



LEHRSTUHL FÜR
HOCHFREQUENZTECHNIK



Masterarbeit:

Digitale holographische Strahlformung mit ps-Laserverstärkern
für skalierbare UKP-Laserprozessierung

Bearbeiter: Sonja-Maria Römpke
22806652

Betreuer: Prof. Dr.-Ing. B. Schmauß
Dr. R.-A. Lorbeer

Abgabedatum: 15.10.2025



Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit ohne fremde Hilfe und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen angefertigt habe und dass die Arbeit in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen hat und von dieser als Teil einer Prüfungsleistung angenommen wurde. Alle Ausführungen, die wörtlich oder sinngemäß übernommen wurden, sind als solche gekennzeichnet.

Ort, Datum

Unterschrift

Inhaltsverzeichnis

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis	V
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.1.1 Bedeutung flexibler Strahlformung für Ultrakurzpuls (UKP) - Laserprozesse	1
1.1.2 Limitierungen aktueller Strahlformungsmethoden in Verstärkersystemen	2
1.2 Zielsetzung der Arbeit	3
1.3 Aufbau der Arbeit	4
2 Theoretische Grundlagen	5
2.1 Ps-Laserverstärkertechnologien	5
2.1.1 Überblick über ps-Verstärkertechnologien	6
2.1.2 Keilscheibenverstärker: Design und funktionale Prinzipien	7
2.2 Digitale holographische Strahlformung	10
2.2.1 Grundlagen der Phasenmodulation mit SLMs	10
2.2.2 Verfahren zur Wellenfrontmanipulation	11
3 Methodik	20
3.1 Experimenteller Aufbau	20
3.2 Auswahlkriterien für Zielstrahlformen	22
3.3 Strahlprofilgenerierung	22
3.3.1 Grundprinzipien der Profilformung	22
3.3.2 Implementierung verschiedener Profilformen	24
3.3.3 Adaptive Optimierung	29
4 Ergebnisse	30
4.1 Bestimmung des maximalen Auslenkwinkels	30
4.2 Erzeugte Strahlprofile mit Keilscheibe	33
4.3 Qualitätsanalyse der Strahlprofile	34
4.3.1 Multi-Spot-Felder (2×2 und 6×6)	34
4.3.2 Top-Hat-Kreise: Homogenität des Plateaus	36

4.3.3	Top-Hat-Kreise: Flankensteilheit (10–90-Breite)	37
4.3.4	Linienprofile: Top-Hat-Linien vs. Zernike-Linie	37
4.4	Verstärkerperformance	40
5	Diskussion	42
6	Zusammenfassung und Ausblick	46
6.1	Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse	46
6.2	Bewertung des holographischen Ansatzes	46
6.3	Empfehlungen für weiterführende Arbeiten	47
A	Musterbasierter Vergleich der Kamerabilder hinter Keilscheibe	49
B	Leistungskennlinien verschiedener Zielprofile	53
Abbildungsverzeichnis		58
Literaturverzeichnis		60

Symbol- und Abkürzungsverzeichnis

In diesem Verzeichnis sind die in der Arbeit verwendeten mathematischen Symbole, Schreibweisen und Abkürzungen zusammengefasst. Alle Größen sind mit ihrer Einheit (soweit sinnvoll) und einer kurzen Erläuterung versehen, um die Lesbarkeit des Textes zu erhöhen.

Symbole

Symbol	Einheit	Beschreibung
λ	nm	Wellenlänge des Lasers.
p	μm	Pixelabstand /-pitch des SLM.
V	–	Winkelvergrößerung des Teleskops.
f	cpx	Relative Trägerfrequenz am SLM (cycles per pixel).
f_x, f_y	cpx	Komponenten der relativen Gitterfrequenz in x - bzw. y -Richtung.
f_{rep}	Hz	Repetitionsrate.
M^2	–	Strahlparameterzahl als Maß der Strahlqualität.
α	°	Keilwinkel der Dünnscheibe.
θ_p	°	Externer Einfallswinkel der Pumpstrahlung an der Keilscheibe.
θ_s	°	Externer Einfallswinkel des Seedstrahls an der Keilscheibe.
θ_{SLM}	mrad	Ablenkwinkel der +1-Beugungsordnung am SLM
θ_{out}	mrad	Ausgabewinkel nach Teleskop.
θ_x, θ_y	mrad	Kartesische Komponenten des Ablenkwinkels in x - bzw. y -Richtung in der Zielebene/Kameraebene.
$\Delta\theta$	mrad	Winkelschrittweite.
T_{\max}	%	Maximale Transmission der Keilscheibe.
n_{Luft}	–	Brechungsindex von Luft.
n_{LuAG}	–	Brechungsindex von LuAG.
R_{\max}	mm	Zielradius des Top-Hat in der Zielebene.

Symbol	Einheit	Beschreibung
r	mm	Radiale Koordinate des Eingangsfeldes im Objektraum.
$\Delta\phi$	rad	Phasenverschiebung des SLM.
d	μm	Zellendicke der LC-Schicht.
Δn_{eff}	–	Effektive Doppelbrechung der LC-Schicht.
ϕ_0	rad	Phasenoffset.
μ	W/m^2	Mittelwert der Intensität.
I_{pump}	A	Elektrischer Pumpstrom.
$\mathcal{I}_{\text{in}}(r)$	W/m^2	Eingangsintensität in der Eingangsebene (SLM-Ebene).
$\mathcal{I}_{\text{out}}(R)$	W/m^2	Ergebnisintensität in der Zielebene (Fourier-Ebene).
$\mathcal{I}_{\text{tar}}(R)$	W/m^2	Zielintensität in der Zielebene (Fourier-Ebene).
E_{pulse}	J	Pulsenergie.
CoV	%	Variationskoeffizient.
ρ	–	Normierte Radialkoordinate (Einheitskreis).
$R_n^{ m }(\rho)$	–	Radiale Zernike-Polynome.
n	–	Radialer Grad der Zernike-Polynome ($n \geq 0$).
m	–	Azimutaler Index mit $ m \leq n$ und $n - m $ gerade.
s	–	Summationsindex in $R_n^{ m }(\rho)$.
$N_{n,m}$	–	Normierungskonstante der reellen Zernike-Polynome.
Z_n^m	–	Zernike-Moden (Noll).
j	–	Noll-Index der Zernike-Reihenfolge.
$A_{\text{tar}}(R)$	V/m	Ziel-Amplitude in der Zielebene (Sollvorgabe im Gerchberg-Saxton-Algorith.).
$A_{\text{out}}(R)$	V/m	Ist-Amplitude in der Zielebene (aktueller Wert im Gerchberg-Saxton-Algorith.).
$z_{k+1}(r)$	V/m	Komplexes Feld im Ortsraum.
$\tilde{Z}_k(f)$	V/m	Komplexes Feld in der Zielebene.
$f(\mathcal{I}_{\text{tar}}, A_{\text{out}})$	–	Gewichtungsfunktion für gewichteten Gerchberg-Saxton-Algorithmus.

Symbol	Einheit	Beschreibung
$\mathcal{F}, \mathcal{F}^{-1}$	–	Fourier- und inverse Fourier-Transformation.
α_N	–	Nogrette-Parameter in der WGS-Gewichtung.
k	–	Iterationsindex des GS/WGS-Verfahrens.
N	–	Effektive Zahl der Durchgänge im Keilscheibenkristall.
$R(\theta)$	–	Winkelabhängige Reflektivität der Beschichtung.
NA	–	Numerische Apertur.
q	–	Dämpfungsfaktor.
$A(x, y)$	V/m	Reelle Amplitude: $A = E(x, y) $.
$\phi(x, y)$	rad	Optische Phase, $\phi = \arg(E)$.
i	–	Imaginäre Einheit der komplexen Zahlen.

Abkürzungen

Abk.	Beschreibung
CMOS	Komplementärer Metall–Oxid–Halbleiter (engl.: <i>Complementary Metal–Oxide–Semiconductor</i>)
cpx	Zyklen pro Pixel
DLL	Dynamische Linkbibliothek (engl.: <i>Dynamic Link Library</i>)
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt
GS	Gerchberg–Saxton-Algorithmus (engl.: <i>Gerchberg–Saxton algorithm</i>)
HR	Hochreflektiv
LC	Flüssigkristall (engl.: <i>Liquid Crystal</i>)
LCOS	Flüssigkristall-auf-Silizium (engl.: <i>Liquid Crystal on Silicon</i>)
LC-SLM	Flüssigkristall-Raumlichtmodulator (engl.: <i>Liquid Crystal–Spatial Light Modulator</i>)
MOPA	Master-Oszillator-Leistungsverstärker (engl.: <i>Master Oscillator Power Amplifier</i>)
MRAF	Gemischte Bereichsamplituden-Freistellung; GS-Korrekturparameter (engl.: <i>Mixed Region Amplitude Freedom</i>)
ps	Pikosekunde
px	Pixel
ROI	Bereich von Interesse (engl.: <i>Region of Interest</i>)
SHS	Shack–Hartmann-Sensor (engl.: <i>Shack–Hartmann sensor</i>)
SLM	Raumlichtmodulator (engl.: <i>Spatial Light Modulator</i>)
TFP	Dünnsschicht-Polarisator (engl.: <i>Thin-Film Polarizer</i>)
UKP	Ultrakurzpuls
WGS	Gewichteter Gerchberg–Saxton-Algorithmus (engl.: <i>Weighted Gerchberg–Saxton</i>)
WTD	Keilscheibe (engl.: <i>Wedged Thin-Disk</i>)

1 Einleitung

1.1 Motivation

Diese Arbeit untersucht die Kombination digitaler, holographischer Strahlformung mit ps (Pikosekunden)-Laserverstärkern, insbesondere Keilscheibensystemen (engl. *Wedged Thin-Disk*, WTD), unter Laborbedingungen. Ziel ist es, das Potenzial einer dynamischen Strahlprofil-Anpassung vor der Verstärkung experimentell zu validieren und den Einfluss auf die Strahlqualität systematisch zu analysieren. Im Fokus stehen experimentelle Studien zur Wechselwirkung zwischen räumlichen Lichtmodulatoren (SLMs) und der Keilscheibengeometrie. Die Ergebnisse sollen grundlegende Erkenntnisse für zukünftige, skalierbare UKP-Lasersysteme liefern. Perspektivisch könnte dieser Ansatz die Flexibilität in der Laser-Materialbearbeitung erhöhen, ohne zusätzliche mechanische Optik zu erfordern.

1.1.1 Bedeutung flexibler Strahlformung für Ultrakurzpuls (UKP) - Laserprozesse

In der UKP-Laserbearbeitung (Pulsdauer < 10 ps) bestimmt die räumliche Intensitätsverteilung des Laserstrahls wesentlich den Verlauf und das Ergebnis des Wechselwirkungsprozesses. Da UKP-Pulse mit extrem hohen Spitzenintensitäten arbeiten und dabei stark nichtlineare Effekte auslösen, ist die Form und Verteilung des Strahls im Fokus von zentraler Bedeutung für die Bearbeitungsqualität [1].

Die Möglichkeit, Strahlprofile gezielt zu gestalten und an spezifische Prozessanforderungen anzupassen, erlaubt es, eine Vielzahl technischer Ziele zu verfolgen: So kann etwa durch flächige oder linienförmige Intensitätsverteilungen eine gleichmäßige Materialabtragung erzielt [2] oder durch axial gestreckte Fokusse eine tiefere Eindringung in

Materialien erreicht werden [1]. Auch der thermische Eintrag lässt sich über geeignete Strahlformen minimieren, was insbesondere bei temperaturempfindlichen Substraten oder bei der Erzeugung feiner Mikrostrukturen relevant ist [3].

Eine anpassbare Strahlformung erweitert darüber hinaus die Gestaltungsspielräume in der Prozessführung. Unterschiedliche Materialien, Strukturen oder Bearbeitungstiefen lassen sich effizient adressieren, ohne dass das optische System physisch umkonfiguriert werden muss. Die gezielte Variation der Strahlgeometrie innerhalb eines Prozesses kann etwa helfen, Bearbeitungsergebnisse lokal zu optimieren oder auf sich verändernde Prozessbedingungen zu reagieren [4].

Auch im Kontext der Parallelisierung gewinnt die Strahlformung an Bedeutung. In der Mehrstrahlbearbeitung können homogen verteilte Intensitätsmuster dazu beitragen, gleichmäßige Ergebnisse an mehreren Bearbeitungspunkten gleichzeitig zu erzielen. Die Kontrolle über die Intensitätsverteilung eröffnet hier zusätzliche Freiheitsgrade, etwa bei der Skalierung von Flächenprozessen oder der gleichzeitigen Bearbeitung komplexer Geometrien.

Insgesamt lässt sich die flexible Strahlformung als ein entscheidender Faktor für die Weiterentwicklung der UKP-Laserbearbeitung verstehen. Sie bietet nicht nur Potenziale zur Steigerung der Präzision und Reproduzierbarkeit, sondern auch zur Erhöhung der Prozessstabilität und zur Erweiterung des Anwendungsspektrums, insbesondere dort, wo klassische Bearbeitungsverfahren an ihre Grenzen stoßen [1, 2].

1.1.2 Limitierungen aktueller Strahlformungsmethoden in Verstärkersystemen

Die Umsetzung digitaler Strahlformung in Hochleistungs-UKP-Lasern wird durch die jeweilige Verstärkerarchitektur entscheidend geprägt. Während in Fasern nichtlineare Effekte dominieren [5], sind es in stabförmigen Festkörpermedien thermisch induzierte Aberrationen (durch Temperatur- und Spannungsgradienten verursachte Brechzahl- und Wellenfrontfehler; z. B. Defokus, Astigmatismus, Koma, Depolarisation) [6–8]. In Dünn- und Keilscheibenverstärkern führen die winkelkritischen Mehrpassgeometrien dazu, dass komplexe Strahlprofile nur eingeschränkt stabil übertragen werden können [9, 10]. Diese physikalischen Randbedingungen erschweren eine skalierbare Leistungssteigerung, ohne die Strahlqualität zu kompromittieren. Es entsteht daher ein Bedarf an Verstärkerkonzepten, die größere Freiheitsgrade in der Strahlführung eröffnen und gleichzeitig hohe

Pulsenergien sowie Durchschnittsleistungen erlauben. Eine detaillierte Analyse der gängigen Technologien und ihrer systembedingten Grenzen erfolgt in Kapitel 2.1.1.

1.2 Zielsetzung der Arbeit

Die vorliegende Arbeit verfolgt das Ziel, ein flexibles Strahlformungskonzept für den Einsatz in Ultrakurzpulslaserverstärkern zu realisieren, das die gezielte Modulation der Strahlintensitätsverteilung bereits vor der eigentlichen Leistungsverstärkung ermöglicht. Im Mittelpunkt steht die Anwendung digitaler holographischer Methoden auf räumlichen Phasenmodulatoren zur Erzeugung spezifischer Strahlformen, wie sie für anspruchsvolle Anwendungen der Lasermaterialbearbeitung erforderlich sind.

Typischerweise erfolgt die Leistungsskalierung in UKP-Lasersystemen über MOPA-Architekturen (Master-Oszillator-Leistungsverstärker; engl. *Master Oscillator Power Amplifier*), in denen ein Master-Oszillator durch eine oder mehrere Verstärkerstufen ergänzt wird. Diese Architektur erlaubt es, die mittlere Leistung zu steigern und damit die Produktivität zu erhöhen. Bei hohen Pulsenergien und Durchschnittsleistungen treten jedoch unerwünschte Effekte auf, etwa nichtlineare Wechselwirkungen oder thermische Linsenbildung, die die gewünschte Bearbeitungswirkung überlagern können. Eine vielversprechende Strategie zur Minderung besteht in der kontrollierten Variation der Strahlgeometrie, z. B. durch die Erzeugung homogener Intensitätsprofile oder strukturierter Verteilungen am Werkstück.

Der Einsatz holographischer Strahlformung mit räumlichen Lichtmodulatoren bietet hierbei ein hohes Maß an Flexibilität, ist jedoch durch eine begrenzte Transmission und die eingeschränkte Belastbarkeit der optischen Komponenten in Bezug auf hohe mittlere Leistungen limitiert. Um diese Technologien dennoch in Hochleistungssysteme integrieren zu können, ist es erforderlich, die Strahlformung vor der Verstärkung zu platzieren. Konventionelle Verstärkerarchitekturen wie Faser-, Stab- oder klassische Scheibenverstärker weisen allerdings eine hohe Winkel- und Positionsabhängigkeit auf, die eine stabile Übertragung der modifizierten Strahlprofile behindert.

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein neuartiges Verstärkerkonzept untersucht, das auf einer keilförmig ausgeführten Scheibenarchitektur basiert. Dieses Design ermöglicht durch Mehrfachreflexionen eine kompakte Bauweise bei gleichzeitig erweitertem Akzeptanzwinkel und eröffnet damit neue Möglichkeiten für die Integration vorgelagerter Strahlformung. Ziel ist es, an einem vorhandenen Keilscheiben-Testaufbau die Wirkung digital

erzeugter Hologramme auf die Verstärkungseigenschaften und die resultierende Strahlqualität systematisch zu analysieren.

Zu den Arbeitsschwerpunkten zählen die Einarbeitung in die Grundlagen der digitalen Holographie und der algorithmischen Hologrammgenerierung, die Ansteuerung des vorhandenen Hamamatsu-LCOS-SLM, die Erzeugung und Erprobung holografischer Phasenmasken, die Kartierung des akzeptierten Ablenkwinkelbereichs der Keilscheibe, die Aufnahme und Auswertung der Verstärkerkennlinien über Pumpstrom und Wiederholrate sowie die Profilanalyse hinsichtlich Homogenität und Flankensteilheit.

Langfristig soll dieser Ansatz einen Beitrag dazu leisten, adaptive Strahlformung in Hochleistungslasersystemen industrietauglich zu machen, insbesondere für Anwendungen, bei denen herkömmliche Bearbeitungsstrategien durch physikalische Limitierungen oder systemtechnische Randbedingungen eingeschränkt sind.

1.3 Aufbau der Arbeit

Nach der Einleitung in Kapitel 1 gliedert sich die Arbeit in fünf weitere Hauptkapitel. Kapitel 2 stellt die relevanten ps-Laserverstärkerarchitekturen mit Schwerpunkt auf Dünn- und Keilscheibenverstärker vor und fasst die Prinzipien der digitalen holografischen Strahlformung mit räumlichen Lichtmodulatoren zusammen. Kapitel 3 beschreibt den experimentellen Aufbau, die Auswahl der Zielstrahlformen und deren Erzeugung sowohl analytisch als auch iterativ einschließlich adaptiver Optimierung. Außerdem werden die SLM-Charakterisierung und die Bestimmung des maximalen Auslenkwinkels der Keilscheibenoptik dargestellt. Kapitel 4 präsentiert die erzeugten Strahlprofile und deren Qualitätsanalyse wie Multi-Spot-Felder, Top-Hat-Kreise und Linienprofile sowie die Verstärkerperformance mit den zugehörigen Kennlinien unter dem Einfluss der Wiederholrate. Kapitel 5 ordnet die Ergebnisse im Kontext der eingangs formulierten Fragestellungen ein, diskutiert Limitationen und leitet Optimierungspotenziale ab. Kapitel 6 fasst die wichtigsten Resultate zusammen, bewertet den holografischen Ansatz und gibt Empfehlungen für weiterführende Arbeiten. Abschließend folgen Anhänge A bis C sowie Abbildungs-, Tabellen- und Literaturverzeichnis.

2 Theoretische Grundlagen

Dieses Kapitel stellt die theoretischen Grundlagen der Arbeit in zwei zentralen Bereichen dar:

Abschnitt 2.1 behandelt ps-Laserverstärkertechnologien, wobei der Schwerpunkt auf dem Design und den Funktionsprinzipien von Keilscheibenverstärkern liegt. Der Vergleich mit alternativen Verstärkerarchitekturen dient der systematischen Bewertung ihrer Eigenschaften.

Abschnitt 2.2 erläutert die Grundlagen der digitalen holographischen Strahlformung. Hier stehen insbesondere die Phasenmodulation mit räumlichen Lichtmodulatoren (SLMs) und Verfahren zur Wellenfrontmanipulation im Fokus.

Die in diesen beiden Abschnitten dargestellten Grundlagen bilden den theoretischen Rahmen für die anschließende praktische Umsetzung, für die Analyse der experimentellen Ergebnisse und für die Einordnung moderner Systemlösungen in den nachfolgenden Kapiteln.

2.1 Ps-Laserverstärkertechnologien

Ps-Laserverstärker bilden eine essentielle Komponente moderner Hochleistungslasersysteme, insbesondere für Anwendungen mit ultrakurzen Pulsen im Piko- und Femtosekundenbereich. Verschiedene Verstärkerarchitekturen haben sich etabliert, die jeweils spezifische Vor- und Nachteile für unterschiedliche Anwendungsfälle bieten.

2.1.1 Überblick über ps-Verstärkertechnologien

Zur Leistungsverstärkung ultrakurzer Laserpulse im Piko- bis Femtosekundenbereich wurden verschiedene Verstärkerarchitekturen entwickelt, die sich durch ihre physikalischen Prinzipien, geometrischen Eigenschaften und ihre jeweilige Eignung für spezifische Anwendungen unterscheiden. In diesem Abschnitt werden die grundlegenden Konzepte faserbasierter, slabbasierter, dünnsscheibenbasierter und keilscheibenbasierter Verstärker vorgestellt. Ziel ist es, deren Funktionsprinzipien sowie ihre grundsätzlichen Vor- und Nachteile für den Einsatz in modernen Lasersystemen theoretisch zu vergleichen.

Faserverstärker nutzen ein laseraktives Medium in Form einer optischen Faser. Aufgrund der langen Wechselwirkungslänge und hohen Führeffizienz können hohe Verstärkungen erreicht werden, allerdings limitiert durch nichtlineare Effekte wie Selbstphasenmodulation oder Stimulierter Raman- bzw. Brillouin-Streuung [11]. Die Kompaktheit und die gute Strahlqualität machen Fasersysteme attraktiv, während die Integration komplexer Strahlformen aufgrund des kleinen Modenfeldes schwierig ist.

Slab-Verstärker basieren auf rechteckigen Verstärkermedien mit Zickzackgeometrie. Sie erlauben hohe mittlere Leistungen durch große Kühlflächen, sind jedoch aufgrund thermisch induzierter Brechungsindexgradienten anfällig für Aberrationen [12]. Die komplexe Strahlführung erschwert zudem die Integration vorgelagerter Strahlformung.

Dünnsscheiben-Verstärker verwenden extrem dünne, rückseitig gekühlte Verstärkerscheiben, wodurch thermische Effekte minimiert werden. Durch Mehrfachpassagen lässt sich ein effektiver Verstärkungsweg realisieren. Die Architektur erlaubt hohe mittlere Leistungen bei zugleich guter Strahlqualität [13].

Keilscheiben-Verstärker stellen eine Variante der Dünnsscheibenarchitektur dar, bei der das aktive Medium keilförmig angeschliffen ist. Diese Geometrie erlaubt eine interne, monolithische Mehrpassföhrung ohne externe Umlenkoptiken. Der erweiterte Akzeptanzwinkel fördert die Integration nicht-konventioneller Strahlprofile. Thermisch begünstigt die flache Geometrie eine effektive Ableitung von Abwärme, was insbesondere bei vorgelagerter Phasenmodulation vorteilhaft sein kann [13]. Da die Keilscheibenarchitektur eine Schlüsselrolle im Rahmen dieser Arbeit einnimmt, wird im nächsten Kapitel 2.1.2 ihr Aufbau sowie das zugrunde liegende Funktionsprinzip detailliert dargestellt und analysiert.

Die Wahl der Verstärkerarchitektur bestimmt somit nicht nur die erreichbaren Leistungsparameter, sondern auch, inwieweit sich digitale Strahlformungsverfahren in das System

integrieren lassen.

2.1.2 Keilscheibenverstärker: Design und funktionale Prinzipien

Der Keilscheibenverstärker (engl. *Wedged Thin-Disk Amplifier, WTD Amplifier*) stellt eine Weiterentwicklung des Dünnscheibenverstärkers dar, bei der das laseraktive Medium keilförmig angeschliffen ist. Die resultierende Geometrie kombiniert die effiziente Kühlung der klassischen Dünnscheibe mit einer monolithischen Mehrpass-Struktur, sodass die Strahlführung im Verstärker ohne externe Umlenkoptiken realisiert werden kann. Dadurch reduziert sich die Komplexität des optischen Aufbaus, und die Akzeptanz für verschiedene Strahleinfallsinkel wird erhöht [14, 15].

Abbildung 2.1 veranschaulicht die Grundprinzipien der Strahlführung im Keilscheibenverstärker anhand eines Querschnitts durch das aktive Medium. Die keilförmig geschliffene Scheibe (1) trägt auf der Frontfläche eine winkel- und polarisationsspezifische Bandpass-Beschichtung und auf der Rückseite eine HR (hochreflektierende)-Beschichtung. Der Pumpstrahl wird von der dicken Seite unter großem äußerem Einfallswinkel θ_p eingekoppelt, dank des Bandpasses nahezu verlustfrei transmittiert und über mehrere Reflexionen im Keil absorbiert. Der Laser- beziehungsweise Seed-Strahl (orange) wird unter einem wesentlich kleineren Einfallswinkel θ_i eingebracht. Er trifft auf die rückseitige Hochreflektorschicht und wird über interne Reflexionen in einem zickzackartigen Pfad durch das aktive Medium geführt. Die Punkte (2) und (3) markieren die beiden reflektierenden Grenzflächen der Scheibe, während der Bereich (4) den Bereich der Pumpabsorption zeigt. Die Geometrie der Mehrfachpassagen wird durch den Keilwinkel α sowie die externen Einfallswinkel des Pump- (θ_p) und des Seed-Strahls (θ_i) festgelegt. Der Keilwinkel definiert die Dickenänderung pro lateraler Strecke und damit die Fleckverschiebung je Reflexion. Er ist durch die Geometrie der Keilscheibe vorgegeben.

Der in dieser Arbeit verwendete Verstärker basiert auf einer Yb:LuAG-Keilscheibe mit einem Durchmesser von 15 mm und einer Dotierung von 7 at. %. Die Dicke der Scheibe variiert von etwa 100 μm (dünne Seite) bis 360 μm (dicke Seite), woraus sich ein Keilwinkel von $\alpha = 1^\circ$ ergibt. Die Pumpleistung wird über einen fasergekoppelten Diodenlaser (max. 2 kW) bei einer Wellenlänge von 969 nm zugeführt. Der externe Pump-Einfallswinkel beträgt $\theta_p = 47,5^\circ$. Nach Snell gilt $n_{\text{Luft}} \sin \theta_p = n_{\text{LuAG}} \sin \theta_{p,\text{int}}$; für LuAG ($n \approx 1,82 \dots 1,83$ bei 969–1030 nm) ergibt sich ein interner Winkel von etwa $24,0^\circ$ (siehe obere Skala in Abb. 2.1). Die Pumpfokussierung erzeugt einen Pumpfleck, der den Seedstrahl vollständig überdeckt [15, 16].

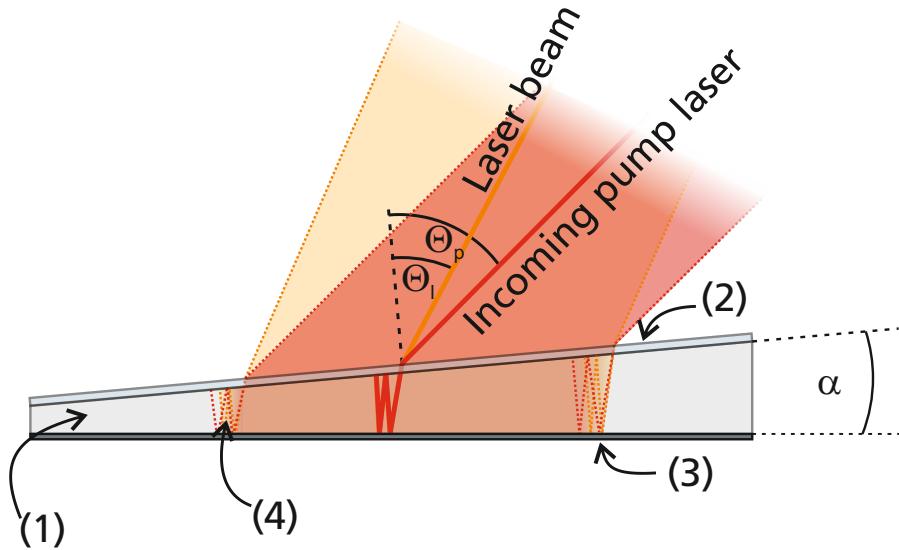


Abb. 2.1: Schematische Strahlführung im Keilscheibenverstärker [16]

Um den Pump- und den Laserstrahl im selben Medium gleichzeitig führen zu können, trägt die Frontfläche eine winkel- und polarisationsspezifische Mehrschichtbeschichtung. Abbildung 2.2 zeigt dazu die gemessenen Reflexionskurven $R(\theta_{i,p})$ für 969 nm (blau) und 1030 nm (orange). Die y-Achse ist logarithmisch (Basis 10) skaliert. Die farbigen Vertikalsäulen beziehen sich auf interne und auf die am Keil einfallsseitigen (externen) Winkel. Die obere x-Achse zeigt die internen, die untere die externen Werte, beide sind bijektiv verknüpft. Der grüne Balken kennzeichnet den Eintrittswinkel der 969-nm-Pumpe um $\theta_p \approx 47,5^\circ$, der rote Balken den Winkelbereich nach der ersten Reflexion. Zwischen beiden Bereichen liegen 2° , weil sich der interne Winkel auf jeder Seite des Materials aufgrund der Keilform um 1° ändert. Beide Säulen sind breiter dargestellt, weil der Pumpstrahl einen größeren Pumpfleck und damit eine endliche Apertur (NA) besitzt: Er trifft nicht perfekt kollimiert ein, sondern als Winkelkegel um den Zentralwinkel. Dieser externe Winkelbereich wird über das Snell'sche Gesetz abgebildet. Nach der ersten Reflexion verschiebt sich das gesamte Pump-Winkelbündel um $\approx 2^\circ$, sodass der rote Bereich die gleiche Breite wie der grüne beibehält. Im Pump-Eintrittsbereich beträgt die Reflexion bei 969 nm etwa 10^{-3} . Die Beschichtung ist dort nahezu transmissiv, die Pumpe koppelt in den Kristall ein und wird über mehrere interne Reflexionen im Volumen absorbiert. Violett und braun markieren den tatsächlich realisierten Einfalls- bzw. (einfachen) Reflexionswinkel des 1030-nm-Laserstrahls ($< 27,5^\circ$).

Die Anzahl der effektiven Durchgänge N des Laserstrahls durch das aktive Medium lässt

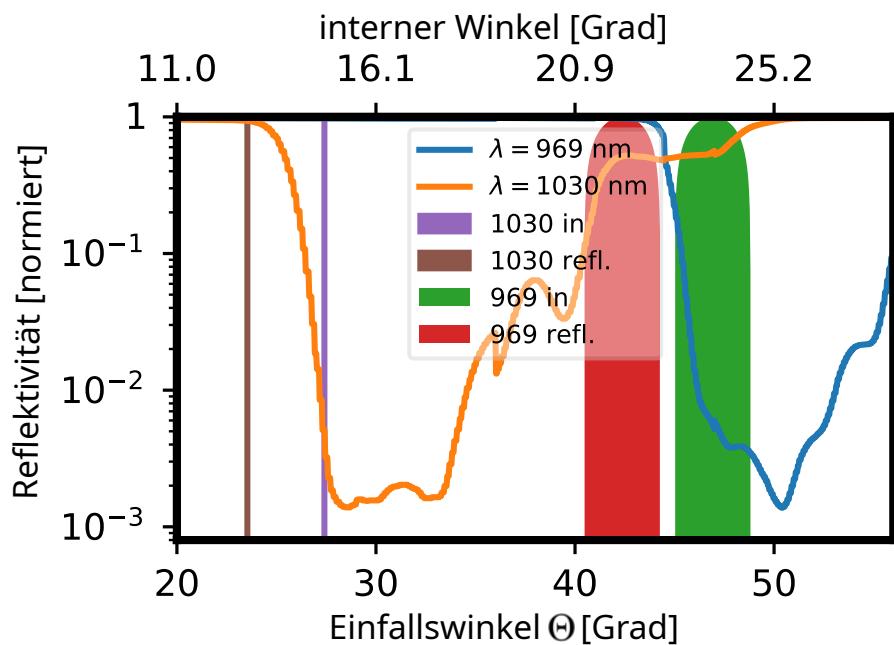


Abb. 2.2: Winkelabhängiges Reflexionsverhalten der dielektrischen Beschichtung der Keilscheibe [17]

sich näherungsweise abschätzen durch

$$N \approx \frac{\theta_i}{\alpha},$$

wobei θ_i der interne Einfallswinkel des Strahls im Kristall und α der geometrische Keilwinkel der Keilscheibe ist. Ein größerer interner Einfallswinkel oder ein kleinerer Keilwinkel erhöhen die Zahl der Reflexionen und damit die erzielbare Verstärkung, ohne dass zusätzliche externe Umlenkoptiken erforderlich sind [15].

Experimentelle Messungen zeigen, dass Keilscheibenverstärker hohe Leistungsparameter erreichen: Im Dauerstrichbetrieb wurden Ausgangsleistungen von bis zu 90 W bei einer Steigungseffizienz von 61 % gemessen. Bei der Verstärkung von 2 ps-Pulsen betrug die Kleinsignalverstärkung bis zu 62 (entspricht etwa 17,9 dB), und die Pulsdauer blieb nahezu unverändert, sodass kein signifikanter Chirp (zeitabhängige Änderung der Trägerfrequenz) auftrat. Der optisch-optische Wirkungsgrad im gepulsten Betrieb lag, abhängig von Pump- und Seed-Leistung, bis zu 53 % [18].

Trotz hoher Effizienz und kompakter Bauform gibt es systembedingte Grenzen. Die Keilgeometrie kann bei hohen Leistungen thermisch und prismatisch bedingte Aberrationen verstärken und den Strahlqualitätsfaktor M^2 erhöhen. Die Ausprägung ist jedoch deutlich

Keil-, Pumpgeometrie-, Justage- und Betriebspunkt-abhängig. Adaptive Phasenkorrekturen (z. B. SHS-gestützt) senken den M^2 -Wert sichtbar. Aufgrund endlicher Aperturen und diffraktiver Nebenordnungen können schwache Halo-Anteile im Profil verbleiben. In diesem Aufbau ist die nutzbare Pulsennergie aktuell bei etwa $310 \mu\text{J}$ begrenzt (in Doppelpasskonfiguration, siehe Kap. 3.1). Unabhängig davon erfordert die Keilscheibe enge Fertigungs- und Ausrichttoleranzen (Keilwinkel im Sub-mrad-Bereich), um die Zielstrahlführung zuverlässig zu erreichen [14].

Insgesamt verringert die Keilscheibentechnologie den Bedarf an externen Umlenkoptiken und ermöglicht kompakte, robuste Verstärkeraufbauten. Dies bietet Vorteile für Anwendungen mit mittleren Pulsenenergien und hohen Anforderungen an Integrationsfähigkeit. Aktuelle Forschungsarbeiten zielen auf eine weitere Verbesserung der Strahlqualität durch adaptive Optik sowie auf optimierte Kühlkonzepte, um Leistung und Pulsennergie weiter zu skalieren [14, 15].

2.2 Digitale holographische Strahlformung

2.2.1 Grundlagen der Phasenmodulation mit SLMs

Digitale holographische Strahlformungsverfahren nutzen flüssigkristallbasierte räumliche Lichtmodulatoren (engl. *Liquid-Crystal Spatial Light Modulators, LC-SLMs*) zur kontrollierten Modulation der Wellenfront. In dieser Arbeit kommt ein reflektiver Liquid-Crystal-on-Silicon-SLM (LCOS; Hamamatsu Modell X15213-03CR) zum Einsatz: Eine dünne Flüssigkristallschicht liegt auf einer verspiegelten Silizium-Backplane (CMOS-Adresschip mit Pixel-/Elektrodenarray). Die angelegte Spannung richtet die LC-Moleküle pixelweise aus und ändert den effektiven Brechungsindex. Das Licht wird an der CMOS-Schicht reflektiert und durchläuft die LC-Schicht zweimal, wodurch der Phasenhub effektiv erhöht wird. Bei linear polarisiertem, kohärentem Licht und geeigneten Zelldesigns ist eine reine Phasenmodulation ohne begleitende Amplitudenänderung realisierbar.

Die resultierende Phasenverschiebung $\Delta\phi$ lässt sich näherungsweise über folgende Beziehung beschreiben:

$$\Delta\phi(x, y) = \frac{2\pi \cdot d}{\lambda} \cdot \Delta n_{\text{eff}}(V(x, y)), \quad (2.1)$$

wobei d die Zellendicke, λ die Wellenlänge und Δn_{eff} die spannungsabhängige effektive Doppelbrechung beschreibt. Damit können präzise, ortsaufgelöste Phasenprofile erzeugt werden.

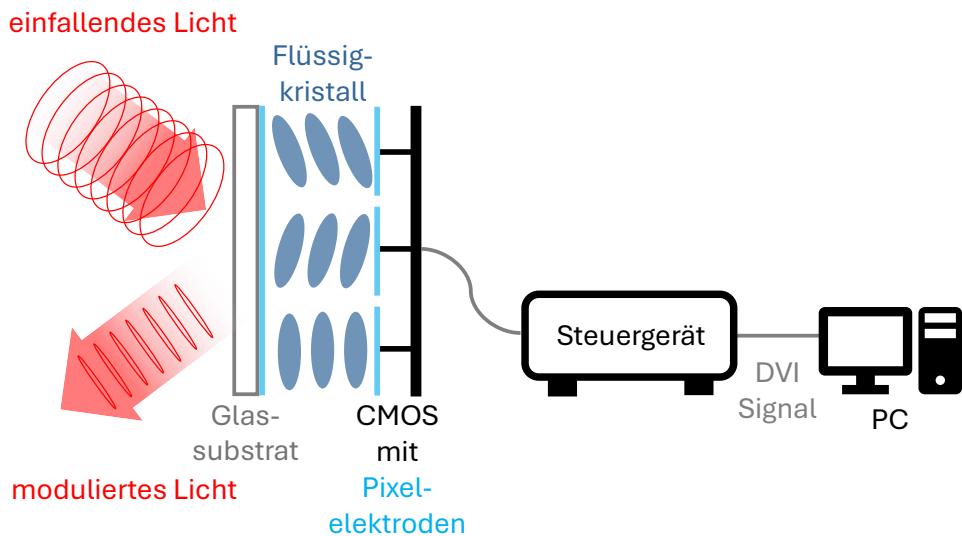


Abb. 2.3: Schematischer Aufbau eines LCOS-SLM (in Anlehnung an [19]).

Charakteristisch für LC-SLMs ist die unabhängige Ansteuerbarkeit einzelner Pixel mit typischen Ansprechzeiten im Bereich von 10–50 ms. Die Geräte sind für Wellenlängen im sichtbaren bis nahen Infrarot geeignet und ermöglichen eine dynamische, rekonfigurierbare Wellenfrontformung ohne mechanische Komponenten. Aufgrund dieser Eigenschaften finden sie breite Anwendung in der adaptiven Optik, der laserbasierten Materialbearbeitung sowie in der kohärenten Strahlformung komplexer Feldverteilungen.

Die digitale Ansteuerung des LCOS-SLM erfolgte über OpenCV. Die Zernike-Polynome wurden mit dem Python-Paket `zernike` erzeugt [20]. `slmsuite` ist eine offene Python-Bibliothek zur Ansteuerung von SLMs (u. a. Hamamatsu) mit Utilities für Phasenmasken-Ausgabe, Geräteinitialisierung und Hersteller-DLL-Anbindung. In dieser Arbeit kam sie für SLM-/Treiberfunktionen und die Ausgabe von Phasenmasken zum Einsatz [21].

2.2.2 Verfahren zur Wellenfrontmanipulation

Die digitale holographische Strahlformung ermöglicht die präzise Kontrolle von Laserstrahlprofilen durch verschiedene Verfahren der Wellenfrontmanipulation. Diese Methoden nutzen die Phasenmodulation räumlicher Lichtmodulatoren (SLMs), um komplexe Intensitätsverteilungen im Fernfeld zu erzeugen [22, 23].

Im Folgenden werden drei bedeutende methodische Ansätze zur Phasenkodierung vorgestellt: der Gerchberg-Saxton-Algorithmus und dessen gewichtete Varianten, insbesondere geeignet zur Berechnung komplexer Phasenmasken, sowie analytisch basierte Verfahren, die sich besonders für Top-Hat-Profile (kreisförmige Profile mit konstantem Plateau) oder daraus abgeleitete Linienprofile eignen. Zusätzlich kommen Zernike-Polynome gezielt bei der Erzeugung strukturierter Lichtmodi wie Linienstrahlen zum Einsatz [24–28].

Gerchberg-Saxton-Algorithmus

Der Gerchberg-Saxton-Algorithmus ist ein iteratives Verfahren zur Phasenbestimmung aus zwei Intensitätsverteilungen in unterschiedlichen Ebenen (Objekt- und Fourier-Ebene) [24]. Transformiert wird jeweils das komplexe Feld $E(x, y) = A(x, y) e^{i\phi(x, y)}$, wobei E komplexwertig ist, $A = |E|$ reell und $[E] = [A] = \text{V/m}$. ϕ ist die optische Phase (dimensionslos, in Radian).

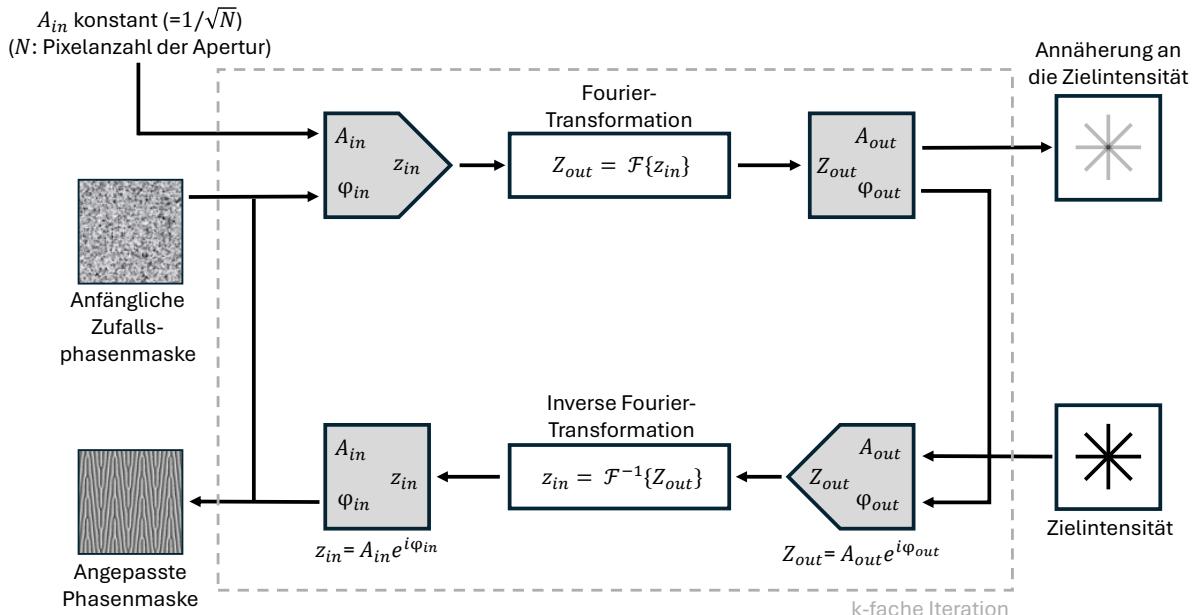


Abb. 2.4: Schematischer Ablauf des Gerchberg-Saxton-Algorithmus (in Anlehnung an [24, 29, 30]).

Der in Abbildung 2.4 skizzierte Ablauf:

- **Initialisierung:** In der SLM-/Hologrammebene ein Startfeld vorgeben $z_{in}(r) = A_{in}(r) e^{i\varphi_{in}(r)}$, mit $A_{in}(r) = \text{konstant}$ (in der Abbildung: $= 1/\sqrt{N}$) und einer anfänglichen Zufallsphasenmaske $\varphi_{in}(r)$.

- **Vorwärtspropagation (\mathcal{F}):** In die Zielebene (Fourier-/Brennebene) transformieren: $Z_{\text{out}}(R) = \mathcal{F}\{z_{\text{in}}(r)\}$. Dort die Amplitudenbedingung anwenden: Betrag auf die Zielamplitude setzen $A_{\text{out}}(R) \rightarrow A_{\text{tar}}(R) = \sqrt{\mathcal{I}_{\text{tar}}(R)}$, Phase beibehalten $\varphi_{\text{out}}(R) = \arg Z_{\text{out}}(R)$.
- **Rückwärtspropagation (\mathcal{F}^{-1}):** Zur SLM-/Hologrammebene zurück: $z'_{\text{in}}(r) = \mathcal{F}^{-1}\{Z_{\text{out}}(R)\}$. Dort die Gerätebedingung (nur Phasenmodulation) anwenden: Amplitude wieder $A_{\text{in}}(r) = \text{konstant}$ setzen, Phase übernehmen $\varphi_{\text{in}}(r) = \arg z_{\text{in}}(r)$.
- **Rückwärtspropagation (\mathcal{F}^{-1}):** Zur SLM-/Hologrammebene zurück: $z_{\text{in}}(r) = \mathcal{F}^{-1}\{Z_{\text{out}}(R)\}$. Numerischer Schritt in der SLM-Ebene: Den Betrag durch das vorgegebene SLM-Beleuchtungsprofil $A_{\text{in}}(r)$ ersetzen, die Phase beibehalten: $z_{\text{in}}(r) = A_{\text{in}}(r) e^{i \arg z_{\text{in}}(r)}$.
- **Iteration:** Vorwärts- und Rückwärtsschritt wiederholen, bis $A_{\text{out}}(R)$ der Ziellintensität $\mathcal{I}_{\text{tar}}(R)$ hinreichend nahe kommt. Das Resultat ist die angepasste Phasenmaske $\varphi_{\text{in}}(r)$ für den SLM.

Zur Verbesserung der Konvergenz und Reduktion von Artefakten wurden gewichtete Varianten des GS-Algorithmus entwickelt [25, 26]. Der Weighted Gerchberg-Saxton (WGS) modifiziert die Rückkopplung zwischen den Iterationen durch gewichtete Faktoren:

$$\tilde{Z}_k(R) = f(\mathcal{I}_{\text{tar}}(R), A_{\text{out},k}(R)) Z_k(R), \quad z_{\text{in},k+1}(r) = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{Z}_k(R)\}, \quad (2.2)$$

wobei $f(\mathcal{I}_{\text{tar}}(R), A_{\text{out},k}(R))$ die Abweichung zwischen aktueller und Zielamplitude einbezieht. (Der klassische GS-Fall entspricht $f \equiv 1$.)

Drei häufig verwendete Formen sind:

- **Wu-Variante (fehlerproportional):**

$$f(\mathcal{I}_{\text{tar}}, A_{\text{out}}) = \exp(p(A_{\text{tar}} - A_{\text{out}})). \quad (2.3)$$

Je größer der Amplitudenfehler $\Delta := A_{\text{tar}} - A_{\text{out}}$, desto stärker wird skaliert. Für kleine Δ gilt $f \approx 1 + p\Delta$ (lineare Korrektur). Der Parameter p steuert die Geschwindigkeit der Korrektion.

- **Leonardo-Variante (verhältnisbasiert, skaleninvariant):**

$$f(\mathcal{I}_{\text{tar}}, A_{\text{out}}) = \left(\frac{A_{\text{tar}}}{A_{\text{out}}} \right)^p. \quad (2.4)$$

Gewichtet die Zielamplituden mit dem Verhältnis der Zielamplitude zur aktuellen Amplitude, wodurch schwache Stellen verstärkt und starke Stellen abgeschwächt werden. Für $p = 1$ entspricht $|\tilde{Z}_k| = A_{\text{tar}}$ dem harten Betragsersatz (klassisches GS), für $0 < p < 1$ resultiert eine relaxierte Annäherung.

- **Nogrette-Variante (gedämpfte, normierte Korrektur):**

$$f(\mathcal{I}_{\text{tar}}, A_{\text{out}}) = \frac{1}{1 - \beta \left(1 - \frac{A_{\text{out}}}{A_{\text{tar}}} \right)}. \quad (2.5)$$

Gewichtet die Zielintensitäten mit einem einstellbaren Verstärkungsfaktor β . Verwendet den Fehler $1 - \frac{A_{\text{out}}}{A_{\text{tar}}}$.

Nach der Amplitudenaktualisierung folgt die Rücktransformation

$$\hat{z}_{k+1} = \mathcal{F}^{-1}\{\tilde{Z}_k\}. \quad (2.6)$$

Hinweis: Die Definitionen der Gewichtungsfunktionen entsprechen der in der slmsuite-Bibliothek verwendeten Implementierung [30]. Diese Gewichtungen beeinflussen Konvergenzgeschwindigkeit und Artefakunterdrückung der numerischen Optimierung. Die zugrunde liegende physikalische Feldpropagation bleibt davon unberührt.

In Abbildung 2.5 sind die drei WGS-Gewichtungsfunktionen $f(\mathcal{I}_{\text{tar}}, A_{\text{out}})$ (Wu, Leonardo, Nogrette) als Funktion von A_{out} für $A_{\text{tar}} = \sqrt{\mathcal{I}_{\text{tar}}} = 1$ dargestellt. Für $A_{\text{out}} < A_{\text{tar}}$ liegt $f > 1$ (lokale Verstärkung), für $A_{\text{out}} > A_{\text{tar}}$ gilt $f < 1$ (Absenkung). Bei $A_{\text{out}} = A_{\text{tar}}$ schneiden alle Kurven $f = 1$.

Für $A_{\text{out}} < A_{\text{tar}}$ (linke Bildhälfte) liegt die *orange* Kurve (**WGS-Leonardo**) oberhalb der beiden Alternativen, also werden zu schwache Bereiche am stärksten angehoben. Für $A_{\text{out}} > A_{\text{tar}}$ (rechte Bildhälfte) verläuft **WGS-Leonardo** zwischen **Wu** (stärkste Dämpfung) und **Nogrette** (schwächste Dämpfung), also mit moderater Absenkung. Diese in der Grafik erkennbare Kombination aus starker Anhebung schwacher und maßvoller Dämpfung starker Bereiche begünstigt eine gleichmäßige Annäherung an A_{tar} . Bei

speckle-dominierten Feldverteilungen mit vielen sehr kleinen Amplituden neben einzelnen Spitzen führt der hohe Korrekturfaktor f von WGS-Leonardo im Bereich kleiner A_{out} zu einer gezielten Anhebung der dunklen Flecken, während die Spitzen nur moderat gedämpft werden. Der Dynamikumfang wird damit schrittweise komprimiert und der Speckle-Kontrast reduziert.

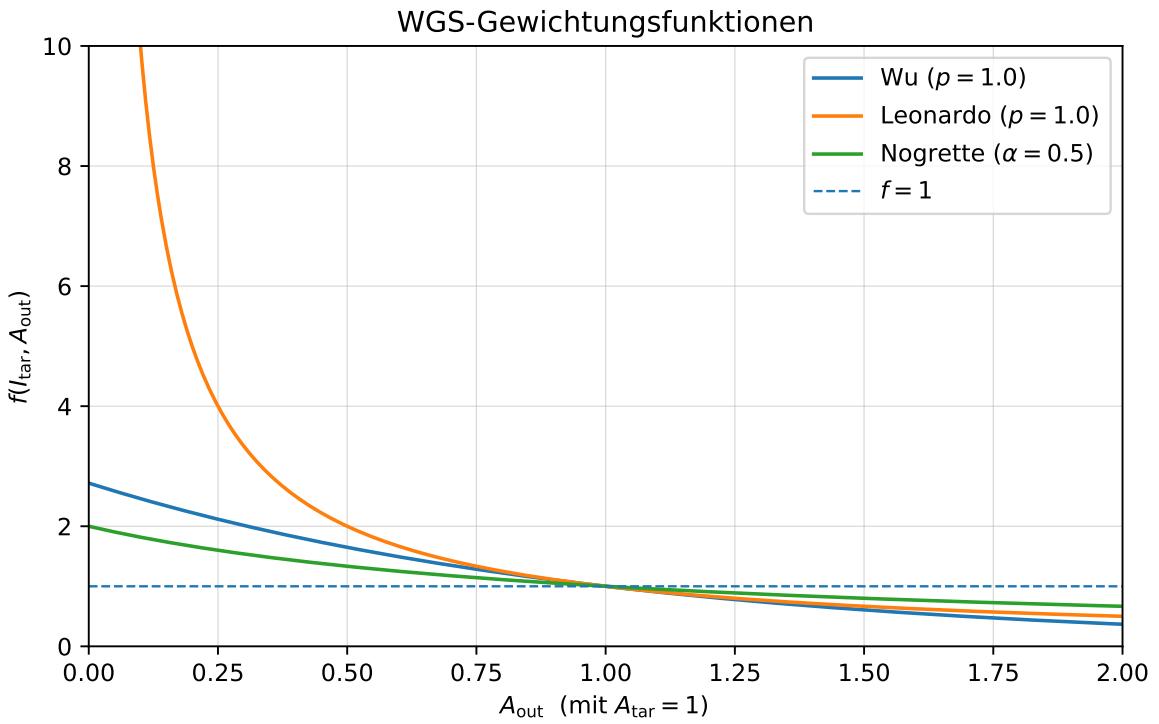


Abb. 2.5: Vergleich der WGS-Gewichtungen $f(\mathcal{I}_{\text{tar}}, A_{\text{out}})$ für Wu ($p = 1$), Leonardo ($p = 1$) und Nogrette ($\alpha = 0,5$)

Analytische Phasentransformation

Für spezielle Zielintensitäten (Top-Hat, Linienprofile) lassen sich analytische Phasenprofile konstruieren:

Top-Hat-Kreis:

Ausgangspunkt ist die Energieerhaltung in konzentrischen Kreisscheiben: Die bis zum Radius r im Eingang transportierte Leistung $P_{\text{in}}(r)$ muss der bis zum Radius R im Ziel akkumulierten Leistung $P_{\text{out}}(R)$ entsprechen. Daraus folgt eine eindeutige, monotone Radialabbildung $r \mapsto R(r)$ (vgl. (2.7), (2.8)). Da die absolute Zielintensität \mathcal{I}_{out} zunächst unbekannt ist, wird sie über die Gesamtnormierung $P_{\text{in}}(r_{\max}) = P_{\text{out}}(R_{\max})$ eliminiert (vgl. (2.12)). Einsetzen liefert die geschlossene Abbildung $R(r)$ (vgl. (2.13)), die ausschließlich von der Eingangsverteilung und den Randradien r_{\max}, R_{\max} abhängt [28].

Zunächst die kumulierten Leistungen in Ein- und Zielebene:

$$P_{\text{in}}(r) = \int_0^r 2\pi s \mathcal{I}_{\text{in}}(s) ds, \quad (2.7)$$

$$P_{\text{out}}(R) = \int_0^R 2\pi s \mathcal{I}_{\text{out}}(s) ds. \quad (2.8)$$

Energieerhaltung koppelt beide Größen und definiert die monotone Abbildung $r \mapsto R(r)$:

$$P_{\text{in}}(r) = P_{\text{out}}(R(r)). \quad (2.9)$$

Für das Beispiel dienen ein gaußförmiges Eingangsfeld und ein konstantes Flat-Top-Ziel als Profile:

$$\mathcal{I}_{\text{in}}(r) = I_0 e^{-2r^2/r_0^2}, \quad \mathcal{I}_{\text{out}}(R) = \text{const} \quad (0 \leq R \leq R_{\max}). \quad (2.10)$$

Einsetzen von (2.10) in (2.7)–(2.8) ergibt

$$P_{\text{in}}(r) = \pi I_0 \frac{r_0^2}{2} \left(1 - e^{-2r^2/r_0^2} \right), \quad P_{\text{out}}(R) = \pi \mathcal{I}_{\text{out}} R^2. \quad (2.11)$$

Die unbekannte Zielintensität folgt aus der Gesamtnormierung $P_{\text{in}}(r_{\max}) = P_{\text{out}}(R_{\max})$:

$$\mathcal{I}_{\text{out}} = \frac{I_0 r_0^2}{2 R_{\max}^2} \left(1 - e^{-2r_{\max}^2/r_0^2} \right). \quad (2.12)$$

Einsetzen von (2.12) in (2.9) unter Verwendung von (2.11) liefert die Radialabbildung [28]

$$R(r) = R_{\max} \sqrt{\frac{1 - \exp(-2r^2/r_0^2)}{1 - \exp(-2r_{\max}^2/r_0^2)}}. \quad (2.13)$$

Aus der paraxialen Linsenabbildung folgt unmittelbar [31]

$$\frac{d\phi}{dr} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{R(r)}{f}, \quad (2.14)$$

also integriert von 0 bis r

$$\phi(r) = \frac{2\pi}{\lambda f} \int_0^r R(s) ds + \phi_0. \quad (2.15)$$

Setzt man $R(r)$ aus (2.13) ein, ergibt sich für das Gauß → Flat-Top-Beispiel die explizite Phasenfunktion

$$\phi(r) = \frac{2\pi R_{\max}}{\lambda f} \int_0^r \sqrt{\frac{1 - \exp(-2s^2/r_0^2)}{1 - \exp(-2r_{\max}^2/r_0^2)}} ds + \phi_0. \quad (2.16)$$

Top-Hat-Linie:

Für eine eindimensionale, lineare Zielverteilung entlang x und gaußförmigen Eingang $\mathcal{I}_{\text{in}}(s) = I_0 \exp(-2s^2/s_0^2)$ folgt nach dem gleichen Prinzip aus Energieerhaltung streifenweise

$$\mathcal{I}_{\text{in}}(s) ds = \mathcal{I}_{\text{out}} dX \Rightarrow \frac{dX}{ds} = \frac{\mathcal{I}_{\text{in}}(s)}{\mathcal{I}_{\text{out}}}.$$

Mit $X(0) = 0$ und $X(x_{\max}) = R_{\max}$ ergibt sich

$$R(x) = R_{\max} \frac{\int_{-x}^x \mathcal{I}_{\text{in}}(s) ds}{\int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} \mathcal{I}_{\text{in}}(s) ds} = R_{\max} \frac{\text{erf}\left(\frac{\sqrt{2}x}{r_0}\right)}{\text{erf}\left(\frac{\sqrt{2}x_{\max}}{r_0}\right)}.$$

Unter der Kleinwinkelnäherung aus (2.14) folgt die Integraldarstellung

$$\phi(r) = \frac{2\pi R_{\max}}{\lambda f \text{erf}\left(\frac{\sqrt{2}x_{\max}}{r_0}\right)} \int_0^r \text{erf}\left(\frac{\sqrt{2}x}{r_0}\right) dx + \phi_0. \quad (2.17)$$

Hinweis zu den Radien: Die in den Abbildungen genannten Radien (z. B. TopHat15 für 15 mm Ausgangsradius des Top-Hats) beziehen sich auf R_{\max} in der Zielebene. Der auf der Kamera gemessene Radius ist im Allgemeinen nicht identisch damit, sondern wird durch die Abbildungskette (z.B. Teleskop) skaliert.

Zernike-Polynome

Zernike-Polynome $Z_n^m(\rho, \varphi)$ bilden auf dem Einheitskreis ($\rho \leq 1$) eine vollständige, bezüglich $\rho d\rho d\varphi$ orthogonale Basis. Sie trennen in einen radialen Anteil $R_n^{|m|}(\rho)$ und einen azimutalen Anteil $\cos(m\varphi)$ bzw. $\sin(m\varphi)$ und werden in der Optik zur modalen Beschreibung klassischer Wellenfrontaberrationen und zur Synthese strukturierter Lichtmoden verwendet ($n \geq 0$, $|m| \leq n$, $n - |m|$ gerade) [32, 33].

Die Radialpolynome ergeben sich aus der Summenformel

$$R_n^{|m|}(\rho) = \sum_{s=0}^{(n-|m|)/2} (-1)^s \frac{(n-s)!}{s! \left(\frac{n+|m|}{2} - s\right)! \left(\frac{n-|m|}{2} - s\right)!} \rho^{n-2s}, \quad \text{für } n - |m| \text{ gerade.} \quad (2.18)$$

Im Azimut folgt dann $Z_n^m(\rho, \varphi) = R_n^{|m|}(\rho) \cos(m\varphi)$ (bzw. $\sin(m\varphi)$ für die orthogonale Partnerfunktion).

In dieser Arbeit werden reelle Zernike-Moden gemäß der Noll-Konvention verwendet. Das umfasst eine Orthonormalisierung mit einer Norm auf Basis des quadratischen Mittelwerts (engl. *root mean square*, RMS) über den Einheitskreis sowie die Noll-Einzelindexierung $j = 1, 2, \dots$ (Sortierung nach steigendem Grad n und azimutaler Ordnung m). Konkret bedeutet das

$$Z_n^{\pm m}(\rho, \varphi) = N_{n,m} R_n^m(\rho) \times \begin{cases} \cos(m\varphi), & (n \geq 0, |m| \leq n, n - |m| \text{ gerade}), \\ \sin(m\varphi), & \end{cases} \quad (2.19)$$

wobei $N_{n,m}$ so gewählt ist, dass

$$\int_0^{2\pi} \int_0^1 [Z_n^{\pm m}(\rho, \varphi)]^2 \rho d\rho d\varphi = 1. \quad (2.20)$$

Zur Orientierung (für die in dieser Arbeit genutzten Moden):

$$Z_2^0 \leftrightarrow j = 4 \text{ (Defokus)}, \quad Z_2^{-2} \leftrightarrow j = 5, \quad Z_2^2 \leftrightarrow j = 6 \text{ (Astigmatismus)}. \quad (2.21)$$

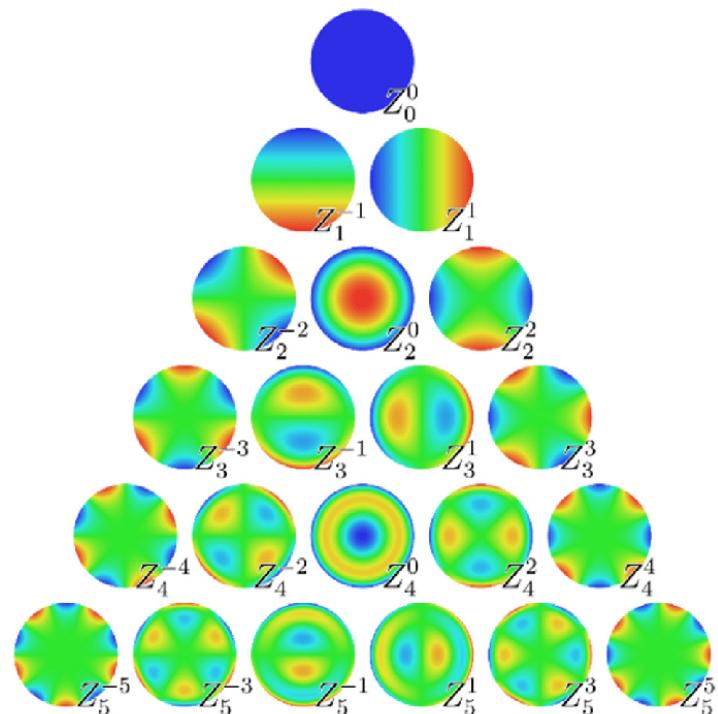


Abb. 2.6: Darstellung ausgewählter Zernike-Moden (Z_2^0 Defokus; $Z_2^{\pm 2}$ Astigmatismus), [34]

Lizenz: CC BY 3.0 Unported

<https://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>.

3 Methodik

3.1 Experimenteller Aufbau

Der experimentelle Aufbau zur Untersuchung der Strahlformung und Verstärkung von Pikosekunden-Laserpulsen lässt sich in drei funktionale Hauptbereiche gliedern: die Strahlquelle, das Verstärkersystem und die Strahlanalyse. Eine schematische Gesamtübersicht des optischen Systems ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

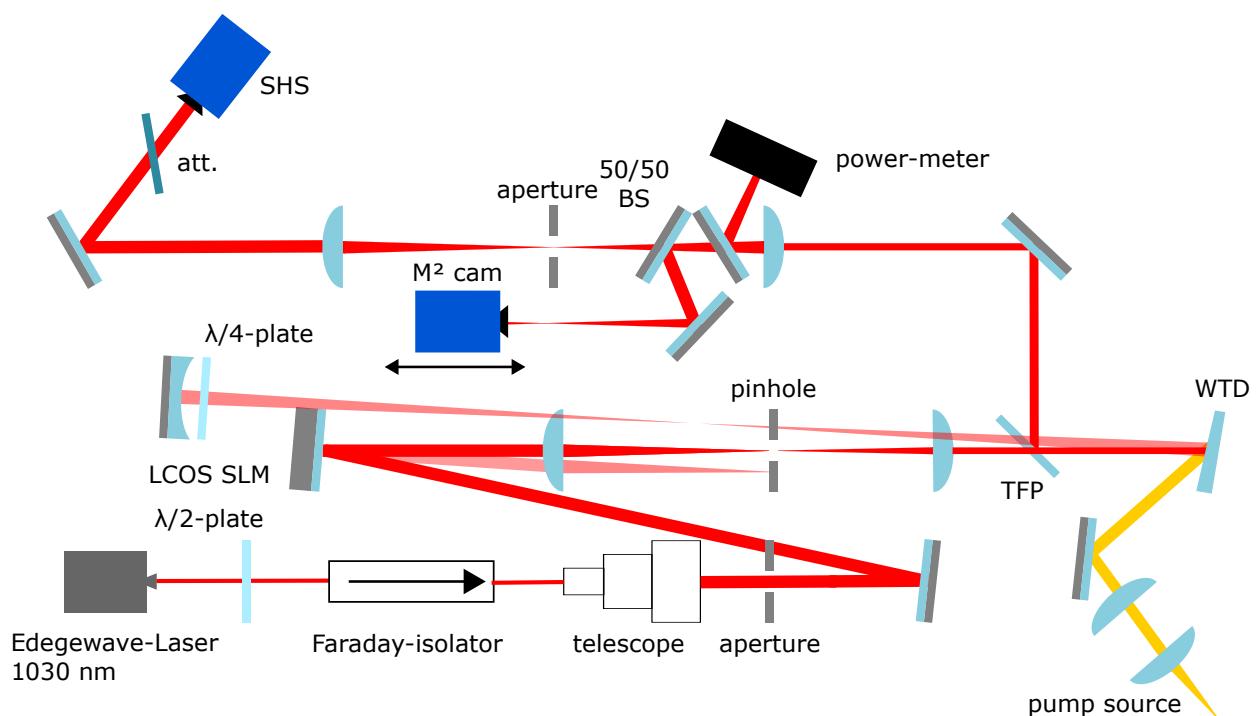


Abb. 3.1: Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus: strahlformende Optiken, Verstärkerstufe und Strahlanalyse [15].

Strahlquelle und Formung: Als Master-Oszillator dient ein Edgewave FXz50-1-GF-e Pikosekundenlaser mit einer Zentralwellenlänge von 1030 nm, einer spektralen Bandbreite von 0,8 nm (FWHM) und einer einstellbaren mittleren Leistung von bis zu 25 W (allg.):

5 µJ pro Puls). Zur Rückreflexionsvermeidung ist ein Faraday-Isolator zusammen mit einer $\lambda/2$ -Platte integriert. Für die initialen Tests der Phasenmasken wurde primär ein kompakter Mikrochiplaser (Integrated Optics) mit einer moderaten Ausgangsleistung von 500 mW eingesetzt. Ein variables Teleskop dient der Anpassung des Strahldurchmessers an den nachfolgenden lichtmodulierenden Aufbau. Zur Strahlformung kommt ein reflektiver LCOS-Spatial Light Modulator (Hamamatsu X15213-03R) zum Einsatz. Auf dem SLM wird ein Blazegitter angezeigt, sodass nur gebeugtes Licht die WTD erreicht. Der SLM wird mit einem 4f-System auf die WTD abgebildet. Das System arbeitet mit einem Brennweitenverhältnis von 1 : 1,5 (Linsenbrennweiten: 300 mm, 200 mm). [15].

Verstärkerstufe: Die Verstärkung erfolgt in einer 7 at. % dotierten Yb:LuAG-Keilscheibe, die über eine fasergekoppelte Diodenlaserquelle (DILAS IS57-Serie, 969 nm, bis 2 kW) gepumpt wird. Der Pumpstrahl wird mit einem Einfallswinkel von ca. 47° auf einen ~5 mm Spot auf die Vorderseite der Scheibe fokussiert. Die Keilscheiben-Geometrie erlaubt eine monolithische Mehrpassführung bei erweitertem Winkelakzeptanzbereich [14]. In den Versuchsreihen wurde der Verstärker im Singlepass betrieben. Eine Doppelpass-Geometrie lässt sich prinzipiell mit Dünnschicht-Polarisator (TFP), $\lambda/4$ -Platte und einem rückabbildenden Spiegel realisieren. Dies wurde in dieser Arbeit nicht vermessen und dient lediglich als Erweiterungskonzept [15].

Strahlanalyse: Die Charakterisierung des Ausgangsstrahls erfolgt über ein weiteres 4f-Abbildungssystem (Abbildungsverhältnis 1:1, Linsenbrennweiten: 400 mm), das die Scheibe auf einen Shack-Hartmann-Sensor (SHS) abbildet. Die Intensitätsverteilung in der Brennebene wird mittels einer entlang der optischen Achse verschiebbaren Kamera (FLIR Blackfly BFLY-U3-50H5M) erfasst. M²-Messungen erfolgen in derselben Messstrecke. Ein 50/50-Strahlteiler ermöglicht eine gleichzeitige Leistungsmessung mit einem Ophir-Leistungsmesskopf (30(150)A-HE bzw. L1500W). Zur aktiven Phasenkorrektur bei thermisch bedingten Aberrationen im WTD kommt ein geschlossener Regelkreis aus SHS und SLM zum Einsatz: Die gemessene Wellenfront wird durch eine Zernike-Approximation (bis 14. Ordnung) beschrieben und mit Dämpfungsfaktor $q < 1$ iterativ im SLM kompensiert [14, 15].

Zur Reduktion pump- und aufbauinduzierter Abbildungsfehler (thermische Linse und Gradienten im Brechungsindex, stressbedingte Aberrationen in der Keilscheibe, Off-Axis-Abbildung/Clipping in der Mehrpassführung) wurde ein Shack–Hartmann-Sensor (SHS) in den Strahlengang eingebunden. Der SHS vermisst die Wellenfront des verstärkten

Strahls im relevanten Betriebszustand und liefert daraus ein Phasenfehlerfeld über der aktiven Apertur. Aus den SHS-Daten wird eine glatte Phasenmaske (z. B. Zernike-Fit) bestimmt, die als additive Off-Set-Phase zur Zielphase auf das SLM aufgebracht wird. Damit werden die dominanten niederfrequenten Aberrationen (langsam über die Apertur variierend; niedrige räumliche Frequenz, z. B. Defokus, Astigmatismus, Koma) des Aufbaus kompensiert und die Zielprofile am Ausgang unter Last mit höherer Profiltreue wiedergegeben (weniger Verzerrung/Hot-Spots, gleichmäßige Plateauintensität).

Wichtig ist die Betriebspunktabhängigkeit: Die Aberrationen skalieren mit Pumpstrom, Wiederholrate und thermischem Zustand. Daher ist eine Korrekturmaske jeweils nur in einem engen Arbeitsfenster optimal. In den hier gezeigten Korrektur-Messreihen wurde die Maske für den Praxis-Arbeitspunkt (5 MHz, 24 A) ermittelt und ausschließlich dort verwendet. Für andere Punkte ist entweder eine erneute SHS-Messung oder mindestens eine Aktualisierung charakteristischer Terme (insb. Defokus) erforderlich.

3.2 Auswahlkriterien für Zielstrahlformen

Für die effiziente Bearbeitung mit ultrakurzen Laserpulsen müssen Intensitätsverteilung und zeitlicher Verlauf des Laserpulses gezielt an die Anwendung angepasst werden.

Die Auswahl eines Strahlprofils orientiert sich an der Bearbeitungsaufgabe, dem Materialverhalten, der gewünschten Strahlqualität und der Kompatibilität mit dem Verstärkersystem. Homogene Intensitätsprofile sind beispielsweise für Flächenabtragungen geeignet, während stark fokussierte Profile für tiefe Bohrungen benötigt werden. Ferner muss der akzeptierte Winkelbereich des Verstärkers berücksichtigt werden, um eine stabile Strahlführung sicherzustellen.

3.3 Strahlprofilgenerierung

3.3.1 Grundprinzipien der Profilformung

Zur Erzeugung definierter Strahlprofile wird in dieser Arbeit ein hybrider Ansatz aus analytischen und numerischen Verfahren eingesetzt. Je nach Zielprofil kommen geschlossene Formeln (z.B. für Gauß-Moden), parametrische Beschreibungen auf Basis von Zernike-Polynomen

oder iterative Optimierungsverfahren zum Einsatz. Das Grundprinzip der iterativen Hologrammberechnung mittels Gerchberg–Saxton-Algorithmus wird bereits in Abschnitt 2.2.2 erläutert.

Zur Implementierung dient die Python-Bibliothek slmsuite, die neben dem klassischen Gerchberg–Saxton-Algorithmus auch die verschiedenen gewichteten Varianten (Weighted Gerchberg–Saxton, WGS) sowie alternative Optimierungsverfahren bereitstellt [21].

Die Algorithmen werden in der slmsuite mithilfe des Befehls `hologram.optimize` aufgerufen. Die Parameter `method`, `maxiter` und `stat_groups` legen die verwendete Optimierungsroutine, die maximale Iterationszahl und die statistischen Zielgruppen (z. B. die zu optimierenden Spotregionen) fest. Ein typischer Aufruf für die WGS-Leonardo-Variante lautet:

```
hologram.optimize(method="WGS-Leonardo",
                   maxiter=50,
                   stat_groups=['computational_spot'])
```

Der Parameter `maxiter` begrenzt die Iterationszahl und damit die Rechenzeit; `stat_groups` definiert, auf welche Regionen im Zielfeld sich die Optimierung konzentriert.

In der slmsuite (Klasse `Hologram`) lassen sich WGS-Varianten über `method="WGS-Leonardo"`, `"...-Kim"`, `"...-Nogrette"`, `"...-Wu"` oder `"...-tanh"` wählen. MRAF (Mixed Region Amplitude Freedom) erlaubt es zudem, ausgewählte Bereiche mit größerer Amplitudengenauigkeit bzw. schwächerer Vorgabe zu behandeln (z. B. zur Glättung von Streuanteilen), während zentrale Zielzonen streng homogenisiert werden [25].

Die Wahl des Optimierungsverfahrens hat leichten Einfluss auf die Homogenität und Effizienz der erzeugten Strahlprofile. In vergleichenden Simulationen lieferte die WGS-Leonardo-Variante die besten Ergebnisse in Bezug auf Gleichmäßigkeit und Konvergenz, weshalb sie als Standardverfahren für die weiteren Experimente eingesetzt wurde. Die berechneten Phasenmuster werden anschließend auf den SLM geladen und im experimentellen Aufbau verwendet.

3.3.2 Implementierung verschiedener Profilformen

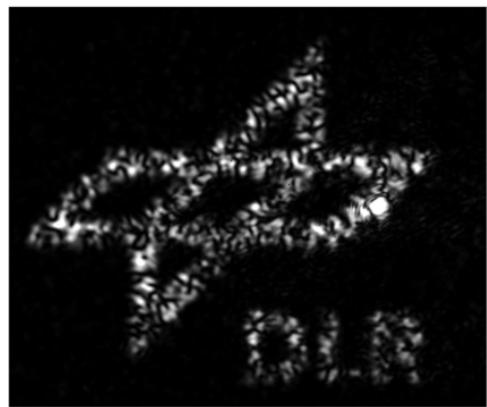
Die digitale Strahlformung ermöglicht es, eine Vielzahl unterschiedlicher Intensitätsverteilungen zu erzeugen. In der vorliegenden Arbeit wurden verschiedene Profile implementiert, die jeweils über eine spezifische Funktionsroutine realisiert werden. Zur Veranschaulichung wird für jede der nachfolgend beschriebenen Methoden ein exemplarisches Fernfeld präsentiert, um einen ersten Eindruck der resultierenden Strahlform zu vermitteln. Alle hier gezeigten Abbildungen wurden vor der Keilscheibe im Strahlengang aufgenommen. Keilscheibenbedingte Effekte (z. B. Verzerrungen, Aberrationen) sind in diesen Beispielen folglich nicht enthalten. Eine ausführliche quantitative Analyse erfolgt im Kapitel 4.2.

Da die SLM-Phasenmodulation endliche Tiefe und Quantisierung aufweist und der Pixel-Füllfaktor < 1 ist, verteilt sich ein Teil der Leistung auf 0. und höhere Beugungsordnungen. Zur räumlichen Trennung der gewünschten Rekonstruktion von der 0. Ordnung sowie von pixelgitterbedingten Nebenordnungen wird dem Hologramm eine 2π -periodische Phasenrampe (Sägezahn/Blaze) additiv überlagert. Die Trägerfrequenz verschiebt das Spektrum und bewirkt in der Fourier-Brennebene des 4f-Systems eine seitliche Verschiebung der Rekonstruktion (proportional zur eingestellten Trägerfrequenz). Dadurch liegt die gewünschte Rekonstruktion außerhalb der 0. Ordnung und kann als +1-Ordnung selektiv durchgelassen werden. 0. und weitere Ordnungen können durch eine Lochblende ausgeblendet werden.

Logo-Profil (Abb. 3.2): Die Methodik dient der Darstellung komplexer Strukturen (z. B. des DLR-Logos) im Fernfeld. Dazu wird eine Graustufenbilddatei eingelesen und in ein quadratisches Zielfeld eingebettet. Ein kreisförmiger Ausschnitt begrenzt das Logo, um unerwünschte Diffraktion an den Kanten zu reduzieren und specklebedingte Störungen zu verringern. Die Zielintensität wird anschließend mit dem WGS-Leonardo-Verfahren optimiert. Schwache Intensitätsbereiche werden gezielt angehoben, überhöhte Spitzen moderat gedämpft.



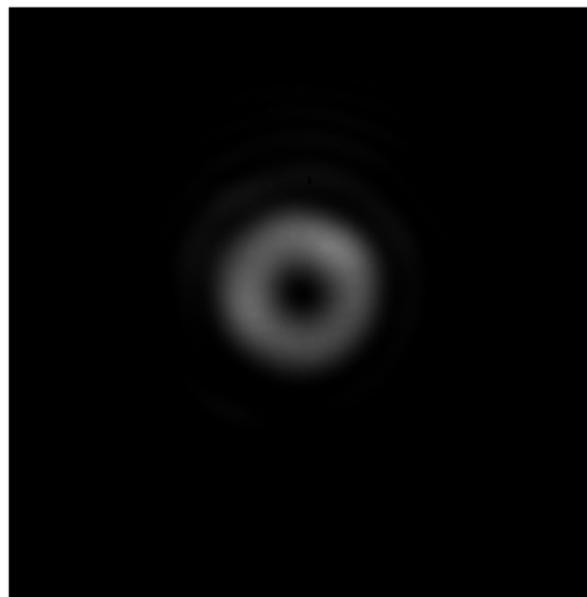
(a) DLR-Logo - Original [35]



(b) Invertiertes DLR-Logo, vor Keilscheibe

Abb. 3.2: DLR-Logo, vor Keilscheibe

Donut-/Vortex-Profil (Abb. 3.3): Die Funktion erzeugt ein ringförmiges Intensitätsmuster mit einer azimuthalen 2π -Phasenwicklung. Mathematisch wird dafür die Phase $\arg(x + iy)$ verwendet, was zu einem Phasenwirbel der Ordnung $l = 1$ führt.

**Abb. 3.3:** Vortex-Strahlprofil, vor Keilscheibe

Spot-Array (Abb. 3.4): Für Anwendungen, die mehrere identische Foki erfordern, wurde eine Routine zur Erzeugung eines rechteckigen Mehrpunkt-Zielrasters implementiert. Das Zielraster mit einstellbarem Rastermaß wird unter Verwendung der `slmsuite`-

Bibliothek erzeugt, mittels WGS-Leonardo optimiert und die resultierende Phasenmaske auf dem SLM ausgegeben.



Abb. 3.4: Spot-Array-Strahlprofil (8x8 Spots), vor Keilscheibe

Zernikes Linien-Profil (Abb. 3.5): Die Funktion erzeugt ein linear verlaufendes Intensitätsprofil mit sanft auslaufenden Enden (ohne harte Kanten). Grundlage ist eine parametrische Beschreibung der Linienform über Zernike-Polynome. Die Methode ermöglicht die effiziente Synthese ländlicher Profile ohne iterative Optimierung. Als Variante mit harten Kanten dient die aus der Top-Hat-Formel abgeleitete Linienform (siehe Abb. 3.8).

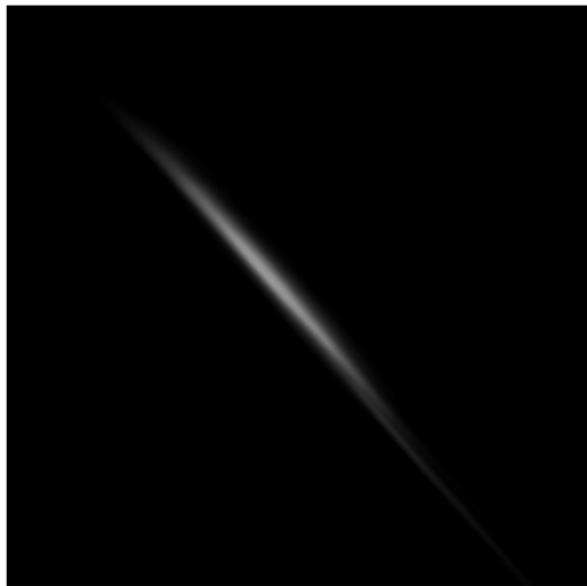


Abb. 3.5: Zernikes Linien-Strahlprofil, vor Keilscheibe

Top-Hat-Profil (Abb. 3.6): Die Funktion erzeugt ein radialsymmetrisches Top-Hat-Profil mit weichen Übergängen. Ein innerer Radius definiert die Plateauzone, während eine äußere Randzone mithilfe des MRAF geglättet wird. Die zugehörige Phasenmaske wird mittels WGS-Leonardo optimiert und anschließend auf dem SLM ausgegeben. Im Intensitätsprofil ist das charakteristische Speckle-Muster zu erkennen, das durch kohärente Interferenz im diffraktiven System verursacht wird.

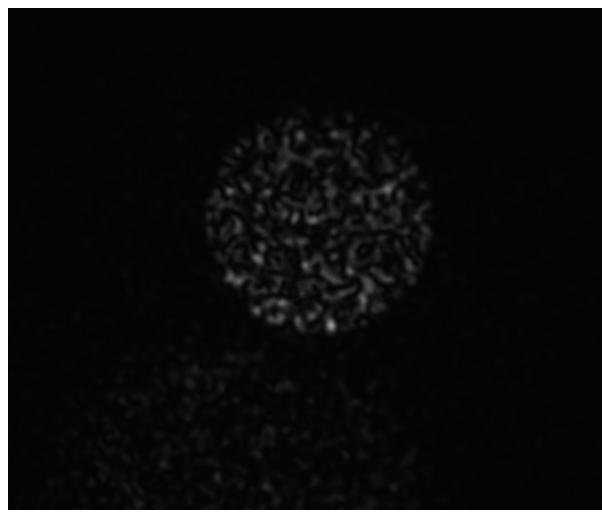


Abb. 3.6: Top-Hat Gerchberg-Saxton, vor Keilscheibe

Analytisches Top-Hat-Profil (Abb. 3.7): Für radialsymmetrische Top-Hat-Profile wurde ein eigener analytischer Ansatz verwendet (Herleitung: siehe 2.2.2). Hierbei wird auf

die im Grundlagenkapitel hergeleitete Phasenfunktion zurückgegriffen, die sich durch Integration einer radialsymmetrischen Intensitätsverteilung ergibt (vgl. Abschnitt 2.2). Die numerisch integrierte Phase wird skaliert, auf das Pixelraster des SLM übertragen und ohne iterative Optimierung direkt auf den Modulator geschrieben. In untenstehender Abbildung 3.7 ist links ein Top-Hat-Strahlprofil zu sehen. Die senkrechten Streifen im Top-Hat-Profil sind als Überlagerungen mit einem Nachbar-Beugungsordnungsanteil zu deuten, die bei großen Top-Hat-Radien entstehen können. Zudem ist rechts daneben die (nicht weggeblendete) 0. Beugungsordnung zu sehen.

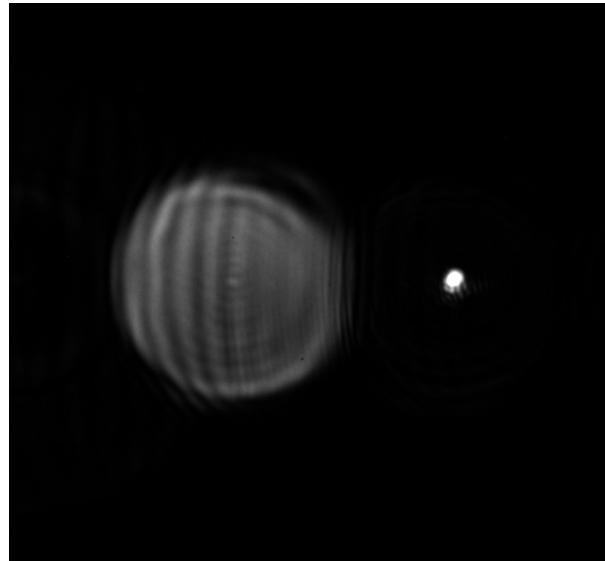


Abb. 3.7: Analytisches Top-Hat-Strahlprofil, vor Keilscheibe

Linie aus Top-Hat-Formel (Abb. 3.8): Die Funktion implementiert eine eindimensionale Variante der Top-Hat-Formel zur Erzeugung einer homogenen Linienintensität. Ausgehend von der gleichen theoretischen Herleitung wie für das radiale Top-Hat wird eine Phasenfunktion entlang der y -Achse berechnet, die anschließend auf den SLM projiziert wird. Im Gegensatz zur Methode der zerniken Linie, besitzt diese Variante scharf definierte Enden, wie sie im analytischen Ansatz beschrieben sind. In untenstehender Abbildung 3.8 ist eine Top-Hat-Linie zu erkennen mit daneben befindlicher 0. Beugungsordnung.

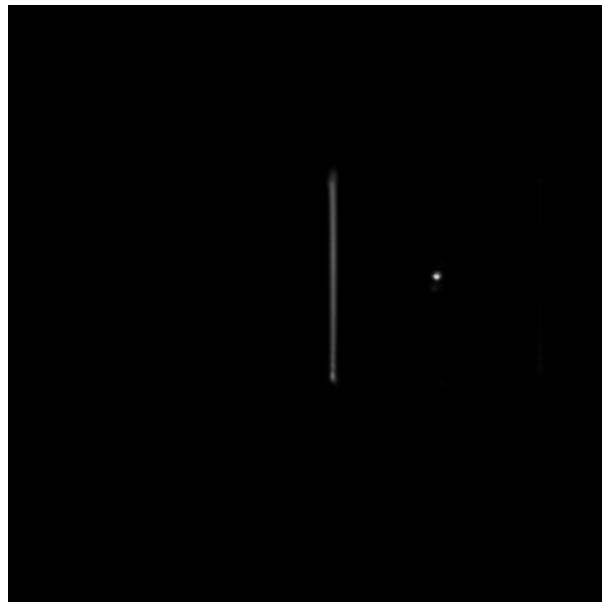


Abb. 3.8: TopHat-Linien-Strahlprofil

3.3.3 Adaptive Optimierung

Der bisher beschriebene Ansatz zur Strahlformung basiert auf der Berechnung idealer Phasenmasken für den SLM unter der Annahme eines aberrationsfreien optischen Systems. In realen Verstärkeraufbauten sind jedoch Aberrationen unvermeidlich: thermische Linsen, Keildickenvariationen und justagebedingte Schiefstellungen verzerren sowohl Phase als auch Amplitude des durch die Keilscheibe propagierenden Strahls. Ohne Korrektur können solche Verzerrungen die Homogenität und Stabilität der generierten Intensitätsverteilungen erheblich beeinträchtigen. Aus diesem Grund ist ein SHS-basierter Regelkreis im Aufbau vorhanden: Der Shack-Hartmann-Sensor erfasst die Wellenfront, daraus wird eine phasenkompensierende Off-Set-Maske berechnet und dem SLM überlagert. Auf diese Weise werden die dominanten nieder- bis mittelfrequenten Aberrationen (niederfrequent: langsam, großskalig; mittelfrequent: mehrere Wellenfront-Perioden über die Apertur), insbesondere Defokus, Astigmatismus und Koma wirksam unterdrückt.

4 Ergebnisse

4.1 Bestimmung des maximalen Auslenkwinkels

Zur experimentellen Bestimmung des nutzbaren Auslenkbereichs wurden drei Messreihen mit einem quadratischen Punktmuster von $5 \times 5 = 25$ Einzelfoki durchgeführt: mit Keilscheibe ohne Pumpe (Single-Pass), mit Keilscheibe und aktiver Verstärkung sowie als Referenz ohne Keilscheibe. Für die Referenzmessung wurde ein planparalleler Spiegel unmittelbar vor der Keilscheibenposition in den Strahlengang gestellt, sodass der Strahl ohne Passage des aktiven Mediums reflektiert wurde.

Die Einzelfoki wurden mittels digitaler Phasenmasken am SLM erzeugt, sequentiell auf die Eingangsfläche des Verstärkers abgebildet und die Leistung pro Fokus mit einem Ophir-Leistungsmesskopf erfasst. Der Scanbereich wurde so gewählt, dass er genau dem von der FLIR-Kamera vollständig erfassten Winkelbereich entspricht. Dementsprechend wurde die maximale relative Trägerfrequenz f (in Zyklen/Pixel) so festgelegt, dass der zugehörige Auslenkwinkel $\theta_{\text{out}}(f) \simeq A(\lambda/p)f$ den nutzbaren Bereich der Fourier-Apertur/Kamera ausschöpft. Es wurden dementsprechend Ablenkwinkel bis etwa $\pm 6,18$ mrad angesteuert. Die Datenauswertung erfolgte mit der Open-Source-Software Micro-Manager [36].

Für SLM-Pitch p und Wellenlänge λ gilt bei relativer Gitterfrequenz f (in Zyklen/Pixel) am SLM (Kleinwinkel-Approximation):

$$\theta_{\text{SLM}}(f) \simeq \frac{\lambda}{p} f. \quad (4.1)$$

Ein nachgeschaltetes Teleskop mit Winkelvergrößerung A (hier: $A = 1,5$) skaliert die Winkel gemäß

$$\theta_{\text{out}}(f) \simeq A \theta_{\text{SLM}}(f) = A \frac{\lambda}{p} f. \quad (4.2)$$

$$\frac{d\theta_{\text{out}}}{df} = A \frac{\lambda}{p} \quad [\text{rad}/(\text{cy}/\text{px})]. \quad (4.3)$$

Mit $\lambda = 1.030 \mu\text{m}$ und $p = 12.5 \mu\text{m}$ folgt

$$A \frac{\lambda}{p} = 1,5 \cdot \frac{1,030}{12,5} = 0,1236 \text{ rad}/(\text{cy}/\text{px}). \quad (4.4)$$

$$0,1236 \text{ rad}/(\text{cy}/\text{px}) = 123,6 \text{ mrad}/(\text{cy}/\text{px}). \quad (4.5)$$

$$\theta_{x,y} \text{ [mrad]} \approx 123,6 f_{x,y} \quad (\text{mit } f_{x,y} \text{ in cy/px}). \quad (4.6)$$

Für $f = 0,05$ ergibt sich

$$\theta_{\text{out}}(f=0,05) \approx 0,1236 \times 0,05 = 0,00618 \text{ rad} = 6.18 \text{ mrad}. \quad (4.7)$$

Die Schrittweite beträgt ungefähr $\Delta\theta \approx 3.09 \text{ mrad}$ (Skalenmarken bei 0 mrad, $\pm 3.09 \text{ mrad}$, $\pm 6.18 \text{ mrad}$).

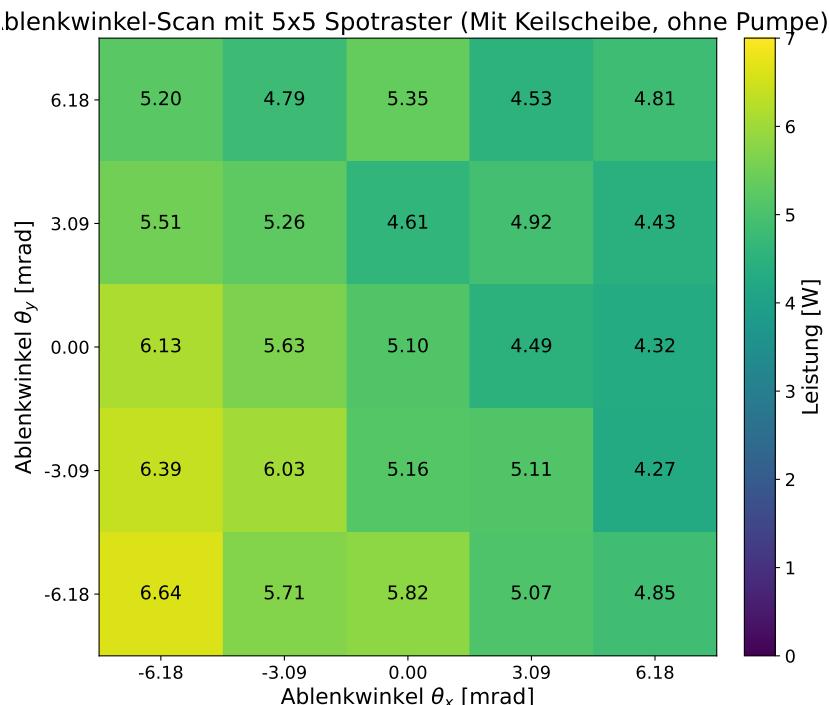


Abb. 4.1: Mit Keil, ohne Pumpe

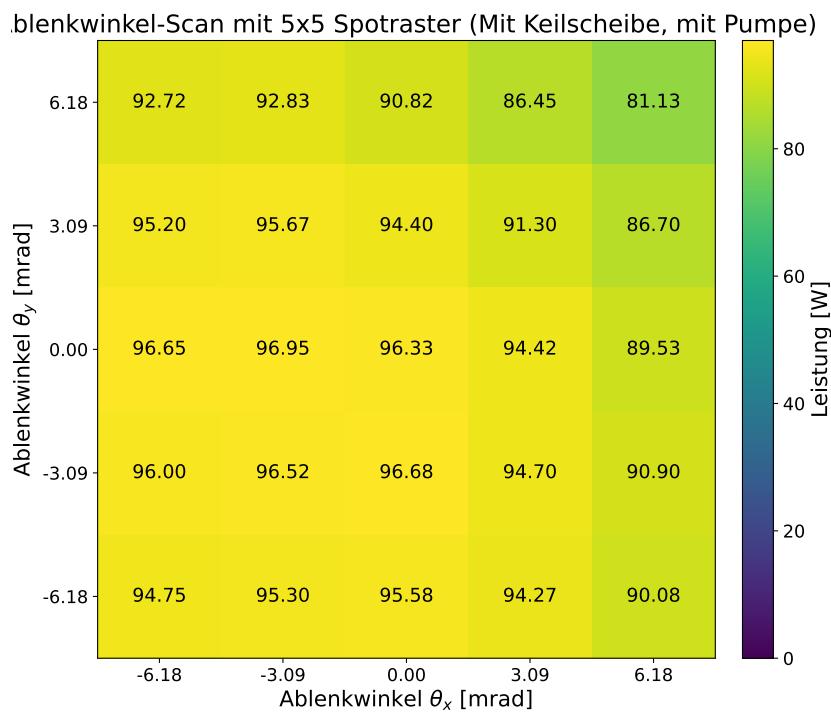


Abb. 4.2: Mit Keil, mit Pumpe

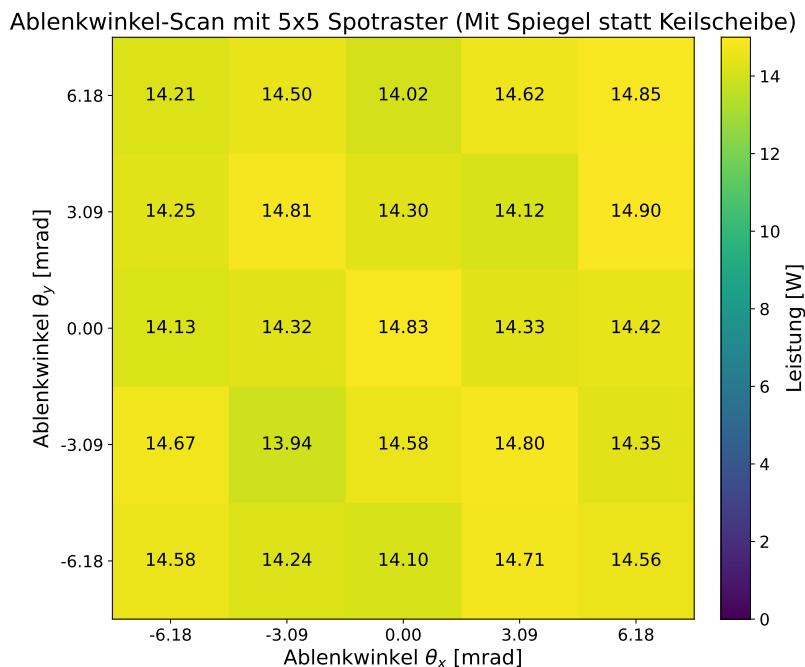


Abb. 4.3: Referenz mit Spiegel

Auswertung und Vergleich. Mit Keil, ohne Pumpe (Abb. 4.1):

Der Mittelwert über alle 25 Positionen beträgt etwa 5,21 W bei einer Standardabweichung

von rund 0,65 W ($\approx 12,5\%$ relativ). Das Muster zeigt eine leichte Gradientenstruktur über das Feld (kein streng rotationssymmetrischer Randabfall). Die Werte liegen zwischen ca. 4,27 W und 6,64 W.

Mit Keil, mit Pumpe (Abb. 4.2):

Die mittlere Ausgangsleistung steigt auf ca. 93,0 W (Standardabweichung $\approx 3,9$ W). Im Zentrum werden typischerweise $\approx 95,2$ W erreicht, während die Ecken im Mittel bei $\approx 89,7$ W liegen. Der Minimalwert im maximalen Ablenkwinkelbereich beträgt etwa 81,1 W. Das entspricht einer Reduktion um $\sim 15\%$ gegenüber dem Zentrum und deutet auf leichte winkelabhängige Verluste hin. Ein geringer, experimentell nicht vollständig eliminierbarer Einfluss von Ausrichtungs- und Justagetoleranzen (z. B. Restverkippung oder Dezentrierung im 4f-Zug bzw. an der Keilscheibe) ist als zusätzlicher Beitrag plausibel. Sein Anteil wurde durch sorgfältige Zentrierung minimiert, lässt sich aus den vorliegenden Daten jedoch nicht eindeutig quantifizieren.

Referenz mit Spiegel (Abb. 4.3):

Ohne Keilscheibe ist die Feldhomogenität hoch. Der Mittelwert liegt bei ca. 14,46 W mit einer geringen Standardabweichung von $\approx 0,28$ W ($\sim 2\%$ relativ). Die Variation über den gesamten Winkelbereich ist klein (ca. 13,94 bis 14,90 W).

Interpretation. Der Vergleich mit der Spiegel-Referenz belegt, dass die ablenkungsabhängigen Leistungsveränderungen primär durch die Keilscheibe bzw. den damit verbundenen Strahlengang entstehen. Unter Verstärkung erhöhen sich die absoluten Leistungen erwartungsgemäß deutlich. Innerhalb des Messbereichs bleibt die Feldhomogenität im gepumpten Betrieb ausreichend für großflächige Hologramme.

4.2 Erzeugte Strahlprofile mit Keilscheibe

Zur Validierung der in Kapitel 3 beschriebenen Hologrammgenerierung in Kombination des Keilscheibenverstärker wurden die verschiedenen Strahlprofile experimentell erzeugt und mittels der in Kapitel 3.1 beschriebenen M2-Kamera aufgezeichnet. In Anhang A sind die vollständigen Aufnahmen aller drei Betriebsfälle mit der Keilscheibe (ohne Verstärkung/ohne Pumpe; mit Verstärkung, ohne Korrektur; mit Verstärkung, mit Korrektur) nach Muster sortiert zusammengestellt.

In Folgendem Kapitel 4.3 wird der für die Anwendung relevante Fall Keilscheibe mit Verstärkung und mit SHS-Korrektur im Detail analysiert. Die SHS-basierte Phasenkorrektur (siehe 3.1) kompensiert hierbei die im gepumpten Zustand wirksamen Aberrationen der Keilscheibenoptik. Die Korrekturmaske ist auf den maximalen Messfall kalibriert (hohe Wiederholrate und maximaler Pumpstrom) und wurde deshalb in den Leistungs-/Qualitätsmessungen bei $f_{\text{rep}} = 5 \text{ MHz}$ und $I_{\text{pump}} = 24 \text{ A}$ angewendet.

4.3 Qualitätsanalyse der Strahlprofile

In diesem Abschnitt werden die im Kamerabild erfassten Strahlformen der Phasenmodulationen mit verstärktem und korrigiertem Laser quantitativ bewertet. Der Fokus liegt bewusst auf der Gleichmäßigkeit und Orientierung von Multi-Spot-Feldern, der Plateau-Homogenität und der Kantenqualität von Top-Hat-Kreisen sowie den Flanken und der Profilform von Linien (Top-Hat-Linien und Zernike-Linie). Die Kennzahlen wurden aus konsistent definierten ROIs/Profilen der jeweiligen Bilder berechnet. Zu beachten, ist, dass es sich hierbei um die Bilder der Phasenmodulationen mit verstärktem Laser handelt und sich daher stärkere Unregelmäßigkeiten im Vergleich zu den Bildern der Phasenmodulationen mit unverstärktem Laser (vgl. Kap. 3.3.2) ergeben.

4.3.1 Multi-Spot-Felder (2×2 und 6×6)

Das 2×2 -Spotraster erscheint gegenüber den Kameraachsen leicht gedreht (diagonale Ausrichtung der Maxima; vgl. Anhang A.2). Die leichte Rotation beeinflusst die Intensitätsverteilung nicht merklich. Über die vier Spots ist die Leistung hinreichend homogen verteilt (siehe Abb. 4.4).

Das 6×6 -Feld (vgl. Anhang A.3) bestätigt mit einer kompakt verteilten Heatmap (siehe Abb. 4.5) die insgesamt homogene Feldverteilung ohne dominanten Zeilen-/Spalten-Gradienten.

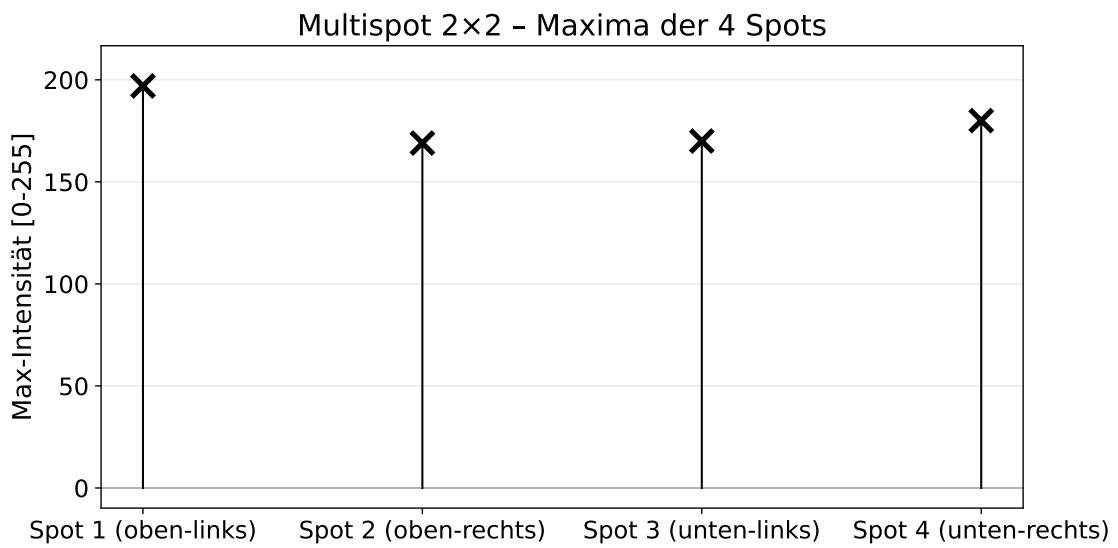


Abb. 4.4: 2×2: Maximalintensitäten der Spots.

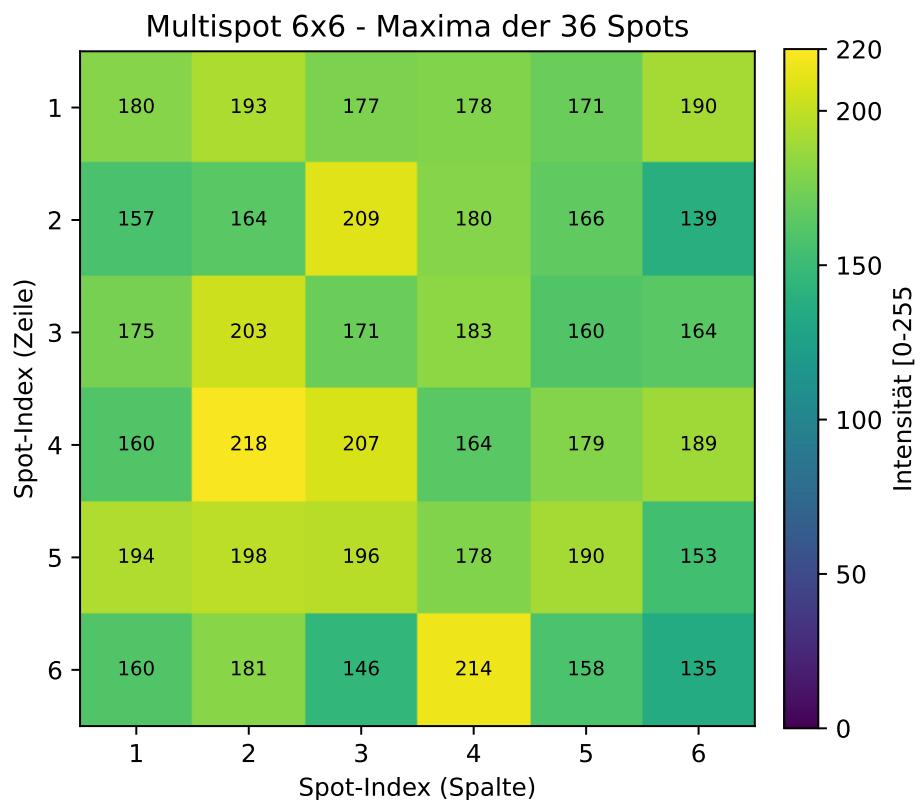


Abb. 4.5: 6×6: Heatmap der Spot-Maxima.

4.3.2 Top-Hat-Kreise: Homogenität des Plateaus

Die Plateau-Homogenität wird über den Variationskoeffizienten (CoV) bewertet:

$$\text{CoV} [\%] = 100 \cdot \frac{\sigma}{\mu}. \quad (4.8)$$

Dabei bezeichnen μ den Mittelwert und σ die Standardabweichung der Intensität im Plateau-ROI. Beide Kennzahlen wurden im Micro-Manager den Statistiken **Mean** bzw. **StdDev** entnommen. Ein kleinerer CoV bedeutet ein gleichmäßigeres Plateau.

Die CoV-Werte der verschiedenen Top-Hats unterscheiden sich deutlich. Der GS-Top-Hat weicht sichtbar ab und erreicht zusammen mit dem größtem analytischen Top-Hat-Radius den höchsten CoV (geringste Plateau-Homogenität), vgl. Abb. 4.6.

Hinweis: Die angegebenen Radien (15 mm, 20 mm, ...) beziehen sich auf die Zielebene. In der Kameraebene können die tatsächlich gemessenen Durchmesser aufgrund des Abbildungsmaßstabs des im Aufbau verwendeten Teleskops ($V = 1,5$) sowie kleiner Fokus-/Arbeitsabstandsabweichungen leicht variieren.

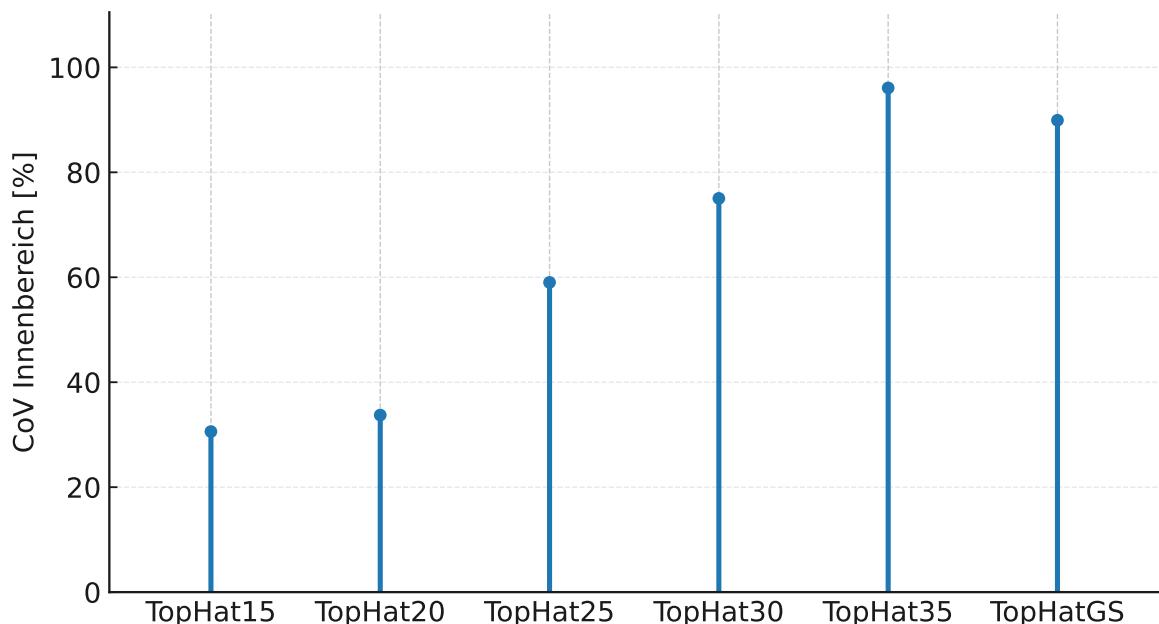


Abb. 4.6: Top-Hat (Radien 15–35) und Top-Hat (GS): CoV des Plateaus (kleiner ist homogener).

4.3.3 Top-Hat-Kreise: Flankensteilheit (10–90-Breite)

Die Kantenqualität wird über die 10–90-Breite eines 1D-Profilen senkrecht zur Kante bestimmt, also den Abstand zwischen den Orten mit 10 % bzw. 90 % des Amplitudenhubes (vgl. Abb. 4.7). Kleinere 10–90-Breiten entsprechen steileren Kanten. Für die Top-Hat-Kreise wird über mehrere Flankenrichtungen (horizontal, vertikal, diagonal) gemittelt, um ein robustes Maß zu erhalten.

In den vorliegenden Messungen zeigen die 10–90-Breiten (in Pixeln) mit wachsendem Zielradius eine leichte Zunahme.

Unabhängig davon kann die gemessene Flankensteilheit bei Gerchberg–Saxton-Mustern trotz typischer Speckle-Körnung gut ausfallen: Die Körnung wirkt überwiegend als hochfrequente Modulation im Innen-/Halo-Bereich, während die 10–90-Bestimmung aus einem senkrechten Profil relativ unempfindlich gegenüber lokalen Ausreißern ist. Zusammen mit der SHS-Korrektur und der Mittelung über mehrere Flankenrichtungen erklärt dies die beobachtete Flankensteilheit des GS-Top-Hats.

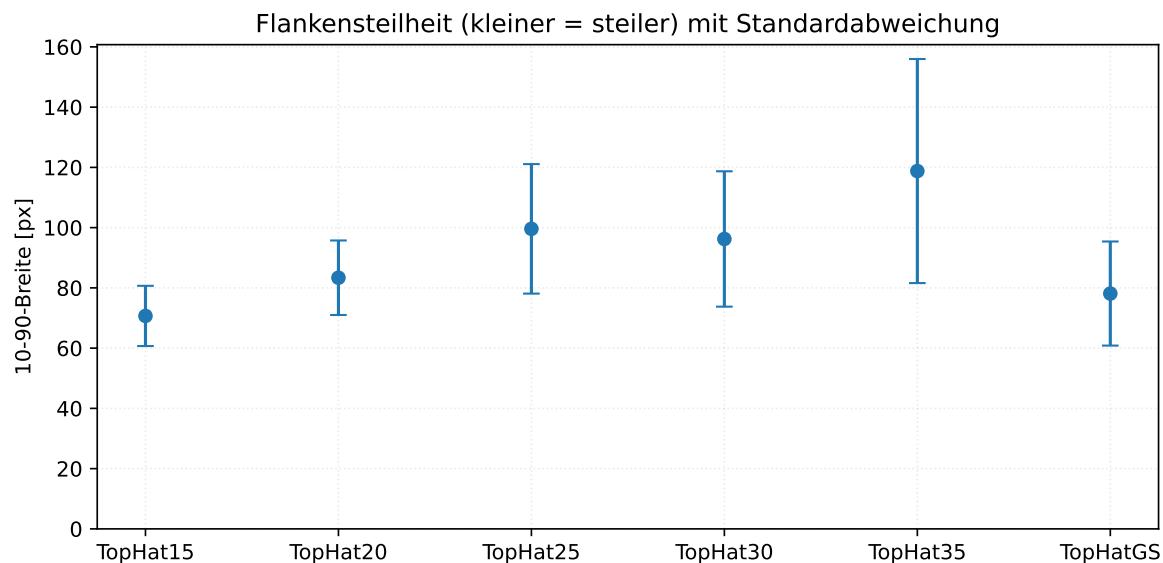


Abb. 4.7: Flankensteilheit der analytischen Top-Hat-Radien (15–35 mm) und des Gerchberg–Saxton-Top-Hats (GS).

4.3.4 Linienprofile: Top-Hat-Linien vs. Zernike-Linie

Abb. 4.9 vergleicht die 10–90-Breiten von senkrechten Intensitätsprofilen (also quer zur Linienausbreitung) für die zernike Polynome-Linie sowie die Top-Hat-Linien. Die Feh-

lerbalken geben die gesamte Standardabweichung über mehrere senkrechte Messgeraden (Ende 1, Mitte–Ende 1, Mitte–Ende 2, Ende 2) entlang der Linie an (siehe Abb. 4.8). Kleinere 10–90-Breiten entsprechen steileren Kanten.

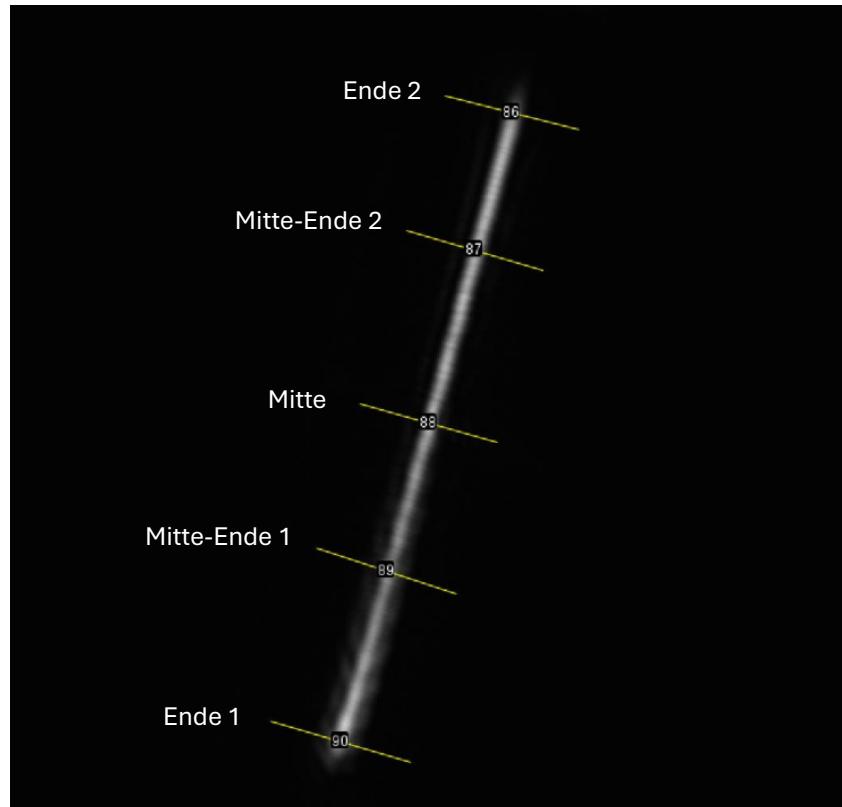


Abb. 4.8: Senkrechte Messgeraden der Linienprofile

Im Mittel verhalten sich die Top-Hat-Varianten und die Zernike-Linie hinsichtlich der 10–90-Breite ähnlich. Auffällig ist jedoch die deutlich kleinere Standardabweichung der Zernike-Linie. Bei den Top-Hat-Profilen setzt das Signal zum Rand hin früher über der 10 %-Schwelle ein und verschmiert dort stärker. Dadurch entstehen entlang der Linie Abschnitte mit geringerer Steigung und die 10–90-Breite variiert stärker. Die Zernike-Linie fällt außerhalb der Nennbreite schneller auf den Hintergrund ab, was zu konsistenteren Flankenbreiten führt.

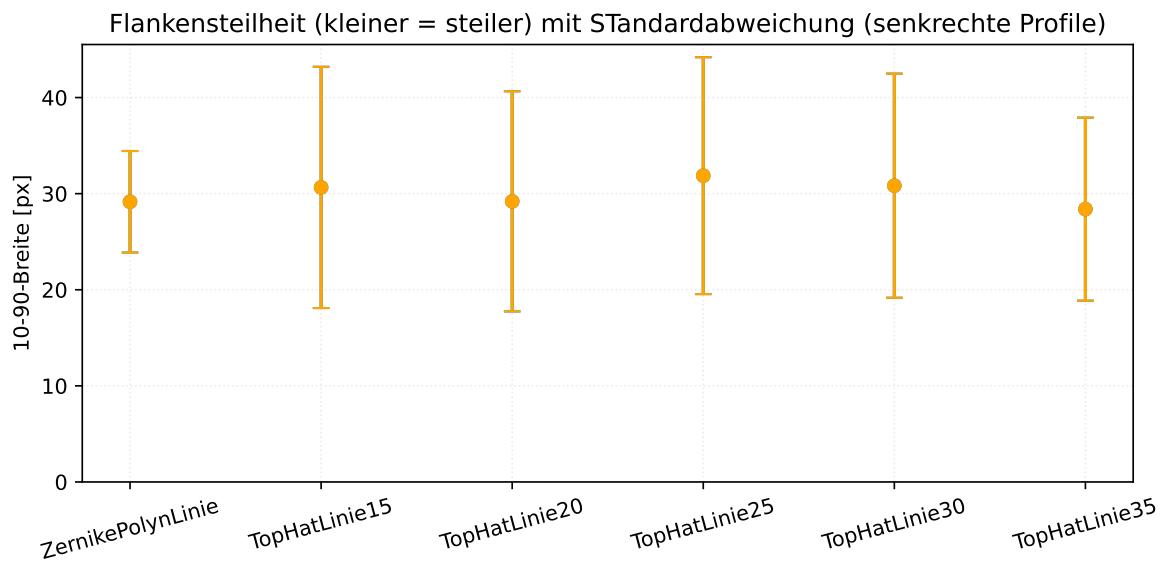


Abb. 4.9: Flankensteilheit der senkrechten Linioprofile (Zernike und Top-Hat) mittig der Linien über 10–90-Breite

Ergänzend wurde ein zweites Profil längs zur jeweiligen Linie ausgewertet (entlang der Linienrichtung, Abb. 4.10). Dieses zeigt die Längshomogenität im Kernbereich: Die drei exemplarisch ausgewählten Top-Hat-Linien besitzen dabei ein recht ebenes Plateau, während die Zernike-Linie schneller abfällt und kein ausgeprägtes Plateau bildet. Beide Varianten bieten damit komplementäre Vorteile: Die Zernike-Linie weist eine deutlich geringere Standardabweichung der 10–90-Breite (konstantere Flankenbreite) auf, während die Top-Hat-Linien die Intensität längs der Linie bis in die Endbereiche hinein länger auf Plateau-Niveau halten.

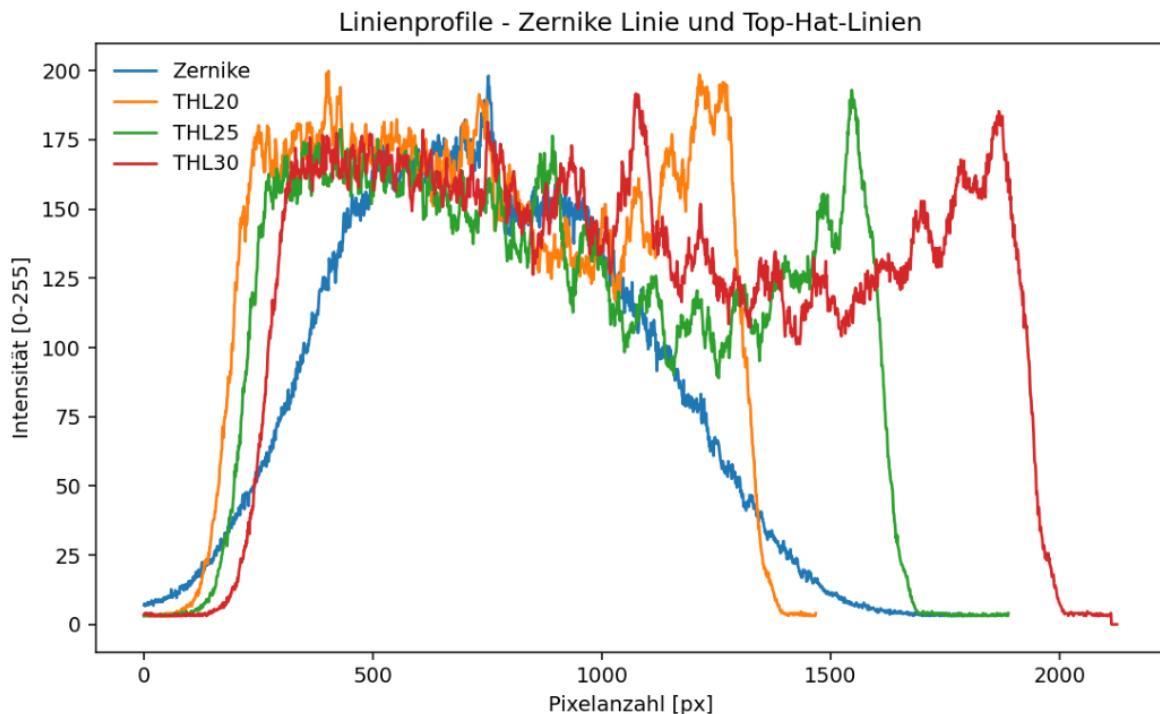


Abb. 4.10: Überlagerte Linien-Profile (Top-Hat und Zernike) senkrecht zur Linie

4.4 Verstärkerperformance

In diesem Abschnitt werden die Leistungskennlinien $P_{\text{out}}(P_{\text{pump}}, f_{\text{rep}})$ der verschiedenen Zielprofile ausgewertet. Einige der Messkurven sind exemplarisch in Anhang B dargestellt. Die Kurven sind wiederholratenauflöst dargestellt.

Die Leistungskennlinien stellen die Ausgangsleistung P_{out} in Abhängigkeit von der elektrischen Pumpleistung P_{pump} für mehrere Wiederholraten dar. Auf der x -Achse ist P_{pump} in Watt, auf der y -Achse P_{out} in Watt skaliert. Jeder Kurvenzug entspricht einer festen Wiederholrate f_{rep} in [kHz]. Die Legende listet die verwendeten Raten auf (50, 100, 200, 300, 500, 1000, 2000, 3000, 4000, 5000 kHz). Der Grafiktitel verweist auf das jeweils verwendete Zielprofil. Der zugehörige optische Aufbau einschließlich der Messstelle ist in Abb. 3.1 dargestellt: P_{out} wurde am Leistungsmesskopf (power meter) im Auskopfelpfad erfasst.

Über fast alle Profile hinweg zeigen die Kennlinien im untersuchten Pumpbereich ein nahezu lineares Verhalten: P_{out} steigt über das Messfenster annähernd proportional zu P_{pump} . Die Steigung ist profilabhängig, bleibt aber für ein gegebenes Profil und eine feste Wiederholrate weitgehend konstant.

Der mit einem Kreuz markierte Punkt kennzeichnet den Betriebsfall mit aktiver Aberrationskorrektur (SHS) bei $f_{\text{rep}} = 5 \text{ MHz}$ und $I_{\text{pump}} = 24 \text{ A}$. Dieser Messwert wurde in einem separaten Durchlauf aufgenommen, da die SHS-Offsetphase im Steuerprogramm gesondert geladen werden muss.

5 Diskussion

Übertragbarkeit präformierter Strahlprofile durch den Keilscheibenverstärker

Die Experimente zeigen, dass digital holographisch vorgeformte Strahlprofile, von Multi-Spot-Feldern über radialsymmetrische Top-Hats bis hin zu Linienprofilen, durch den Yb:LuAG-Keilscheibenverstärker (WTD) mit hoher Profiltreue übertragen werden können. Der nutzbare Ablenkwinkelbereich wurde experimentell bis etwa $\pm 6,18$ mrad kartiert und ist mit der aus SLM-Pitch, Wellenlänge und Teleskopvergrößerung abgeleiteten Skalierung $\theta_{x,y}$ [mrad] $\approx 123,6 \cdot f_{x,y}$ konsistent. Dies begrenzt praktikable Ortsfrequenzen und erklärt, warum Muster mit hohen Winkelanteilen empfindlicher auf Apertur- und Abbildungsgrenzen reagieren.

Der Vergleich der 5×5 -Raster mit Keilscheibe (gepumpt/ungepumpt) und Spiegelreferenz belegt, dass winkelabhängige Leistungsunterschiede primär im Keilscheibenpfad entstehen. Im gepumpten Betrieb liegt die mittlere Ausgangsleistung im Feld bei ≈ 93 W. Zu den Ecken (maximale Ablenkung) reduziert sie sich um etwa 15 % gegenüber dem Zentrum, während die Spiegelreferenz eine sehr hohe Homogenität zeigt. Für die Anwendung großflächiger Hologramme bleibt die Felduniformität dennoch ausreichend.

Qualität der erzeugten Intensitätsverteilungen

Multi-Spot-Formen: In den Multi-Spot-Aufnahmen zeigt das 2×2 -Raster einen kleinen, stabilen Rotationsversatz gegenüber den Sensorachsen (diagonale Orientierung der Maxima; vgl. Anhang A.2). Eine solche globale Rotation kann aus summierten Justagetoleranzen, minimalen Restverdrehungen von Komponenten oder einer leichten Winkeldifferenz zwischen Kamerasensor und optischer Achse entstehen, aus den vorliegenden Daten lässt sich die Ursache nicht eindeutig zuordnen. Die zugehörige 6×6 -Heatmap bestätigt

eine kompakte, homogene Feldverteilung ohne dominanten Liniengradient. Für die Prozessausrichtung bedeutet der Rotationsversatz eine feste Koordinatendrehung zwischen Hologramm- und Werkstückachsen.

Kreis-Formen: Die gemessenen CoV-Werte der verschiedenen Kreis-Abbildungen unterscheiden sich deutlich: Der kleinste Radius (TopHat15) erreicht den niedrigsten CoV (höchste Plateauhomogenität), mit wachsendem Zielradius steigen die CoV-Werte an. Der GS-Top-Hat und der größte analytische Top-Hat liegen am oberen Ende der Skala.

Ein niedriger CoV steht für eine gleichmäßige Plateauintensität und damit für eine stabile, prozessfreundliche Energieverteilung mit weniger Hot-Spots sowie geringerer Über- und Unterbelichtung. Ein erhöhter CoV beim GS-Top-Hat deutet auf speckle- oder artefaktbedingte Feinstruktur hin, die analytische Masken in dieser Konfiguration weniger stark zeigen.

Der CoV bezieht sich ausschließlich auf den im Micro-Manager gewählten Plateau-ROI. Dessen Lage und Größe sowie mögliche Hintergrundanteile beeinflussen Mittelwert und Standardabweichung und damit den CoV. Ein zu weiter oder nicht zentrierter ROI, Rand- oder Haloanteile, gesättigte Pixel oder dunkler Hintergrund können den CoV künstlich erhöhen. Bei der Auswahl des ROI wurde darauf geachtet, einen zentralen, kantenfreien Bereich ohne Sättigung zu verwenden. Geringe Restunsicherheiten durch die manuelle Festlegung lassen sich dennoch nicht vollständig ausschließen.

Die Kantenqualität wurde als 10–90-Breite aus Profilen senkrecht zur Kante bestimmt. Größere Zielradien zeigen tendenziell leicht erhöhte 10–90-Breiten. Der GS-Top-Hat weist trotz Speckle eine vergleichsweise gute Flankensteilheit auf. Plausibel ist, dass eine specklebedingte Feinstruktur vor allem die Plateauhomogenität beeinflusst, jedoch keinen denkbar negativen Einfluss hat auf die Flankensteilheiten am Rand des Top-Hats.

Linien-Formen: Bei Linienprofilen zeigen Top-Hat-Linien und die Zernike-Linie im Mittel eine ähnliche 10–90-Breite (ungefähr 30 Pixel). Allerdings weist die Zernike-Linie eine deutlich kleinere Standardabweichung der Flankenbreite entlang der Linie auf (konstantere Kanten), während die Top-Hat-Linien längs der Linie ein stabileres Plateau bis in die Endbereiche halten. Die Varianten haben somit komplementäre Stärken: Zernike für hohe Kantenkonsistenz, Top-Hat-Linien für maximale Längshomogenität.

Verstärkerperformance und Betriebsfenster

Die Leistungskennlinien $P_{\text{out}}(P_{\text{pump}}, f_{\text{rep}})$ verlaufen im untersuchten Fenster nahezu linear. Die Steigung ist profilabhängig, innerhalb eines Profils jedoch für gegebene Wiederholrate weitgehend konstant.

Der Vergleich der Kennlinien zeigt, dass die Zernike-Linie sowie die beiden Gerchberg–Saxton-Profile (Logo, Top-Hat) über den gesamten untersuchten Pumpbereich und für alle gezeigten Wiederholraten durchgängig unterhalb der übrigen Profile verlaufen (bei ungefähr 48 W). Für genau diese drei Profile ist durch die SHS-basierte Aberrationskorrektur eine deutliche Leistungssteigerung möglich.

Grenzen und Fehlerquellen

Die SHS-basierte Korrekturmase ist betriebspunktabhängig (Pumpstrom, Wiederholrate, thermischer Zustand) und somit nur in einem engen Arbeitsfenster optimal. Abseits des Kalibrierpunktes sind Aktualisierungen einzelner Terme (insb. Defokus) bis hin zu erneuten SHS-Messungen erforderlich.

Beugungs- und Hardwaregrenzen beeinflussen die Effizienz: endliche Phasentiefe und Quantisierung des SLM sowie Pixel-Füllfaktor < 1 verteilen Leistung in $0./\pm n$ -Ordnungen; daher ist die Überlagerung eines Blaze-Gitters und die spektrale Filterung auf die +1-Ordnung erforderlich. Hohe Ortsfrequenzen erhöhen zudem die Wahrscheinlichkeit für Clipping in der Abbildungsoptik.

Schließlich führen keilbedingte prismatische Effekte und residuale Justageabweichungen zu leichten globalen Bildtransformationen (Rotation/Versatz), die für präzise Prozessgeometrien (z. B. Multi-Spot-Arrays) kompensiert werden müssen.

Skalierbarkeit und Industrieeinsetzbarkeit

Für die Übertragung in industrielle Anwendungen ist Skalierbarkeit in erster Linie als gleichzeitiger Anstieg von Bearbeitungsrate und Reproduzierbarkeit bei stabiler Qualität zu verstehen. Die gezeigten Ergebnisse erfüllen zentrale Voraussetzungen: Die verschiedenen Profilformen werden mit guter Profiltreue über ein relevantes Feld übertragen, die Plateauhomogenität und die Kantenqualität lassen sich durch Aberrationskompensation

stabilisieren und der Keilscheibenverstärker bietet durch seinen erweiterten Winkelakzeptanzbereich konstruktive Vorteile für vorgelagerte digitale Strahlformung in kompakter Bauform.

Gleichzeitig ergeben sich skalenbestimmende Grenzen. Das verfügbare Ortsfrequenzbudget und die Aperturen der Abbildungsoptik setzen die maximal praktikable Feldgröße und die Spotabstände. Verstärkungsbedingte Effekte verändern das Profil unter Last und erfordern eine robuste Korrekturstrategie. Für den industriellen Dauerbetrieb ist daher ein kombinierter Ansatz aus schneller Grundkompenstation der Wellenfront und kamerabasierter Feinanpassung zweckmäßig. Entscheidend sind darüber hinaus eine belastbare Phasenkalibrierung des SLM am realen Arbeitspunkt, eine stabile thermische und mechanische Umgebung sowie definierte Routinen für Selbstüberwachung und Rekalibrierung.

Unter diesen Rahmenbedingungen ist eine Skalierung auf höhere Bearbeitungsraten realistisch. Die Keilscheibenarchitektur unterstützt dies durch ihren Winkel Spielraum und die einfache Integration mehrerer Durchläufe, während die digitale Holographie die notwendige Formfreiheit für prozessspezifische Profile bereitstellt. Insgesamt ist der Ansatz für die Industrie skalierbar, sofern Systemauslegung, Regelung und Kalibrierung gemeinsam optimiert und auf den Zielprozess abgestimmt werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse

Die Arbeit demonstriert, dass digitale holographische Strahlformung mit einem reflektiven LCOS-SLM in Kombination mit einem Yb:LuAG-WTD-Verstärker die robuste Übertragung komplexer Zielintensitäten erlaubt. Unter aktiver Verstärkung bleiben Fehluniformität und Profiltreue für großflächige Hologramme ausreichend, auch wenn zu maximalen Ablenkwinkeln eine moderate Leistungsreduktion auftritt.

Die Qualitätsmetriken belegen: Multi-Spot-Felder sind insgesamt homogen und zeigen nur eine kleine keilinduzierte Drehung. Top-Hat-Kreise erreichen über die untersuchten Radien hinweg vergleichbare Plateauhomogenität, während die Flankensteilheit mit dem Zielradius leicht zunimmt. GS-Top-Hats erzielen trotz Speckle eine gute 10-90-Flanke. Bei Linien bieten Zernike- und Top-Hat-Ansätze komplementäre Vorteile, nämlich konstantere Flankenbreite gegenüber längerem Plateau.

Leistungsseitig verlaufen die Kennlinien im Messfenster nahe linear. Die Steigung steigt mit der Wiederholrate. Hochfrequente Muster zeigen erwartungsgemäß geringere Steigungen. SHS-Korrektur am Praxisarbeitspunkt verbessert die abgebare Leistung.

6.2 Bewertung des holographischen Ansatzes

Der holographische Ansatz vereint hohe Formfreiheit bei der Maskenerzeugung (analytische Phasenprofile, parametrische Zernike-Linien, WGS-optimierte Masken) mit der Anpassungsfähigkeit eines adaptiven Regelkreises aus Shack–Hartmann-Messung und SLM-Kompensation.

Unter aktivem Verstärkungsbetrieb verändert sich die Strahlqualität jedoch sichtbar: pump- und verstärkungsbedingte Effekte wie thermisch induzierter Defokus, aufbauinduzierte Schiefstellungen und winkelabhängige Verstärkung modulieren Phase und Amplitude. In den Top-Hat-Aufnahmen äußert sich dies beispielsweise in einer reduzierten Plateauhomogenität. Der Unterschied ist im visuellen Vergleich ohne Verstärkung (Abb. A.8(a)) zu mit Verstärkung (Abb. A.8(b)) qualitativ erkennbar. Auch andere Muster zeigen unter Verstärkung vergleichbare Veränderungen, wie die jeweiligen Bildreihen (b) im Anhang A dokumentieren. Mit aktiver SHS-Korrektur verbessert sich die Profiltreue deutlich. Dies zeigt sich in den korrigierten Bildreihen (c). Insgesamt ergibt sich damit ein praxisnaher, durchgängiger Arbeitsablauf vom Maskendesign über die adaptive Aberrationskompensation bis zur Leistungsmessung.

Im Kontext skalierbarer UKP-Laserprozesse sind eine stabile Plateauhomogenität und definierte Kanten zentral, da sie eine gleichmäßige Energieeinbringung auch in parallel betriebenen Multi-Spot-Konfigurationen ermöglichen. Nur bei homogenem Plateau und steilen Rändern lässt sich die Bearbeitungsrate mit der Spotzahl annähernd proportional erhöhen, ohne die Bauteilqualität zu beeinträchtigen. Die Ergebnisse motivieren daher die systematische Weiterentwicklung der digitalen holographischen Strahlformung in Verbindung mit betriebspunktoptimierter Aberrationskompensation.

6.3 Empfehlungen für weiterführende Arbeiten

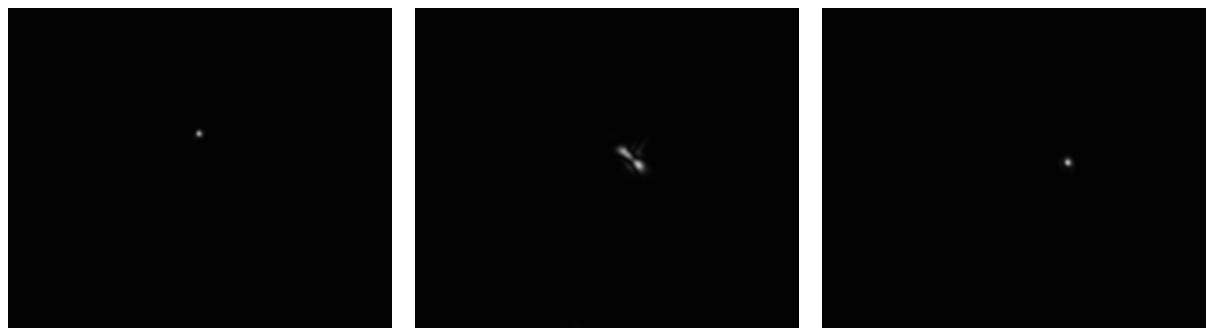
- **Kamerabasiertes Feedback:** Für zukünftige Arbeiten kann eine adaptive Regelung auf Basis eines Bildsensors eingesetzt werden. Dabei wird das gemessene Intensitätsbild im Zielbereich mit einer Referenzverteilung verglichen und das Ergebnis in einer Kennzahl ausgedrückt. Diese Kennzahl dient als Rückmeldung an den Regler und veranlasst zusätzliche Korrekturen am SLM, beispielsweise durch additive Zernike-Terme oder angepasste Gewichtungen in WGS/MRAF. Nimmt die Kennzahl über aufeinanderfolgende Iterationen ab, verbessert sich die Qualität. Der Shack-Hartmann-Sensor bleibt für eine schnelle Grundkompensation der Wellenfront zweckmäßig, während das kamerabasierte Feedback die Feinanpassung unter Verstärkung übernehmen kann.
- **Verbesserte Graustufen-Kalibrierung des SLM:** Der bisher verwendete Maximalwert für die 2π -Phase von $G_{2\pi} = 210$ stammt aus der Herstellerangabe des

SLM [37]. Der tatsächliche Wert kann jedoch mit Betriebstemperatur, Bildwiederholrate, Polarisationszustand und Einfallswinkel leicht variieren. Für höhere Effizienz und eine sauberere Profiltreue bietet sich eine erneute experimentelle Kalibrierung der Phasenübertragungsfunktion $\varphi(G)$ am realen Arbeitspunkt an (1030 nm, aktueller thermischer Zustand). Eine präzisere $\varphi(G)$ -Kennlinie reduziert Phasenfehler, verringert Halo-Artefakte und verbessert Plateauhomogenität und Kanten schärfe.

- **KI-gestützte Auswertung und Reglerunterstützung:** Für die Auswertung der Intensitätsbilder kann ein lernbasiertes Verfahren eingesetzt werden, das Plateau-Gleichmäßigkeit, Zielform und Kantenschärfe automatisch und robust bewertet. Ein trainiertes Modell kann aus Kamerabildern Kennzahlen ableiten, Störungen wie Speckle oder Hot-Pixel herausfiltern und gleichzeitig Vorschläge für Korrekturen am SLM generieren, zum Beispiel Schätzwerte für zusätzliche Zernike-Terme oder Gewichtsanpassungen in WGS/MRAF. Eine Kopplung mit den SHS-Messungen liefert komplementäre Sensordaten, verbessert die Zustandsdiagnose des optischen Systems und ermöglicht robustere, langfristig stabile Korrekturen.

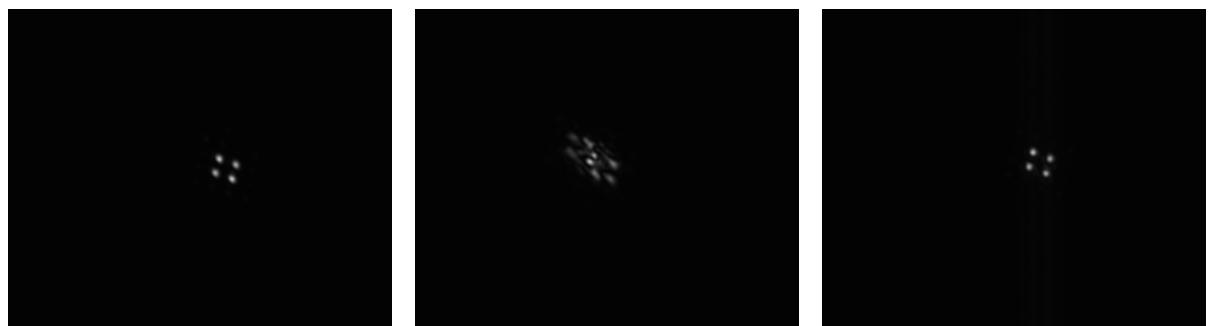
In Summe zeigt die Arbeit die technische Machbarkeit und die Grenzen der digitalen Strahlformung in einem ps-WTD-Verstärker. Zentral ist die zukünftige Einführung des kamerabasierten Feedbacks als Regelgröße für Homogenität und Kantenqualität. Der SHS bleibt als schneller Vorabgleich der Wellenfront sinnvoll. So entsteht ein adaptives Hochleistungssystem, in dem Zielprofil, Optik und Verstärker konsistent aufeinander abgestimmt werden. Damit liegt eine belastbare Grundlage für skalierbare UKP-Laserprozessierung vor und ein klarer Rahmen für die weitere Systemoptimierung und den Transfer in die industrielle Anwendung.

A Musterbasierter Vergleich der Kamerabilder hinter Keilscheibe



(a) ohne Verstärkung (b) mit Verstärkung, ohne Korrektur (c) mit Verstärkung, mit Korrektur

Abb. A.1: Kamerabilder hinter Keilscheibe: Ohne Maske



(a) ohne Verstärkung (b) mit Verstärkung, ohne Korrektur (c) mit Verstärkung, mit Korrektur

Abb. A.2: Kamerabilder hinter Keilscheibe: Multispot 2×2

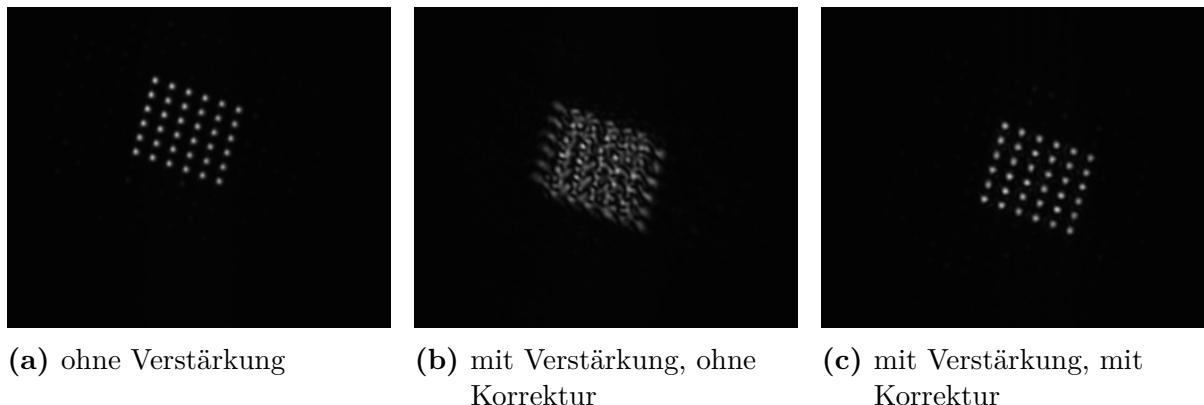


Abb. A.3: Kamerabilder hinter Keilscheibe: Multispot 6×6

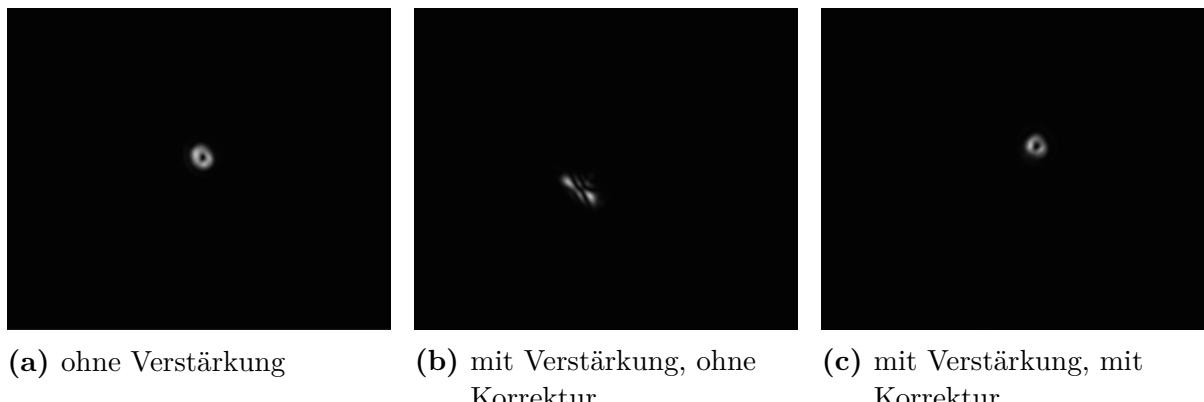


Abb. A.4: Kamerabilder hinter Keilscheibe: Vortex

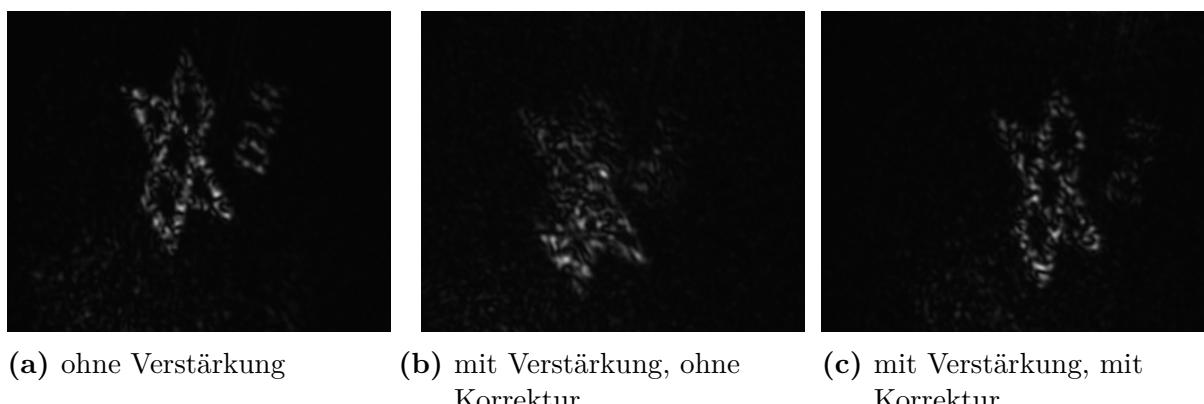


Abb. A.5: Kamerabilder hinter Keilscheibe: Logo „DLR“

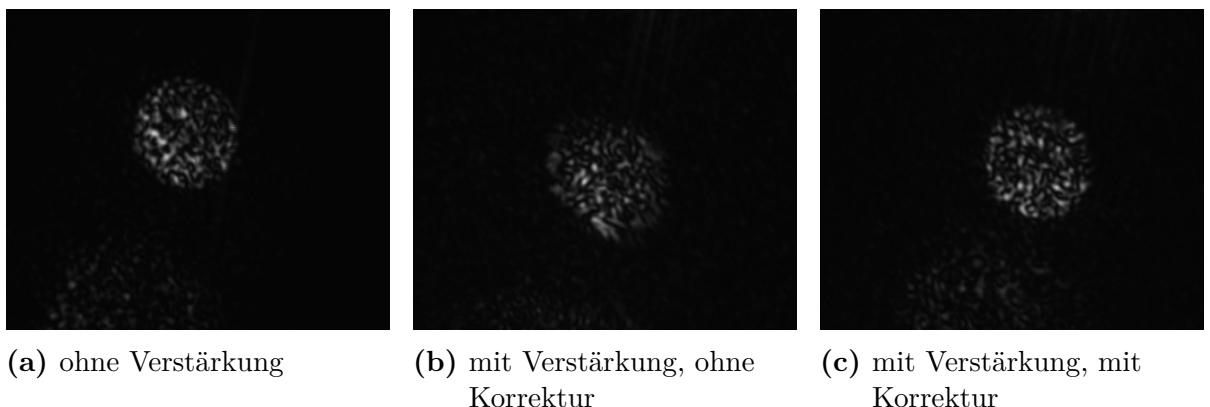


Abb. A.6: Kamerabilder hinter Keilscheibe: Top Hat (Gerchberg–Saxton)

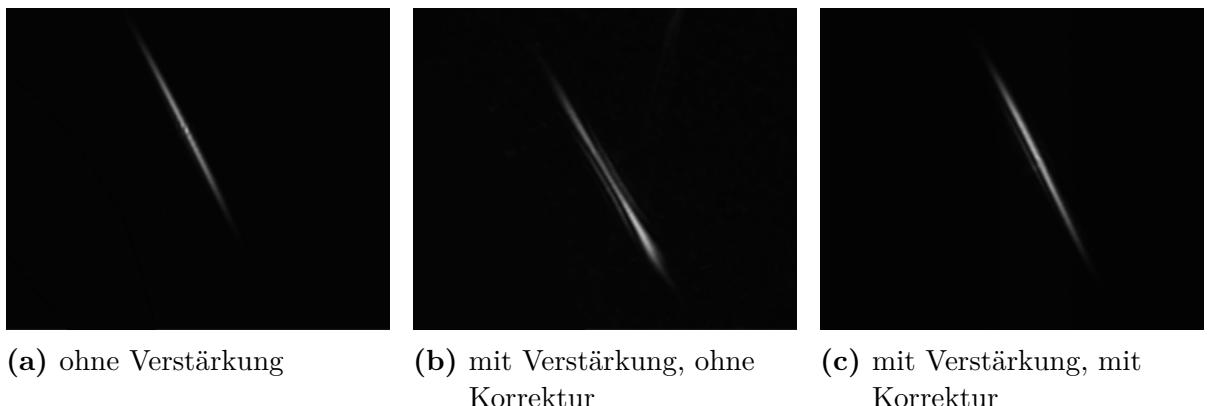


Abb. A.7: Kamerabilder hinter Keilscheibe: Linie (Zernike-Polynome)

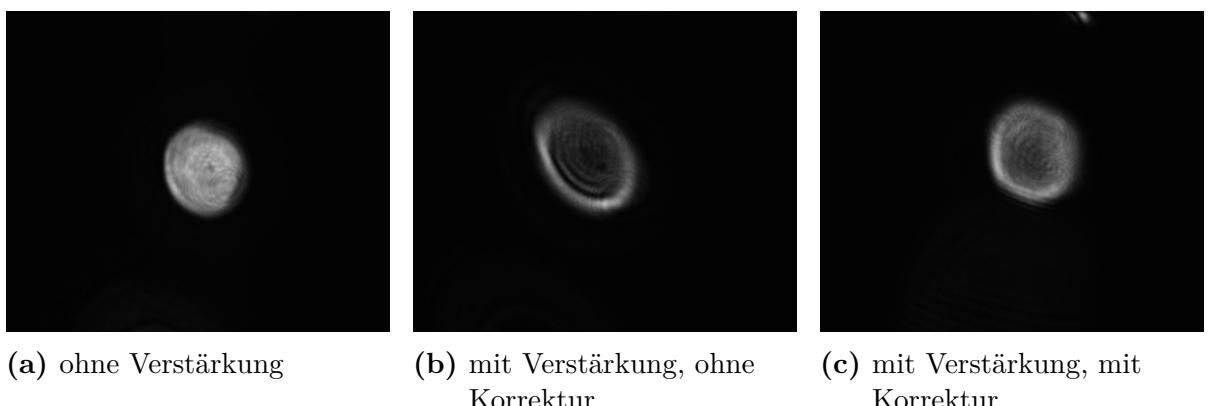
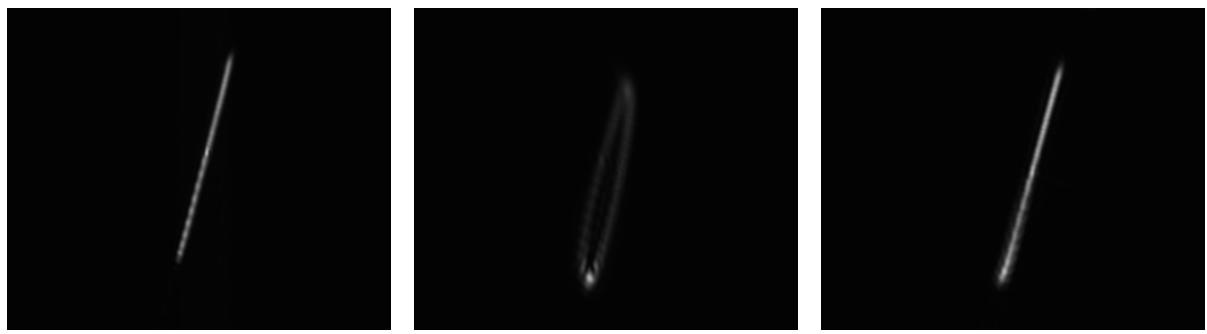


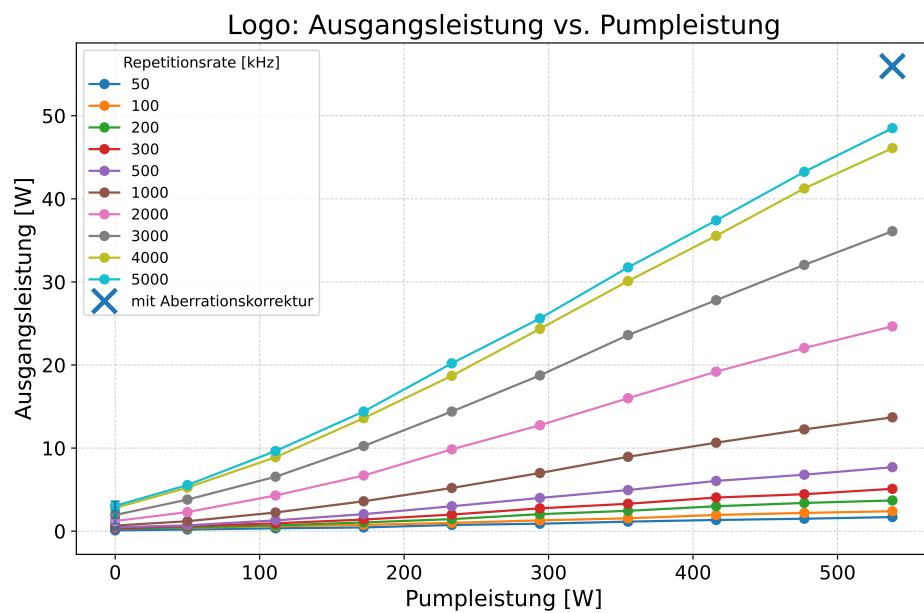
Abb. A.8: Kamerabilder hinter Keilscheibe: Top Hat 25



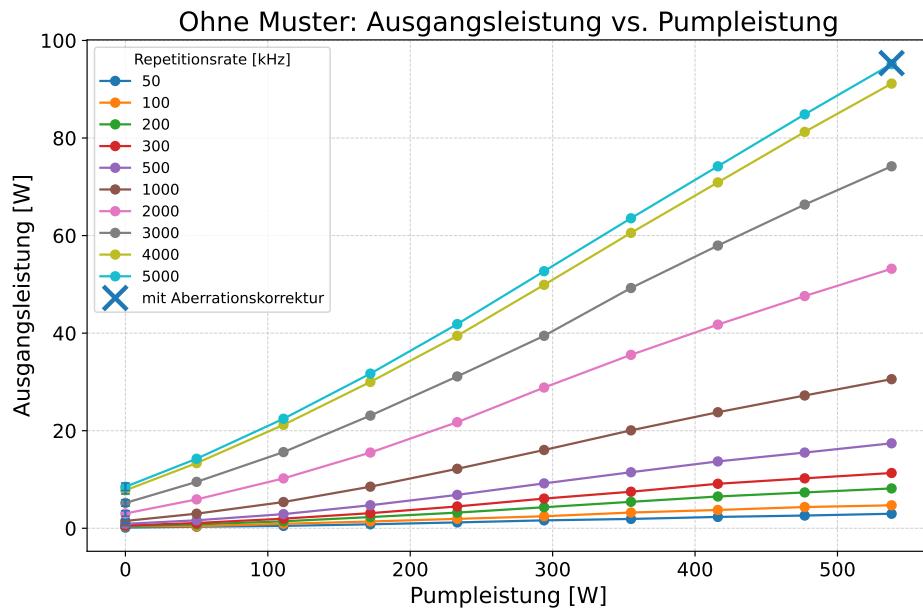
(a) ohne Verstärkung (b) mit Verstärkung, ohne Korrektur (c) mit Verstärkung, mit Korrektur

Abb. A.9: Kamerabilder hinter Keilscheibe: Top Hat Linie 25

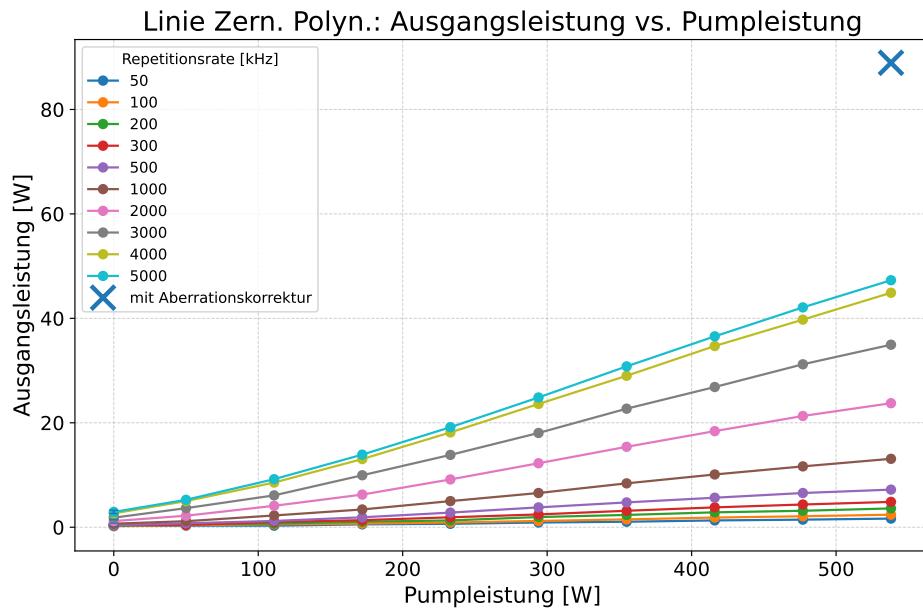
B Leistungskennlinien verschiedener Zielprofile



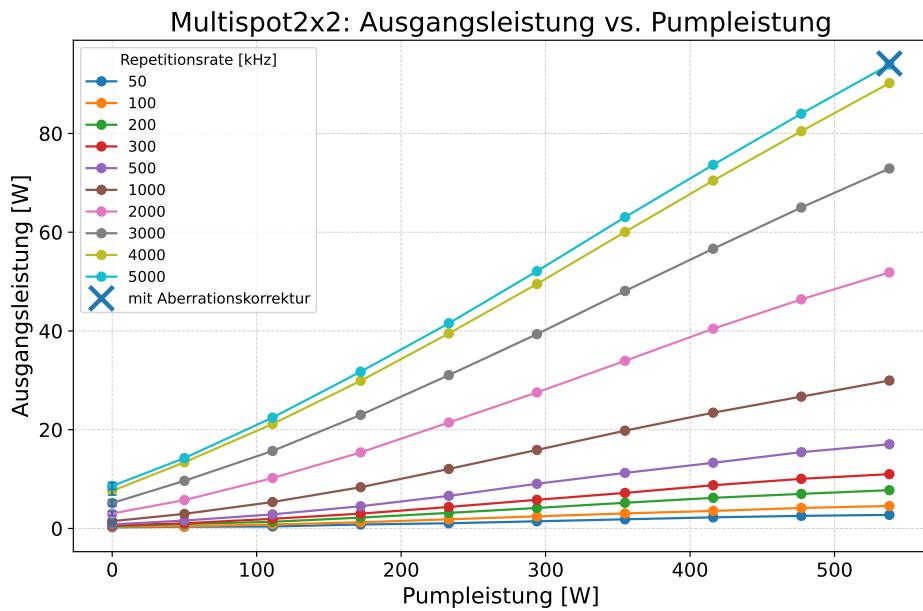
(a) DLR-Logo – Leistung



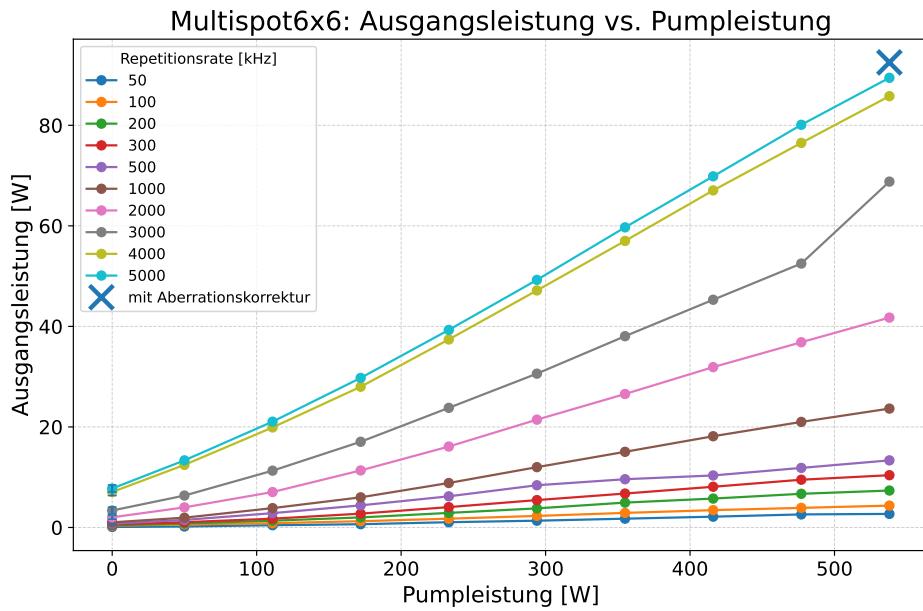
(a) Ohne Muster - Leistung



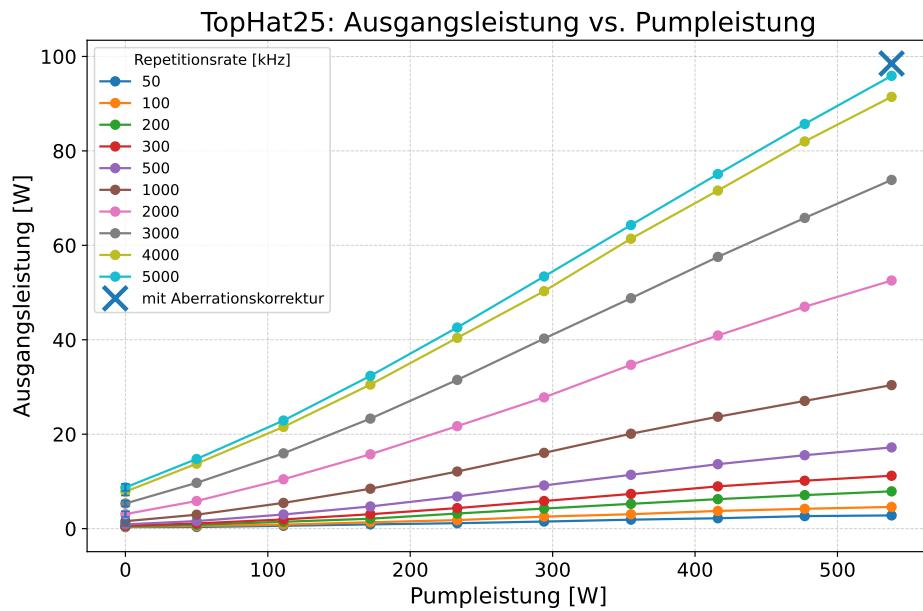
(b) Linie (Zernike) – Leistung



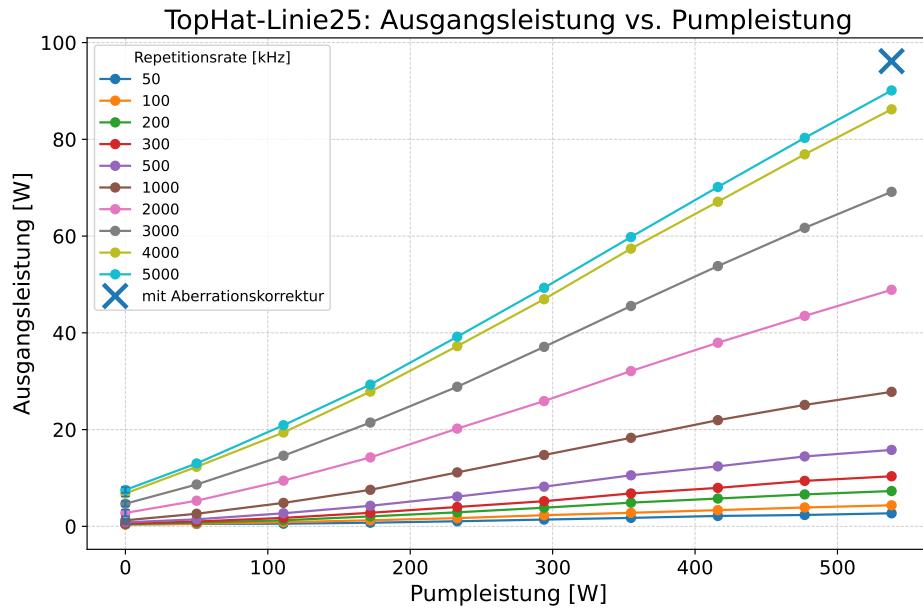
(a) Multispot 2×2 – Leistung



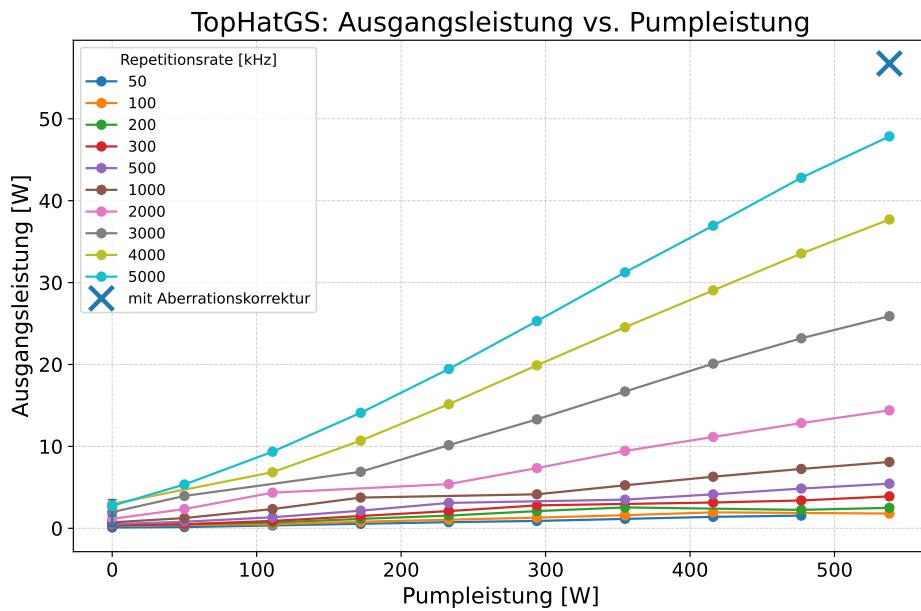
(b) Multispot 6×6 – Leistung



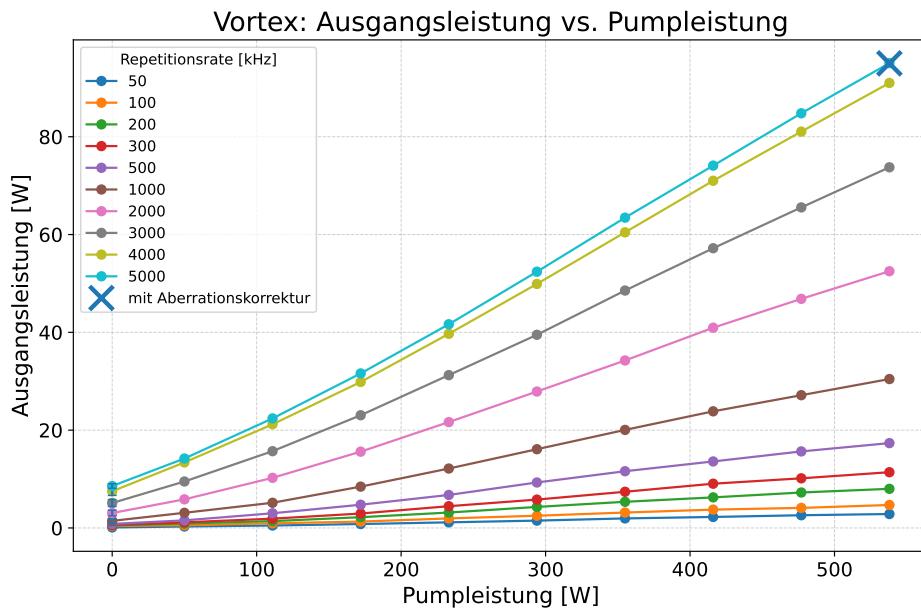
(a) Top-Hat 25 – Leistung



(b) Top-Hat Linie 25 – Leistung



(a) Top-Hat Gerchberg-Saxton – Leistung



(b) Vortex – Leistung

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Strahlführung im Keilscheibenverstärker [16]	8
2.2	Winkelabhängiges Reflexionsverhalten der dielektrischen Beschichtung der Keilscheibe [17]	9
2.3	Schematischer Aufbau eines LCOS-SLM (in Anlehnung an [19]).	11
2.4	Schematischer Ablauf des Gerchberg–Saxton–Algorithmus (in Anlehnung an [24, 29, 30])	12
2.5	Vergleich der WGS-Gewichtungen $f(\mathcal{I}_{\text{tar}}, A_{\text{out}})$ für Wu ($p = 1$), Leonardo ($p = 1$) und Nogrette ($\alpha = 0,5$)	15
2.6	Darstellung ausgewählter Zernike-Moden (Z_2^0 Defokus; $Z_2^{\pm 2}$ Astigmatismus), [34] Lizenz: CC BY 3.0 Unported https://creativecommons.org/licenses/by/3.0/	19
3.1	Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus: strahlformende Optiken, Verstärkerstufe und Strahlanalyse [15].	20
3.2	DLR-Logo, vor Keilscheibe	25
3.3	Vortex-Strahlprofil, vor Keilscheibe	25
3.4	Spot-Array-Strahlprofil (8x8 Spots), vor Keilscheibe	26
3.5	Zernikes Linien-Strahlprofil, vor Keilscheibe	27
3.6	Top-Hat Gerchberg-Saxton, vor Keilscheibe	27
3.7	Analytisches Top-Hat-Strahlprofil, vor Keilscheibe	28
3.8	TopHat-Linien-Strahlprofil	29
4.1	Mit Keil, ohne Pumpe	31
4.2	Mit Keil, mit Pumpe	32
4.3	Referenz mit Spiegel	32
4.4	2x2: Maximalintensitäten der Spots.	35
4.5	6x6: Heatmap der Spot-Maxima.	35
4.6	Top-Hat (Radien 15–35) und Top-Hat (GS): CoV des Plateaus (kleiner ist homogener).	36

4.7	Flankensteilheit der analytischen Top-Hat-Radien (15–35 mm) und des Gerchberg-Saxton-Top-Hats (GS)	37
4.8	Senkrechte Messgeraden der Linienprofile	38
4.9	Flankensteilheit der senkrechten Linienprofile (Zernike und Top-Hat) mittig der Linien über 10–90-Breite	39
4.10	Überlagerte Linien-Profile (Top-Hat und Zernike) senkrecht zur Linie . .	40
A.1	Kamerabilder hinter Keilscheibe: Ohne Maske	49
A.2	Kamerabilder hinter Keilscheibe: Multispot 2×2	49
A.3	Kamerabilder hinter Keilscheibe: Multispot 6×6	50
A.4	Kamerabilder hinter Keilscheibe: Vortex	50
A.5	Kamerabilder hinter Keilscheibe: Logo „DLR“	50
A.6	Kamerabilder hinter Keilscheibe: Top Hat (Gerchberg–Saxton)	51
A.7	Kamerabilder hinter Keilscheibe: Linie (Zernike-Polynome)	51
A.8	Kamerabilder hinter Keilscheibe: Top Hat 25	51
A.9	Kamerabilder hinter Keilscheibe: Top Hat Linie 25	52

Literaturverzeichnis

- [1] D. Flamm, D. G. Großmann, M. Jenne, F. Zimmermann, J. Kleiner, M. Kaiser, J. Hellstern, C. Tillkorn, and M. Kumkar, “Beam shaping for ultrafast materials processing,” *SPIE Vol. 10904*, 2019, 10.1117/12.2511516.
- [2] E. Alimohammadian, E. Ertorer, E. Mejia Uzeda, J. Li, and P. R. Herma, “Inhibition and enhancement of linear and nonlinear optical effects by conical phase front shaping for femtosecond laser material processing,” *Scientific Reports Vol. 10*, 2020, <https://doi.org/10.1038/s41598-020-78373-4>.
- [3] Laser Focus World. (2020) Combatting thermal lensing in high-power ultrafast laser systems. Aufgerufen am 10.10.2025. [Online]. Available: <https://www.laserfocusworld.com/lasers-sources/article/14202832/combatting-thermal-lensing-in-high-power-ultrafast-laser-systems>
- [4] T. Paliesek, P. Navrátil, J. Pilař, M. Divoký, M. Smrž, and T. Mocek, “Beam shaping in the high-energy kw-class laser system bivoj at the hilase facility,” 2023, 10.1017/hpl.2023.79.
- [5] G. Canat, S. Jetschke, S. Unger, L. Lombard, P. Bourdon, J. Kirchhof, V. Jolivet, A. Dolfi, and O. Vasseur, “Multifilament-core fibers for high energy pulse amplification at 1.5 µm with excellent beam quality,” *Optics Letters, Vol. 33*, 2016.
- [6] W. Koechner, *Thermal Lensing in a Nd:YAG Laser Rod.* Applied Optics, Vol. 9, 1970.

- [7] R. Foster, "Thermal effects in a nd:yag laser," *Applied Optics*, Vol. 9, 1970, <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?URI=ao-9-11-2548>.
- [8] W. Xie, W. Hu, J. Xu, and F. Zhou, "Dynamical thermal lensing of high-power solid-state lasers," *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, 2003, 10.1117/1.1564100.
- [9] D. C. Brown, "Ultrahigh-average-power diode-pumped Nd:YAG and Yb:YAG lasers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 33, 1997.
- [10] A. Giesen, "The history of thin-disk laser development," *Journal of Directed Energy*, Vol. 4, 2010.
- [11] J. Nilsson, "High power fiber lasers: current status and future perspectives," *Journal of the Optical Society of America*, 2010, 10.1364/JOSAB.27.000B63.
- [12] E. Kuzin, "Yb:YAG slab laser amplifier," *Kvantovaya Elektronika*, Vol. 53, 2023, 10.3103/S106833562460089X.
- [13] C. Saraceno, "The amazing progress of high-power ultrafast thin-disk lasers," *Journal of the European Optical Society*, Vol. 15, 2019, <https://doi.org/10.1186/s41476-019-0108-1>.
- [14] J. Speiser, R.-A. Lorbeer, P. Schweizer, and B. Ewers, "Thin disks with a wedge," *Photonics Views*, 2024.
- [15] R.-A. Lorbeer *et al.*, "Compact chirp-free ps-pulse wedged thin-disk amplifier," in *Proc. SPIE*, 2024.
- [16] B. Ewers, R.-A. Lorbeer, A. Fischer, J. Speiser, and T. Dekorsy, "Compact high-power ytterbium thin-disk laser based on kaleidoscopic reflections of pump radiation," in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), San Jose, CA, USA*, 2020.

- [17] R.-A. Lorbeer, B. Ewers, C. Santek, D. Beisecker, J. Speiser, and T. Dekorsy, “Monolithic thin-disk laser and amplifier concept,” *Optica*, Vol. 7, 2020, <https://doi.org/10.1364/OPTICA.402164>.
- [18] P. Schweizer, R.-A. Lorbeer, B. Ewers, J. Speiser, and T. Dekorsy, “Wedged thin-disk amplifier: 50% extraction efficiency in a single pass,” 2025, conference presentation, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO).
- [19] Hamamatsu Photonics K.K. (2025) Principle and structure. Aufgerufen am 10.10.2025. [Online]. Available: https://lcos-slm.hamamatsu.com/us/en/learn/about_lcos-slm/principle.html
- [20] zernike. PyPI. Python package; Aufgerufen am 14.10.2025. [Online]. Available: <https://pypi.org/project/zernike/>
- [21] I. Christen, C. Panuski, T. Propson, and D. Englund. (2025) Full-volume aberration-space holography vers. v0.3.0. Aufgerufen am 13.10.2025. [Online]. Available: <https://slmsuite.readthedocs.io/>
- [22] C. Rosales-Guzmán *et al.*, “Multiplexing 200 modes on a single digital hologram,” *Optics Letters*, 2013.
- [23] A. Swan *et al.*, “High-fidelity holographic beam shaping with optimal transport and phase diversity,” *Optica*, 2019.
- [24] R. W. Gerchberg and W. O. Saxton, “A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures,” *Optik*, Vol. 35, 1972.
- [25] C. Pan *et al.*, “Optimized adaptive weighted gerchberg–saxton algorithm for generation of phase-only hologram,” *Optics Communications*, 2014.
- [26] J. Wu *et al.*, “Adaptive weighted gerchberg–saxton algorithm for generation of phase-only hologram with artifacts suppression,” *Applied Optics*, 2014.
- [27] G. Houzet *et al.*, “Ultrafast laser spatial beam shaping based on zernike polynomials for surface processing,” *Optics & Laser Technology*, 2018.

- [28] Y. Qin *et al.*, “Novel method to design laser beam shaping lenses using pso techniques,” in *Proc. SPIE*, 2010.
- [29] W. Gaessler, D. Peter, and C. Storz, “Phase retrieval in the focal plane,” in *1st AO4ELT Conference*, 2010.
- [30] I. Christen, C. Panuski, T. Propson, and D. Englund. (2025) slmsuite: Hologram class (gerchberg–saxton) vers. v0.3.0. GitHub, MIT License; Aufgerufen am 11.10.2025. [Online]. Available: https://github.com/slmsuite/slmsuite/blob/main/slmsuite/holography/algorithms/_hologram.py
- [31] Z. Li, K. Yao, F. Xia, S. Shen, J. Tian, and Y. Liu, “Graphene plasmonic metasurfaces to steer infrared light,” *Scientific Reports*, 2015.
- [32] R. J. Noll, *Zernike polynomials and atmospheric turbulence*. J. Opt. Soc. Am., Vol. 66, 1976.
- [33] V. N. Mahajan, *Zernike Circle Polynomials and Optical Aberrations of Systems with Circular Pupils*. Applied Optics, 1994.
- [34] Zom-B (Wikimedia Commons). (2008) File:zernike polynomials2.png. Lizenz: CC BY 3.0 Unported, <https://creativecommons.org/licenses/by/3.0/>; Aufgerufen am 13.10.2025. [Online]. Available: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Zernike_polynomials2.png
- [35] Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt (CC BY-NC-ND 3.0). (2021) Dlr logo. Aufgerufen am 10.10.2025. [Online]. Available: <https://www.dlr.de/en/images/2021/3/dlr-logo-black>
- [36] Micro-Manager. (2025) Micro-manager — open source microscopy software vers. 2.0. Aufgerufen am 13.10.2025. [Online]. Available: <https://micro-manager.org>
- [37] Hamamatsu Photonics K.K. (2025) Lcos-slm metal processing type x15213-03cr. Aufgerufen am 10.10.2025. [Online]. Available: https://www.hamamatsu.com/us/en/product/optical-components/lcos-slm-metal_processing_type/X15213-03CR.html