt sich das WF zu

$$U_O(x) = \underbrace{\frac{i \exp \left[i \frac{2\pi}{\lambda} z \right]}{\lambda z}}_{\text{Fresnel-Vorfaktoren}} \underbrace{\exp \left[i \frac{\pi}{\lambda z} x^2 \right]}_{\text{Faktoren}} \underbrace{\frac{L\Pi}{p}}_{\text{Pixelartefakt}} \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\text{sinc} \left(\frac{\pi \Pi(x + zk_\xi(\xi))}{\lambda z} \right)}_{\text{Pixelartefakt}} \underbrace{u_d(\xi)}_{\text{Amplitude,Piston}} \sum_{\alpha=-\infty}^{\infty} \underbrace{\exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda} (\sin(\theta_\alpha) + k_\xi(\xi)) \xi \right]}_{\text{Beugungsordnungen } \alpha \text{ & Tip-Tilt-Phasenrampe}} \underbrace{\exp \left[i \frac{\pi}{\lambda z} \xi^2 \right]}_{\text{Fresnel-Impulsantwort}} \underbrace{\exp \left[-i \frac{2\pi}{\lambda z} x \xi \right]}_{\text{Fourier-Phasenrampe}} d\xi \otimes \underbrace{\text{sinc} \left(\frac{\pi x L}{\lambda z} \right)}_{\text{Auflösungsverwaschung}} . \quad (15)$$

Den Kern der Lösung bildet das Fresnel-Beugungsintegral über $u_d(\xi)$, was dem propagierten WF eines einfachen SLM entspricht. Die Summe der Exponentialterme über α erzeugt Beugungsordnungen bei $z \sin(\theta_\alpha)$. Diese werden auch bei Modulation mit einem TTP-MMA auftreten.

Eine endliche Größe der Pixel führt dazu, dass das WF jedes Pixels mit einer Sinc-Funktion gefaltet wird. Die endliche Größe des SLM führt zu einer Modulation aller Beugungsordnungen mit einer Sinc-Funktion, so dass die Intensität höherer Beugungsordnungen zunehmend fällt. Auch die Auflösung des WF wird dadurch auf $x = \lambda z / L$ beschränkt. Für Pixel abseits der optischen Achse und bei Darstellung des WF in einem Abstand größer als z_c (siehe Gleichung 8) nimmt die Auflösung weiter ab [10].

Werden alle Mikrospiegel eines TTP-MMA in die Richtung einer Beugungsordnungen geneigt, so wird das Licht überwiegend in diese Richtung gebeugt, wobei die Intensität der anderen Beugungsordnungen durch die umhüllende Sinc-Funktion unterdrückt wird (Blazing). Anschließend kann durch pixelweise Modulation der Phase um einen Phasenversatz das WF innerhalb dieser Beugungsordnung geformt werden. Auf diese Weise ist es durch zeitliches Multiplexing möglich viele Beugungsordnungen anzusteuern und einen weiten Winkelbereich anzusprechen. Dies wäre ähnlich zum Ansatz von Mishina et al. [41], mit dem Unterschied, dass Blazing statt einer Blende zum entfernen der nicht angesteuerten Beugungsordnungen verwendet wird.

Bei individueller Verkippung der Pixel werden diese individuell interferieren, was nur durch eine numerische Simulation vorausgesagt werden kann.

Das WF eines einzelnen Pixels (bei $m_\xi = 0$) kann als ein Integral mit der Fehlerfunktion $\text{erf}(x)$ ausgedrückt werden:

$$U_O(x) = \frac{i \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} z\right]}{\lambda z} \exp\left[i \frac{\pi}{\lambda z} x^2\right] \int_{-\infty}^{\infty} U_D(m_\xi p) \exp\left[i \frac{\pi}{\lambda z} \xi^2\right] \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda z} x \xi\right] d\xi \quad (16)$$

$$= \frac{1-i}{(2\lambda z)^{2/3}} \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} z\right] u_D(m_\xi p) \exp\left[-i \frac{\pi}{\lambda} (2xk_\xi + zk_\xi^2)\right] \quad (17)$$

$$\left\{ \text{erf}\left((i-1)\sqrt{\frac{\pi}{2\lambda z}}\left(+\frac{\Pi}{2}-x-zk_\xi\right)\right) - \text{erf}\left((1-i)\sqrt{\frac{\pi}{2\lambda z}}\left(-\frac{\Pi}{2}-x-zk_\xi\right)\right) \right\} \quad (18)$$

Damit kann das WF eines einzelnen Mikrospiegels des TTP-MMA im Abstand z exakt berechnet werden. Diese Gleichung wird im Kapitel 5.5 verwendet, um die Gültigkeit der Simulation eines TTP-MMA durch ein einfaches SLM nummerisch zu prüfen.

4 Hypothesen

Im folgenden Kapitel werden Hypothesen aufgestellt, welche zur Untersuchung der WFS mit einem TTP-MMA für die Darstellung einer Intensitätsverteilung im Raum zielführend sein sollen.

Der wichtigste Vorteil eines TTP-MMA ist die Möglichkeit größere AW anzusteuern. Dies soll mit der ersten Hypothese geprüft werden.

H1: *Wird die Phasenmodulation eines SLM um einen linearen Term erweitert, so erhöht dies die AW sowohl für die Rekonstruktion einzelner Objektpunkte als auch ausgedehnter Wellenfelder.*

Dabei erstreckt sich ein ausgedehntes WF über eine erhebliche Breite in der Objekt-Ebene bzw. ist auf vielen Stützstellen im Raum definiert. Für einen einzelnen Objektpunkt können die AW aus dem Abstand zwischen den durch Aliasing erzeugten Doppelbildern bestimmt werden. Für ausgedehnte Objekte können diese Doppelbilder nicht exakt lokalisiert werden. Eine Erhöhung der AW kann in diesem Fall über die Sichtbarkeit einer diffus streuenden Intensitätsverteilung durch eine Blende nachgewiesen werden. Bei größeren AW wird eine größere Fläche der Intensitätsverteilung durch die Blende erkennbar sein.

Ein TTP-MMA kann nur die Phase des WF modulieren, ggf. ist auch eine binäre Amplitudenmodulation bei Beugung des Lichtes einzelner Mikrospiegel zu einem Strahlblocker hin möglich. Eine vollständige (d.h. 8-bit diskrete) Amplitudenmodulation des WF sollte die WQ des SLM weiter verbessern, macht den Aufbau jedoch aufwendiger. Mit der nächsten Hypothese soll geprüft werden, wie erfolgreich eine binäre Amplitudenmodulation die WQ eines TTP-MMA verbessert.

H2: *Eine zusätzliche binäre Amplitudenmodulation durch das TTP-MMA verbessert die Wiedergabequalität des Wellenfeldes.*

Für diese Untersuchung wird eine 8-bit diskrete, eine binäre und keine Amplitudenmodulation für die Darstellung eines WF mit ebener und diffuser Wellenfront verwendet. Außerdem werden Methoden zur Berücksichtigung der Amplitude des WF durch reine Phasenmodulation ausprobiert. Sollte die Amplitude vernachlässigbar sein oder eine binäre Amplitudenmodulation eine gute Rekonstruktion des WF erreichen, so wäre nur ein SLM zur WFS benötigt. Dies würde den Aufbau deutlich vereinfachen und jegliche Justage der beiden SLM zueinander überflüssig machen.

Zuletzt soll der Einfluss von Singularitäten bei der Regression des WF mit einem TTP-MMA untersucht werden. Dazu wird die folgende Hypothese aufgestellt:

H3: *Phasen-Singularitäten in der SLM-Ebene haben einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Wiedergabequalität des Wellenfeldes.*

Singularitäten des WF treten an den Minima der Amplitude auf, so dass sie praktisch keine Energie zum WF beitragen. Aus diesem Grund wird die Amplitude des WF bei der Regression berücksichtigt, so dass die Singularitäten auch zum Regressionsergebnis kaum beitragen.

Um deren Einfluss auf das WF zu bestimmen kann das WF in der Nähe von Singularitäten unterhalb einer Amplitudenschwelle auf Null gesetzt werden, womit die Singularitäten vollständig entfernt werden. Dadurch kann der Einfluss der Singularitäten auf das WF durch einen Vergleich zum unveränderten WF ermittelt werden.

5 Methoden

Im Folgenden werden die Methoden zur Überprüfung der aufgestellten Hypothesen vorgestellt. Dabei wird zuerst das Funktionsprinzip unterschiedlicher SLM vorgestellt. Dann wird der Aufbau zur WFS und dessen Kalibrierung, die Regression des WF auf ein TTP-MMA und eine Simulation des TTP-MMA gemacht. Zum Schluss wird eine Metrik der WQ und die nachträgliche Korrektur der aufgenommenen Intensitäten vorgestellt.

Alle Programme zum Rendern, Regression und Simulation von WF wurden in Matlab implementiert. Bei Interesse daran können sie sich an mich per Email wenden.

5.1 Displaytechnologien für die Modulation von Wellenfeldern

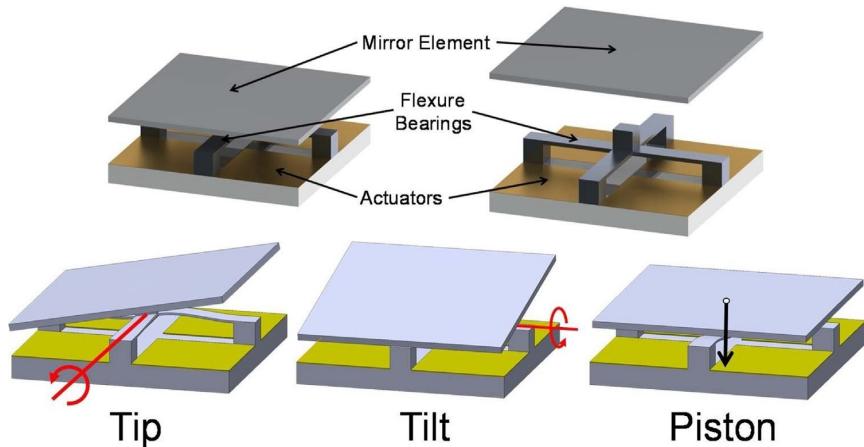


Abb. 3: Schematische Darstellung des Aufbaus eines TTP-MMA Mikrospiegels (oben) und der Freiheitsgrade der Bewegung des Mikrospiegels (unten). Die Abbildung wird aus der Publikation von Song et al. [63] wiedergegeben.

Zur Modulation des WF existieren SLM verschiedener Bauarten. Diese modulieren die Amplitude oder Phase des eintreffenden Lichtes durch viele, periodisch angeordnete Pixel.

Beispiele für SLM zur Amplitudenmodulation sind „liquid crystal displays“ (LCD) und „micromirror arrays“ (MMA).

LCD haben eine Schicht optisch und elektrisch anisotroper Flüssigkristalle (LC) zwischen zwei senkrecht zueinander ausgerichteten Polarisationsfiltern (PF). Der erste PF lässt Licht nur einer Polarisationsrichtung hindurch. Daraufhin bildet die Schicht LC durch ihre Doppelbrechung eine Verzögerungsplatte, welche zur Drehung der Polarisationsrichtung des transmittierten Lichtes verwendet werden kann. Die Ausrichtung der LC ist durch Bürstung der mit ihnen in Kontakt befindlichen Oberflächen vorgegeben und kann durch anlegen eines elektrischen Feldes verändert werden. Dadurch kann der anisotrope Brechungsindex in Ausbreitungsrichtung des Lichtes verändert werden, womit auch die Polarisationsrichtung des transmittierten Lichtes verändert wird. Je nach Drehung der Polarisationsrichtung lässt der zweite PF mehr oder weniger Licht passieren, so dass die Intensität variiert werden kann. Üblicherweise wird die Intensität in diskreten Schritten mit einer Bit-Tiefe von 8-bit und bei einer typischen Ansteuerungsfrequenz von 60Hz moduliert[64] [65].

Zur Modulation der Phase werden „vertical aligned“ (VA) LCD verwendet. Diese besitzen senkrecht zur Displayebene ausgerichtete LC in Ruheposition. Durch ein elektrisches Feld können die LC parallel zur Displayfläche verkippt werden, womit der Brechungsindex und damit auch der optische Weg durch die LC verändert wird. Ein PF polarisiert das eintreffende Licht in Vorzugsrichtung des SLM, d.h. parallel zu den verkippten LC. Durch Neigung der LC wird der Brechungsindex und damit auch die Phase von Licht moduliert, die Polarisationsrichtung des Lichtes bleibt hingegen unverändert. Das transmittierte Licht muss danach keinen zweiten PF mehr durchlaufen.

Eine Variante von VA LCD sind LCOS-SLM. LCOS-SLM sind besonders gut für die WFS geeignet, weil sie einen Füllfaktor oberhalb von 90% besitzen, wohingegen transmittierende LCD oft nur einen Füllfaktor nahe 60% besitzen. Dies wird durch Auftragung der LC auf einen Silizium-Halbleiter erreicht, dessen Oberfläche verspiegelt ist. Deswegen reflektieren LCOS-SLM das Licht statt es zu transmittieren. Die Ansteuerungsfrequenz beträgt gewöhnlich 60Hz [33]. Zwei solcher SLM werden im experimentellen Teil dieser Arbeit verwendet.

MMA, auch „digital micromirror devices“ (DMD)³ bezeichnet, bestehen aus einer Anordnung von Mikrospiegeln. Diese befinden sich im ausgeschalteten Zustand in einer Ruheposition und können durch elektrostatische Kräfte in zwei Positionen entlang einer Achse verkippt werden. Durch Verkippung kann das Licht entweder zum Beobachter hin oder vom Beobachter weg reflektiert werden, so dass eine binäre Amplitudenmodulation mit Ansteuerungsfrequenzen von mehreren Kiloherz erzeugt werden kann. [67]

In dieser Arbeit sollen neulich entwickelte TTP-MMA auf die Anwendung in der WFS zur Phasenmodulation geprüft werden. Bei diesen MMA können sich die Mikrospiegel entlang zwei senkrecht zueinander gerichteter Achsen in diskreten Schritten verkippen (Tip-Tilt) und eine Kolbenbewegung (Piston) jedes Mikrospiegels ausführen. Dies ist in Abbildung 3 veranschaulicht. Dadurch lässt sich die Weglänge des reflektierten Lichtes verändern (konstanter Phasenversatz) und die Phase innerhalb eines Pixels um einen linearen Term (lineare Phasenrampe) modulieren [63]. Dabei hängt die optische Weglänge im Gegensatz zu LCOS-SLM nicht von der Wellenlänge des Lichtes ab. Nachteile solcher SLM ist die Komplexität bei ihrer Fertigung und geringe kommerzielle Reife, welche mit einem großen Pixelabstand, geringer Auflösung und einem hohen Stückpreis einhergehen.

Zum Beispiel hat ein solches TTP-MMA vom Fraunhofer Institut in Einzelanfertigung 512x312 Pixel mit 48 μm Pixelabstand bei 3,5° Tip-Tilt- und 0,2 μm Piston-Ansteuerung [68]. Dies ermöglicht Licht um einen Winkel von 7° zu beugen und entspricht den AW eines SLM mit 2,6 μm Pixelabstand bei einer Wellenlänge von 638 nm. Die Kolbenbewegung kann aktuell nur ungenau angesteuert werden und ist noch nicht für die Phasenmodulation aller sichtbarer Wellenlängen um 2π geeignet.⁴

Bei ausreichender Nachfrage, Weiterentwicklung und einer industriellen Fertigung solcher TTP-MMA ist zu erwarten, dass diese Kennwerte verbessert werden können. Dadurch wären holographische Displays mit einem TTP-MMA für die kommerzielle Anwendung realisierbar.

³Früher wurde der Begriff DMD als „deformable mirror device“ eingeführt[66], doch der Ansatz eines verformbaren Spiegels zur Manipulation von Licht etablierte sich nur in Nischenanwendungen.

⁴Für die Modulation der Phase um 2π ist eine Kolbenbewegung von der Hälfte der Wellenlänge erforderlich.

Darüber hinaus werden MMA mit einer vereinfachten Bauweise als reine Piston-MMA von anderen Arbeitsgruppen aktuell erforscht [69] [70] [71] [72]. Diese können die Phase mit einer hohen Ansteuerungsfrequenz modulieren, was zeitliches Multiplexing vieler WF innerhalb der Wahrnehmungsspanne eines Beobachters ermöglicht.

Weitere, exotische SLM sind akustooptische Modulatoren [43], optisch adressierte SLM [48] oder deformierbare Spiegel [66][73].

5.2 Historische Entwicklung der Verwendung von MMA

Die Verwendung von MMA für die Holographie war motiviert durch ihren hohen Füllfaktor, geringe Kosten aufgrund weit verbreiteter Nutzung in Lichtprojektoren seit Ende der 90er Jahre und ihrer hohen Ansteuerungsfrequenz von einigen Kiloherz. Diese waren allerdings nur für binäre Amplitudenmodulation des Lichtes geeignet, was die Intensität des ungebeugten Lichtes verstärkt und den Kontrast stark verringert. Die Verwendung eines solchen MMA zur Holographie wurde z.B. von Thomas Kreis beschrieben [74].

Takashima, Yuzuru, et al. haben gezeigt, dass es durch zeitlich exaktes Pulsen eines Lasers möglich ist die Mikrospiegel des MMA während ihrer Neigung⁵ in einem bestimmten Winkel zu beleuchten. Dadurch kann das MMA Licht gezielt in größere AW bzw. mehrere Beugungsordnungen umleiten, während binäre Amplitudenmodulation Licht innerhalb einer Beugungsordnung ansteuern kann. Auf diese Weise wurden sowohl holographische Displays [75] [76] als auch LIDAR [67] [77] zur Laufzeit-Entfernungsmessung mit Licht demonstriert. Dabei konnten AW von ca. 42° erreicht werden [76].

Festzuhalten ist dabei, dass die Mikrospiegel zu einem Zeitpunkt trotzdem nur zwei Zustände einnehmen können. Angesteuerte Mikrospiegel haben zu einem Zeitpunkt alle die gleiche Neigung, während nicht angesteuerte Mikrospiegel im Aus-Zustand verbleiben. Dadurch kann die Phase um eine Phasenrampe nur global, nicht aber an jedem Pixel individuell moduliert werden. Außerdem haben gewöhnliche MMA nur um eine Achse kippbare Mikrospiegel, womit sich die AW nur entlang einer Achse erweitern lassen.

Für die WFS mit großen AW wäre es Vorteilhaft die Verkippung entlang zweier zueinander senkrechter Achsen auszuführen. Außerdem ist eine Phasen- statt Amplitudenmodulation optisch effizienter und vermeidet ungebeugtes Licht überwiegend.

Im Vergleich zu einem MMA können kommerzielle Phasen-SLM die Phase pixelweise nur um einen Phasenversatz modulieren und lineare Terme nur durch Ansteuerung vieler, benachbarter Pixel annähern. Dadurch sind die ansteuerbaren AW durch den Pixelabstand des SLM begrenzt.

Ein TTP-MMA vereint die Vorteile von MMA und LCOS-SLM, so dass die WFS mit großen AW und hoher optischer Effizienz durch Phasenmodulation realisierbar wäre. Die Piston-Bewegung der Mikrospiegel moduliert die Phase des Lichtes ähnlich zu einem LCOS-SLM. Dabei kann jeder Mikrospiegel durch die Tip-Tilt-Bewegung Licht analog zum MMA in große Winkel beugen. Darüber hinaus sollte die Amplitude binär, durch Beugung von Licht zu einem Strahlblocker hin, modulierbar sein.

⁵Die Kipp-Bewegung der angesteuerten Mikrospiegel erfolgt beim Umschalten der Pixel vom Aus-Zustand in den An-Zustand und umgekehrt.

5.3 Regression des Wellenfeldes für die Modulation mit einem TTP-MMA

Nachdem das WF in der SLM-Ebene berechnet wurde muss eine Regression des WF durchgeführt werden, bevor es mit einem TTP-MMA moduliert werden kann. Einfache SLM können das WF pixelweise nur um einen konstanten Phasenversatz modulieren. Somit wird oft nur eine Stützstelle pro Pixel berechnet oder ein Mittel aus mehreren Stützstellen pro Pixel gebildet und das WF um diesen Wert moduliert.

Ein TTP-MMA hat im Vergleich dazu mehr Freiheitsgrade. Das m_ξ -te TTP-MMA Pixel kann das WF um einen konstanten Phasenversatz φ_{m_ξ} und um eine lineare Phasenrampe α_{m_ξ} modulieren:

$$U_{D,m_\xi}(\xi) \approx a_{m_\xi} \exp \left[i(\varphi_{m_\xi} + \alpha_{m_\xi} \cdot \xi) \right] \operatorname{rect} \left(\frac{\xi - m_\xi p}{\Pi} \right) \quad (19)$$

Für die Modulation müssen die Koeffizienten $\varphi_{m_\xi}, \alpha_{m_\xi}$ durch Regression für jeden Mikrospiegel bestimmt werden.

Beim Rendern wurden die Werte des WF $U_{D,m_\xi}(\xi_s)$ auf S Stützstellen berechnet. Dabei müssen mindestens

$$S_{\min} = \max \left[\operatorname{ceil} \left(\frac{\lambda}{2p \sin(\theta_{AW})} \right), 2 \right] \quad (20)$$

Stützstellen pro Mikrospiegel für jede Dimension verwendet werden, damit Aliasing⁶ die vom TTP-MMA ansteuerbaren AW nicht verringert. Eine größere Anzahl an Stützstellen kann die Regression des WF möglicherweise geringfügig verbessern.

Die Werte des WF sind Elemente der komplexen Zahlen. Wird daraus die Phase errechnet, so ist sie auf einen Intervall von $[0, 2\pi]$ gefaltet. Zwar ist es für die WFS ausreichend die Phase in diesem Intervall zu modulieren, doch für die Regression muss die Phase glatt sein, weswegen Phasensprünge durch „phase unwrapping“ beseitigt werden müssen. Dies ist mühsam und in 2D nicht immer eindeutig.

Effizient kann die Regression durch eine lokale Projektion des WF auf einen Satz von ebenen Wellen durchgeführt werden. Dazu wird eine STFT auf Stützstellen des WF $U_{D,m_\xi}(\xi_s)$ an Orten ξ_s innerhalb eines Mikrospiegels berechnet und deren Maximum bestimmt:

$$\hat{U}_{D,m_\xi}(\hat{\xi}_s) = \mathcal{F}_{\xi_s \rightarrow \hat{\xi}_s} \left\{ U_{D,m_\xi}(\xi_s) \right\} \quad (21)$$

$$\hat{\xi}_{\max} = \arg_{\hat{\xi}_s} \left[\max \left| \hat{U}_{D,m_\xi}(\hat{\xi}_s) \right| \right] \quad (22)$$

Daraus lassen sich die Koeffizienten gemäß

$$\alpha_{m_\xi} \approx 2\pi \hat{\xi}_{\max} \quad (23)$$

$$\varphi_{m_\xi} \approx \operatorname{atan} \left[\frac{\operatorname{Im} \left(\hat{U}_{D,m_\xi}(\hat{\xi}_{\max}) \right)}{\operatorname{Re} \left(\hat{U}_{D,m_\xi}(\hat{\xi}_{\max}) \right)} \right] \quad (24)$$

⁶Aliasing tritt auf, wenn der Abstand zwischen den Stützstellen größer ist, als die Gleichung 7 es für die vom TTP-MMA ansteuerbaren AW vorgibt.

bestimmen [78]. Weil die Genauigkeit dieser Regression durch die Anzahl an Stützstellen der STFT begrenzt ist, wird anschließend eine Anpassung des Restfehlers durch gewichtete lineare Regression vorgenommen. Die Gleichung für die 1D Anpassung ist:

$$\alpha_{m_\xi} = \frac{\sum_{s=0}^{S-1} w_s \cdot \sum_{s=0}^{S-1} w_s \xi_s U_{D,m_\xi}(\xi_s) - \sum_{s=0}^{S-1} w_s \xi_s \cdot \sum_{s=0}^{S-1} w_s u_i}{\sum_{s=0}^{S-1} w_s \cdot \sum_{s=0}^{S-1} w_s \xi_s^2 - \left(\sum_{s=0}^{S-1} w_s \xi_s \right)^2} \quad (25)$$

$$\varphi_{m_\xi} = \frac{\sum_{s=0}^{S-1} w_s U_{D,m_\xi}(\xi_s) - a \cdot \sum_{s=0}^{S-1} w_s \xi_s}{\sum_{s=0}^{S-1} w_s} \quad (26)$$

Für den 2D Fall ist die Gleichung im Anhang angegeben. Bei der Bestimmung der dominanten Phasenkomponente über die STFT wird die Amplitude automatisch berücksichtigt. Bei der nachträglichen Regression muss die Amplitude über eine Gewichtung der Stützstellen w_i berücksichtigt werden. Die Gewichtung wurde gleich der Amplitude der Stützstellen gesetzt.

Für die WFS mit dem TTP-MMA und zusätzlicher Amplitudenmodulation sollte die Amplitude der dominanten Frequenz im Fourieraum verwendet werden, weil sie der Amplitude der modulierten Phasenrampe entspricht [78].

5.4 Experimenteller Aufbau

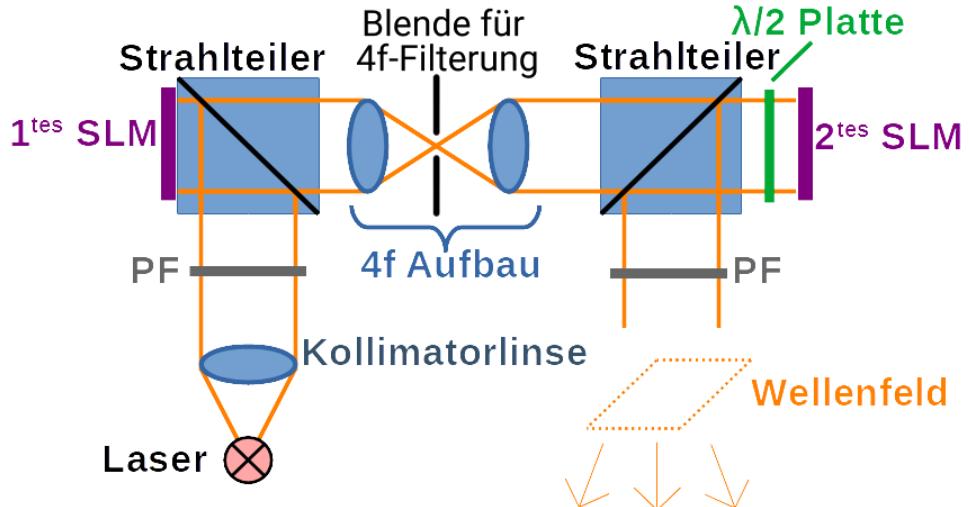


Abb. 4: Versuchsaufbau zur komplexen Modulation des WF. Das erste SLM moduliert die Phase von kollimiertem und linear polarisiertem Licht. Danach wird es mit einem 4f-Aufbau in die Ebene des zweiten SLM projiziert, wobei das Licht zuvor mit einer $\lambda/2$ -Platte um 45° zur Vorzugsrichtung des zweiten SLM gedreht wird. Das zweite SLM und ein PF modulieren die Amplitude des WF durch destruktive Interferenz. Anschließend propagiert das Licht durch den Raum, wo es das gewünschte WF in der Objekt-Ebene wiedergibt.

Für die Untersuchung der WFS wurde ein Aufbau mit zwei SLM zur Modulation der Amplitude und Phase von kohärentem Licht verwendet. Dieser ist in Abb. 4 dargestellt.

Im Aufbau wird ein LCOS-SLM des Typs „Pluto VIS 014“ des Herstellers Holoeye zur Phasenmodulation des WF verwendet. Dieses besitzt eine Auflösung von 1920x1080 Pixeln, einen Pixelabstand von $8 \mu\text{m}$, eine 8-bit Bit-Tiefe der Phasenmodulation (entspricht 256 Stufen), einen Füllfaktor von 92% und kann Licht der Wellenlänge 420-650 nm modulieren [79].

Zur Untersuchung einer zusätzlichen Amplitudenmodulation wird ein identisches Phasen-SLM verwendet, wobei die Amplitude durch destruktive Interferenz moduliert wird.

Anfangs wird Licht einer Laserdiode mit einer Linse kollimiert und mit einem PF in Vorzugsrichtung des ersten SLM polarisiert.

Die Laserdiode ist im Vergleich zu einem Laser eine Lichtquelle verringelter spektraler Bandbreite. Durch die verringerte Kohärenzlänge im Vergleich zu einem Laser wird gebeugtes Licht jedes Pixels mit einer umhüllenden Sinc-Funktion überlagert, so dass Interferenz zwischen benachbarten Pixeln verringert und Speckle-Rauschen reduziert wird [80][81].

Dann passiert das Licht den Strahlteiler, wird durch das erste SLM moduliert und reflektiert. Ein 4f-Aufbau bestehend aus zwei Linsen mit $f = 100$ mm Brennweite bildet die Ebene des ersten SLM auf das zweite SLM ab. Zuvor wird die Polarisierung des Lichts mit einer $\lambda/2$ -Platte gedreht, so dass es um 45° versetzt zur Vorzugsrichtung auf das zweite SLM trifft. Das zweite SLM moduliert die Hälfte des Lichtes, welches in Vorzugsrichtung des SLM polarisiert ist, mit der Phase

$$\phi = 2 \cos^{-1} \left(\sqrt{I} \right) \quad . \quad (27)$$

Dagegen bleibt die andere Hälfte des Lichtes mit einer Polarisationsrichtung senkrecht zur Vorzugsrichtung des SLM unmoduliert. Danach passiert das Licht die $\lambda/2$ -Platte noch einmal⁷ und wird durch den Strahlteiler zum Beobachter gerichtet. Zuvor wird es durch den zweiten PF polarisiert, womit die zwei Komponenten des Lichtes in Interferenz miteinander gebracht werden. Diese Interferenz erzeugt eine Amplitudenmodulation:

$$U = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \exp [-i\phi] \quad (28)$$

$$= \exp \left[\frac{i}{2} \phi \right] I \quad (29)$$

Dabei tritt eine pixelweise Phasenverschiebung von $\exp \left[\frac{i}{2} \phi \right]$ auf, welche durch Phasenmodulation mit dem ersten SLM kompensiert werden muss.

5.5 Experimentelle Simulation eines TTP-MMA

Mit einem einfachen SLM kann ein TTP-MMA simuliert werden, indem mehrere Pixel zu einem Makropixel zusammengefasst werden, welches die Phase um einen konstanten Phasenversatz und um eine lineare Phasenrampe moduliert. Dabei wird die Modulation für jeden Makropixel durch die drei Parameter φ_{m_ξ, n_η} , $\alpha_{\xi, m_\xi, n_\eta}$, $\alpha_{\eta, m_\eta, n_\eta}$ festgelegt. Zur Regression dieser Parameter muss nach Gleichung 20 eine Mindestzahl an Stützstellen verwendet werden, damit die AW des TTP-MMA berücksichtigt werden und kein Aliasing auftritt.

In dieser Arbeit wird das TTP-MMA durch ein LCOS-SLM simuliert, so dass die AW und die Mindestzahl an Stützstellen durch das LCOS-SLM festgelegt sind. Somit kann das WF ohne Einschränkungen mit einer Stützstelle pro Pixel des LCOS-SLM gerendert werden.

Das WF wird auf einem Raster aus 2048x2048 Stützstellen mit einem Pixelabstand von $p = 8 \mu\text{m}$ berechnet und danach auf die Auflösung des LCOS-SLM von 1920x1080 zugeschnitten.

⁷Ein erneutes Durchlauf beider Komponenten durch die $\lambda/2$ -Platte wird die Polarisationsrichtung des Lichtes wieder umkehren. Dies ist nicht notwendig, verbessert jedoch die Lichteffizienz beim Durchlaufen des zweiten PF.

Das WF wird entweder direkt (in voller Auflösung) numerisch oder experimentell rekonstruiert oder vor der Rekonstruktion auf Makropixel regressiert. Somit werden bei der Simulation eines TTP-MMA mindestens 2x2 Stützstellen pro Makropixel verwendet. Außerdem bleibt die Größe des SLM immer bei 15,36x8,64 mm. Jedoch wird bei der Variation des Pixelabstandes auch die Pixelzahl variiert, so dass diese Parameter nicht separat untersucht werden.

Bei den Untersuchungen werden meist 4x4 Pixel zu einem TTP-MMA Makropixel zusammengefasst, was die Auflösung von 1920x1080 auf 480x270 reduziert. Dies stellt einen guten Kompromiss zwischen Annäherung des Makropixels an eine kontinuierliche Phase eines Mikrospegs des TTP-MMA und einen Verlust an Auflösung dar.

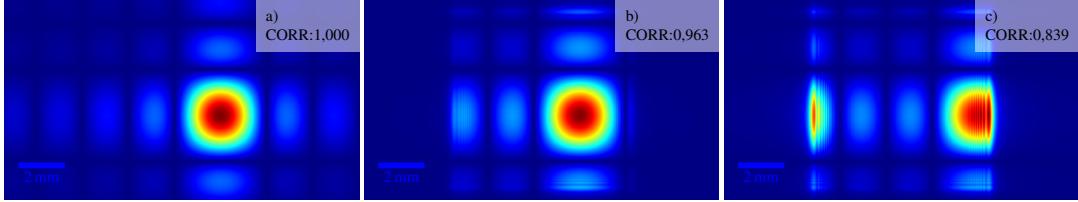


Abb. 5: Amplitude des WF eines TTP-MMA Mikrospegs mit $32 \times 32 \mu\text{m}$ Größe im Abstand $z = 100 \text{ mm}$ mit Licht der Wellenlänge $\lambda = 638 \text{ nm}$. Der Mikrospegel wurde in a) numerisch exakt nach Gleichung 18 und in b)/c) an diskreten Positionen in $8 \mu\text{m}$ Schritten (4 Stützstellen pro Pixel) mit ASM simuliert. In den Simulationen a) und b) wurde ein Beugungswinkel von $(^2/3\theta_{AW} = 0,38^\circ)$ in y-Richtung und $(^5/3\theta_{AW} = 0,95^\circ)$ in x-Richtung angesteuert. Für die Simulation c) wurde der Beugungswinkel in x-Richtung doppelt so hoch gewählt. Die Korrelation zur exakten Simulation ist jeweils in der rechten oberen Ecke angegeben.

Die Gültigkeit der Simulation eines TTP-MMA durch Modulation mit Makropixeln auf einem LCOS-SLM kann durch einen Vergleich der WF, welche ein einzelnes Makropixel bzw. Mikrospegel erzeugt, überprüft werden. Dazu wurden die in Abb. 5 dargestellten Simulationen der Amplitude erstellt. Mit der Phase des WF folgen visuell ähnliche Erkenntnisse. Jedoch lässt sich die Korrelation der Phase schlecht vergleichen, denn eine geringe laterale Verschiebung und ein globaler Phasenversatz des Mikrospegs macht die Phase numerisch sehr unterschiedlich. Dabei nähert die Simulation mit ASM das Pixel durch mehrere sphärische Wellen, womit die Größe des Pixels nicht exakt berücksichtigt wird.

In der Simulation wurde ein Mikrospegel mit einer Größe von $32 \times 32 \mu\text{m}$ zur Beugung von Licht um $^2/3\theta_{AW} = 0,38^\circ$ in y-Richtung und $^5/3\theta_{AW} = 0,95^\circ$ in x-Richtung exakt als TTP-MMA Mikrospegel und mit ASM mit 4x4 Stützstellen pro Makropixel simuliert. Die dafür benötigte Neigung des Mikrospegs ist halb so groß wie der AW. Der AW in x-Richtung ist so hoch gewählt, dass er nicht durch ein LCOS-SLM mit einem Pixelabstand von $32 \mu\text{m}$ erzielbar wäre. Trotzdem kann sowohl der Mikrospegel als auch das Makropixel Licht um diesen Winkel beugen. Wird der AW in x-Richtung verdoppelt, so beginnt beim Makropixel Aliasing aufzutreten. Der Phasenunterschied zwischen zwei Stützstellen beträgt in diesem Fall $^{5/6}\pi$ und ist äquivalent zu einem Phasenunterschied von $-^{7/6}\pi$, womit das Doppelbild durch Aliasing auftritt. Der ideale Mikrospegel kann auch diese AW problemlos und ohne Aliasing ansteuern.

Somit können mit einem LCOS-SLM die Mikrospegel eines TTP-MMA simuliert werden, solange deren Neigungswinkel nicht über die Hälfte der maximalen AW des zugrundeliegenden SLM hinausgehen.

5.6 Kalibrierung des Aufbaus

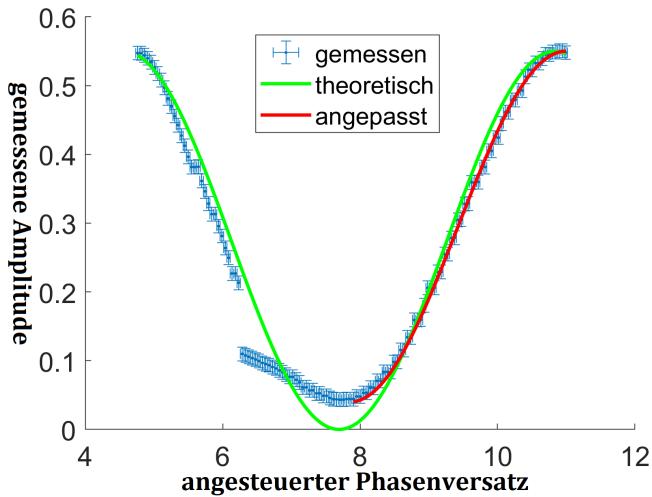


Abb. 6: Gemessene Amplitudenmodulationskurve mit Einbruch bei 2π in Blau dargestellt. Sie stimmt gut mit der theoretischen Amplitudenmodulationskurve in grün überein. Ausnahme ist der Einbruch bei 2π und ein verringriger Interferenzkontrast (sichtbar bei geringer Amplitude). Zur Modulation der Amplitude wurde in der Praxis die rote Kurve verwendet. Sie vermeidet den Einbruch und vernachlässigt den verringerten Interferenzkontrast durch einen Offset, der sich als ein heller Hintergrund bei der WFS äußert.

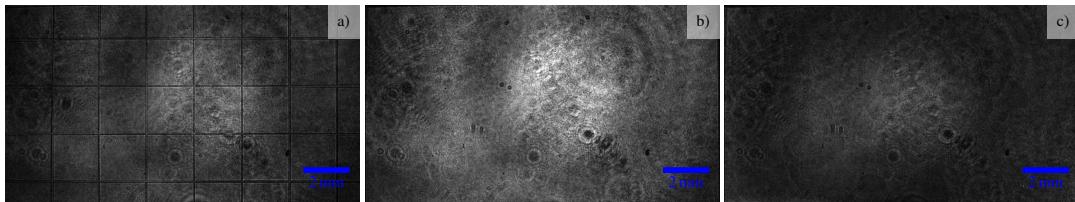


Abb. 7: In a) wurde die laterale Verschiebung der beiden SLM zueinander durch Darstellung von identischen Gittern justiert. Die Gitterlinien haben eine Breite von $40 \mu\text{m}$, womit eine Ungenauigkeit der Justage in dieser Größenordnung im äußeren Bereich der SLM deutlich wird. Die Intensität des kollimierten Lichtes der Laserdiode wurde in b) ohne und in c) mit Korrektur der Intensität durch Amplitudenmodulation aufgenommen. Durch die Korrektur ist die Helligkeit der Lichtquelle gleichmäßiger, besonders am Rand. Jedoch wird dadurch die Bit-Tiefe der Amplitudenmodulation in der Mitte des SLM auf 1-2 Bit gesenkt.

Für die Kalibrierung des Aufbaus werden zwei Laserstrahlen kollimiert. Ein Laserstrahl wird später durch die beiden SLM moduliert und das gewünschte WF wiedergeben. Der andere Laserstrahl läuft in entgegengesetzte Richtung und wird nur für die Justage benötigt. Mit Hilfe der beiden Laserstrahlen werden die SLM, Linsen, so wie die Fourierebene des 4f-Aufbaus so ausgerichtet, dass zwischen ihnen jeweils ein Brennweite liegt. Der Brennweitenabstand zu den Linsen wurde dabei am Fokuspunkt des kollimierten Laserlichtes bestimmt. Danach werden die PF und die $\frac{1}{2}$ -Platte in den Aufbau eingefügt und ausgerichtet, um einen möglichst hohen Kontrast bei Modulation des Lichtes mit den SLM zu erzielen. Anschließend wird eine Kamera in den Aufbau positioniert, um die SLM auszurichten und schlussendlich die modulierten WF aufzunehmen.

Für die laterale Ausrichtung der SLM zueinander wurde ein Gitter mit beiden SLM moduliert und die Kamera auf die SLM-Ebene fokussiert. Auf diese Weise wird die laterale Verschiebung sichtbar und kann korrigiert werden. Das Ergebnis der Justage ist in Abb. 7 a) zu sehen.

Durch Ungenauigkeiten in der Größenordnung von einigen Pixeln (ca. $40 \mu\text{m}$) bei diesem Schritt kann das komplexe WF nicht exakt moduliert werden, so dass bei der WFS mit Amplitudenmodulation auch ein konjugiertes Bild geringer Intensität entsteht. Die Abweichungen entstehen durch Ungenauigkeiten im Versuchsaufbau und Aberationen im 4f-Aufbau. Sie treten insbesondere am Rand des SLM auf.

Die Phasenmodulationskurve der SLM wurde von Andre Müller für eine Wellenlänge von 633 nm auf dem Intervall von 0 bis 2π kalibriert. Für die Verwendung von Licht mit 638 nm Wellenlänge wurde sie nicht nachjustiert, denn nach einer einfachen Korrektur der Phasenmodulation um den Faktor $^{638}/_{633}$ kann 99,3 % des Phasenintervalls angesteuert werden.

Zur Amplitudenmodulation mit dem zweiten SLM muss der Wegunterschied von Licht, welches parallel bzw. senkrecht zur Vorzugsrichtung des SLM polarisiert ist, bestimmt werden. Dieser Wegunterschied entspricht dem Phasenversatz zur Darstellung der maximalen Amplitude. Er wurde durch Variation des Phase bis zum Auftreten der maximalen Intensität zu $\varphi_\Delta = {}^3\pi/2$ für Licht der Wellenlänge 638 nm bestimmt.

Die Amplitudenmodulationskurve wurde beginnend mit diesem Phasenversatz modulo 2π gemessen. Sie ist in Abb. 6 wiedergegeben. Dabei tritt bei 2π ein Einbruch der Amplitude auf, weil bei einer Phase nahe Null das SLM Schwierigkeiten mit der Modulation hat. Um den Einbruch zu vermeiden wurde das Phasenintervall für die Amplitudenmodulation zu $[\pi + \varphi_\Delta, 2\pi + \varphi_\Delta]$ gewählt. In der Abbildung ist zu sehen, dass die Amplitudenmodulation in guter Übereinstimmung mit der Theorie nach Gleichung 27 war. Es wurde ein leicht verringerter Interferenzkontrast durch Verwendung einer Laserdiode festgestellt. Dies erzeugt einen hellen Hintergrund geringer Intensität, stört die WFS jedoch nicht.

Die Amplitude des kollinierten Lasers war näherungsweise gaußförmig. Eine gleichförmige Intensität kann durch Korrektur der Intensität durch Amplitudenmodulation erzielt werden. Die Intensität vor und nach der Korrektur ist in Abb. 7 b)/c) zu sehen. Allerdings schränkt diese Korrektur die Bit-Tiefe der Amplitudenmodulation sehr stark ein und macht eine Amplitudenmodulation des WF nicht mehr möglich. Deswegen wird im weiteren keine Korrektur der Intensität der Lichtquelle vorgenommen.

Fehler bei der Phasenmodulation durch eine leicht variierende Dicke des SLM und Verformungen in der spiegelnden Rückfläche verfälschen die Phasenmodulation geringfügig. Eine Kalibrierung der Phasenfehler kann durch Phasenschieben in einem interferometrischen Aufbau erzielt werden⁸. Alternativ kann die Verformung des SLM durch Modulation des WF mit der Phase eines Linsenarrays nach dem Prinzip eines Shack-Hartmann-Sensors gemessen werden [82]. Die Messung und Kompensation des Phasenfehlers ist für eine genaue Modulation der Phase des WF wichtig. Der Phasenfehler variiert dabei nur langsam und ist für die Darstellung einer Intensitätsverteilung in Raum unbedeutend. Deswegen wird er in dieser Arbeit vernachlässigt.

Bei Verwendung eines MMA oder TTP-MMA können durch binäre Amplitudenmodulation alle Pixel einzeln moduliert werden, womit die selektive Interferenz von jeweils zwei Pixeln eine pixelweise Kalibrierung des Phasenfehlers möglich macht [83]. Dies könnte die Genauigkeit der Kalibrierung der Phase deutlich erhöhen.

⁸Dies wurde implementiert, aber nur im Master-Vorprojekt verwendet.

5.7 Methoden zur Analyse der Wiedergabequalität



Abb. 8: Dargestellt sind die Bilder a) Schmetterling, b) Pirat und c) USAF-Chart. Diese wurden für die Untersuchung der WQ von Intensitätverteilungen verwendet.

In dieser Arbeit wird die Intensität des WF bei der Darstellung ebener Bilder in der Objekt-Ebene zur Bewertung der WQ verwendet. Zur Beurteilung der WQ wird die simulierte bzw. aufgenommene Intensität I in der Objekt-Ebene mit dem Originalbild O verglichen.

Der Korrelationskoeffizient (CORR)

$$\text{COR}(I, O) = \frac{\text{cov}(I, O)}{\sqrt{\text{var}(I) \cdot \text{var}(O)}} \quad (30)$$

$$\text{mit } \text{avg}(I) = \sum_{n=1}^N \frac{I_n}{N} \quad (31)$$

$$, \quad \text{var}(I) = \sum_{n=1}^N \frac{I_n - \text{avg}(I)}{N} \quad (32)$$

$$\text{und } \text{cov}(I, O) = \sum_{n=1}^N \frac{(I_n - \text{avg}(I)) \cdot (O_n - \text{avg}(O))}{N} \quad (33)$$

misst die Übereinstimmung dieser Intensitäten. Dabei sind I_n und O_n die Werte der Intensitäten am n-ten Pixel.

Für die Untersuchungen werden die in Abb. 8 abgebildeten Bilder verwendet. Bei experimentellen Aufnahmen wurde die Kamera F-146B Marlin von Allied Vision Technologies mit einer Auflösung von 1392x1040 Pixel und einem Objektiv mit 75 mm Brennweite verwendet. Die Aufnahmen des WF wurden in großen Serien aufgenommen. Dabei wird die Kamera auf eine Tiefenebene fokussiert und eine Serie von Aufnahmen unterschiedlicher WF mit Variation der Auflösung und der Modulation aufgenommen, ohne dabei die Kamera zu verschieben. Für jede neue Aufnahmeserie wurde zusätzlich ein WF bestehend aus vier Objektpunkten, welche an den Ecken eines Quadrates mit 20 mm Seitenlänge angeordnet waren, aufgenommen. Diese Aufnahme wird als Referenz verwendet, um mit Hilfe einer affinen Transformation eine leicht versetzte Position der Kamera nachträglich zu korrigieren. Dadurch wird eine geringe Verschiebung, Skalierung, Drehung und Scherung des Bildes behoben.

Für die Bestimmung des CORR der Aufnahmen zum Originalbild ist diese Korrektur nicht ausreichend. In diesem Fall wird die Aufnahme bei Modulation des WF mit der vollen Auflösung des LCOS-SLM als eine Referenz verwendet. Bei der Korrektur werden folgende Transformationen der Referenzaufnahme berechnet und auf alle Aufnahmen der Serie angewendet:

- Es wird eine Gaußfunktion auf die Referenzaufnahme angepasst und die Intensität aller Aufnahmen mit dieser Gauß-Kurve kompensiert. Dies korrigiert die gaußförmige Intensität des Lasers.
- Es werden ca. 100 Referenzpunkte zwischen der Referenzaufnahme und dem Originalbild manuell gesetzt und durch Anpassung die radialen und tangentialen Aberrationen entfernt.
- Anschließend wird mit der Funktion „imregister“ in Matlab die affine Transformation zwischen dem Referenzbild und dem Originalbild ermittelt. Diese Transformation entfernt kleine Fehler in der Verschiebung, Skalierung, Drehung und Scherung der Aufnahmen. Dieser Schritt wird zuletzt ausgeführt, weil die automatische Anpassung nur kleine Abweichungen korrigieren kann.

Diese Korrekturen erlauben es die Aufnahmen mit dem Originalbild zu vergleichen.

Bei der ersten Untersuchung der WFS eines TTP-MMA in der Publikation zu „functional pixels“ von Falldorf et al. [78] wurde die WQ im Vergleich zu einer Aufnahme des WF, welches mit voller Auflösung des LCOS-SLM moduliert wurde, bestimmt. Im Gegensatz dazu wird in dieser Arbeit die Korrelation bezogen auf das Originalbild berechnet. Durch diesen Vergleich hat die Korrelation eine deutlich stärkere Variation, aber auch eine höhere Aussagekraft.

6 Untersuchungen zum TTP-MMA

Im Folgenden werden die experimentellen Untersuchungen zur WFS mit einem TTP-MMA, welches mit Hilfe eines LCOS-SLM simuliert wurde, vorgestellt. Zuerst wird die Wiedergabe eines ebenen Bildes und eines Objektpunktes getestet. Danach werden die Hypothesen mit den zuvor beschriebenen Methoden untersucht. Dabei werden unterschiedliche Anfangsphasen und Methoden zur indirekten Amplitudenmodulation ausprobiert. Außerdem werden 3D Objekte im Raum dargestellt und deren Tiefenschärfe nachgewiesen.

6.1 Erste Ergebnisse und Einfluss der Auflösung auf die Wiedergabequalität

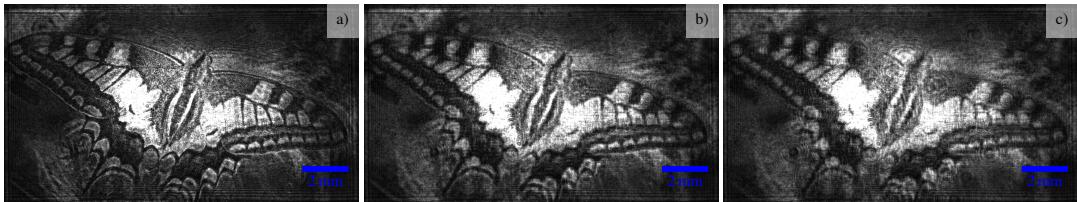


Abb. 9: Aufnahmen des Bildes Schmetterling, welches im Abstand $z = -100 \text{ mm}$ mit konstanter Anfangsphase dargestellt wurde. Das WF wurde mit voller Auflösung des LCOS-SLM in a) und mit 16×16 Pixel pro Makropixel mit einem simulierten TTP-MMA in b) bzw. einem einfachen SLM in c) moduliert. Die WQ nahm bei Verringerung Auflösung nur wenig ab. Bei gleicher Auflösung war die WQ mit einem TTP-MMA im Vergleich zu einem einfachen SLM nur geringfügig besser, denn eine langsam variierende Phase des WF konnte auch durch ein einfaches SLM gut angenähert werden.

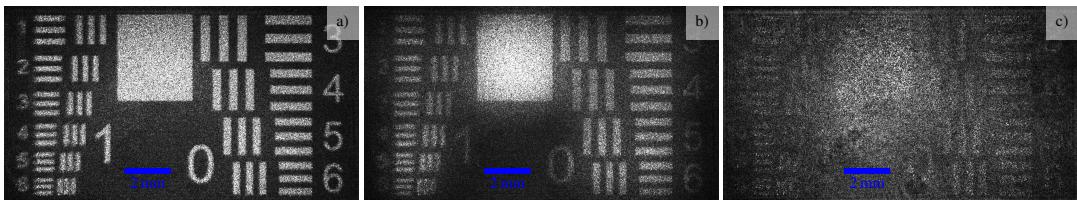


Abb. 10: Aufnahmen des Bildes USAF-Chart, welches im Abstand $z = -100 \text{ mm}$ mit zufälliger Anfangsphase dargestellt wurde. Das WF wurde mit einem simulierten TTP-MMA in a) und mit einem einfachen SLM in c) mit 2×2 Pixel pro Makropixel moduliert. Die WQ mit einem TTP-MMA war im Vergleich zum einfachen SLM bei identischer Auflösung deutlich besser, denn die starke Variation der Phase konnte nur durch das TTP-MMA gut genähert werden. Die WQ des Bildes war in c) selbst bei einer 4-fach geringeren Auflösung des TTP-MMA (bei 4×4 Pixel pro Makropixel) im Vergleich zum einfachen SLM besser.

Zuerst wurde die Umsetzbarkeit der WFS mit einem TTP-MMA geprüft. Dazu wurde ein Objektpunkt und die Bilder aus Abb. 8 in Abständen zwischen $z = -250 \text{ mm}$ und $z = 250 \text{ mm}$ zum SLM dargestellt. Dabei wurde der Einfluss der Anfangsphase und der Auflösung (zusammen mit einer dazu proportionalen Abnahme des Pixelabstandes) auf die Wiedergabe der Intensitätsverteilung in der Objekt-Ebene untersucht.

Die Darstellung eines Objektpunktes gelang problemlos bei allen Abständen und Auflösungen. Ein Beispiel dafür ist in Abb. 16 b) zu sehen.

Auch die Darstellung von ebenen Bildern war in den meisten Fällen erfolgreich. Beispielsweise ist die WQ bei der Darstellung des Bildes Schmetterling in Abb. 11 wiedergegeben.

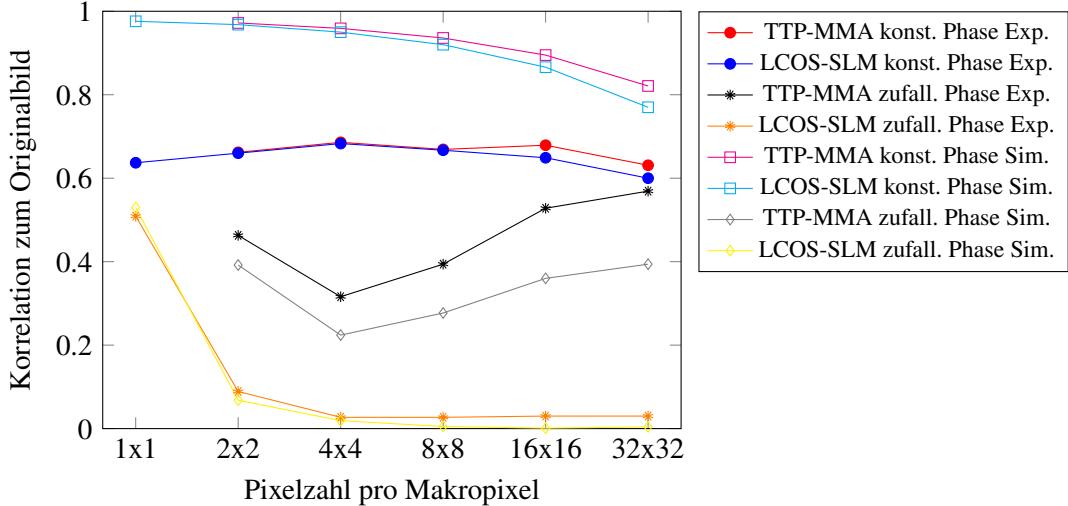


Abb. 11: Korrelation der aufgenommenen (Exp.) und simulierten (Sim.) Intensitäten des WF bei Darstellung des Bildes Schmetterling im Abstand $z = -100$ mm mit einem simulierten TTP-MMA bzw. einem einfachen SLM bei unterschiedlicher Auflösung des SLM. Bei konstanter Anfangsphase änderte sich die Korrelation kaum und nahm anfänglich bei Verringerung der Auflösung und damit zusammenhängender Tiefpassfilterung im Experiment sogar leicht zu. Bei zufälliger Anfangsphase nahm die Korrelation mit abnehmender Auflösung stark ab. Bei Modulation mit einem einfachen SLM war das Bild schon bei 2x2 Pixel pro Makropixel nicht mehr wiederzuerkennen. Bei Modulation mit dem simulierten TTP-MMA verringerten sich mit abnehmender Auflösung die Bilddetails, so dass ein stark tiefpassgefiltertes Bild mit hohem Kontrast übrig blieb. Durch diese Tiefpassfilterung nahm die Korrelation bei stark verringriger Auflösung wieder zu, obwohl die visuelle Qualität des Bildes schlecht war.

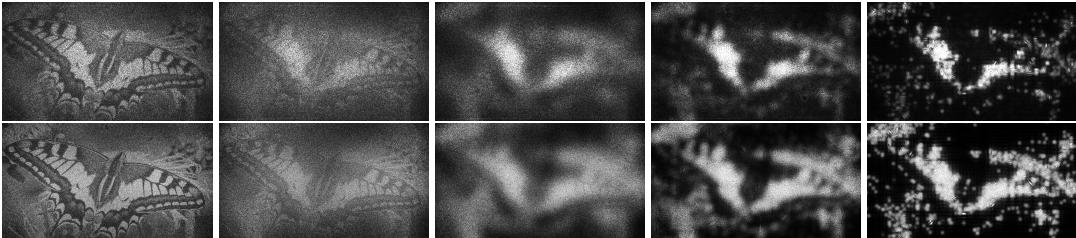


Abb. 12: Aufnahmen des Bildes Schmetterling, welches mit zufälliger Anfangsphase im Abstand $z = -100$ mm mit einem simulierten TTP-MMA und progressiv verringriger Auflösung von links nach rechts (mit 2x2, 4x4, 8x8, 16x16, 32x32 Pixel pro Makropixel) moduliert wurde. Bei hoher Auflösung war das Bild mit vielen Details, jedoch mit geringem Kontrast aufgrund von Speckle-Rauschen zu beobachten. Wurde die Auflösung verringert, so verringerten sich die Details zusammen mit dem Rauschen, bis ein stark tiefpassgefiltertes Bild mit hohem Kontrast übrig blieb. Unten sind die Ergebnisse der numerischen Rekonstruktion zur Bestätigung der experimentellen Beobachtungen abgebildet.

Bei Darstellung eines Bildes mit konstanter Anfangsphase, wie etwa in Abb. 9, verringerte sich die WQ nur gering und ließ sich bei jeder Viertelung der Auflösung kaum unterscheiden. Dabei war die WQ bei Modulation mit einem simulierten TTP-MMA geringfügig besser, als bei Modulation mit einem einfachen SLM. Der Unterschied war sehr gering, weil das WF bei Wahl einer konstanten Anfangsphase überwiegend eine flache Wellenfront besitzt. Dadurch fallen die linearen Phasenrampen bei Modulation mit dem TTP-MMA überwiegend flach aus und tragen kaum zum WF bei. Dies ist an der Phase des WF für die Darstellung des Bildes Schmetterling in Abb. 13 ersichtlich. Dagegen verbessern lineare Phasenrampen die Regression eines WF mit zufälliger Anfangsphase deutlich.

Wird ein Bild mit zufälliger Anfangsphase wiedergegeben, wie etwa in Abb. 10, so variiert die Phase des WF stark. In diesem Fall erzielte die WFS mit einem TTP-MMA eine deutlich bessere WQ im Vergleich zu einem einfachen SLM. Dabei nahm die Korrelation zum Originalbild durch Speckle-Rauschen durchgehend ab. Visuell sah das WF trotzdem ansprechend aus. Wurde die Auflösung des TTP-MMA verringert, so verringerten sich sowohl die Bilddetails als auch das Speckle-Rauschen, bis ein tiefpassgefiltertes Bild mit hohem Kontrast übrig blieb. Diese Beobachtungen können in der aufgenommenen Bildreihe in Abb. 12 nachvollzogen werden und wurden auch numerisch bestätigt.

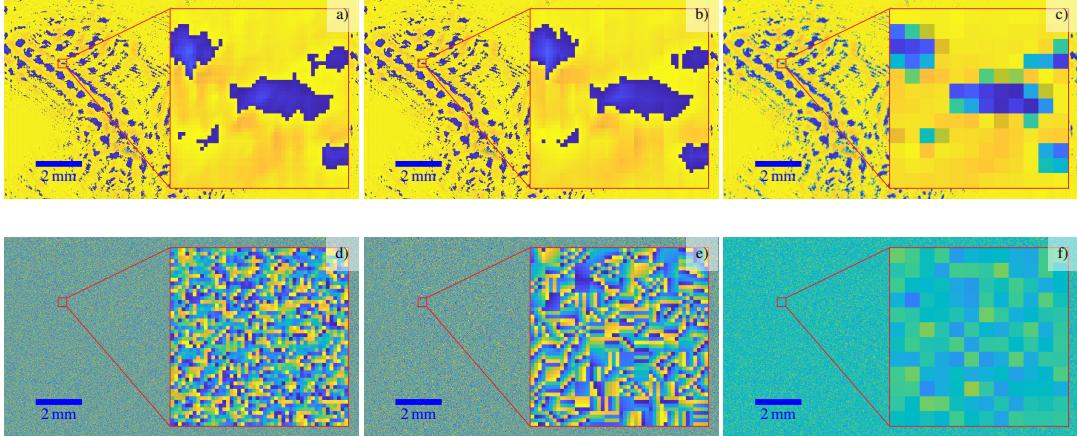


Abb. 13: Das WF in der SLM-Ebene für die Darstellung des Bildes Schmetterling im Abstand $z = -250$ mm mit einer konstanten (oben) bzw. zufälligen Anfangsphase (unten), bei voller Auflösung des SLM in a) & d), einem simulierten TTP-MMA mit 4x4 Pixel pro Makropixel in b) & e) und einem einfachen SLM mit 4x4 Pixel pro Makropixel in c) & f). Bei konstanter Anfangsphase ist das WF sehr flach, so dass es sowohl durch ein TTP-MMA, als auch durch ein SLM geringerer Auflösung gut genähert werden kann. Im Gegensatz dazu fluktuiert das WF bei zufälliger Anfangsphase stark, so dass eine Approximation mit einem TTP-MMA das WF deutlich besser annähert und höhere AW ansteuern kann, als mit einem einfachen SLM.

6.2 Darstellung eines 3D Objekts

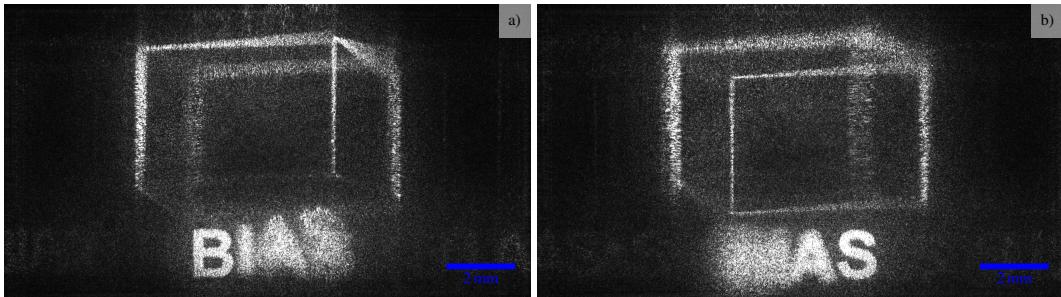


Abb. 14: Aufnahmen der a) vorderen ($z = -80$ mm) und b) hinteren ($z = -100$ mm) Ebene eines 3D Quarders und des Schriftzuges „BIAS“ mit zufälliger Anfangsphase, welche mit einem simulierten TTP-MMA mit 4x4 Pixel pro Makropixel dargestellt wurden. Die Tiefenschärfe eines holographischen Displays ist durch Fokussierung der Kamera in unterschiedliche Tiefen deutlich zu erkennen. Der untere Teil des Quarders fiel dunkler aus, weil ein großer Teil des Lichtes in diesem Bereich nicht zum Quader, sondern zum Schriftzug beitrug. Durch die verringerte Auflösung aufgrund der Regression des WF auf 4x4 Pixel pro Makropixel wurde dieser Effekt im Vergleich zur WFS bei voller Auflösung des LCOS-SLM verstärkt.

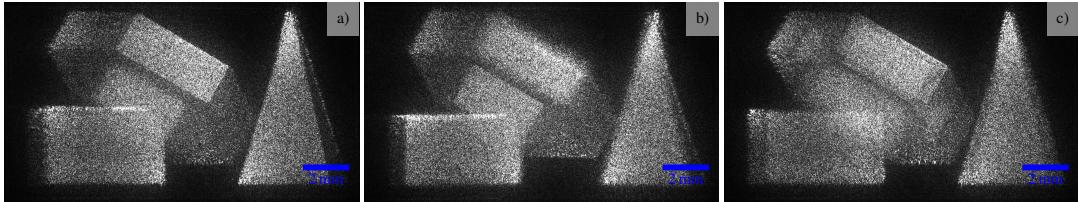


Abb. 15: Aufnahmen einer 3D Szene bestehend aus mehreren Objekten (Quader, Torus, Pyramide), deren WF aus einzelnen Dreiecken gerendert wurde. Die Szene wurde mit halber Frequenzbandbreite des SLM und zufälliger Phase auf einem simulierten TTP-MMA mit 4x4 Pixel pro Makropixel dargestellt. Sie wurde mit der Kamera fokussiert auf eine Ebene im Abstand von $z = -80 \text{ mm}$ in a)/c) bzw. $z = -100 \text{ mm}$ in b) zum SLM aufgenommen. Die Tiefenschärfe konnte durch Fokussierung der Kamera in unterschiedliche Tiefen deutlich beobachtet werden. Okklusion kann aus einem Vergleich des WF mit Berücksichtigung von Okklusion in a)/b) zum WF ohne Okklusion in c) gut nachvollzogen werden.

Mit der WFS können in der Tiefe ausgedehnte Objekte dargestellt werden. Als Beispiel dafür ist in Abb. 14 ein Quader zusammen mit dem Schriftzug „BIAS“ in einer Tiefe von $z = -80 \text{ mm}$ bis $z = -100 \text{ mm}$ mit einem simulierten TTP-MMA dargestellt. Die Buchstaben wurden aus ebenen Bildern in unterschiedlichen Tiefenebenen und die Kanten des Quaders aus Linien im Raum gerendert. Die resultierenden WF wurden nach einer Verringerung der Intensität des Schriftzuges⁹ in der SLM-Ebene addiert und zeitgleich moduliert.

Wurde die Kamera auf eine Ebene fokussiert, so konnte der Teil des Objektes in dieser Ebene scharf beobachtet werden. Dagegen blieben Teile des Objekts in anderen Tiefen unscharf, weil die Wellenfront, die diese Teile des Objekts wiedergab, in einer anderen Tiefe konvergierte. Damit ist gezeigt, dass mit einem TTP-MMA mehrere Objektpunkte in unterschiedlicher Tiefe gleichzeitig dargestellt werden können. Weil jedes WF nach dem huygensschen Prinzip in elementare, sphärische Wellen bzw. in Objektpunkte zerlegt werden kann, kann prinzipiell auch eine beliebige Phasenverteilung im Raum erzeugt werden. Damit ist die Modulation der Phase indirekt nachgewiesen. Außerdem verdeutlicht dies die Anwendung der WFS für den Bau holographischer Displays, welche eine Szene mit Tiefenschärfe darstellen können.

Darüber hinaus kann das WF auch aus einem Satz von Dreiecken gerendert werden. Werden die Dreiecke mit konstanter Anfangsphase im Raum dargestellt [84], so bildet die Fläche des Dreiecks eine ebene Welle, welche entlang der Flächennormalen des Dreiecks propagiert und bei Neigung des Dreiecks von der optischen Achse wegschert. Die Hauptausbreitungsrichtung dieser ebenen Welle kann angepasst werden [85], damit sie vom Beobachter auf der optischen Achse erkennbar ist. Dabei werden die Betrachtungswinkel trotzdem eingeschränkt sein. Diese können durch Faltung des WF mit einer beliebigen Spektralverteilung erweitert werden.

Aufnahmen einer Szene mit mehreren 3D Objekten, welche aus Dreiecken gerendert wurden, sind in Abb. 15 dargestellt. Dabei wurde eine Spektralverteilung von halber Frequenzbandbreite des SLM mit zufälliger Phase verwendet. Bei voller Frequenzbandbreite nahm die WQ der Szene bei Regression des WF auf Makropixel des TTP-MMA stark ab, weswegen die Frequenzbandbreite verringert wurde. Dieser Ansatz ist ähnlich zur Wahl einer zufälligen Anfangsphase an jedem zweiten Pixel und Interpolation der Phase dazwischen.

⁹Die Intensität des Schriftzuges wurde verringert, weil es im Vergleich zum Quader eine höhere Intensität besaß.

Dadurch verringert sich die Variation der Phase des WF, so dass die Phase durch Makropixel deutlich besser angenähert werden kann.

Theoretisch kann auf diese Weise eine Szene mit Okklusion und Parallaxe dargestellt werden. Die Okklusion der Objekte kann z.B. an der Okklusion des Torus durch den Quader in Abb. 15 spärlich nachvollzogen werden. Ein Vergleich zur Darstellung der Szene ohne Okklusion bestätigt die Okklusion hingegen deutlich. Bei Darstellung der Szene ohne Okklusion erschien jedes Dreieck als selbstleuchtendes Objekt, welches Licht der dahinterliegenden Dreiecke hindurchließ. Dadurch waren Regionen mit mehreren, hintereinanderliegenden Dreiecken ohne Okklusion deutlich heller. Mit Okklusion hatten alle Objekte eine einheitliche Intensität, weil die okkludierten Flächen nicht durch die sichtbaren Flächen hindurchleuchteten.

Die Parallaxe wurde nicht untersucht, denn für einen zuverlässigen Nachweis der Parallaxe sind SLM mit hohen AW erforderlich.

6.3 Abstrahlwinkel eines TTP-MMA

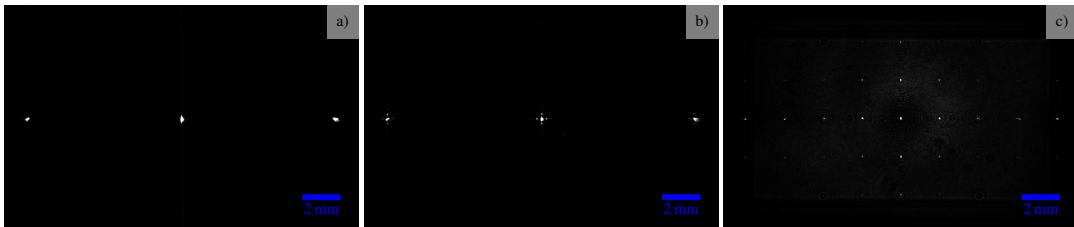


Abb. 16: Eine überbelichtete Aufnahmen eines Objektpunktes, welcher im Abstand $z = -100$ mm mit dem SLM bei voller Auflösung in a), einem simulierten TTP-MMA mit 32x32 Pixel pro Makropixel in b) und einem einfachen SLM mit 4x4 Pixel pro Makropixel in c) moduliert wurde. Das WF war bei Modulation mit einem TTP-MMA im Vergleich zum LCOS-SLM bei voller Auflösung fast identisch. Die Doppelbilder durch Aliasing traten in beiden Fällen weit voneinander weg auf. Dagegen hatten Doppelbilder bei der WFS mit einem einfachen SLM geringerer Auflösung in c) einen viermal geringeren Abstand zueinander, was auf verringerte AW schließen lässt. In b) sind die Nebenmaxima der Sinc-Umhüllenden bei Überbelichtung der Aufnahme aufgrund der großen Pixelgröße des TTP-MMA erkennbar.

Bei der Untersuchung der AW konnte ein Objektpunkt mit einem TTP-MMA geringer Auflösung genauso gut, wie mit einem hochauflösenden SLM dargestellt werden. Der Abstand der Aliasing-Doppelbilder blieb selbst bei einem Pixelabstand der Makropixel von $256 \mu\text{m}$ unverändert. Somit beschränkt nicht der Pixelabstand, sondern die maximalen Neigungswinkel der Mikrospiegel den AW eines TTP-MMA. Einziger Nachteil der WFS eines Objektpunktes mit einem TTP-MMA mit großen Pixelabständen war die stärker ausgeprägte Sinc-Umhüllende um den dargestellten Objektpunkt. Die Nebenmaxima der Sinc-Umhüllenden lagen mit zunehmendem Pixelabstand näher am Objektpunkt und nahmen an Intensität zu. Sie waren nur bei einer überbelichteter Aufnahme zu erkennen, wie etwa in Abb. 16 b) zu erkennen ist.

Dagegen traten bei der WFS mit einem niedrigauflösenden SLM Doppelbilder durch Aliasing schon in geringen Abständen zueinander auf. Ohne Antialiasing waren so viele Doppelbilder des Objektpunktes zu sehen. Das liegt an den geringen AW eines SLM bei einem großen Pixelabstand.

Zum Nachweis abnehmender AW des LCOS-SLM wurde der Abstand zwischen den Doppelbildern bei Darstellung des Objektpunktes im Abstand $z = -100$ mm gemessen.

Die Ergebnisse sind zusammen mit den daraus berechneten und den theoretischen AW in Tabelle 1 wiedergegeben. Die Messungen stimmen hervorragend mit der Theorie überein.

Das Ergebnis ist, dass ein TTP-MMA unabhängig vom Pixelabstand hohe AW ansteuern kann, wohingegen die AW eines SLM mit zunehmendem Pixelabstand abnehmen.

Pixelzahl pro Makropixel	$1 \times 1 (p = 8 \mu\text{m})$	$2 \times 2 (p = 16 \mu\text{m})$	$4 \times 4 (p = 32 \mu\text{m})$	$8 \times 8 (p = 64 \mu\text{m})$
Abstand zum Doppelbild	$(8.1 \pm 0.1) \text{ mm}$	$(4.03 \pm 0.05) \text{ mm}$	$(2.02 \pm 0.05) \text{ mm}$	$(1.01 \pm 0.05) \text{ mm}$
berechnete AW	$(2.32 \pm 0.03)^\circ$	$(1.15 \pm 0.02)^\circ$	$(0.58 \pm 0.02)^\circ$	$(0.29 \pm 0.01)^\circ$
theoretische AW	2.285°	1.142°	0.571°	0.286°

Tab. 1: Wiedergegeben sind die Abstände zwischen den durch Aliasing entstandenen Doppelbildern bei Darstellung eines Objektpunktes mit einem einfachen SLM. Die Abstände nehmen mit einem verringerten Pixelabstand ab. Daraus wurden die AW des SLM bestimmt. Zum Vergleich sind auch die theoretisch erwarteten AW angegeben.

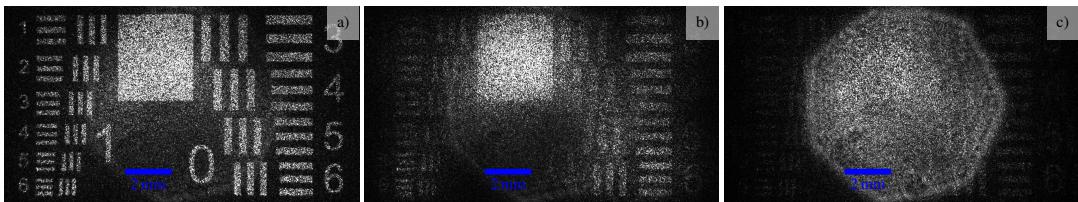


Abb. 17: Das Bild USAF-Chart wurde im Abstand $z = -100 \text{ mm}$ mit einem simulierten TTP-MMA mit 2×2 Pixel pro Makropixel in a), 4×4 Pixel pro Makropixel in b) und einem einfachen SLM mit 2×2 Pixel pro Makropixel in c) dargestellt. Die Aufnahme erfolgte durch eine stark geschlossene Blende. Bei der Modulation mit einem TTP-MMA fielen die AW im Vergleich zum einfachen SLM höher aus, so dass ein größerer Teil des WF durch die Blende erkennbar war. Bei Verringerung der Auflösung des TTP-MMA fiel der Kontrast drastisch.

Für die Untersuchung der AW bei Darstellung eines räumlich ausgedehnten Objektes (d.h. eines Bildes) wurde das WF mit zufälliger Anfangsphase moduliert und mit einer Kamera mit stark geschlossener Blende ($f/8$) aufgenommen.

Bei Darstellung des Bildes mit einer konstanten Anfangsphase wird eine Wellenfront mit Ausbreitungsrichtung überwiegend parallel zur optischen Achse erzeugt. In diesem Fall konnte Licht nur aus der direkt hinter der Blende liegenden Bildfläche wahrgenommen werden. Bei zufälliger Anfangsphase und dadurch zunehmenden AW kann auch Licht weiter außen befindlicher Objektpunkte durch die Blende beobachtet werden. Bei größeren AW des Modulators kann auch eine größere Fläche beobachtet werden. In Abb. 17 wird die Aufnahme des WF durch die Blende mit zufälliger Anfangsphase mit einem simulierten TTP-MMA zu einem einfachen SLM verglichen. Bei Modulation mit dem TTP-MMA war das gesamte Bild trotz Blende erkennbar. Im Vergleich dazu war nur ein Teil des Bildes mit sehr geringem Kontrast bei Modulation mit dem einfachen SLM durch die Blende zu sehen. Somit kann dass TTP-MMA im Vergleich zum einfachen SLM das WF besser approximieren und Licht in höhere AW beugen. Dies bestätigt die Tatsache, dass die AW eines TTP-MMA nicht durch den Pixelabstand, sondern durch die ansteuerbaren Neigungswinkel beschränkt sind.

Theoretisch können die AW durch Berechnung des Lichtfeldes untersucht werden. Die Lichtfelder der zuvor aufgenommenen WF sind in Abb. 18 dargestellt. Auch an dem Lichtfeld ist zu erkennen, dass ein TTP-MMA ein großes Frequenzspektrum und insbesondere höhere AW ansteuern kann. Dagegen beugt ein einfaches SLM geringer Auflösung das Licht hauptsächlich nur in Richtung der optischen Achse und besitzt nur geringe AW.

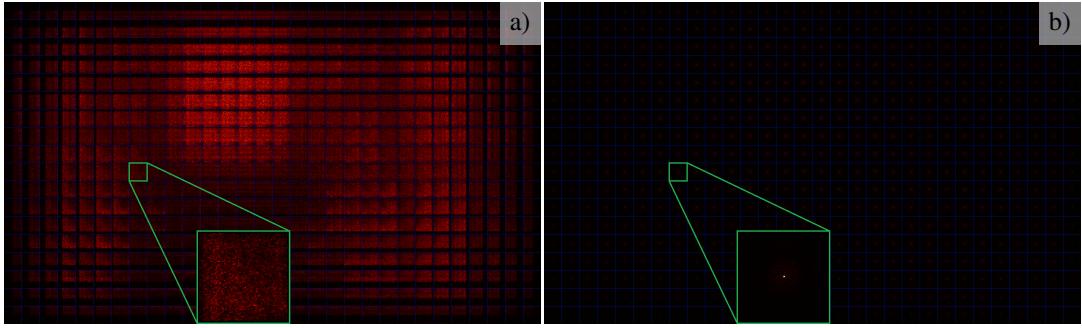


Abb. 18: Lichtfeld für die Darstellung des Bildes USAF-Chart mit zufälliger Anfangsphase und 4x4 Pixel pro Makropixel im Abstand $z = -100$ mm mit einem simulierten TTP-MMA in a) und einem einfachen SLM in b). Das Lichtfeld wurde in der Objekt-Ebene mit der STFT auf Fenster der Größe $0,512 \times 0,512$ mm ohne Überlappung zwischen den Fenstern berechnet. Jedes Fenster ist durch einen blauen Rahmen von seinen Nachbarn abgegrenzt. Innerhalb des Fensters variieren die Frequenzen zwischen $-250 \text{ } 1/\text{mm}$ und $248 \text{ } 1/\text{mm}$, was einem Winkelbereich von $-9,2^\circ$ bis $9,1^\circ$ entspricht. Beispielsweise wurde ein Fenster vergrößert dargestellt, um das Frequenzspektrum des WF an diesem Ort genauer zu betrachten. Daran ist zu erkennen, dass bei Modulation mit einem TTP-MMA eine große Bandbreite an AW angesteuert wird, inklusive hoher AW. Dies ist an der großen Ausdehnung des Frequenzspektrums zu erkennen. Dagegen hat das Lichtfeld bei Modulation mit einem einfachen SLM ein deutliches Maximum für einen AW von 0° und einen schnellen Abfall des Frequenzspektrums für höhere AW.

6.4 Auswirkungen von Amplitudenmodulation auf die Wiedergabequalität



Abb. 19: Das Bild Schmetterling dargestellt mit konstanter Anfangsphase im Abstand $z = -100$ mm mit 4x4 Pixel pro Makropixel auf einem simulierten TTP-MMA mit a) voller Amplitudenmodulation und b) binärer Amplitudenmodulation bei einer Amplitudenschwelle von 40% und c) ohne Amplitudenmodulation. Ohne Amplitudenmodulation waren nur Kanten des Bildes erkennbar und mit binärer Amplitudenmodulation konnte ein kontrastreiches Bild, aber keine realitätsgereuen Grauwerte wiedergegeben werden. Mit vollständiger Amplitudenmodulation wurden die besten Ergebnisse erzielt.

Als nächstes wurde der Einfluss von Amplitudenmodulation auf die WQ untersucht. Ein Vergleich der Intensität des WF bei Verwendung von 8-bit diskreter, binärer und ohne Amplitudenmodulation kann in Abb. 19 gemacht werden.

Bei zufälliger Anfangsphase verbesserte Amplitudenmodulation in einer numerischen Simulation die WQ nur geringfügig. In der Praxis verschwand dieser Vorteil vollständig. Dies liegt wahrscheinlich an den Ungenauigkeiten bei der lateralen Justage der beiden SLM zueinander, so dass die Amplituden- und Phasenmodulation nicht exakt aufeinander abgestimmt war. Somit kann in der Praxis bei der holographischen Darstellung eines Bildes mit zufälliger Anfangsphase auf Amplitudenmodulation verzichtet werden. Die WQ der Intensitäten ist für diese Untersuchung in Abb. 21 dargestellt.

Wird ein Bild mit konstanter Anfangsphase dargestellt, so war eine vollständige (8bit diskrete) Amplitudenmodulation für eine hohe WQ wichtig. Wurde auf Amplitudenmodulation verzichtet, so wurden Kanten und Punkte der Intensität überbeleuchtet, ebene Flächen und langsame Änderungen der Intensität hingegen nicht realitätsgerecht wiedergegeben.

Eine binäre Amplitudenmodulation verstärkte den Kontrast zwischen hellen und dunklen Regionen des Bildes, konnte jedoch die Grauwerte des Bildes nicht wiedergeben.

Die WQ bei binärer Amplitudenmodulation zur Darstellung des Bildes Schmetterling ist in Abb. 22 wiedergegeben. Die optimale Schwelle für die binäre Amplitudenmodulation betrug abhängig vom dargestellten Bild etwa 30% bis 50% der maximalen Amplitude. Eine niedrigere Schwelle verbessert die optische Effizienz, eine höhere Schwelle den Kontrast zwischen hellen und dunklen Flächen. Dies kann auch an der Bildreihe in Abb. 20 gut nachvollzogen werden.



Abb. 20: Das Bild Schmetterling dargestellt mit konstanter Anfangsphase im Abstand $z = -100$ mm mit 4x4 Pixel pro Makropixel auf einem simulierten TTP-MMA mit binärer Amplitudenmodulation. Von links nach rechts nimmt die Schwelle für die Amplitudenmodulation von 20% bis hin zu 60% der maximalen Amplitude zu. Dies erhöhte den Kontrast, verringerte aber die optische Effizienz der WFS. Grauwerte konnten dabei nicht wiedergegeben werden.

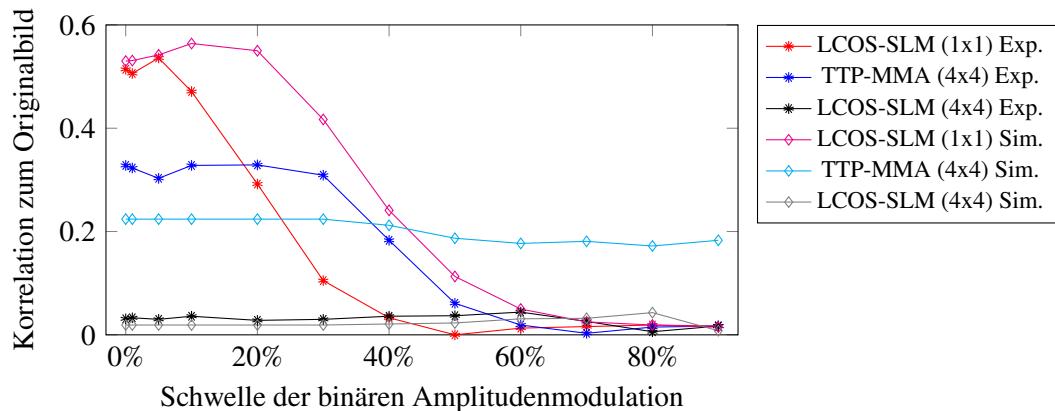


Abb. 21: Korrelation der aufgenommenen Intensitäten des WF bei Darstellung des Bildes Schmetterling im Abstand $z = -100$ mm mit zufälliger Anfangsphase und binärer Amplitudenmodulation. Die binäre Amplitudenmodulation brachte keine nennenswerten Vorteile im Vergleich zur Modulation des WF ohne Amplitudenmodulation (Werte bei einer Schwelle von 0%). Mit voller Amplitudenmodulation wird in der numerischen Simulation eine leicht bessere oder ähnliche Korrelation von 0,667 bei voller Auflösung, 0,237 für ein TTP-MMA bzw. 0,026 für ein SLM mit 4x4 Pixel pro Makropixel erreicht. In der Praxis fiel die Korrelation bei vollständiger Amplitudenmodulation auf 0,443 , 0,304 bzw. 0,064. Somit brachte Amplitudenmodulation keine Vorteile für die Darstellung der Bilder mit zufälliger Anfangsphase. Die Anzahl an Pixeln pro Makropixel ist in der Legende in Klammern angegeben.

Neben konstanter und zufälliger Anfangsphase kann auch eine an jedem zweiten Pixel zufällige Anfangsphase gewählt werden, wobei die Werte dazwischen interpoliert werden. Die Aufnahme eines WF mit einer solchen Anfangsphase ist im Vergleich zu den zuvor behandelten Fällen in Abb. 23 wiedergegeben.

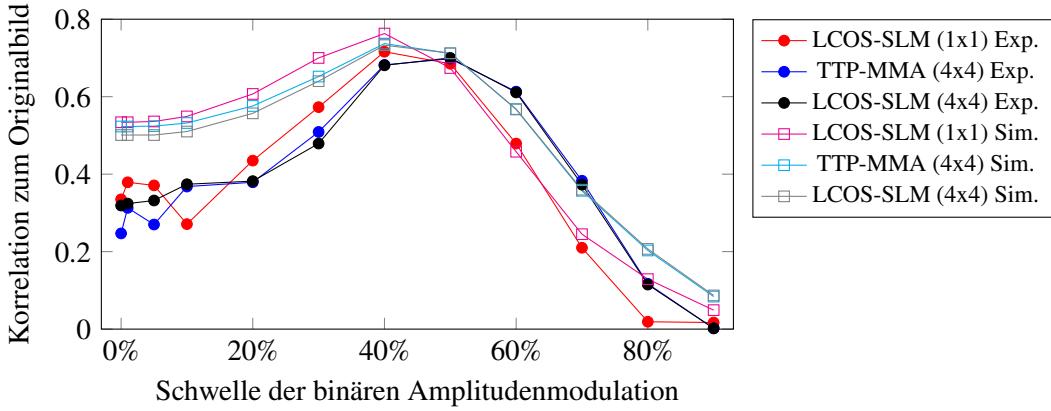


Abb. 22: Korrelation der aufgenommenen Intensitäten des WF bei Darstellung des Bildes Schmetterling im Abstand $z = -100$ mm mit konstanter Anfangsphase und binärer Amplitudenmodulation. Die binäre Amplitudenmodulation erzeugte die besten Ergebnisse bei einem Schwellwert von ca. 40% der maximalen Amplitude. Mit vollständiger Amplitudenmodulation wurde jedoch eine deutlich bessere WQ erreicht. Auch sahen die Aufnahmen mit vollständiger Amplitudenmodulation visuell besser aus. Theoretisch betrug die WQ bei vollständiger Amplitudenmodulation 0,976 bei voller Auflösung, 0,959 für ein simuliertes TTP-MMA bzw. 0,950 für ein einfaches SLM mit 4x4 Pixel pro Makropixel. In der Praxis wurden geringere Werte von 0,657, 0,688 und 0,663 gemessen. Die Anzahl an Pixeln pro Makropixel ist in der Legende in Klammern angegeben.

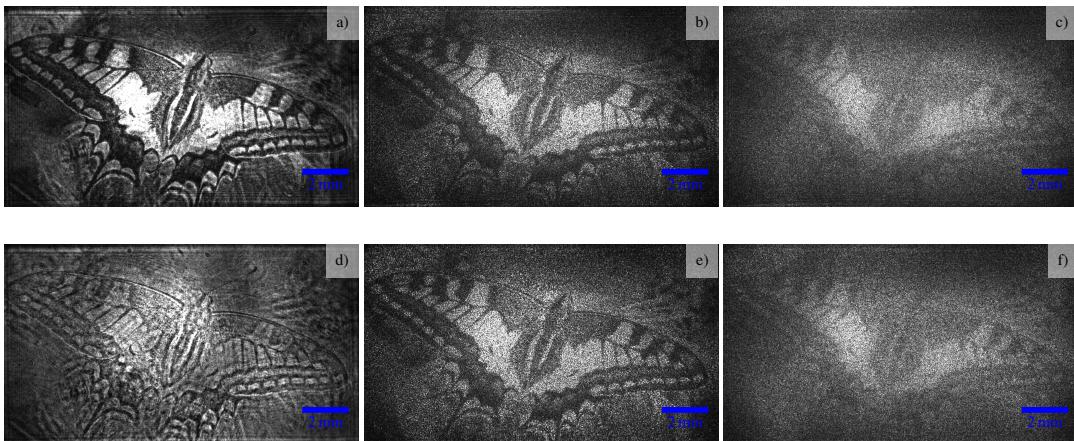


Abb. 23: Das Bild Schmetterling wurde im Abstand $z = -100$ mm mit a) & d) konstanter, c) & f) zufälliger und b) & e) an jedem zweitem Pixel mit zufälliger und dazwischen interpolierter Anfangsphase dargestellt. Bei der WFS wurde in a)-c) sowohl die Phase als auch die Amplitude moduliert und in d)-f) nur die Phase. Die Modulation erfolgte mit einem simulierten TTP-MMA mit 4x4 Pixel pro Makropixel. Bei konstanter Anfangsphase war Amplitudenmodulation für eine gute WQ notwendig. Bei zufälliger Anfangsphase brachte Amplitudenmodulation keinen Vorteil, jedoch trat starkes Speckle-Rauschen auf. Eine zufällige Anfangsphase an jedem zweiten Pixel und Interpolation dazwischen erzielte eine bessere WQ, als mit zufälliger Anfangsphase, wobei auch in diesem Fall Amplitudenmodulation keinen Vorteil hat, so dass darauf verzichtet werden kann.

Durch diese Wahl der Anfangsphase wird Speckle-Rauschen im Vergleich zur zufälligen Anfangsphase verringert, so dass das Bild visuell besser aussieht. Auch in diesem Fall hat das Weglassen von Amplitudenmodulation einen vernachlässigbaren Einfluss auf die WQ. Somit scheint dieser Ansatz optimal für die WFS zur Darstellung einer Intensitätsverteilung mit reiner Phasenmodulation zu sein.

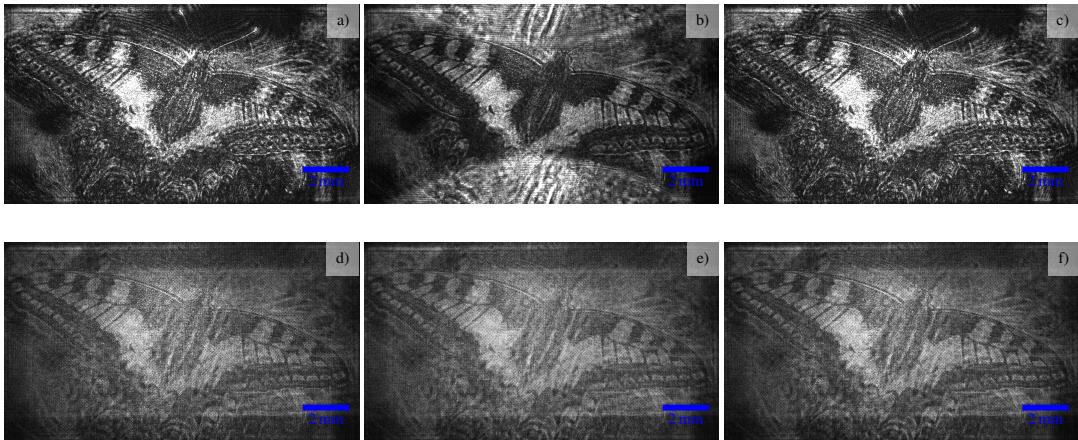


Abb. 24: Das Bild Schmetterling wurde im Abstand $z = -100$ mm mit konstanter Anfangsphase und reiner Phasenmodulation dargestellt. Oben wurde das WF mit dem SLM bei voller Auflösung und unten mit einem simulierten TTP-MMA mit 4x4 Pixel pro Makropixel moduliert. Die Amplitudenmodulation wurde indirekt mit Hilfe von „error diffusion“ in a) & d), „double phase coding“ in b) & e) und „single phase coding“ in c) & f) realisiert. Dabei wurden diese Methoden nach der Regression des WF auf Makropixel angewendet. Die drei Ansätze erzielten bei voller Auflösung des SLM visuell ansprechende Ergebnisse. Bei verringriger Auflösung nahm die WQ jedoch deutlich ab, insbesondere der Kontrast der Bilder. Trotzdem ist eine Modulation der Amplitude zu erkennen.

Darüber hinaus wurden alternative Methoden für eine indirekte Amplitudenmodulation getestet. Die zugehörigen Aufnahmen des WF sind in Abb. 24 dargestellt. Bei voller Auflösung des SLM erzielte „double phase coding“ die beste WQ, wobei auch die anderen Methoden, „error diffusion“ und „single phase coding“, die Amplitude modulieren konnten. Ein Nachteil von „double phase coding“ waren die Aliasing-Kopien in Richtung der Kodierung der Amplitude (hier in vertikaler Richtung), welche in einem zweimal geringeren Abstand als gewöhnlich auftraten. Diese überlagerten das Bild von oben und unten mit hellen Artefakten. Sie konnten allerdings durch 4f-Filterung entfernt werden.

Bei indirekten Amplitudenmodulation für die WFS mit einem TTP-MMA niedriger Auflösung nahm die WQ deutlich ab. Wird die Amplitude vor der Regression auf Mikrospiegel kodiert, so ist die Auflösung der Kodierung der Amplitude hoch. Dabei erzeugt die indirekte Amplitudenmodulation große Unterschiede in der Phase benachbarter Pixel, womit Licht benachbarter Pixel interferiert und die Amplitude wiedergibt. Bei der nachträglichen Regression der Phase auf Mikrospiegel geht die Kodierung der Amplitude jedoch verloren.

Somit muss die Kodierung der Amplitude nach der Regression ausgeführt werden. Dies verringert die Auflösung der Kodierung auf die Auflösung des verwendeten TTP-MMA. Bei einer verringerten Auflösung und größeren Pixelabständen erzeugt die Interferenz benachbarter Pixel eine schlechtere Amplitudenmodulation und Aliasing tritt in geringeren Abständen auf. Dadurch nahm der Kontrast der WF bei indirekter Amplitudenmodulation in Abb. 24 d-f) mit allen Methoden drastisch ab.

Somit kann eine indirekte Amplitudenmodulation zur Darstellung einer Intensitätsverteilung mit konstanter Anfangsphase eine gute Alternative zur echten Amplitudenmodulation sein. Dadurch kann der Aufbau für die WFS vereinfacht werden. Allerdings muss das SLM dazu eine hinreichend hohe Auflösung besitzen. Der Einfluss von Pixelabständen und Auflösung auf die indirekte Amplitudenmodulation wurden in dieser Arbeit nicht separat untersucht.

6.5 Fehler durch Singularitäten



Abb. 25: Zur Untersuchung von Singularitäten wurde ein verkleinertes Bild des Piraten mit einer Größe von 2×2 mm und zufälliger Anfangsphase mit voller Auflösung des SLM in a) bzw. mit einem simulierten TTP-MMA mit 4×4 Pixel pro Makropixel in b)/c) im Abstand von $z = -100$ mm dargestellt. Bei der WFS in a)/b) sind Singularitäten vorhanden, wohingegen diese in c) entfernt wurden. Die WQ war aufgrund eines kleinen Bildes und durch Speckle-Rauschen gering. In b) und c) ist der Pirat vergrößert wiedergegeben, um einen Vergleich des WF mit bzw. ohne Singularitäten zu machen. Im Rahmen der Erkennbarkeit kann jedoch kein Unterschied wahrgenommen werden, womit die Singularitäten vernachlässigbar sind.

Schließlich wurde der Einfluss von Singularitäten des WF auf die WQ untersucht. Dazu wurde das Bild Pirat auf einem Fenster der Breite $2,05 \times 2,05$ mm mit zufälliger Anfangsphase dargestellt. Dabei wurde das WF sowohl direkt, als auch nach Entfernung der Singularitäten moduliert und aufgenommen. Die Singularitäten wurden entfernt, indem Regionen des WF unterhalb einer Amplitudenschwelle von 1% der maximalen Amplitude in der SLM-Ebene auf Null gesetzt wurden. Anschließend wurde das WF auf Makropixel regressiert. Das WF wurde in Tiefen $z = -250$ mm, -100 mm, 100 mm, 250 mm, mit 2×2 , 4×4 , 8×8 , 16×16 , 32×32 Pixel pro Makropixel, mit und ohne Amplitudenmodulation dargestellt. In allen Fällen betrug die Korrelation zwischen dem WF mit bzw. ohne Berücksichtigung der Singularitäten höher als 0,96. Die Korrelation bei Modulation des WF mit Amplitudenmodulation ist in Tabelle 2 angegeben. Somit haben die Singularitäten einen vernachlässigbaren Einfluss auf die Intensität des WF in der Objekt-Ebene. Dies entspricht der Theorie, weil das WF an den Singularitäten eine Amplitude von Null besitzt. Somit tragen die Singularitäten nicht zum WF bei und sind vernachlässigbar. Auch die numerischen Untersuchungen ergaben ein Korrelationen von 0,96 oder besser bei Regression mit bzw. ohne Berücksichtigung der Singularitäten.

Anzumerken ist dabei, dass das dargestellte Bild Pirat eine geringe Größe und Auflösung besaß, wie es in Abb. 25 a) aufgenommen ist. Die geringe Größe in Kombination mit zufälliger Anfangsphase erzeugte ein Specklefeld mit vielen Singularitäten in der SLM-Ebene. Jedoch hat die Korrelation durch die kleine Größe des Bildes und Speckle-Rauschen eine geringe Aussagekraft. Allerdings lag sie bei allen Messungen so hoch, dass daraus eine Vernachlässigbarkeit der Singularitäten geschlossen werden kann.

Abstand z in mm \ Pixelzahl pro Makropixel	1x1	2x2	4x4	8x8	16x16	32x32
-250	0,998	0,998	0,999	0,999	0,988	0,966
-100	0,980	0,977	0,991	0,997	0,998	0,995
100	0,971	0,970	0,978	0,990	0,995	0,993
250	0,993	0,995	0,994	0,994	0,995	0,991

Tab. 2: Das WF zu Darstellung des Bildes Pirat wurde bei Variation von Auflösung und Tiefe nebenen durch ein simuliertes TTP-MMA moduliert. Wiedergegeben ist die Korrelation der Aufnahme des WF mit Singularitäten zur Aufnahme des WF ohne Singularitäten.

7 Ausblicke

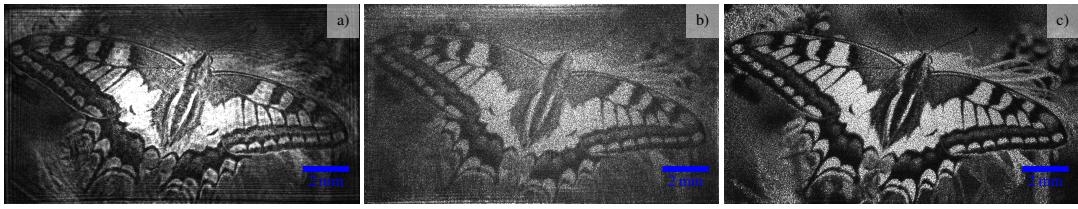


Abb. 26: Das Bild Schmetterling dargestellt im Abstand $z = -100$ mm mit voller Auflösung des SLM. In a) wurde eine konstante Anfangsphase mit Amplitudenmodulation und in b) eine zufällige Anfangsphase ohne Amplitudenmodulation verwendet. In c) konnte mit Hilfe von WG die Wiedergabe der Intensität optimiert werden, wodurch im Gegensatz zu a) auf eine Amplitudenmodulation bei der Wiedergabe des WF verzichtet werden konnte und zugleich Speckle-Rauschen verringert wurde.



Abb. 27: Das Bild Schmetterling dargestellt im Abstand $z = -100$ mm mit einem simulierten TTP-MMA mit 4x4 Pixel pro Makropixel. In a) wurde GSA und in b) WG verwendet, um das WF für die Darstellung der Intensität mit einem simulierten TTP-MMA zu optimieren. In c) wurde das WF mit WG für die Darstellung mit einem einfachen SLM mit 4x4 Pixel pro Makropixel optimiert. Durch iterative Optimierung konnte eine gute WQ erzielt werden, wobei auf Amplitudenmodulation verzichtet werden konnte.

In diesem Abschnitt werden Vorschläge für weitere Untersuchungen zur Optimierung der WFS aufgeführt. Es wurde zuvor gezeigt, dass die WFS mit einem TTP-MMA erfolgreich umgesetzt werden kann. Dabei kann es größere AW, als ein einfaches SLM ansteuern. Allerdings sind TTP-MMA aktuell noch in einer frühen Phase ihrer Entwicklung. Es besteht noch ein großer Forschungsbedarf, um TTP-MMA mit hoher Auflösung, großen Neigungswinkeln der Mikrospiegel und einer sauberen Ansteuerung der Kolbenbewegung (entkoppelt von der Neigung der Mikrospiegel) zu entwickeln.

Für den Bau holographischer Displays sind sowohl eine hohe WQ der Intensität, als auch große AW des WF wichtig. Dabei ist die Wahl der Anfangsphase auf der Oberfläche des dargestellten Objekts sehr wichtig. Eine konstante bzw. zufällige Anfangsphase sind zwei Extremfälle mit deutlichen Nachteilen. Eine Anfangsphase geringer Variation (zufällige Phase an jedem zweiten Pixel und Interpolation dazwischen) stellt einen guten Kompromiss zwischen guter WQ und größeren AW dar und macht zugleich Amplitudenmodulation überflüssig. Eine genaue Untersuchung der AW bei dieser Phasenwahl wäre sinnvoll. Außerdem könnten andere Anfangsphasen getestet werden (unterschiedlich starke Variation der Phase, pseudozufällige Phase), welche potentiell bessere Ergebnisse erzielen könnten.

Möglicherweise kann das dargestellte Objekt in Primitive (Punkte, Linien, Dreiecke, etc.) zerlegt werden, welche einzeln mit höherer WQ wiedergegeben werden können und durch zeitliches Multiplexing das gesamte Objekt darstellen. Auf diese Weise könnte die WQ des gesamten Objekts verbessert werden und die hohe Ansteuerungsfrequenz des TTP-MMA sinnvoll genutzt werden.

Die Wiedergabe einer Intensitätsverteilung kann durch iterative Optimierung weiter verbessert werden. Zum Beispiel wurde in Abb. 26 das Bild Schmetterling neben direkter Rekonstruktion mit konstanter und zufälliger Anfangsphase auch nach Optimierung mit WG auf dem LCOS-SLM mit voller Auflösung moduliert. Durch die iterative Optimierung konnte die visuelle Qualität deutlich verbessert und auf Amplitudenmodulation verzichtet werden. Gemäß Abb. 27 kann iterative Optimierung mit WG oder GSA auch zur WFS mit einem TTP-MMA oder einem einfachen SLM geringer Auflösung erfolgreich angewendet werden. Dabei konvergierten die Koeffizienten der linearen Phasenrampen nur langsam, denn sie verändern das WF selbst bei geringen Änderungen stark. Dies könnte mit einer anfänglichen Optimierung für ein einfaches SLM und anschließender Regression auf das TTP-MMA als Startwert der Optimierung gelöst werden. Alternativ könnten die Freiheitsgrade der linearen Phasenrampen zur Erhöhung der AW oder indirekten Amplitudenmodulation¹⁰ genutzt werden und nur der Phasenversatz der Mikrospiegel optimiert werden.

In einer zukünftigen Untersuchung könnte die Auswirkung der Optimierung auf die WQ des gesamten WF statt nur der Intensität untersucht werden und Methoden für eine optimale Rekonstruktion von Amplitude und Phase durch reine Phasenmodulation entwickelt werden.

Eine mögliche Weiterentwicklung des Konzepts funktionaler Pixel wäre ein SLM zur Modulation der Phase mit Polynomen höherer Ordnungen, ähnlich einem deformierbaren Spiegel[66]. Dies könnte eine bessere Regression des WF erreichen. Dabei werden die Neigungswinkel voraussichtlich geringer ausfallen, weil sie durch die Verformung der spiegelnden Membran begrenzt sein werden und die Verkippung nicht mehr vereinfacht über Torsion oder Scharnier realisiert werden kann.

Darüber hinaus könnte die Basis der Regression für eine Kompression des WF genutzt werden, um die Systemanforderungen zum Speichern und Übertragen von Hologrammen zu senken.

Die Modulation des WF in einer für die Holografie spezifischen Basis wäre optimal. Ein TTP-MMA moduliert mit jedem Pixel nur die am stärksten ausgeprägte Frequenz des WF in der SLM-Ebene. Somit wird nicht die gesamte Bandbreite angesteuert, sondern eine dünnbesetzte Näherung des WF rekonstruiert, bestehend aus einer linearen Phasenrampe und einem konstanten Phasenversatz an jedem Pixel. Diese Basis ist nicht optimal, ist aber mit dem TTP-MMA realisierbar. Fresnelets sind eine bessere Wahl für eine dünnbesetzte Basis [86], allerdings sind diese nicht direkt auf einem SLM darstellbar. Fourierholographie könnte ein Kompromiss zu Verbesserung der dünnen Besetzung sein. Allerdings entsteht dadurch der Nachteil, dass eine große Linse hinter dem SLM benötigt wird und ein ausgeprägtes Intensitätsmaximum auf optischer Achse auftritt. Außerdem wird durch Fourierholographie ein in der Tiefe begrenztes Beobachtungsfenster des WF erzeugt, weswegen sie sich nur für Heads-Up-Displays eignet [11] [87].

Die Entwicklung eines Modulators, welches das WF nicht pixelweise moduliert, sondern weit ausgedehnte Wavelets wiedergibt könnte die Pixelzahl zur Modulation des WF deutlich reduzieren. Ein fiktiver Vorschlag wäre eine Membran, welche lokal zur Schwingung angeregt werden könnte, wobei jede Schwingung eine sphärische Welle im Raum wiedergeben soll.

¹⁰Linearen Phasenrampen könnten zur indirekten Amplitudenmodulation verwendet werden, in dem sie Licht in helle Regionen des WF lenken.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde die Verwendung eines TTP-MMA zur WFS für die Darstellung einer Intensitätsverteilung im Raum untersucht. Dabei konnte die erste Hypothese bestätigt werden:

H1: Durch Modulation der Phase des WF um einen linearen Term können die AW sowohl für die Rekonstruktion einzelner Objektpunkte als auch ausgedehnter Wellenfelder erweitert werden.

Bei der Darstellung eines Objektpunktes wurde nachgewiesen, dass die AW eines TTP-MMA bei Verringerung der Auflösung nicht abnehmen, was sich in einem unveränderten Abstand der Doppelbilder durch Aliasing äußert. Wurde die Phase mit einem einfachen SLM niedriger Auflösung moduliert, so nahmen die AW des Modulators hingegen deutlich ab.

Bei Darstellung eines ebenen Bildes im Raum war bei Modulation mit einem simulierten TTP-MMA eine deutlich größere Fläche durch eine stark geschlossene Blende beobachtbar, als bei Modulation mit einem einfachen SLM gleicher Auflösung. Daraus kann ebenfalls auf höhere AW bei Modulation mit einem TTP-MMA geschlossen werden.

Allerdings hat ein TTP-MMA im Vergleich zu einfachen SLM nur einen Vorteil, sobald ein WF mit großen AW moduliert werden soll. Dies setzt natürlich voraus, dass die Mikrospiegel des verwendeten TTP-MMA um mindestens halb so große Winkel neigbar sind, wie die AW eines SLM bei gleichem Pixelabstand ausfallen. Bei Modulation eines WF mit einer flachen Wellenfront (d.h. konstanter Anfangsphase) hat ein TTP-MMA nur einen geringen Vorteil gegenüber einem einfachen SLM gleicher Auflösung. Bei Wahl dieser Anfangsphase fallen die AW des dargestellten Objektes zudem gering aus, was die Sichtbarkeit des Objekts aus großen Betrachtungswinkeln deutlich einschränkt.

Die zweite Hypothese konnte nur eingeschränkt bestätigt werden:

H2: Eine zusätzliche binäre Amplitudenmodulation durch das TTP-MMA verbessert die Wiedergabequalität des Wellenfeldes in Abhängigkeit von der Anfangsphase nur geringfügig bis gar nicht.

Es wurde gezeigt, dass Amplitudenmodulation zur Darstellung einer Intensität in einer Ebene mit konstanter Anfangsphase für eine gute WQ wichtig ist. Bei Wahl einer zufälligen Anfangsphase konnte darauf jedoch verzichtet werden.

Eine binäre Amplitudenmodulation kann potentiell direkt mit dem TTP-MMA durch Beugung von Licht zu einem Strahlblocker hin realisiert werden. Allerdings konnte dadurch bei konstanter Anfangsphase nur der Kontrast zwischen hellen und dunklen Flächen erhöht werden, aber keine Grauwerte wiedergegeben werden.

Iterative Algorithmen können die WQ der Wellenfeldintensität verbessern und eine Amplitudenmodulation überflüssig machen. Sie erfordern allerdings einen erheblichen Rechenaufwand und verändern die Phase des WF in der Objekt-Ebene.

Alternativ kann die Amplitude indirekt durch Interferenz der Phase benachbarter Pixel umgesetzt werden. Dadurch wurde die WQ jedoch deutlich verringert und der Kontrast der dargestellten Intensitätsverteilung fiel mit abnehmender Auflösung des SLM. Dieser Ansatz ist nur für hochauflösende SLM geeignet.

Durch Verwendung einer zufälligen Anfangsphase an jedem zweiten Pixel eines Objektes und einer Interpolation der Phase dazwischen konnte ebenfalls auf Amplitudenmodulation verzichtet werden, wobei diese Methode weniger Speckle-Rauschen als eine vollständig zufällige Anfangsphase erzeugte. Außerdem wurden durch diese Methode höhere AW als bei konstanter Anfangsphase gewährleistet. Dieser Ansatz ist möglicherweise ein guter Kompromiss für hohe AW, eine akzeptable WQ und einen einfacheren Aufbau ohne Amplitudenmodulation.

Zuletzt wurden der Einfluss von Singularitäten bei der Regression des WF mit einem TTP-MMA untersucht. Die dritte These konnte im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt werden:

H3: *Phasen-Singularitäten in der SLM-Ebene haben einen vernachlässigbaren Einfluss auf die WQ des Wellenfeldes.*

Der Einfluss von Singularitäten auf das WF ist vernachlässigbar, weil die Amplitude des WF an der Singularität gegen Null konvergiert und die Singularität kaum Energie zum WF beiträgt. Dies wurde durch einen Vergleich der Intensität des WF bei Darstellung einer Intensitätsverteilung mit bzw. ohne Singularitäten sowohl experimentell, als auch numerisch bestätigt. Trotzdem ist es wichtig die Amplitude des WF bei Regression zu berücksichtigen, um die Phase auf die Mikrospiegel eines TTP-MMA fehlerfrei zu regressieren.

9 Anhang

Verbreitete Bauweisen von LCD

Im Folgenden wird die Bauweise der meistverbreiteten LCD vorgestellt. Dabei wird besonders die Ausrichtung der LC und die Funktionsweise der LCD behandelt.

Der Grundaufbau eines LCD besteht aus LC, welche sich zwischen zwei PF befinden. Der erste PF erzeugt linear polarisiertes Licht. Der zweite PF ist senkrecht zum ersten PF ausgerichtet, so dass er durch den ersten PF passierendes Licht vollständig absorbiert. Wird zuvor die Polarisationsrichtung des Lichtes durch die LC verändert, so kann Licht den zweiten PF passieren. Auf diese Weise kann die Intensität des Lichtes durch Veränderung seiner Polarisationsrichtung mit den LC und zwei PF moduliert werden.

In einem **IPS-Display** (in plane switching) sind die LC parallel zur Displayebene und zum ersten PF ausgerichtet, so dass die Polarisierung beim passieren der LC unverändert bleibt. So mit wird das Licht normalerweise durch den zweiten PF absorbiert. Ihre Ausrichtung kann durch ein elektrisches Feld in der Displayebene gedreht werden. Diese Drehung ist analog zur Drehung einer $\lambda/2$ -Platte, womit die Polarisationsrichtung des Lichtes gedreht wird und das Licht den zweiten PF zunehmend passieren kann. Eine Drehung der LC um 45° bei einer Dicke von $d = \frac{\lambda}{2\Delta n}$ lässt das gesamte Licht passieren. Hierbei ist Δn die Differenz des Brechungsindex entlang der beiden Hauptachsen der LC.

In einem **VA-Display** (vertically aligned) sind die LC senkrecht zur Displayebene ausgerichtet und besitzen aus Sicht des Beobachters einen isotropischen Brechungsindex. Durch ein elektrisches Feld können die LC parallel zur Displayebene gedreht werden, so dass sie eine Verzögerungsplatte bilden. Bei Ausrichtung des ersten PF unter einem Winkel von 45° zu den gedrehten LC entsteht elliptisch polarisiertes Licht, welches den zweiten PF passieren kann. Im Grenzfall einer Drehung, welche eine Brechungsindexdifferenz von $\Delta n = \frac{\lambda}{2d}$ in der Displayebene bewirkt, bilden die LC eine $\lambda/2$ -Platte. Dadurch wird die Polarisationsrichtung des Lichtes um 90° gedreht und das gesamte Licht kann den zweiten PF passieren.

In einem **TN-Display** (twisted nematic) sind die LC parallel zur Displayebene und spiralförmig mit einer Drehung von 90° angeordnet, so dass sie parallel zu den beiden PF ausgerichtet sind. Dies entspricht einer Anordnung infinitesimal dicker Verzögerungssplatten mit zunehmender Drehung. Dadurch wird die Polarisierung des Lichtes um 90° gedreht, wenn die LC-Schicht im Vergleich zu einem IPS-Display um den Faktor $\sqrt{3}$ dicker ist. Bei dieser Ausrichtung der LC kann Licht beide PF passieren. Durch Anlegen einer Spannung werden die LC zunehmend senkrecht zur Displayebene gedreht, so dass die Brechungsindexdifferenz in der Displayebene abnimmt und die Polarisationsrichtung weniger gedreht wird. Im Grenzfall wird der Brechungsindex für den Beobachter isotropisch und es passiert kein Licht den zweiten PF [64] [65].

Wellenfeld von Dreiecken und Linien

Die Darstellung eines Objekts als eine Ansammlung von Dreiecken ist in der Computergrafik weit verbreitet. Demzufolge sind riesige Mengen an 3D Objekten, Software und Designer zur Erzeugung von Szenen, Filmen und Spielen aus Dreiecken vorhanden. Deswegen ist eine direkte Erzeugung von Hologrammen aus Dreiecken von großer Bedeutung.

Dafür wurde hier die Methode von Askari et al. [85] implementiert. Für die Berechnung liegt die analytische FT eines Einheitsdreiecks [84]

$$T_{\Delta}(f_x, f_y) = \begin{cases} \frac{1}{2} & \text{für } f_x = f_y = 0 \\ \frac{1 - \exp(-2\pi i f_y)}{(2\pi f_y)^2} - \frac{i}{2\pi f_y} & \text{für } f_x = 0, f_y \neq 0 \\ \frac{\exp(-2\pi i f_x) - 1}{(2\pi f_x)^2} + \frac{i \exp(-2\pi i f_x)}{2\pi f_x} & \text{für } f_x \neq 0, f_y = 0 \\ \frac{1 - \exp(2\pi i f_y)}{(2\pi f_y)^2} + \frac{i}{2\pi f_y} & \text{für } f_x = -f_y, f_y \neq 0 \\ \frac{\exp(-2\pi i f_x) - 1}{(2\pi f_x)^2} + \frac{1 - \exp(-2\pi i(f_x + f_y))}{(2\pi)^2 f_y(f_x + f_y)} & \text{sonst} \end{cases} \quad (34)$$

mit den x,y-Koordinaten der Eckpunkte bei $\vec{r}_u = \{(0,0), (1,0), (1,1)\}$ vor. Durch Koordinatentransformation mit der Matrix A , Verschiebung um den Vektor \vec{c} und Drehung mit dem Inversen der Matrix R lässt sich ein beliebiges Dreieck mit den Eckpunkten \vec{r}_g im Raum konstruieren:

$$\vec{r}_g = R^{-1} * (A * \vec{r}_u - \vec{c}) \quad (35)$$

Beim Rendern eines beliebigen Dreiecks werden die diskreten Frequenzkoordinaten \vec{f} mit diesen Matrizen transformiert und anschließend in die analytische Lösung des Dreiecks in Gleichung 34 eingesetzt, um eine Matrix mit den diskreten Werten der FT des Dreiecks zu erhalten. Zusätzlich wird eine Phasenrampe zur Ausrichtung der Trägerfrequenz $\vec{v} = (0, 0, 1)$ entlang der optischen Achse und ein exponentieller Term zur Verschiebung und Propagation des Dreiecks um \vec{c} an seine Position im Raum an das Ergebnis multipliziert. Das WF in der SLM-Ebene ergibt sich nach inverser FT zu

$$U_D(\xi) = \mathcal{F}^{-1} \left\{ \frac{|\det(A)|}{p^2 \cdot M^2} \frac{l_z}{f_z} \cdot T_{\Delta} \left(A^{-1} * R * \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} * (\vec{f} - \vec{v}) \right) \cdot \exp[i2\pi\vec{v}\vec{r}_0] \cdot \exp[i2\pi\vec{f}\vec{l}\vec{c}] \right\} \quad (36)$$

Dabei sind $\vec{l} = R * \vec{f}$ die lokalen Frequenzen und \vec{r}_0 die mit der Gleichung 35 zum Koordinatenursprung transformierte Ecke des Dreiecks in globalen Koordinaten \vec{r}_g . Im Vergleich zur originalen Publikation wurden die Vorfaktoren angepasst, damit die Dreiecke unabhängig von ihrer Fläche die gleiche Intensität besitzen und Okklusion vollständig funktioniert.

Mit dieser Methode wurde Okklusion, raue Oberflächen und ein beliebiges Ortsfrequenzspektrum auf der Dreiecksoberfläche erzeugt. Darüber hinaus ist es möglich Shading [88] [89] und Texturen [90] auf der Dreiecksoberfläche darzustellen.

Analog dazu wurde die FT einer Linie verwendet, um das WF einer beliebigen Linie im Raum zu rendern.

Auf diese Weise können 3D Objekte aus Linien oder Dreiecken zusammengesetzt werden. Eine Summe der Linien oder Dreiecke in der SLM-Ebene ergibt das gesamte WF eines Objekts. Zur Berücksichtigung von Okklusion muss der okkludierte Teil des WF jedes Dreiecks vom gesamten WF wieder abgezogen werden.

Alternative Methoden zum Rendern des Wellenfeldes

Alternativ zum Rendern des WF aus Primitiven (Punkte, Linien, Dreiecke) kann das WF aus einem Lichtfeld berechnet werden. Dazu kann das Lichtfeld mit einer Reihe an Bilder an verschiedenen Positionen im Raum oder einer Lichtfeldkamera aufgenommen werden. In der Computergraphik übernimmt eine virtuelle Kamera diese Rolle, wobei sich Computerspiele für „virtual reality“ besonders gut eignen, weil sie auf die Darstellung vieler Perspektiven konzipiert sind.

Aus dem Lichtfeld kann das lokale Ortsfrequenzspektrum (Hogel) in der SLM-Ebene extrahiert und mit Fouriertransformation ein holographisches Stereogramm berechnet werden [91]. Durch Phasenkorrektur und Überlappung der Hogels nähert das Stereogramm ein Hologramm an [92]. Wird das Lichtfeld stattdessen in Lichtstrahlen zerlegt, so können mit Raytracing die Beiträge der einzelnen Lichtstrahlen zusammen mit einer vom Abstand abhängigen Phase in der SLM-Ebene aufaddiert werden [11].

Auch Raytracing eines Computermodels mit Berücksichtigung der Phase kann zum Rendern verwendet werden [3].

Eine Aufnahme des WF eines realen Objekts mit Methoden der digitalen Holographie und anschließende Darstellung auf dem SLM ist auch möglich [93].

Schließlich wurde auch die Berechnung des WF über die Festlegung der Amplituden im Wignerraum demonstriert, doch wegen dem großen Rechenaufwand ist dies in der Praxis nicht sinnvoll umsetzbar [94].

Lichtfeld und Wignerfunktion

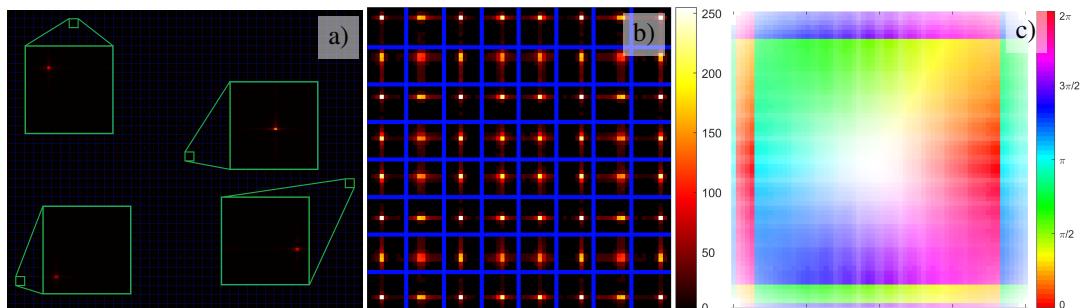


Abb. 28: Das Lichtfeld einer divergierenden, sphärischen Welle im Abstand $z = -200$ mm wurde über die Wignerfunktion in a) bzw. über eine STFT in b) berechnet. In c) sind die Richtungen der dominanten Frequenz der Wignerfunktion lokal wiedergegeben, um das Lichtfeld besser erkennbar zu machen. Das Wellenfeld wurde jeweils auf einem Fenster von 1×1 mm berechnet.

Das Lichtfeld $I(x, f_x)$ gibt das Ortsfrequenzspektrum des Lichtes in einer Ebene an. Dies ist eine Beschreibung des Lichtes durch Strahlen an Orten x mit richtungsabhängiger Intensitätsverteilung $I(x = const., f_x)$. Ähnlich dazu beschreibt die Wignerfunktion

$$W(x, f_x) = \int_{-\infty}^{\infty} u\left(x + \frac{x'}{2}\right) u^*\left(x - \frac{x'}{2}\right) \exp(-i2\pi f_x x') dx' \quad (37)$$

ein Wellenfeld im Rahmen der Wellenoptik.

Sie erfüllt die Wellengleichung in Paraxialnäherung, gibt analog zum Lichtfeld bei Projektion in den Ort- bzw. Frequenzraum die lokale Intensität bzw. das globale Frequenzspektrum des Lichtes wieder

$$|u(x)|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} W(x, f_x) df_x \quad (38)$$

$$|u(f_x)|^2 = \int_{-\infty}^{\infty} W(x, f_x) dx \quad (39)$$

und lässt sich ähnlich zur Formulierung der geometrischen Optik mit Vektoren und ABCD-Matrizen

$$\begin{pmatrix} x_i \\ f_{x,i} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_o & f_{x,o} \end{pmatrix} \quad (40)$$

linear transformieren

$$W_o(x, f_x) = W_i(Ax + Bf_x, Cx + Df_x) \quad . \quad (41)$$

Dies deutet auf eine Erhaltung der Wignerfunktion entlang von Lichtstrahlen beim passieren eines ABCD-Systems hin. [95]

Die Wignerfunktion eignet sich zur Visualisierung des Ortsfrequenzspektrums eines Wellenfeldes in einer Ebene. Dazu wurde eine Berechnung der Wignerfunktion nach Gleichung 37 aus dem diskreten Wellenfeld auf der Grafikkarte in CUDA implementiert.

Beispielsweise ist die Wignerfunktion in Abb. 28 a) für eine divergierende, sphärische Welle dargestellt. Weil die Abbildung sehr hochauflöst und deswegen schwer erkennbar ist, wurden die dominanten Frequenzen an allen Orten bestimmt und über eine Farkkodierung in Abb. 28 c) dargestellt. Ein 2D Wellenfeld mit MxN Stützstellen ergibt eine 4D Wignerfunktion mit MxNxMxN Stützstellen, welche bei einer Auflösung von $M = N = 1024$ und Verwendung komplexer Fließkommazahlen doppelter Genauigkeit mit 4096GB übermäßig viel Arbeitsspeicher benötigt.

Alternativ kann das Ortsfrequenzspektrum über eine STFT angewandt auf kleine Fenster des WF berechnet werden. Dadurch werden die lokalen Abstrahlrichtungen des Lichtes an Position des Fensters bestimmt.

Dies entspricht der Umkehrung einer Berechnung eines holographischen Stereogramms. Das Ergebnis ist somit ein kohärentes Lichtfeld [92]. Das gleiche Prinzip wird auch bei der Regression des WF auf Mikrospiegel eines TTP-MMA verwendet. Für die Berechnung werden rechteckige Fenster ohne Überlappung verwendet. Dadurch fällt die Größe des berechneten Lichtfeldes im Arbeitsspeicher praktikabel aus, wobei die verringerte Auflösung für eine subjektive Analyse der AW ausreichend ist. Im Vergleich zur Wignerfunktion erzeugt die STFT in Abb. 28 b) ein vergleichbares Ergebnis. Dabei ist durch kleine Fenster die Frequenzauflösung verringert und der Rechenaufwand reduziert.

gerichtetes Licht

Die bisherigen Überlegungen zu den AW eines SLM gelten für eine Lichtquelle mit kollimierten Licht, welches das SLM senkrecht trifft. Wird stattdessen konvergierendes, divergierendes oder gerichtetes Licht verwendet, so trifft das Licht lokal mit einem Winkel θ_0 auf das SLM. Gemäß der Gleichung zur Beugung an Gittern beträgt der AW

$$\theta_{AW} = \arcsin \left(\sin(\theta_0) + \frac{\lambda}{2p} \right) \quad (42)$$

$$\approx \theta_0 + \underbrace{\arcsin \left(\frac{\lambda}{2p} \right)}_{\theta_{AW}} \quad (43)$$

bei Darstellung eines optischen Gitters auf dem SLM mit Gitterabstand $2p$. In guter Näherung setzt die Lichtquelle die Hauptabstrahlrichtung des Lichtes fest und das SLM verändert diese um einen Winkel von bis zu $\pm\theta_{AW}$ in eine beliebige Richtung.

Wird das SLM mit einer divergierenden, sphärischen Lichtquelle beleuchtet, so treten höhere AW nach außen auf, wobei das Licht überwiegend von der optischen Achse weg divergiert. Somit nimmt der minimale Betrachtungsabstand z_c zu und ist bei Divergenz des einfallenden Lichtes an Bereichen des SLM mit einem höheren Winkel als dem maximalen AW θ_{AW} gar nicht mehr vorhanden. Somit eignet sich dieser Ansatz nur für eine 2D holographische Projektion auf einen Schirm. [96]

Bei Beleuchtung des SLM mit einer konvergierenden, sphärischen Lichtquelle wird das Licht Richtung optischer Achse gerichtet, so dass der Betrachtungsabstand z_c abnimmt. Allerdings muss der Winkel des einfallenden Lichtes am Rand des SLM kleiner als der maximale AW θ_{AW} sein, weil sonst das Betrachtungsfenster in seiner Tiefe beschränkt sein wird. Dies ist z.B. bei Fourierholographie der Fall [97].

Darüber hinaus kann das Betrachtungsfenster mit unter einem Winkel einstrahlendem Licht in Richtung des Betrachters gelenkt werden und durch zeitliches Multiplexing mit mehreren Lichtquellen unterschiedlicher Abstrahlrichtung erweitert werden.

Phasenmodulation mit einem Amplituden-SLM

Umgekehrt zur indirekten Modulation der Amplitude mit einem Phasen-SLM kann auch ein Amplituden-SLM zur Phasenmodulation verwendet werden. Dazu muss das einfallende Licht eine unterschiedliche Phase an benachbarten Pixeln besitzen, z.B. in dem das SLM mit einem kollimierten Laserstrahl unter einem Winkel beleuchtet wird. Dann kann die benötigte Modulation des WF durch Interferenz von einfallendem und gewünschtem WF berechnet werden, so dass für jedes Pixel ein Kompromiss zwischen Amplituden und Phasenmodulation getroffen wird [98] [83]. Alternativ können mehrere Pixel zu einem phasenmodulierenden Pixel kombiniert werden[99][100], oder ein Phasen-Detour-Hologramm erzeugt werden [17, Chapter 10]. Dies verringert allerdings die Auflösung des SLM, so dass ein dediziertes SLM zur Phasenmodulation vorzuziehen ist.

Lineare Regression

Eine lineare Regression

$$f(x_i) = ax_i + b \quad (44)$$

von Messwerten $f(x_i)$ an Orten x_i kann durch Minimierung der Summe der Fehlerquadrate

$$D = \sum_i w_i (f(x_i) - (ax_i + b))^2 \quad (45)$$

gelöst werden. Dabei wird ein Gewichtungsfaktor w_i eingeführt, womit der Beitrag jedes Messwertes zur Regression angepasst werden kann. Bei der Minimierung werden die Ableitungen der Fehlerquadrate gleich Null gesetzt

$$\frac{\partial D}{\partial a} = \sum_i 2w_i (f(x_i) - ax_i - b) (-x_i) = 0 \quad (46)$$

$$\frac{\partial D}{\partial b} = \sum_i 2w_i (f(x_i) - ax_i - b) (-1) = 0 \quad , \quad (47)$$

um die Minima zu bestimmen. Durch Umformung dieser Gleichungen

$$a \sum_i w_i x_i^2 + b \sum_i w_i x_i = \sum_i w_i x_i f(x_i) \quad (48)$$

$$a \sum_i w_i x_i + \sum_i w_i b = \sum_i w_i f(x_i) \quad (49)$$

folgt das Ergebnis

$$a = \frac{\sum_i w_i \cdot \sum_i w_i x_i f(x_i) - \sum_i w_i x_i \cdot \sum_i w_i f(x_i)}{\sum_i w_i \cdot \sum_i w_i x_i^2 - (\sum_i w_i x_i)^2} \quad (50)$$

$$b = \frac{\sum_i w_i f(x_i) - a \cdot \sum_i w_i x_i}{\sum_i w_i} \quad (51)$$

für die Regressionskoeffizienten. Vereinfacht kann die elementweise Multiplikation und anschließende Summe über alle Stützstellen mit einer Klammer geschrieben:

$$a = \frac{[w][wx^f] - [wx][wf]}{[w][wx^2] - [wx]^2} \quad (52)$$

$$b = \frac{[wf] - a[wx]}{[w]} \quad (53)$$

Für den 2D-Fall

$$f(x_i, y_j) = a_x x_i + a_y y_j + b \quad (54)$$

kann die Regression genauso gelöst werden. Als Ergebnis ergibt sich

$$a_x = \frac{[wy]^2[wx]f + [wxy][w][wyf] + [wf][wx][wy^2] - [wf][wxy][wy] - [wx][wy][wyf] - [w][wx]f)[wy^2]}{[wx]^2[wy^2] + [wy]^2[wx^2] + [wxy]^2[w] - 2[wxy][wx][wy] - [w][wx^2][wy^2]} \quad (55)$$

$$a_y = \frac{[wx]^2[wyf] + [wxy][w][wx]f + [wf][wy][wx^2] - [wf][wxy][wx] - [wx][wy][wx]f - [w][wx^2][wyf]}{[wx]^2[wy^2] + [wy]^2[wx^2] + [wxy]^2[w] - 2[wxy][wx][wy] - [w][wx^2][wy^2]} \quad (56)$$

$$b = \frac{[wf] - ax[wx] - ay[wy]}{[w]} \quad (57)$$

für die Regressionskoeffizienten, wobei die Ausdrücke innerhalb jeder Klammer elementweise multipliziert und anschließend über alle Stützstellen addiert werden.

Weitere Metriken der Wiedergabequalität

Neben der Korrelation wurden weitere Metriken der WQ ausprobiert. Diese wurden allerdings nicht in dieser Arbeit verwendet, weil sie keinen nennenswerten Vorteil mit sich brachten.

Das „Spitzen-Signal-Rausch-Verhältnis“ (PSNR)

$$\text{PSNR}(I, O) = 10 \cdot \log_{10} \left(\frac{\max(I) \cdot \max(O)}{\text{MSE}(I, O)} \right) \quad (58)$$

$$\text{mit } \text{MSE}(I, O) = \sum_{n=1}^N \frac{(I_n - O_n)^2}{N} \quad (59)$$

bestimmt das Verhältnis der Intensitäten des Originalbildes zum Darstellungsfehler und die „Strukturelle Ähnlichkeit“ (SSIM)

$$\text{SSIM}(I, O) = \frac{(2 \text{avg}(I) \text{avg}(O) + c_1)(2 \text{cov}(I, O) + c_2)}{(\text{avg}^2(I) + \text{avg}^2(O) + c_1)(\text{var}^2(I) + \text{var}^2(O) + c_2)} \quad (60)$$

$$\text{mit } c_1 = 0,01^2 \quad \text{und} \quad c_2 = 0,03^2 \quad (61)$$

misst die lokale Übereinstimmung mit besserer Korrelation zur menschlichen visuellen Wahrnehmung [101]. Dabei werden die Summen in avg() und var() bei der Berechnung der SSIM nicht über das gesamte Bild, sondern gewichtet mit einer Gaußfunktion mit einer Standardabweichung von $\sigma = 1,5$ lokal berechnet und die Ergebnisse anschließend über alle Pixel addiert.

Die Metrik „PSN-HVS-M“ (HVSM) mit noch besserer Korrelation zur menschlichen visuellen Wahrnehmung ist vielversprechend. Sie kann mit einem Matlab-Script von Nikolay Ponomarenko et al. [102] berechnet werden. Sie basiert auf der Variation der Koeffizienten einer diskreten Kosinustransformation, wie sie in der Kompression von JPEG-Bildern zum Einsatz kommt.

10 Literatur

- [1] Fahri Yaraş, Hoonjong Kang, and Levent Onural. State of the art in holographic displays: a survey. *Journal of display technology*, 6(10):443–454, 2010.
- [2] Stephan Reichelt, Ralf Häussler, Gerald Fütterer, and Norbert Leister. Depth cues in human visual perception and their realization in 3d displays. In *Three-Dimensional Imaging, Visualization, and Display 2010 and Display Technologies and Applications for Defense, Security, and Avionics IV*, volume 7690, pages 92–103. SpIE, 2010.
- [3] Jae-Hyeung Park. Recent progress in computer-generated holography for three-dimensional scenes. *Journal of Information Display*, 18(1):1–12, 2017.
- [4] David Binder, Tobias Birnbaum, Tomoyoshi Ito, and Tomoyoshi Shimobaba. The state-of-the-art in computer generated holography for 3d display. *Light: Advanced Manufacturing*, 3:1–29, 2022.
- [5] Peter Wai Ming Tsang and Ting-Chung Poon. Review on the state-of-the-art technologies for acquisition and display of digital holograms. *IEEE Transactions on Industrial Informatics*, 12(3):886–901, 2016.
- [6] Andrew Maimone, Andreas Georgiou, and Joel S Kollin. Holographic near-eye displays for virtual and augmented reality. *ACM Transactions on Graphics (ToG)*, 36(4):1–16, 2017.
- [7] Joseph W Goodman. *Introduction to Fourier optics*. Roberts and Company Publishers, 2005.
- [8] George C Sherman. Application of the convolution theorem to rayleigh’s integral formulas. *JOSA*, 57(4):546–547, 1967.
- [9] Yan Zhao, Liangcai Cao, Hao Zhang, Wei Tan, Shenghan Wu, Zheng Wang, Qiang Yang, and Guofan Jin. Time-division multiplexing holographic display using angular-spectrum layer-oriented method. *Chinese Optics Letters*, 14(1):010005, 2016.
- [10] Tomasz Kozacki. On resolution and viewing of holographic image generated by 3d holographic display. *Optics Express*, 18(26):27118–27129, 2010.
- [11] Liang Shi, Fu-Chung Huang, Ward Lopes, Wojciech Matusik, and David Luebke. Near-eye light field holographic rendering with spherical waves for wide field of view interactive 3d computer graphics. *ACM Transactions on Graphics (TOG)*, 36(6):1–17, 2017.
- [12] Suyeon Choi, Jonghyun Kim, Yifan Peng, and Gordon Wetzstein. Optimizing image quality for holographic near-eye displays with michelson holography. *Optica*, 8(2):143–146, 2021.
- [13] Thomas Kreis and Ralf B Bergmann. Referenceless phase holography, a new 3d display method. In *Digital Holography and Three-Dimensional Imaging*, pages DTh4E–4. Optica Publishing Group, 2016.
- [14] Alexander Jesacher, Christian Maurer, Andreas Schwaighofer, Stefan Bernet, and Monika Ritsch-Marte. Near-perfect hologram reconstruction with a spatial light modulator. *Optics Express*, 16(4):2597–2603, 2008.
- [15] Zehao He, Xiaomeng Sui, Guofan Jin, Daping Chu, and Liangcai Cao. Optimal quantization for amplitude and phase in computer-generated holography. *Optics Express*, 29(1):119–133, 2021.
- [16] Xiaoyu Wang, Hao Zhang, Liangcai Cao, and Guofan Jin. Generalized single-sideband three-dimensional computer-generated ???holography. *Optics Express*, 27(3):2612–2620, 2019.
- [17] Parameswaran Hariharan and P Hariharan. *Optical Holography: Principles, techniques and applications*. Cambridge University Press, 1996.
- [18] Lizhi Chen, Hao Zhang, Liangcai Cao, and Guofan Jin. Non-iterative phase hologram generation with optimized phase modulation. *Optics Express*, 28(8):11380–11392, 2020.
- [19] Zehao He, Xiaomeng Sui, Guofan Jin, Daping Chu, and Liangcai Cao. Optimal quantization for amplitude and phase in computer-generated holography. *Optics Express*, 29(1):119–133, 2021.

- [20] Giuseppe A Cirino, Patrick Verdonck, Ronaldo D Mansano, José C Pizolato Jr, Daniel B Mazzulquim, and Luiz G Neto. Digital holography: computer-generated holograms and diffractive optics in scalar diffraction domain. In *Holography-Different Fields of Application*. IntechOpen, 2011.
- [21] Manu Gopakumar, Jonghyun Kim, Suyeon Choi, Yifan Peng, and Gordon Wetzstein. Unfiltered holography: optimizing high diffraction orders without optical filtering for compact holographic displays. *Optics Letters*, 46(23):5822–5825, 2021.
- [22] Pengcheng Zhou, Yong Bi, Minyuan Sun, Hao Wang, Fang Li, and Yan Qi. Image quality enhancement and computation acceleration of 3d holographic display using a symmetrical 3d gs algorithm. *Applied optics*, 53(27):G209–G213, 2014.
- [23] Praneeth Chakravarthula, Yifan Peng, Joel Kollin, Henry Fuchs, and Felix Heide. Wirtinger holography for near-eye displays. *ACM Transactions on Graphics (TOG)*, 38(6):1–13, 2019.
- [24] Yang Wu, Jun Wang, Chun Chen, Chan-Juan Liu, Feng-Ming Jin, and Yu-Hen Hu. Generation of phase-only fourier hologram based on double phase method and quantization error analysis. *IEEE Photonics Journal*, 12(5):1–13, 2020.
- [25] Yijun Qi, Chenliang Chang, and Jun Xia. Speckleless holographic display by complex modulation based on double-phase method. *Optics express*, 24(26):30368–30378, 2016.
- [26] Zhiqi Zhang, Juan Liu, Xinhui Duan, and Yongtian Wang. Enlarging field of view by a two-step method in a near-eye 3d holographic display. *Optics Express*, 28(22):32709–32720, 2020.
- [27] Qiankun Gao, Juan Liu, Xinhui Duan, Tao Zhao, Xin Li, and Peilin Liu. Compact see-through 3d head-mounted display based on wavefront modulation with holographic grating filter. *Optics express*, 25(7):8412–8424, 2017.
- [28] Stephan Reichelt and Norbert Leister. Computational hologram synthesis and representation on spatial light modulators for real-time 3d holographic imaging. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 415, page 012038. IOP Publishing, 2013.
- [29] Victor Arrizón. Optimum on-axis computer-generated hologram encoded into low-resolution phase-modul ation devices. *Optics letters*, 28(24):2521–2523, 2003.
- [30] Peter Wai Ming Tsang and T-C Poon. Novel method for converting digital fresnel hologram to phase-only hologram based on bidirectional error diffusion. *Optics express*, 21(20):23680–23686, 2013.
- [31] Kexuan Liu, Zehao He, and Liangcai Cao. Pattern-adaptive error diffusion algorithm for improved phase-only hologram generation. *Chinese Optics Letters*, 19(5):050501, 2021.
- [32] Kyosik Min and Jae-Hyeung Park. Quality enhancement of binary-encoded amplitude holograms by using error diffusion. *Optics Express*, 28(25):38140–38154, 2020.
- [33] Spatial light modulators. <https://holoeye.com/spatial-light-modulators/>. Accessed: 2023-06-15.
- [34] Shampy Mansha, Parikshit Moitra, Xuewu Xu, Tobias WW Mass, Rasna Maruthiyodan Veetil, Xinan Liang, Shi-Qiang Li, Ramón Paniagua-Domínguez, and Arseniy I Kuznetsov. High resolution multispectral spatial light modulators based on tunable fabry-perot nanocavities. *Light: Science & Applications*, 11(1):1–11, 2022.
- [35] Grace Kuo, Laura Waller, Ren Ng, and Andrew Maimone. High resolution étendue expansion for holographic displays. *ACM Transactions on Graphics (TOG)*, 39(4):66–1, 2020.
- [36] Jong-Heon Yang, Ji Hun Choi, Jae-Eun Pi, Chi-Young Hwang, Gi Heon Kim, Won-Jae Lee, Hee-Ok Kim, Kyunghee Choi, Yong-Hae Kim, and Chi-Sun Hwang. High-resolution spati al light modulator on glass for digital holographic display. In *Ultra-High-Definition Imaging Systems II*, volume 10943, pages 25–31. SPIE, 2019.
- [37] Byounghyo Lee, Dongheon Yoo, Jinsoo Jeong, Seungjae Lee, Dukho Lee, and Byoungho Lee. Wide-angle speckleless dmd holographic display using structured illumination with temporal multiplexing. *Optics Letters*, 45(8):2148–2151, 2020.

- [38] Dukho Lee, Kiseung Bang, Seung-Woo Nam, Byounghyo Lee, Dongyeon Kim, and Byoungho Lee. Expanding energy envelope in holographic display via mutually coherent multi-directional illumination. *Scientific Reports*, 12(1):1–13, 2022.
- [39] Jia Jia, Jhensi Chen, Jun Yao, and Daping Chu. A scalable diffraction-based scanning 3d colour video display as demonstrated by using tiled gratings and a vertical diffuser. *Scientific reports*, 7(1):1–9, 2017.
- [40] Yi-Long Li, Nan-Nan Li, Di Wang, Fan Chu, Sin-Doo Lee, Yi-Wei Zheng, and Qiong-Hua Wang. Tunable liquid crystal grating based holographic 3d display system with wide viewing angle and large size. *Light: Science & Applications*, 11(1):1–10, 2022.
- [41] Tomoyuki Mishina, Makoto Okui, and Fumio Okano. Viewing-zone enlargement method for sampled hologram that uses high-order diffraction. *Applied optics*, 41(8):1489–1499, 2002.
- [42] Jin Li, Quinn Smithwick, and Daping Chu. Full bandwidth dynamic coarse integral holographic displays with large field of view using a large resonant scanner and a galvanometer scanner. *Optics Express*, 26(13):17459–17476, 2018.
- [43] Daniel E Smalley, QYJ Smithwick, VM Bove, J Barabas, and S Jolly. Anisotropic leaky-mode modulator for holographic video displays. *Nature*, 498(7454):313–317, 2013.
- [44] Zhi Ming Abel Lum, Xianan Liang, Yuechao Pan, Ruitao Zheng, and Xuewu Xu. Increasing pixel count of holograms for three-dimensional holographic display by optical scan-tiling. *Optical Engineering*, 52(1):015802, 2013.
- [45] Joonku Hahn, Hwi Kim, Yongjun Lim, Gilbae Park, and Byoungho Lee. Wide viewing angle dynamic holographic stereogram with a curved array of spatial light modulators. *Optics express*, 16(16):12372–12386, 2008.
- [46] Kunihiro Sato, Atsuhiko Sugita, Masakazu Morimoto, and Kensaku Fujii. Reconstruction of color images of high quality by a holographic display. In *Practical Holography XX: Materials and Applications*, volume 6136, pages 254–262. SPIE, 2006.
- [47] Jung-Young Son, Beom-Ryeol Lee, Oleksii O Chernyshov, Kyung-Ae Moon, and Hyoung Lee. Holographic display based on a spatial dmd array. *Optics letters*, 38(16):3173–3176, 2013.
- [48] Maurice Stanley, Mark AG Smith, Allan P Smith, Philip J Watson, Stuart D Coomber, Colin D Cameron, Christopher W Slinger, and Andrew Wood. 3d electronic holography display system using a 100 mega-pixel spatial light modulator. In *Optical Design and Engineering*, volume 5249, pages 297–308. SPIE, 2004.
- [49] Hyeonseung Yu, KyeoReh Lee, Jongchan Park, and YongKeun Park. Ultrahigh-definition dynamic 3d holographic display by active control of volume speckle fields. *Nature Photonics*, 11(3):186–192, 2017.
- [50] Jonghee Yoon, KyeoReh Lee, Jongchan Park, and YongKeun Park. Measuring optical transmission matrices by wavefront shaping. *Optics Express*, 23(8):10158–10167, 2015.
- [51] Peter Wai Ming Tsang, T-C Poon, Changhe Zhou, and KWK Cheung. Binary mask programmable hologram. *Optics Express*, 20(24):26480–26485, 2012.
- [52] Yasuhiro Takaki. Holographic 3d display using mems spatial light modulator. In *Three-Dimensional Imaging, Visualization, and Display 2012*, volume 8384, pages 11–16. SPIE, 2012.
- [53] Yasuhiro Takaki and Yuki Hayashi. Elimination of conjugate image for holograms using a resolution redistribution optical system. *Applied optics*, 47(24):4302–4308, 2008.
- [54] André F Müller, Ilja Rukin, Claas Falldorf, and Ralf B Bergmann. Multicolor holographic display of 3d scenes using referenceless phase holography (reph). In *Photonics*, volume 8, page 247. MDPI, 2021.
- [55] Jinwoong Kim, Yongjun Lim, Keehoon Hong, Hayan Kim, Hyun-Eui Kim, Jeho Nam, Joong-ki Park, Joonku Hahn, and Young-ju Kim. Electronic tabletop holographic display: Design, implementation, and evaluation. *Applied Sciences*, 9(4):705, 2019.

- [56] Stephan Reichelt, Ralf Haussler, Norbert Leister, Gerald Futterer, Hagen Stolle, and Armin Schwerdtner. Holographic 3-d displays-electro-holography within the grasp of commercialization. In *Advances in Lasers and Electro Optics*. IntechOpen, 2010.
- [57] Minsik Park, Byung Gyu Chae, Hyun-Eui Kim, Joonku Hahn, Hwi Kim, Cheong Hee Park, Kyungae Moon, and Jinwoong Kim. Digital holographic display system with large screen based on viewing window movement for 3d video service. *ETRI journal*, 36(2):232–241, 2014.
- [58] Jonghyun Kim, Manu Gopakumar, Suyeon Choi, Yifan Peng, Ward Lopes, and Gordon Wetzstein. Holographic glasses for virtual reality. In *ACM SIGGRAPH 2022 Conference Proceedings*, pages 1–9, 2022.
- [59] Emmett N Leith and Juris Upatnieks. Wavefront reconstruction with diffused illumination and three-dimensional objects. *Josa*, 54(11):1295–1301, 1964.
- [60] LB Lessem, PM Hirsh, and JA Jordan. Computer synthesis of holograms for 3d displays. *Commun. ACM*, 11:661–674, 1968.
- [61] Dennis Gabor. Nobel lecture, december 11, 1971. *Nobel Lectures, Physics 1971–1980*, page 6ff, 1992.
- [62] BR Brown and AW Lohmann. Computer-generated binary holograms. *IBM Journal of research and Development*, 13(2):160–168, 1969.
- [63] Yuanping Song, Robert M Panas, and Jonathan B Hopkins. A review of micromirror arrays. *Precision Engineering*, 51:729–761, 2018.
- [64] John P Dakin and Robert GW Brown. *Handbook of Optoelectronics (volume two: Liquid crystal displays)*. CRC press, 2006.
- [65] Ernst Lueder, Peter Knoll, and Seung Hee Lee. *Liquid crystal displays: addressing schemes and electro-optical effects*. John Wiley & Sons, 2022.
- [66] Larry J Hornbeck. 128×128 deformable mirror device. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 30(5):539–545, 1983.
- [67] Braden Smith, Brandon Hellman, Adley Gin, Alonzo Espinoza, and Yuzuru Takashima. Single chip lidar with discrete beam steering by digital micromirror device. *Optics Express*, 25(13):14732–14745, 2017.
- [68] A Gehner, P Dürr, D Kunze, D Rudloff, A Elgner, J Heber, S Frances, C Skupsch, H Torlee, M Eckert, et al. Novel 512×320 tip-tilt micro mirror array in a cmos-integrated, scalable process technology. In *2018 International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics (OMN)*, pages 1–2. IEEE, 2018.
- [69] Jonathan Dunayevsky and Dan M Marom. Mems spatial light modulator for phase and amplitude modulation of spectrally dispersed light. *Journal of microelectromechanical systems*, 22(5):1213–1221, 2013.
- [70] Patrick I Oden, Terry A Bartlett, William C McDonald, James C Baker, and James N Hall. Innovations with a massively paralleled, microelectromechanical systems (mems) toward piston-mode-based phase light modulator (plm). In *Emerging Digital Micromirror Device Based Systems and Applications XII*, volume 11294, pages 72–78. SPIE, 2020.
- [71] Terry A Bartlett, William C McDonald, and James N Hall. Adapting texas instruments dlp technology to demonstrate a phase spatial light modulator. In *Emerging Digital Micromirror Device Based Systems and Applications XI*, volume 10932, pages 161–173. SPIE, 2019.
- [72] Richard Stahl, Veronique Rochus, Xavier Rottenberg, Stefan Cosemans, Luc Haspeslagh, Simone Severi, Geert Van der Plas, Gauthier Lafruit, and Stephane Donnay. Modular sub-wavelength diffractive light modulator for high-definition holographic displays. In *Journal of Physics: Conference Series*, volume 415, page 012057. IOP Publishing, 2013.
- [73] Eduardo Bendek, Dana Lynch, Eugene Pluzhnik, Ruslan Belikov, Benjamin Klamm, Elizabeth Hyde, and Katherine Mumm. Development of a miniaturized deformable mirror controller. In *Adaptive Optics Systems V*, volume 9909, pages 2321–2332. SPIE, 2016.
- [74] Thomas M Kreis, Petra Aswendt, and Roland Höfling. Hologram reconstruction using a digital micromirror device. *Optical Engineering*, 40(6):926–933, 2001.

- [75] Brandon Hellman and Yuzuru Takashima. Angular and spatial light modulation by single digital micromirror device for multi-image output and nearly-doubled étendue. *Optics Express*, 27(15):21477–21496, 2019.
- [76] Yoshitaka Takekawa, Yuzuru Takashima, and Yasuhiro Takaki. Holographic display having a wide viewing zone using a mems slm without pixel pitch reduction. *Optics Express*, 28(5):7392–7407, 2020.
- [77] Brandon Hellman, Chuan Luo, Guanghao Chen, Joshua Rodriguez, Charles Perkins, Jae-Hyeung Park, and Yuzuru Takashima. Single-chip holographic beam steering for lidar by a digital micromirror device with angular and spatial hybrid multiplexing. *Optics Express*, 28(15):21993–22011, 2020.
- [78] Claas Falldorf, Ilja Rukin, André F. Müller, Stefanie Kroker, and Ralf. B. Bergmann. Functional pixels: a pathway towards true holographic displays using today's display technology. *Opt. Express*, 30(26):47528–47540, Dec 2022.
- [79] Spatial light modulators. https://holoeye.com/wp-content/uploads/PLUTO_Phase_Only_Modulator.pdf. Accessed: 2023-06-15.
- [80] Yuanbo Deng and Daping Chu. Coherence properties of different light sources and their effect on the image sharpness and speckle of holographic displays. *Scientific reports*, 7(1):1–12, 2017.
- [81] Athanasia Symeonidou, David Blinder, Ayyoub Ahar, Colas Schretter, Adrian Munteanu, and Peter Schelkens. Speckle noise reduction for computer generated holograms of objects with diffuse surfaces. In *Optics, Photonics and Digital Technologies for Imaging Applications IV*, volume 9896, pages 67–76. SPIE, 2016.
- [82] David Fischer. *Computer generated holography for 3D lithographic illumination*. PhD thesis, Dissertation, Ilmenau, TU Ilmenau, 2021.
- [83] Philip PJ Zupancic. Dynamic holography and beamshaping using digital micromirror devices. *LMU München, Grainer Lab Harvard*, 242, 2013.
- [84] Lukas Ahrenberg, Philip Benzie, Marcus Magnor, and John Watson. Computer generated holograms from three dimensional meshes using an analytic light transport model. *Applied optics*, 47(10):1567–1574, 2008.
- [85] Mehdi Askari, Seong-Bok Kim, Kwang-Soo Shin, Seok-Bum Ko, Sang-Hoo Kim, Dae-Youl Park, Yeon-Gyeong Ju, and Jae-Hyeung Park. Occlusion handling using angular spectrum convolution in fully analytical mesh based computer generated hologram. *Optics Express*, 25(21):25867–25878, 2017.
- [86] T Leportier and MC Park. Holographic reconstruction by compressive sensing. *Journal of Optics*, 19(6):065704, 2017.
- [87] Tsubasa Ichikawa, Takuo Yoneyama, and Yuji Sakamoto. Cgh calculation with the ray tracing method for the fourier transform optical system. *Optics express*, 21(26):32019–32031, 2013.
- [88] Jae-Hyeung Park, Seong-Bok Kim, Han-Ju Yeom, Hee-Jae Kim, HuiJun Zhang, BoNi Li, Yeong-Min Ji, Sang-Hoo Kim, and Seok-Bum Ko. Continuous shading and its fast update in fully analytic triangular-mesh-based computer generated hologram. *Optics Express*, 23(26):33893–33901, 2015.
- [89] Han-Ju Yeom and Jae-Hyeung Park. Calculation of reflectance distribution using angular spectrum convolution in mesh-based computer generated hologram. *Optics Express*, 24(17):19801–19813, 2016.
- [90] Yeong-Min Ji, Jae-Hyeung Park, et al. Efficient texture mapping by adaptive mesh division in mesh-based computer generated hologram. *Optics Express*, 24(24):28154–28169, 2016.
- [91] Koki Wakunami and Masahiro Yamaguchi. Calculation for computer generated hologram using ray-sampling plane. *Optics Express*, 19(10):9086–9101, 2011.
- [92] Nitish Padmanaban, Yifan Peng, and Gordon Wetzstein. Holographic near-eye displays based on overlap-add stereograms. *ACM Transactions on Graphics (TOG)*, 38(6):1–13, 2019.

- [93] André F Müller, Beñat Gutiérrez-Cañas Pazos, Claas Falldorf, and Ralf B Bergmann. Referenceless phase holography for displaying 3d scenes captured by digital holography. *IEEE Photonics Journal*, 8, 2021.
- [94] Roarke Horstmeyer, Se Baek Oh, and Ramesh Raskar. Iterative aperture mask design in phase space using a rank constraint. *Optics express*, 18(21):22545–22555, 2010.
- [95] Jonathan C. Petruccelli and Miguel A. Alonso. *Wigner Function in Optics, The*, pages 1–22. John Wiley & Sons, Ltd, 2015.
- [96] Weidong Qu, Huarong Gu, Hao Zhang, and Qiaofeng Tan. Image magnification in lensless holographic projection using double-sampling fresnel diffraction. *Applied Optics*, 54(34):10018–10021, 2015.
- [97] Hyon-Gon Choo, Maksymilian Chlipala, and Tomasz Kozacki. Visual perception of fourier rainbow holographic display. *ETRI Journal*, 41(1):42–51, 2019.
- [98] Alexandra Georgieva, Andrey V Belashov, and Nikolay V Petrov. Optimization of dmd-based independent amplitude and phase modulation by analysis of target complex wavefront. *Scientific reports*, 12(1):1–13, 2022.
- [99] Sebastianus A Goorden, Jacopo Bertolotti, and Allard P Mosk. Superpixel-based spatial amplitude and phase modulation using a digital micromirror device. *Optics express*, 22(15):17999–18009, 2014.
- [100] Shuming Jiao, Dongfang Zhang, Chonglei Zhang, Yang Gao, Ting Lei, and Xiaocong Yuan. Complex-amplitude holographic projection with a digital micromirror device (dmd) and error diffusion algorithm. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 26(5):1–8, 2020.
- [101] Zhou Wang, Alan C Bovik, Hamid R Sheikh, and Eero P Simoncelli. Image quality assessment: from error visibility to structural similarity. *IEEE transactions on image processing*, 13(4):600–612, 2004.
- [102] Nikolay Ponomarenko, Flavia Silvestri, Karen Egiazarian, Marco Carli, Jaakko Astola, and Vladimir Lukin. On between-coefficient contrast masking of dct basis functions. In *Proceedings of the third international workshop on video processing and quality metrics*, volume 4. Scottsdale USA, 2007.