Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

J.-P. Negel
Scheibenlaser-Multipassverstärker
für ultrakurze Laserpulse mit
Ausgangsleistungen im kW-Bereich

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von
Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

Das Strahlwerkzeug Laser gewinnt zunehmende Bedeutung für die industrielle Fertigung. Einhergehend mit seiner Akzeptanz und Verbreitung wachsen die Anforderungen bezüglich Effizienz und Qualität an die Geräte selbst wie auch an die Bearbeitungsprozesse. Gleichzeitig werden immer neue Anwendungsfelder erschlossen. In diesem Zusammenhang auftretende wissenschaftliche und technische Problemstellungen können nur in partnerschaftlicher Zusammenarbeit zwischen Industrie und Forschungsinstituten bewältigt werden.

Das 1986 gegründete Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) beschäftigt sich unter verschiedenen Aspekten und in vielfältiger Form mit dem Laser als einem Werkzeug. Wesentliche Schwerpunkte bilden die Weiterentwicklung von Strahlquellen, optischen Elementen zur Strahlführung und Strahlformung, Komponenten zur Prozessdurchführung und die Optimierung der Bearbeitungsverfahren. Die Arbeiten umfassen den Bereich von physikalischen Grundlagen über anwendungsorientierte Aufgabenstellungen bis hin zu praxisnaher Auftragsforschung.

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

Scheibenlaser-Multipassverstärker für ultrakurze Laserpulse mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich

von Dr.-Ing. Jan-Philipp Negel
Universität Stuttgart

Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

Als Dissertation genehmigt
von der Fakultät für Konstruktions-, Produktions- und Fahrzeugtechnik
der Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Thomas Dekorsy

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation
in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische
Daten sind im Internet über http://dnb.ddb.de abrufbar.

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2017

D 93

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung,
des Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der
Wiedergabe auf fotomechanischem oder ähnlichem
Wege und der Speicherung in Datenverarbeitungs-
anlagen bleiben – auch bei nur auszugsweiser Verwen-
dung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2017

ISBN 978-3-8316-4632-6

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München
Tel.: 089-277791-00 · www.utzverlag.de

Inhalt

Inhalt **5**

Symbolverzeichnis **7**

Kurzfassung der Arbeit **11**

Extended Abstract **15**

1 Stand der Technik **19**
1.1 Stand der Technik für Hochleistungs-UKP-Laser und ihre Limitierungen . . . 20
1.1.1 Oszillatoren . . . 20
1.1.2 Faser- und Slabverstärker . . . 22
1.1.3 Scheibenlaserverstärker . . . 24
1.1.3.1 Regenerative Verstärker . . . 24
1.1.3.2 Multipassverstärker . . . 25
1.2 Stand der Technik für UKP-Laser im grünen und ultravioletten Spektralbereich . . . 26
1.2.1 Zweite Harmonische . . . 26
1.2.2 Dritte Harmonische . . . 26

2 Zielsetzung **28**
2.1 Vorteile des Multipassverstärkerkonzepts . . . 28
2.2 Zielsetzung für den Scheibenlaser-Multipassverstärker . . . 29
2.3 Zielsetzung für die Frequenzkonversion . . . 32

3 Der Scheibenlaser-Multipassverstärker **36**
3.1 Konzeptionierung und Modellierung . . . 36
3.1.1 Randbedingungen für die Verstärkerauslegung . . . 36
3.1.2 Analyse der Strahlpropagation . . . 39
3.1.2.1 Die quasi-kollimierte freie Propagation (QKFP) . . . 40
3.1.2.2 Vergleich zu konventionellen Propagationskonzepten 44
3.1.2.3 Simulation des Intensitätsprofils . . . 50

3.1.3 Verstärkungsprozess 56
3.2 Aufbau des Multipassverstärkers und technische Herausforderungen 60
3.2.1 Aufbau des Systems 60
3.2.2 Thermische Effekte und deren Minimierung 63
3.2.2.1 Das retroreflektierende Spiegelpaar (RMP) 63
3.2.2.2 Pumpen auf der „Zero-phonon-line“ (ZPL) 68
3.3 Experimentelle Ergebnisse 70
3.3.1 Skalierung der Ausgangsleistung und Pulsenergie 71
3.3.2 Strahlqualität und Polarisationserhaltung 76
3.3.3 Erklärung für Leistungsbegrenzung 80
3.3.4 Zeitliches und spektrales Verhalten der Pulse 81
3.3.5 Langzeitstabilität 83
3.4 Zweite Generation des Multipassverstärkers 85
3.4.1 Aufbau 85
3.4.2 Mit der zweiten Generation des Multipassverstärkers erzielte Ergebnisse 87
3.5 Verstärkung von Femtosekundenpulsen 89
3.5.1 Aufbau 89
3.5.2 Ergebnisse mit Femtosekundenpulsen und Einfluss des B-Integrals 92
3.6 Vergleich der Ergebnisse mit dem Stand der Technik 98

4 Frequenzkonversionsexperimente 102
4.1 Frequenzverdopplung (grün) 102
4.1.1 Experimenteller Aufbau (grün) 102
4.1.2 Resultate (grün) 104
4.2 Summenfrequenzerzeugung (UV) 108
4.2.1 Experimenteller Aufbau (UV) 108
4.2.2 Resultate (UV) 110
4.3 Vergleich der Ergebnisse mit dem Stand der Technik 114

5 Zusammenfassung und Ausblick 116
5.1 Scheibenlaser-Multipassverstärker 116
5.2 Frequenzkonversion 118
5.3 Wissenschaftliche und industrielle Anwendungen 119

Literaturverzeichnis 121

Danksagungen 130

Symbolverzeichnis

Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
Lateinische Buchstaben			
A_{Stufe}	Amplitude der Phasenstufe		nm
B	B-Integral		rad
$B_{Femto,max}$	Simul. max. B-Integral im fs-Exp.	17,5	rad
B_{Matrix}	Breite der Spiegelmatrix	30	cm
c	Lichtgeschwindigkeit	299792458	m/s
$d_{eff,SHG}$	Effekt. Nichtlinearitätskoeffizient LBO 1	0,831	pm/V
$d_{Pump,2.\ Gen.}$	Pumpfleckdurchmesser (2. Gen.)	10	mm
$d_{Pump,Piko}$	Pumpfleckdurchmesser (ps)	7	mm
$d_{Pump,Femto}$	Pumpfleckdurchmesser (fs)	4,7	mm
$d_{Scheibe,2.\ Gen.}$	Durchmesser der Scheibe (2. Gen.)	20	mm
$d_{Scheibe,Piko}$	Durchmesser der Scheibe (ps)	17	mm
$d_{Scheibe,Femto}$	Durchmesser der Scheibe (fs)	15	mm
$d_{SeedBeginn,2.\ Gen.}$	Seedstrahldurchm. zu Beginn (2.Gen.)	6,9	mm
$d_{SeedBeginn,Piko}$	Seedstrahldurchm. zu Beginn (ps)	5,5	mm
$d_{SeedBeginn,Femto}$	Seedstrahldurchm. zu Beginn (fs)	3,6	mm
$d_{Seed\text{-}Scheibe}$	Seedstrahldurchm. auf der Scheibe		mm
$d_{Spiegel}$	Durchmesser der Umlenkspiegel	25	mm
$\vec{E}(r_m)$	Elektrisches Feld an Anfangsapertur		V/m
$\vec{E}'(r'_n)$	Elektrisches Feld an Anfangsapertur		V/m
E_{OPD}	Elektrisches Feld mit Phasenstufe		V/m
$f_{thermisch}$	Brennweite therm. Linse (sphärisch)		m
h	Planck'sches Wirkungsquantum	$6,6 \cdot 10^{-34}$	Js
$I_{0,Seed}$	Anfangsintensität	484	W/cm^2
I_{Pump}	Pumpleistungsdichte		W/cm^2
I_S	Sättingsintensität Yb:YAG	9,7	kW/cm^2
$I_{Seed,add}$	Add. Seedintensität, 40 Scheibenrefl.	38,7	kW/cm^2
J_0	Besselfunktion		
K	Collins-Matrix		

Symbol	Beschreibung	Wert	Einheit
$L_{\text{M1-Matrix,2. Gen.}}$	Abst. Spiegel M_1-Scheibe (2. Gen.)	1180	mm
$L_{\text{M1-Matrix,Piko}}$	Abst. Spiegel M_1-Scheibe (ps)	990	mm
$L_{\text{M1-Matrix,Femto}}$	Abst. Spiegel M_1-Scheibe (fs)	990	mm
L_{Bereich}	Propagationslänge zw. Aperturen		mm
$L_{\text{RMP-Matrix,2. Gen.}}$	Abst. RMP-Scheibe (2. Gen.)	1130	mm
$L_{\text{RMP-Matrix,Piko}}$	Abst. RMP-Scheibe (ps)	920	mm
$L_{\text{RMP-Matrix,Femto}}$	Abst. RMP-Scheibe (fs)	920	mm
$L_{\text{Scheibe-Matrix,2. Gen.}}$	Abst. Scheibe-Spiegelmatrix (2. Gen.)	1370	mm
$L_{\text{Scheibe-Matrix,Piko}}$	Abst. Scheibe-Spiegelmatrix (ps)	1170	mm
$L_{\text{Scheibe-Matrix, Femto}}$	Abst. Scheibe-Spiegelmatrix (fs)	1170	mm
M	Anz. Schritte für Collins Eingang		
$M^2_{\text{Seed,Piko}}$	Beugungsmaßzahl ps-Seedquelle	1,15	
$M^2_{\text{Seed,Femto}}$	Beugungsmaßzahl fs-Seedquelle	<1,2	
N	Anz. Schritte für Collins (Ausgang)		
$n_{\text{2,Luft,min}}$	Nichtl. Brechungsindex Luft, min.	$3 \cdot 10^{-23}$	m^2/W
$n_{\text{2,Luft,max}}$	Nichtl. Brechungsindex Luft, max.	$4 \cdot 10^{-23}$	m^2/W
$n_{\text{2,Scheibe}}$	Nichtl. Brechungsindex der Scheibe	$6 \cdot 10^{-21}$	m^2/W
n_{Scheibe}	Brechungsindex der Scheibe	1,82	
$P_{\text{Erwartung}}$	Sim. Ausgangsleistung Verstärker		W
$P_{\text{Puls,Spitze,2. Gen}}$	Pulsspitzenleistung (2. Gen.)	0,80	GW
$P_{\text{Puls,Spitze,Piko}}$	Pulsspitzenleistung (ps)	0,56	GW
$P_{\text{Puls,Spitze,Femto}}$	Pulsspitzenleistung (fs)	1,95	GW
P_{Pump}	Pumpleistung		W
$P_{\text{Pump,2. Gen.,max}}$	Max. Pumpleistung (2. Gen.)	5000	W
$P_{\text{Pump,Piko,max}}$	Max. Pumpleistung (ps)	2700	W
$P_{\text{Pump,Femto,max}}$	Max. Pumpleistung (fs)	1000	W
$P_{\text{Seed,Piko}}$	Ausgangsleistung ps-Seedquelle	115	W
$P_{\text{Seed,Femto}}$	Ausgangsleistung fs-Seedquelle	40	W
$P_{\text{max,Verst}}$	Max. Ausgangsleistung des Verstärkers		W
PS(r)	Höhe Phasenstufe transversal aufgelöst		nm
r_m	Transv. Position Eingangs-E-Feld		mm
r'_n	Transv. Position Ausgangs-E-Feld		mm
R_{Seed}	Krümmung Phasenfront Seedstrahl		m
$RoC_{\text{Scheibe,2. Gen.}}$	Krümmungsradius Scheibe (2. Gen.)	20	m

Symbol	**Beschreibung**	**Wert**	**Einheit**
$RoC_{Scheibe,Piko}$	Krümmungsradius Scheibe (ps)	20,5	m
$RoC_{Scheibe,Femto}$	Krümmungsradius Scheibe (fs)	20	m
SG_{Pump}	Supergaußexponent Pumpspot		
$T_{Scheibe,2.\ Gen.}$	Dicke der Scheibe (2. Gen.)	125	μm
$T_{Scheibe,Piko}$	Dicke der Scheibe (ps)	130	μm
$T_{Scheibe,Femto}$	Dicke der Scheibe (fs)	110	μm
w_0	Strahlradius		μm
Griechische Buchstaben			
λ_{Seed}	Wellenlänge der Seedlaser	1030	nm
λ_{Pumpe}	Wellenlänge der Pumpdioden	969	nm
$\eta_{Verh,2.\ Gen.}$	Verh. Seed- zu Pumpdurchm. (2. Gen.)	85	%
$\eta_{Verh,Piko}$	Verh. Seed- zu Pumpdurchm. (ps)	79	%
$\eta_{Verh,Femto}$	Verh. Seed- zu Pumpdurchm. (fs)	77	%
η_{opt}	Optischer Wirkungsgrad des Verstärkers		
$\eta_{Pump,abs}$	Absorption Pumpstrahlung in Scheibe	0,9	
$\tau_{max,2.\ Gen.}$	Pulsd. max. Ausgangsleistung (2. Gen.)	8	ps
$\tau_{max,Piko}$	Pulsd. max. Ausgangsleistung (ps)	8	ps
$\tau_{ou,l}$	Fluoreszenzlebensdauer Yb:YAG	951	μs
$\tau_{Seed,Piko}$	Pulsdauer ps-Seedquelle	6,5	ps
$\tau_{Seed,Femto,200kHz}$	Pulsdauer fs-Seedquelle (200 kHz)	805	fs
$\tau_{Seed,Femto,800kHz}$	Pulsdauer fs-Seedquelle (800 kHz)	833	fs
θ_{Modul}	Maximaler Öffnungswinkel G1-Modul	7	°
Θ_{SHG}	Phasenanpassungswinkel für SHG	90	°
Θ_{THG}	Phasenanpassungswinkel für THG	51,7	°
Φ_{SHG}	Phasenanpassungswinkel für SHG	12,9	°
Φ_{THG}	Phasenanpassungswinkel für THG	90	°
$\sigma_{ou,l}$	Emmissionsquerschn. Yb:YAG, 1030 nm	$2{,}1 \cdot 10^{-20}$	cm^2

Kurzfassung der Arbeit

In den letzten Jahren hat sich die Materialbearbeitung mit Ultrakurzpulslasern (UKP-Laser) als industrielles Verfahren etabliert, beispielsweise für die Mikrostrukturierung von Oberflächen [1] oder das Bohren sehr feiner Löcher [2]. Ein bedeutender Faktor für die Produktivitätssteigerung in der UKP-Lasermaterialbearbeitung ist die verfügbare Ausgangsleistung der Strahlquelle, da höhere Leistungen beispielsweise schnellere Vorschübe erlauben.
Zu Beginn der Arbeit betrug die Ausgangsleistung kommerziell erhältlicher UKP-Lasersysteme auf Scheibenlaserbasis ca. 50-100 W. Auf anderen Laserarchitekturen (Faser- und Slabverstärker) basierende UKP-Systeme erzeugten im Labor bis zu 1,1 kW Ausgangsleistung bei vergleichsweise kleinen Pulsenergien. Ziel der Arbeit war es das Potential von Scheibenlasern hinsichtlich ihrer Leistungsskalierbarkeit zu nutzen und erstmals eine UKP-Laserquelle (Pulsdauer <10 ps) auf Scheibenlaserbasis mit mehr als 1 kW Ausgangsleistung zu demonstrieren. Dies wurde realisiert durch das Konzept des Multipassverstärkers, welcher ohne optische Schalter auskommt und daher eine gute Leistungsskalierbarkeit, eine hohe Flexibilität bezüglich Repetitionsrate und, im Vergleich zu anderen Laserarchitekturen, eine sehr hohe Pulsenergie bei der gewünschten Ausgangsleistung ermöglicht. Ein weiteres Ziel der Arbeit war die Frequenzkonversion der vom Multipassverstärker erzeugten Laserpulse in den grünen und ultravioletten Spektralbereich. Daraus ergeben sich Vorteile für die Lasermaterialbearbeitung, da durch die bessere Fokussierbarkeit prinzipiell kleinere Strukturen erzeugbar sind. Weiterhin bieten viele Materialien eine höhere Absorption im grünen oder ultravioletten Spektralbereich als im Infraroten. Voraussetzung für die Einsetzbarkeit von Laserstrahlung mit diesen Wellenlängen ist allerdings eine genügend hohe Ausgangsleistung, um eine gute Produktivität zu erreichen. Ziel der Arbeit war daher eine Frequenzverdopplung der Ausgangsstrahlung des Multipassverstärkers zu erstmals mehr als 500 W bei einer Wellenlänge von 515 nm. Weiterhin sollten erstmals mehr als 100 W bei einer Wellenlänge von 343 nm durch Frequenzverdreifachung erzielt werden.
Der Seedlaser (6,5 ps Pulsdauer, 300-800 kHz Repetitionsrate, 115 W Ausgangsleistung) des Multipassverstärker war ein modifizierter kommerzieller TruMicro5050 der Firma Trumpf Laser GmbH. Der Multipassverstärker selbst wurde zunächst konzeptionell ausgelegt, wobei für die Strahlpropagation das Konzept der quasi-

kollimierten Propagation (QKFP) ausgearbeitet, untersucht und verwendet wurde. Hierdurch konnte der Einfluss von Nichtlinearitäten deutlich gesenkt werden. Mit Hilfe einer Matrix von Spiegeln wurden hier 40 Übergänge über die Scheibe realisiert. Dabei wurde eine maximale Ausgangsleistung von 1,4 kW bei 8 ps Pulsdauer und einer Repetitionsrate von 300 kHz (4,7 mJ Pulsenergie) demonstriert. Damit stellte das System die erste auf Scheibenlasertechnologie basierende UKP-Laserquelle mit einer Ausgangsleistung von mehr als 1 kW dar. So konnte die exzellente Eignung von Multipassverstärkern auf Scheibenlaserbasis zur Skalierung der Ausgangsleistung von UKP-Laserquellen in den Kilowattbereich demonstriert werden. Weiterhin ermöglichte das System neben der Leistungsskalierung eine gleichzeitige Skalierung der Pulsenergie in den mJ-Bereich ohne den Einsatz von CPA-Systemen und ohne signifikante Verschlechterung der Strahlqualität. Dies ist ein bedeutender Vorteil gegenüber anderen UKP-Laserkonzepten mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich (Faser, Slab). Im Repetitionsratenbereich des Seedlasers von 300-800 kHz waren die Ausgangsleistung und die Pulsenergie unabhängig voneinander skalierbar, was den konzeptionellen Vorteil des Multipassverstärkers, keine optischen Schalter zu benötigen, ebenso bestätigte. Weitere Erkenntnisse bezüglich des Managements von thermischen Effekten konnten gewonnen werden. Diese Erkenntnisse dienten als Grundlage für die verbesserte Konstruktion eines Multipassverstärkers der zweiten Generation. In diesem System wurden 60 Reflexionen an der Scheibe verwendet. Der Verstärker erzielte eine maximale Ausgangsleistung von 2 kW bei einer gemessenen Pulsdauer von 8 ps und einer Repetitionsrate von 300 kHz. Die Pulsenergie betrug dabei 6,8 mJ. Dieses Ergebnis stellt die höchste Ausgangsleistung aller bislang bekannten UKP-Lasersysteme (Pulsdauern unter 100 ps) dar. Die Langzeitstabilität des Verstärkers konnte im Vergleich zum System der ersten Generation deutlich gesteigert werden. In einem weiteren Experiment wurden zudem die Auswirkungen eines Seedlasers mit Pulsdauern im fs-Bereich untersucht.

Bei den Experimenten zur Frequenzkonversion wurden Rekordausgangsleistungen für UKP-Festkörperlaser im grünen Spektralbereich (515 nm) und ultravioletten Spektralbereich (343 nm) erzielt, bei gleichzeitig vergleichsweise sehr hoher Pulsenergie. Die Frequenzverdopplungsexperimente in einem LBO-Kristall ergaben eine maximale Ausgangsleistung von 820 W bei 2,7 mJ Pulsenergie und einer Wellenlänge von 515 nm. Durch eine Summenfrequenzerzeugung zwischen den Wellenlängen von 1030 nm und 515 nm in einem zweiten LBO-Kristall wurden 234 W Ausgangsleistung und 780 μJ Pulsenergie bei einer Wellenlänge von 343 nm erreicht.

Die erzielten Ergebnisse des Multipassverstärkers bieten mit der Kombination von mehr als 1 kW Ausgangsleistung und Pulsenergien im mJ-Bereich für die Präzi-

sionsmaterialbearbeitung prinzipiell eine signifikante Erhöhung der Produktivität. Nach Fertigstellung wurde das Lasersystem in Zusammenarbeit mit der Verfahrensentwicklung des Instituts für Strahlwerkzeuge in eine Anlage integriert. Dort wurde durch Freitag et al. [3] am Beispiel des Schneidens von Kohlefaserverbundwerkstoffen (CFK) die exzellente Eignung des Systems zur Erhöhung der Produktivität bestätigt. Weiterhin erlauben die gewonnenen Erkenntnisse eine Fortführung der Forschung an Multipassverstärkern zur weiteren Steigerung der mittleren Leistung (IR, grün und UV), Pulsenergie und Pulsspitzenleistung, auch mit Femtosekundenpulsen. Sie bilden so die Grundlage für eine mögliche Kommerzialisierung von UKP-Scheibenlaser-Multipassverstärkern.

Extended Abstract

Over the last years, material processing with ultrashort pulsed (USP) lasers has become a well established industrial technology. Applications include microstructuring of surfaces [1] or drilling of very small holes [2]. In order to increase productivity in material processing with USP lasers, higher processing speeds are desired. Therefore, the available output power of USP laser sources has to be increased.
At the start of this work, commercially available laser sources based on thin-disk laser technology had an output power of about 50-100 W. Scientific ultra short pulsed lasers based on other laser architectures (fiber and slab amplifiers) were demonstrated with up to 1.1 kW of output power but showed comparatively small pulse energies. Therefore, the aim of this work was to use the potential of the thin-disk laser architecture regarding power scalability and to demonstrate for the first time a USP thin-disk laser source (pulse durations <100 ps) with more than 1 kW of output power. This was achieved by using the concept of a thin-disk multipass amplifier. Here, no optical switches are required. Thus, this concept shows a very good power scalability, a high flexibility regarding repetition rate and it allows for higher pulse energies at this power level compared to other laser architectures.
Another aim of this work was to frequency convert the output pulses of the multipass amplifier into the green and ultraviolet spectral region. This is advantageous for laser material processing as smaller wavelengths lead to a better focussability and thus smaller structures on the work piece can be realized. Furthermore, a lot of materials possess a higher absorption for green or UV laser pulses than for infrared beams. However, the use of lasers at these wavelengths requires high output powers as well to achieve a high productivity. Thus, the aim of this work was the first demonstration of a USP solid state laser with more than 500 W at the frequency-doubled wavelength of 515 nm. Furthermore, more than 100 W were to be achieved for the first time at the third harmonic wavelength of 343 nm.
In the experiments, a modified commercially available TruMicro5050 from Trumpf Laser GmbH was used as seed laser (6.5 ps pulse duration, 300-800 kHz repetition rate, 115 W output power). For the multipass amplifier a concept was developed and modelling was performed. The concept for beam propagation is based on a quasi-collimated free propagation approach (QKFP) which allows to significantly reduce the influence of nonlinearities in the amplifier. Using an array of 40 mirrors

opposing the thin-disk crystal, a total of 40 reflections on the disk could be realized. With this, a maximum output power of 1.4 kW with pulse durations <8 ps and at a repetition rate of 300 kHz (4.7 mJ pulse energy) was demonstrated. The system was the first demonstration of an USP laser source based on thin-disk technology with more than 1 kW of output power. This shows the excellent suitability of thin-disk multipass amplifiers to scale up the output power of USP laser sources into the kilowatt output power range. Furthermore, the system allowed at the same time to scale the pulse energy into the mJ-range without the need for chirped-pulse amplification or any significant degradation in beam quality. This proves to be a significant advantage in comparison to other laser architectures with output powers in the kW-range (fiber, slab). In the repetition rate range between 300 and 800 kHz, the output power and pulse energy were scalable independently. This is a validation of the conceptional advantage of multipass amplifiers that do not to require any optical switches. Further experiments were performed regarding the management of thermal effects in the amplifier. Based on these results, an improved second generation multipass amplifier was developed. Here, 60 reflections on the disk were employed. The amplifier delivered a maximum output power of 2 kW at a measured pulse duration of 8 ps at a repetition rate of 300 kHz leading to a pulse energy of 6.8 mJ. This is - to the best of my knowledge - the highest output power of a USP laser source with pulse durations below 100 ps reported so far. Furthermore, the long-term stability of the system could be significantly improved. Additionally, in another experiment the effect of using a femtosecond laser source as seed laser was investigated.

During the experiments on frequency conversion, record output powers for USP solid state lasers were achieved in the green (515 nm) and ultraviolet (343 nm) spectral region with comparatively high pulse energies. Here, frequency-doubling in an LBO-crystal led to a maximum output power of 820 W with 2.7 mJ of pulse energy and at a wavelength of 515 nm. Using sum frequency generation between radiation at the wavelength of 1030 nm and 515 nm in a second LBO-crystal, a maximum output power of 234 W and a pulse energy of 780 μJ was demonstrated at a wavelength of 343 nm.

The results of the experiments with the multipass amplifier pave the way for higher productivity in precision laser material processing using the combination of more than 1 kW of output power and at the same time pulse energies in the mJ-range. After the completion of this laser system, it was integrated into a work station in cooperation with the process development department of the IFSW. Here, for example, experiments performed by Freitag et al. [3] proved the system to be well suited for cutting of carbon fiber reinforced plastics at unprecedented high cut-

ting speeds. Additionally, the results on the multipass amplifier allow for further research on thin-disk multipass amplifiers with even higher output powers. Furthermore, the lessons learned can be used as the basis for a commercialisation of this kind of amplifiers.

1 Stand der Technik

In den letzten Jahren wurde die Ultrakurzpulslasertechnologie mit Pulsdauern im Bereich von Femto- bis einigen Pikosekunden stetig weiter entwickelt und ist ein etabliertes Verfahren in der Industrie für die ultrapräzise Bearbeitung von Werkstücken geworden. Als Beispiel einer großen Palette von Anwendungen seien hier die Mikrostrukturierung von Oberflächen [1], das Bohren von sehr feinen Löchern [2], sowie das Schneiden von Kohlefaserverbundwerkstoffen genannt [3]. Die präzise Strukturierung wird ermöglicht, da im Vergleich zu Dauerstrichlasern während der Bearbeitung durch die kurzen Pulsdauern nur wenig Wärme in das Bauteil eingebracht wird und somit wenig thermische Schädigung entsteht.
Für die weitere Steigerung der Produktivität mit UKP-Lasern ist es notwendig, deren mittlere Ausgangsleistung weiter zu steigern. Mit steigender Ausgangsleistung ist es beispielsweise möglich, mit einem Scanner in einer vorgegeben Zeit größere Konturen eines Werkstücks zu schneiden. Dadurch wird die Effizienz der Bearbeitung gesteigert. Gleichzeitig sind für verschiedene Bearbeitungsprozesse auch die anderen Laserparameter, wie Repetitionsrate, Pulsenergie und Pulsdauer von großer Bedeutung. Im ersten Abschnitt wird daher der Stand der Technik vor und während der Anfertigung dieser Dissertation für verschiedene UKP-Laserkonzepte vorgestellt, was sowohl Resonatoren als auch verschiedene Verstärkersysteme einschließt. Diese Systeme emittieren praktisch ausschließlich im nahen infraroten Spektralbereich um eine Wellenlänge von ca. 1 μm.
Im zweiten Abschnitt soll der Stand der Technik für die Erzeugung von UKP-Laserpulsen im grünen (Zweite Harmonische bei 515-532 nm) und ultravioletten (Dritte Harmonische bei 343-355 nm) Spektralbereich dargestellt werden. Eine Frequenzkonversion zu kürzeren Wellenlängen bedeutet, bei gleichbleibender Beugungsmaßzahl, eine Verbesserung der Fokussierbarkeit. Da UKP-Laser häufig in der Mikrostrukturierung Anwendung finden, bedeutet dies einen großen Vorteil. So sind damit prinzipiell filigranere Strukturen möglich. Beispielsweise werden grüne UKP-Laserpulse eingesetzt um sehr feine Löcher zu bohren [2]. Weiterhin existieren Materialien, deren Absorptionsgrad im grünen oder ultravioletten Spektralbereich größer ist als im Infraroten. Hier lohnt sich ebenfalls eine Frequenzkonversion für den Fall, dass der höhere Absorptionsgrad die Einbußen bzgl. Prozesseffizienz ausgleicht, welche durch den Leistungsverlust bei der Frequenzkonversion entste-

hen. Im zweiten Abschnitt sind daher die bekannten UKP-Festkörperlasersysteme (Pulsdauer <100 ps) mit den höchsten mittleren Leistungen dargestellt.

1.1 Stand der Technik für Hochleistungs-UKP-Laser und ihre Limitierungen

1.1.1 Oszillatoren

Zunächst sei der aktuelle Entwicklungsstand für Resonatoren ohne nachgeschaltete Verstärker beschrieben. Der grundsätzliche Vorteil von Resonatoren ist, dass Pulserzeugung und Leistungsskalierung in einem Aufbau stattfinden. Eine solche direkte Skalierung ohne zusätzliche Verstärker kann vergleichsweise kostengünstig realisiert werden. Allerdings liegen die Ausgangsleistungen modengekoppelter Resonatoren derzeit noch deutlich unter denen von Verstärkersystemen. Da die aktuell höchsten Leistungen von Systemen auf Scheibenlaserbasis erzielt wurden, werden diese näher beschrieben. Die konkurrierenden Faserlasersysteme sind dabei, bedingt durch die hohen Spitzenintensitäten im Pulsbetrieb, noch in ihrer Ausgangsleistung beschränkt.
Eine wichtige Voraussetzung für die Realisierung von modengekoppelten Scheibenlasern ist die Entwicklung von Lasern im Dauerstrichbetrieb, welche sehr hohe Ausgangsleistungen im Grundmode (TEM_{00}) liefern. Hier ist es notwendig die Auswirkungen der durch das Pumpen entstehenden thermischen Linsen, und damit einhergehenden Phasenstörungen im Resonator, zu reduzieren. Eine Möglichkeit besteht darin, die thermische Linse selbst zu reduzieren. Mit dem für Hochleistungsanwendungen etablierten Materialien Yb:YAG und Yb:LuAG kann dies durch die Verwendung der Pumpwellenlänge von 969 nm, statt der üblichen Wellenlänge von 940 nm, realisiert werden. Durch dieses "zero-phonon-line-pumping" [4] [5] verringert sich der Quantendefekt und die Pumpleistungsdichte kann um ca. 50% gesteigert werden bei Erreichung der gleichen thermischen Last auf der Scheibe. Mit diesem Konzept wurden 742 W Ausgangsleistung bei 58,5% optischer Effizienz mit Yb:LuAG demonstriert [6], wobei die Beugungsmaßzahl M^2 über den gesamten Leistungsbereich kleiner als 1,6 war. Eine alternative Möglichkeit zur Reduktion der Phasenstörungen besteht darin, die Auswirkungen der thermischen Linse mit ihrem sphärischen und asphärischen Anteil durch Kompensation im Resonator zu reduzieren. Mittels der Verwendung von aktiv regulierten Spiegeln konnten somit bis zu 815 W Ausgangsleistung bei 39% optischer Effizienz demonstriert werden [7]

mit einem nahezu beugungsbegrenzten Strahl (M^2=1,4 bei 815 W) über den gesamten Leistungsbereich. Der aktuelle Leistungsrekord im Grundmodebetrieb mit einer einzelnen Laserscheibe beträgt 4 kW mit einem Resonator, welcher so ausgelegt ist, dass die thermische Linse bei der gewünschten Ausgangsleistung zu einem nahezu beugungsbegrenzten Strahl führt [8].
Für die Erreichung von Modenkopplung mit Scheibenlaserresonatoren gibt es nun zwei vielversprechende, konkurrierende Konzepte. Das erste Konzept ist die Verwendung von sättigbaren Absorberspiegeln (SESAMs [9]). Hiermit konnte die bislang höchste Ausgangsleistung mit modengekoppelten Resonatoren von 275 W erreicht werden [10] bei einer Pulsdauer von 583 fs, einer Pulsenergie von 16,9 μJ und einer optischen Effizienz von 32,4%. Das laseraktive Material war dabei Yb:YAG. Aufgrund der hohen Spitzenintensitäten in der Kavität ergeben sich hohe Nichtlinearitäten, welche insbesondere während der Propagation in der Luft akkumuliert werden. Deshalb fand dieses Experiment in einer Vakuumkammer bei einem Druck von 0,5 mbar statt. Mit einem ähnlichen Aufbau und der Erweiterung durch eine Herriott-Zelle konnten mit 80 μJ bei 1,05 ps Pulsdauer und 242 W Ausgangsleistung die höchsten Pulsenergien aus einem Resonator demonstriert werden [11]. Weiterhin gibt es andere Ansätze zur Minimierung der Nichtlinearitäten in der Kavität, wodurch die Verwendung der Vakuumkammer vermieden werden kann, welche für die industrielle Umsetzung mit hoher Wahrscheinlichkeit eine Hürde darstellt. Sehr vielversprechend, zumindest für Yb:YAG als laseraktives Medium, ist hier ein ähnlicher Ansatz, wie er in dieser Arbeit für Verstärker untersucht wird, nämlich das Multipass-Scheiben-Oszillator-Konzept. Durch mehrmaligen Durchgang durch die Scheibe innerhalb der Kavität kann die Verstärkung erhöht und damit der Auskoppelgrad verringert werden. Auf diese Weise wurden 145 W bei einer Pulsdauer von 1,1 ps und 41 μJ Pulsenergie demonstriert [12]. Dabei wurden Auskoppelgrade von bis zu 70% verwendet, wodurch die Leistungsüberhöhung und die Spitzenintensitäten innerhalb der Kavität deutlich verringert wurden.
Das alternative Konzept für die passive Modenkopplung ist die Kerr-Linsen-Modenkopplung (KLM). Hier wird zwar der Resonator näher an der Stabilitätsgrenze betrieben, es lassen sich aber kürzere Pulsdauern als bei der Modenkopplung mit SESAMs erreichen (ein Vergleich zwischen beiden Konzepten findet sich in [13]). Mit diesem Konzept konnten mit Yb:YAG bis zu 270 W Ausgangsleistung bei einer Pulsdauer von 330 fs [14] realisiert werden, was einer beachtlichen Pulsspitzenleistung von 38 MW entspricht. Ebenso wurden 155 W Ausgangsleistung bei einer Pulsdauer von 140 fs und einer Pulsspitzenleistung von 62 MW demonstriert [15].
Neben den Forschungen zur Leistungsskalierung von Resonatoren mit den etablierten Materialien Yb:YAG und Yb:LuAg wurden verschiedene neue laseraktive

Materialien (z.B. Yb:Lu_2O_3 [16], Yb:SSO [17], Yb:CALGO [18] oder Yb:CaF_2 [19]) untersucht, welche jeweils bestimmte Vorteile hinsichtlich Verstärkungsbandbreite, Wärmeleitung oder thermo-optischer Eigenschaften besitzen [20].

1.1.2 Faser- und Slabverstärker

Zur Überwindung der durch die Leistungsüberhöhung in den Kavitäten bedingten Limitierungen können Verstärker angewendet werden. Der Hauptvorteil ist, dass die Pulserzeugung und die anschließende Leistungsskalierung voneinander getrennt sind. Hier soll der aktuelle Entwicklungsstand bzgl. Faser- und Slabverstärkersystemen dargestellt werden. Diese unterscheiden sich von Scheibenlasern hauptsächlich hinsichtlich ihres Konzepts zur Wärmeabfuhr, welche in Bild 1.1 dargestellt sind.
In Fasern wird die entstehende Wärme über die Mantelfläche der Faser abgeführt.

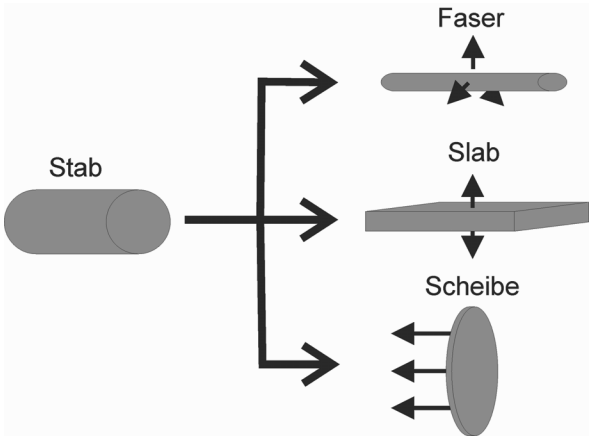


Bild 1.1: Vergleich der verschiedenen Wärmeabfuhrkonzepte für Faser-,Slab- und Scheibenlaser. Ausgehend von der für die Minimierung von thermischen Effekten ungünstigen Geometrie des Stabes kann die Wärmeabfuhr auf drei Arten verbessert werden. Bei der Faser wird das laseraktive Medium lang und dünn, wodurch eine axiale Wärmeabfuhr ermöglicht wird. Bei Slabs wird die Höhe verringert und die Wärmeabfuhr erfolgt senkrecht zur Propagationsrichtung des Laserstrahls. Scheiben sind hingegen sehr dünn und die Kühlung erfolgt von der Rückseite parallel zum einfallenden Laserstrahl.

Faserverstärker erreichen durch den langen Propagationsweg im laseraktiven Medium eine sehr hohe Verstärkung. Durch die Strahlführung auf kleinem Querschnitt sind allerdings die Intensitäten sehr hoch, was insbesondere im gepulsten Betrieb zu

sehr hohen Nichtlinearitäten führt. Deshalb werden UKP-Faserverstärker meist in Kombination mit einer „Chirped-Pulse-Amplification“(CPA) [21] eingesetzt. Auch wenn die CPA sich immer weiter zu einer etablierten Technik entwickelt hat, so addiert dies doch Komplexität und Kosten zum Lasersystem. Weiterhin neigen Faserverstärker bei sehr hohen Ausgangsleistungen zu Modeninstabilitäten. Der aktuelle Rekord für Faserlaser mit Pulsdauern im Femtosekundenbereich liegt bei 830 W mit 640 fs langen Pulsen und 10,6 μJ Pulsenergie [22]. Durch Ausnutzen der geringeren Nichtlinearitäten bei Pulsdauern von 150 ps wurden 2 kW Leistung mit 100 μJ Pulsenergie bei einer Beugungsmaßzahl von $M^2<3$ gezeigt [23]. Mit Hilfe einer nichtlinearen Kompression konnten weiterhin Pulsdauern von <30 fs bei 135 W Ausgangsleistung erreicht werden [24]. Ein aktueller Forschungsansatz, um die Problematik der hohen Nichtlinearitäten zu umgehen, ist das ”Coherent Combining” von Pulsen aus einzelnen Faserverstärkern. Hiermit konnten mit vier Kanälen 530 W Leistung bei 1.3 mJ Pulsenergie und einer Pulsdauer von 670 fs erreicht werden bei einer Repetitionsrate von 400 kHz [25]. Mit acht Kanälen wurden 1 kW mittlere Leistung und 1 mJ Pulsenergie [26], bzw. 700 W mittlere Leistung und 12 mJ Pulsenergie [27], bei Pulsdauern von 260 fs demonstriert. Desweiteren wurden bei 230 W Ausgangleistung 200 fs lange Pulse mit einer Pulsenergie von 5,7 mJ und 22 GW Pulsspitzenleistung erreicht [28].
Ein weiteres Konzept für Hochleistungsverstärkersysteme stellen Slabverstärker dar. Hier wird das laseraktive Medium in der Höhe verringert und die Wärmeabfuhr geschieht parallel zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls. Slabverstärker bieten ebenfalls eine hohe Gesamtverstärkung und sind in vielen unterschiedlichen Variationen verfügbar [29]. Mit einem doppelstufigen Innoslabverstäker konnten 1,1 kW [30] Ausgangsleistung bei 615 fs Pulsdauer und 55 μJ Pulsenergie erreicht werden. Hierbei betrug die Beugungsmaßzahl $M_x{}^2$=2,7 und $M_y{}^2$=1,5. Die gleiche Gruppe hat ein System demonstriert mit 930 W Ausgangsleistung, 800 fs Pulsdauer, 46,5 μJ Pulsenergie und einer Beugungsmaßzahl von $M_x{}^2$=1,42 und $M_y{}^2$=1,09 [29]. Weiterhin gibt es Systeme mit geringerer Ausgangsleistung, aber hoher Pulsenergie. So wurden beispielsweise 350 W bei 720 fs Pulsdauer und 3,5 mJ Pulsenergie demonstriert [29], sowie 495 W Ausgangsleistung bei 630 fs Pulsdauer und 1 mJ Pulsenergie [31].
Zusammenfassend ist es sowohl mit Faser- als auch mit Slabverstärkern möglich, bei kurzen Pulsdauern unter 1 ps Ausgangsleistungen im beginnenden kW-Bereich zu erreichen. Gleichzeitig limitieren Nichtlinearitäten aber die Spitzenintensitäten und damit die Pulsenergie. Für die Erreichung von einigen mJ Pulsenergie wird eine CPA-Technik oder kohärente Kombination notwendig, was komplex und teuer ist.

1.1.3 Scheibenlaserverstärker

Durch die hervorragenden Eigenschaften von Scheibenlasern bzgl. Wärmeabfuhr [32] liegt es nahe, diese als Verstärker für UKP-Laserquellen bis in den kW-Bereich einzusetzen. Die Wärmeabfuhr geschieht dabei durch Kühlung des laseraktiven Mediums von hinten, also parallel zur Ausbreitungsrichtung des Strahls, was die Auswirkungen von thermischen Effekten auf den Laserstrahl deutlich reduziert. Dabei ist zu beachten, dass bei einem einzelnen Scheibendurchgang die Verstärkung gering ist, bedingt durch die geringe Dicke der Scheibe. Gleichzeitig führt dies zum positiven Effekt von geringen Nichtlinearitäten. Zum Ausgleich der geringen Verstärkung es notwendig mehrere Durchgänge des Seedlaserstrahls durch die Scheibe zu realisieren. Dies geschieht im allgemeinen auf zwei unterschiedliche Arten. Die erste Möglichkeit ist die Verwendung von optischen Schaltern in regenerativen Verstärkern. Die zweite Möglichkeit besteht in der geometrischen Mehrfachfaltung des Seedstrahls über die Scheibe in Multipassverstärkern. Im Folgenden wird der Stand der Technik dieser beiden Konzepte dargestellt.

1.1.3.1 Regenerative Verstärker

Bei regenerativen Verstärkern wird ein beispielsweise mittels eines modengekoppelten Resonators erzeugter Seedpuls über einen optischen Schalter (Pockelszelle, AOM) in einen Verstärkeraufbau eingekoppelt. Dort passiert der Puls sehr oft das gepumpte laseraktive Medium, bis er anschließend wieder aus dem Verstärker ausgekoppelt wird. Durch die hohe Anzahl von Durchgängen durch das laseraktive Medium bieten regenerative Verstärker den Vorteil eines hohen erreichbaren Verstärkungsfaktors von teils mehreren Größenordnungen. Dies ermöglicht die Verwendung einer Seedquelle mit kleiner Leistung. In Kombination mit der Scheibenlasertechnologie wurden Systeme demonstriert, welche mehr als 300 W Ausgangsleistung und Pulsenergien von bis zu 100 mJ [33], bzw. 500 W und 10 mJ [34] erzielten. Weiterhin wurden 1,9 ps lange Pulse bei 220 W Ausgangsleistung und 220 mJ Pulsenergie demonstriert [35]. Stand der Technik von kommerziellen Systemen, welche in dieser Arbeit ebenfalls Verwendung fanden, war zu Beginn dieser Arbeit der TruMicro5050 mit einer Ausgangsleistung von 50 W mit einer Pulsdauer <10 ps und einer anpassbaren Repetitionsrate zwischen 200 und 800 kHz. Während der Arbeit wurden dann Quellen mit 100 W Ausgangsleistung, bzw. 80 W mit Pulsdauern von 900 fs kommerziell verfügbar. Die weitere Skalierung von regenerativen Verstärkern wird derzeit durch die notwendigen elektro-optischen Schalter begrenzt. Diese sind

typischerweise Pockelszellen und limitieren sowohl die Repetitionsrate als auch die maximal erzielbare Ausgangsleistung.

1.1.3.2 Multipassverstärker

Bei Multipassverstärkern werden die Mehrfachdurchgänge durch die Scheibe durch eine geometrische Faltung erreicht, wodurch der Einsatz von elektro-optischen Schaltern vermieden werden kann. Dies bedarf allerdings eines leistungsstarken Seedlasers. Der Verzicht auf elektro-optische Schalter macht diese Architektur aber interessant für die Erzielung von UKP-Laserstrahlung mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich bei gleichzeitig hoher Pulsenergie und Flexibilität der Repetitionsrate. Scheibenlaser-Multipassverstärker wurden realisiert für ns-Pulse [36] mit einer pulse-on-demand Funktion für Experimente zur Messung des Protonen-Radius [37]. Dieser Verstärker wurde am IFSW entwickelt und das Schema der in dieser Arbeit verwendeten und später genauer erläuterten Spiegelmatrix geht auf diese Experimente zurück. Weiterhin wurden Multipassverstärker für Experimente an Teilchenbeschleunigern entwickelt, welche sub-ps Pulsdauern in einer burst-mode Operation aufweisen [38]. In den 800 μs langen Bursts (während dieser Zeit wird der Verstärker gepumpt) werden sehr hohe Durchschnittsleistungen von bis zu 14 kW erreicht [39] [40]. Die mittlere Leistung des Systems beläuft sich dabei auf 112 W. Weiterhin existieren Systeme mit kryogenisch gekühlten aktiven Spiegeln, welche einer dem Scheibenlaser ähnliche Geometrie folgen, allerdings mit einer vereinfachten Pumparchitektur. Hier wurden Ausgangsleistungen von bis zu 750 W bei einer Repetitionsrate von 500 Hz und Pulsdauern <5 ps realisiert [41].
Die weltweit erstmalige Demonstration eines Multipassverstärkersystems für UKP-Laserstrahlung mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich war Kern dieser Arbeit. Hierzu sind Publikationen entstanden mit bis zu 1,4 kW [42] Ausgangsleistung bei 4,7 mJ Pulsenergie und Pulsdauern <8 ps [43]. Nach Beendigung der Arbeit an diesem System wurde ein Ergebnis bekannt [44] mit einem Multipassverstärker mit 1.5 kW mittlerer Leistung bei 710 fs. Allerdings betrug die Repetitionsrate 40 MHz, wodurch die Pulsenergie auf 37,5 μJ beschränkt blieb bei einer Beugungsmaßzahl von $M_x{}^2$=1,5 und $M_y{}^2$=2,0. Gleichzeitig wurde hier ein Slabverstärker als Seedquelle mit 630 W Leistung benötigt. Schließlich wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit eine zweite Generation von Scheibenlasermultipassverstärkern demonstriert mit verbesserter Langzeitstabilität und einer Ausgangsleistung von 2050 W bei 6,8 mJ Pulsenergie und einer Pulsdauer von 8 ps [45].

1.2 Stand der Technik für UKP-Laser im grünen und ultravioletten Spektralbereich

1.2.1 Zweite Harmonische

Im Hinblick auf die Erzeugung der Zweiten und Dritten Harmonischen ist zu unterscheiden zwischen Systemen mit ns-Pulsdauer und Systemen mit ultrakurzen Pulsen. Bei ns-Systemen sind mittlerweile sehr hohe Ausgangsleistungen bei hohen Pulsenergien verfügbar. So wurde die Erzeugung der Zweiten Harmonischen innerhalb eines „Cavity-Dump“-Scheibenlasersystems demonstriert [46] mit 1,8 kW mittlerer Leistung und einer optischen Effizienz (bezogen auf die Pumpleistung bei einer Wellenlänge von 938 nm) von 30%. Die Pulse hatten eine Länge von einigen 100 ns bei einer Wellenlänge von 515 nm. In der gleichen Arbeit wurden Pulse bei der Dritten Harmonischen erzeugt mit 500 W mittlerer Leistung bei einer Wellenlänge von 343 nm und Pulsdauern <20 ns. Der bisherige Leistungsrekord für ultrakurze Laserpulse liegt dagegen bei 445 W für 733 fs lange Pulse bei einer Wellenlänge von 515 nm und 20 MHz Repetitionsrate [47]. Verwendet wurde dabei ein Slabverstärker zur Erzeugung der IR-Pulse. Weiterhin wurde von 91,5 W mittlerer Leistung bei 3,5 MHz Repetitionsrate berichtet [12]. Die Pulsdauer der IR-Pulse des Multipassresonators lag dabei bei 1,1 ps. Mit einem regenerativen Scheibenlaserverstärker als Laserquelle für 1,2 ps lange IR-Pulse konnten zudem sehr hohe Pulsenergien von 42 mJ bei einer Wellenlänge von 515 nm und 1 kHz Repetitionsrate erzeugt werden [48]. Im Bereich der kommerziellen Systeme bietet derzeit der TruMicro5270 der Firma Trumpf Laser GmbH [49] mit 60 W Ausgangsleistung, 400 kHz Repetitionsrate und Pulsdauern unter 10 ps die höchsten Leistungswerte.

1.2.2 Dritte Harmonische

Im ultravioletten Spektralbereich beträgt die bisher höchste Ausgangsleistung eines UKP-Festkörperlasers 63 W bei einer Repetitionsrate von 80 MHz [50]. Die Ausgangsstrahlung eines Faserverstärkers mit 40 ps langen Pulsen wurde hier in der Frequenz verdreifacht. Allerdings war die Pulsenergie mit 0,8 μJ relativ gering. Nach Fertigstellung des in dieser Arbeit vorgestellten Systems wurde ein Experiment bekannt, in welchem mit einem BBO-Kristall 100 W Ausgangsleistung bei 730 fs Pulsdauer und 23 μJ Pulsenergie erzielt wurden [51]. Dabei wurde durch die Verwendung von an den BBO-Kristall gebondeten Saphirwärmesenken eine sehr gute Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl von M^2=1,4 erreicht. Die höchste

Pulsenergie im ultravioletten Spektralbereich wurde durch Frequenzkonversion von 9,3 ps langen infraroten Pulsen (erzeugt durch eine Verstärkerkette eines SESAM-modengekoppelten Resonators, eines regenerativen Verstärkers und eines Nd:YAG Nachverstärkers) bei einer Repetitionsrate von 1 kHz erreicht und betrug 2 mJ [52]. Die mittlere Leistung war allerdings auf 2 W beschränkt. Einen guten Kompromiss zwischen mittlerer Leistung und Pulsenergie stellt ein System dar mit 39,1 W Leistung und 39,1 W Pulsenergie, erzeugt mit 12 ps langen IR-Pulsen aus einem Slab-Verstärker [53]. Im Bereich nahe 1 ps wurden 34,4 W und 10 μJ Pulsenergie erreicht mit durch einen Multipassresonator erzeugten IR-Pulsen mit 1,1 ps Pulsdauer [12]. Das kommerzielle System mit der höchsten Leistung ist der TruMicro5360 [49] mit 15 W Leistung, 37,5 μJ Pulsenergie und weniger als 10 ps Pulsdauer.
Alle Systeme sind im Kapitel 2.3 über die Zielsetzung dieser Arbeit im Bereich der Frequenzkonversion noch einmal graphisch zusammengefasst.

2 Zielsetzung

Ziel dieser Arbeit war es aufzuzeigen, dass das Multipassverstärkerkonzept auf Basis der Scheibenlasertechnologie hervorragend geeignet ist, um die verfügbare Ausgangsleistung von UKP-Lasern in den kW-Bereich zu skalieren bei gleichzeitiger Flexibilität bezüglich Pulsenergie, bzw. Repetitionsrate. Die erstmalige Demonstration eines solchen Verstärkertyps mit mehr als 1 kW Ausgangsleistung und die dabei gewonnenen Erkenntnisse sollen dabei als Grundlage für die weitere Skalierung von Ausgangsleistung und Pulsenergie, sowie Verringerung der Pulsdauer, etc. mit diesem Verstärkertyp dienen. Damit kann letztendlich die Produktivität in der Lasermaterialbearbeitung gesteigert werden, sowohl durch die hohen Ausgangsleistungen im IR, als auch nach Frequenzkonversion in den grünen und ultravioletten Spektralbereich. Im Folgenden sollen die Vorteile des Multipassverstärkerkonzepts herausgearbeitet werden. Anschließend werden die vor Beginn der Arbeit gesteckten Ziele hinsichtlich der Parameter des Multipassverstärkers als auch der gewünschten Ausgangsstrahlparametern der frequenzkonvertierten Strahlung vorgestellt.

2.1 Vorteile des Multipassverstärkerkonzepts

Die Kombination eines Multipass-Propagationsschemas und der Scheibenlasertechnologie bietet gegenüber anderen Systemen, insbesondere bei der Verstärkung von ultrakurzen Laserpulsen zu sehr hohen Leistungen, verschiedene Vorteile. Die Scheibenlasertechnologie bietet ein sehr gutes Kühlkonzept, was sie ideal für Ausgangsleistungen bis in den kW-Bereich macht. Weiterhin erfolgt die Skalierung der Leistung über den Pumpfleckdurchmesser auf der Scheibe. Dies hat zur Folge, dass von der Spitzenintensität abhängige Nichtlinearitäten, welche bei der Verstärkung von ultrakurzen Pulsen limitierend wirken, reduziert werden können. So sind bei UKP-Slab- oder Faserverstärkern zur Erreichung von Leistungen im kW-Bereich und Pulsenergien im mJ-Bereich Chirped-Pulse-Amplification (CPA) [21] oder "Coherent-Combining"-Techniken [25] notwendig, was Komplexität und Kosten zu den System addiert. Dem gegenüber steht bei der Scheibenlasertechnologie ein vergleichsweise limitierter Verstärkungsfaktor pro Übergang über den Scheibenlaserkristall durch

die kurze Propagationslänge im aktiven Lasermedium. Dem muss durch mehrmaliges, geometrisches Falten des Seedlaserstrahlengangs über das laseraktive Medium entgegengewirkt werden.
Neben der Wahl der Scheibenlasertechnologie, also der Geometrie und des Kühlkonzepts des Verstärkungsmediums, bietet auch die Wahl eines Multipassverstärkers als Propagationskonzept verschiedene Vorteile. In Resonatoren ist derzeit die erzielbare Ausgangsleistung durch Nichtlinearitäten begrenzt, welche insbesondere durch die resonatorinterne Leistungsüberhöhung entstehen. Verstärkerkonzepte erlauben es, die Pulserzeugung (im Resonator) und die anschließende Leistungsskalierung (im Verstärker) unabhängig voneinander durchzuführen. Durch den geringen Verstärkungsfaktor pro Reflexion an der Scheibe müssen für eine effiziente Extraktion der durch das Pumpen erzeugten Inversion viele Durchgänge des Eingangspulses durch die Scheibe realisiert werden. Hier existieren grundsätzlich zwei Möglichkeiten. Zum einen Regenerative Verstärker mit optischen Schaltern oder passive, geometrische Faltungen des Strahlengangs über die Scheibe. Regenerative Verstärker bieten vergleichsweise hohe Gesamtverstärkungsfaktoren, sind aber derzeit in Ihrer Ausgangsleistung durch die optischen Schalter begrenzt. Weiterhin beschränken die optischen Schalter die möglichen Repetitionsraten, abhängig vom Strahldurchmesser. Typischerweise ist man bei Hochleistungssystemen auf Repetitionsraten unter 1 MHz beschränkt. Das passive Multipassverstärkerkonzept bedarf keiner optischen Schalter und wird deshalb durch diese nicht in der Repetitionsrate oder Ausgangsleistung begrenzt. Allerdings ist der Gesamtverstärkungsfaktor begrenzt. Es werden also genügend hohe Seedleistungen benötigt.
Als Fazit ermöglichen Multipassverstärker im Zusammenspiel mit der Scheibenlasertechnologie sehr hohe Ausgangsleistungen bei gleichzeitig hoher Pulsenergie und hoher Flexibilität. Sie eignen sich damit insbesondere als Endstufe einer Verstärkerkette und können theoretisch bis in den Multi-kW-Bereich skaliert werden. Die Demonstration eines solchen Systems war Ziel dieser Arbeit. Eine solch leistungsstarke Laserquelle kann anschließend auch als Quelle für die Frequenzkonversion in den grünen und ultravioletten Spektralbereich dienen.

2.2 Zielsetzung für den Scheibenlaser-Multipassverstärker

Ausgehend von den vorangegangen Überlegungen war das Ziel dieser Arbeit die Realisierung eines Multipassverstärkers als Endstufe einer Verstärkerkette. Dies ist

in Bild 2.1 dargestellt. Als Seedquelle wurde ein kommerzieller TruMicro5050 der Firma Trumpf Laser GmbH verwendet. Dieser beinhaltete einen modengekoppelten Seedresonator und einen anschließenden regenerativen Verstärker, welcher einen hohen Verstärkungsfaktor erzeugte. Dieses Komplettsystem hatte eine nominelle Ausgangsleistung von 50 W bei einer gemessenen Pulsdauer (zeitliches Gaußprofil, FWHM) von 6,5 ps. Die Repetitionsrate war anpassbar zwischen 300 kHz und 800 kHz. Unter Laborbedingungen wurde der Laser durch Ausnutzung der Pumpregelreserve auf bis zu 115 W Ausgangsleistung bei 300 kHz (80 W bei 800 kHz) modifiziert. Die maximale Pulsenergie des Seedsystems betrug damit 383 μJ. Das Ziel war nun die Auslegung, der Aufbau und die Charakterisierung eines Multipassverstärkers, um eine Ausgangsleistung von mehr als 1 kW bei Pulsdauern <10 ps zu erhalten. Da der Multipassverstärker keine optischen Schalter besaß, war die Repetitionsrate durch den Seedlaser vorgegeben. Damit sollte gleichzeitig die Pulsenergie in den mJ-Bereich skaliert werden. Es sei hier weiterhin erwähnt, dass der verwendete Repetitionsratenbereich sehr vorteilhaft für die Lasermaterialbearbeitung ist, insbesondere für das Schneiden von kohlefaserverstärkten Kunststoffen (CFK), für welche das Gesamtsystem nach Fertigstellung verwendet wurde. Heute verfügbare Scannersysteme erreichen beispielsweise eine Vorschubgeschwindigkeit von ca. 30 m/s auf dem Werkstück. Nimmt man beispielhaft an, dass hier ein Fokusdurchmesser von 100 μm erzeugt wird, so werden mit einer Repetitionsrate von 300 kHz zwei aufeinanderfolgende Pulse genau nebeneinander gesetzt. Bei Repetitionsraten von mehreren 10 MHz, welche Faser- [22] oder Slabsysteme [30] mit Ausgangsleistungen um ca. 1 kW derzeit liefern, würden aufeinanderfolgende Pulse annähernd die gleiche Stelle auf dem Werkstück treffen und so zu einer qualitätsbeeinträchtigenden Wärmeakkumulation führen [54]. Zur besseren Einordnung der

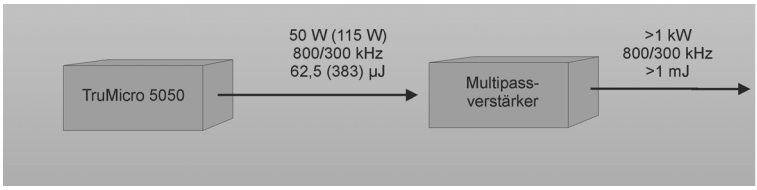


Bild 2.1: Grundkonzept des Systems, welches zu entwickeln war. Ein kommerzielles UKP-Lasersystem (TruMicro5050) wurde als Seedquelle verwendet. Es emittierte Laserpulse mit 6.5 ps Pulsdauer bei einer zwischen 300 kHz und 800 kHz umschaltbaren Repetitionsrate. Die nominelle Durchschnittsleistung betrug 50 W und wurde während der Experimente auf bis zu 115 W gesteigert. Ziel der Arbeit war es nun ein Scheibenlasermultipasssystem zu entwickeln um die Ausgangsleistung auf mehr als 1 kW zu steigern.

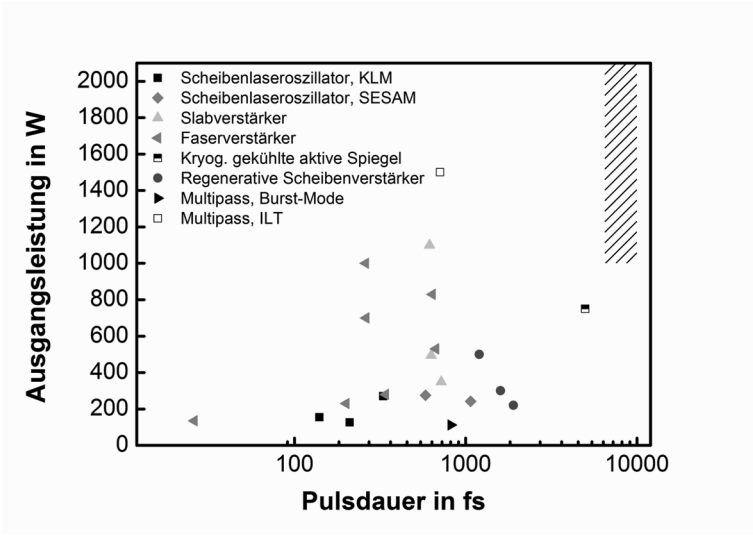


Bild 2.2: Stand der Technik für UKP-Lasersysteme. Es sind die jeweiligen Rekordausgangsleistungen über die Pulsdauer für die jeweiligen Laserarchitekturen dargestellt. Die Zielsetzung dieser Arbeit ist als schraffierter Bereich markiert. Das durchsichtige Quadrat stellt ein Ergebnis [44] nach Beendigung dieser Arbeit dar.

gesetzten Ziele in den Stand der Technik sind in Bild 2.2 die Ausgangsleistungen über den Pulsdauern von vor Beginn und während der Arbeit bekannt gewordenen UKP-Lasersystemen (sub-100 ps Pulsdauer) mit mehr als 100 W mittlerer Leistung aufgetragen, welche jeweils Rekordwerte für ihre Architekturen darstellen. Es ist ersichtlich, dass bislang nur mit Slabverstärkern mehr als 1 kW Ausgangsleistung erzeugt wurde [30]. Die Ergebnisse des Multipassverstärkers mit 1,5 kW Ausgangsleistung entstanden erst 2 Jahre nach Fertigstellung des in der Arbeit vorgestellten Systems der ersten Generation. Die vorliegende Arbeit (schraffierter Bereich) zielte darauf ab, auch mit Scheibenlasermultipassverstärkern mehr als 1 kW Ausgangsleistung zu erreichen. Gleichzeitig würde es sich um die erste Demonstration von Ausgangsleistungen im kW-Bereich mit UKP-Scheibenlasern allgemein handeln. Weiterhin zeigt Bild 2.3 die Ausgangsleistung über die Pulsspitzenleistung (in logarithmischer Darstellung). Daraus wird ersichtlich, dass zu der hohen Ausgangsleistung auch die Pulsspitzenleistung deutlich erhöht werden sollte. Diese Entwicklung soll damit den Grundstein legen für eine Effizienzsteigerung in der UKP-Lasermaterialbearbeitung.

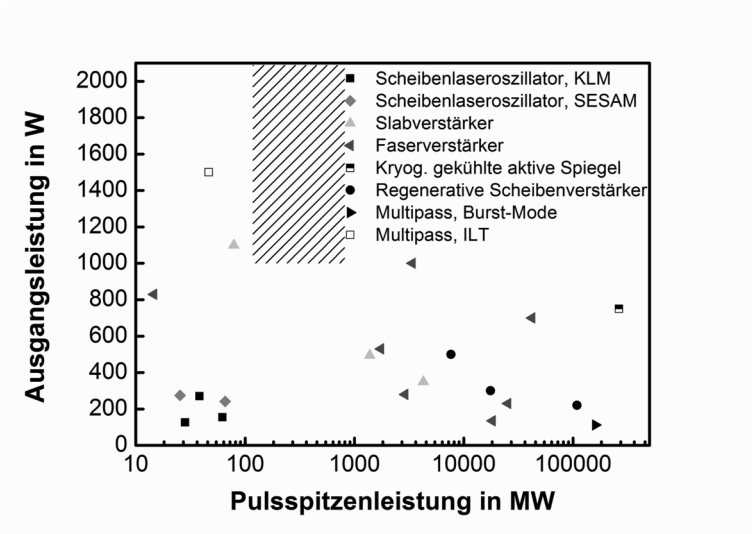


Bild 2.3: Stand der Technik für UKP-Lasersysteme aufgetragen als Ausgangsleistung gegen Pulsspitzenleistung (logarithmisch). Die Zielsetzung dieser Arbeit ist als schraffierter Bereich markiert und würde eine weitere Steigerung auf dem Weg zu hocheffizienter UKP-Lasermaterialbearbeitung darstellen.

2.3 Zielsetzung für die Frequenzkonversion

UKP-Laser werden in vielen Fällen für die Mikrostrukturierung eines Werkstücks eingesetzt. Dabei bewirkt die Verwendung von kürzeren Wellenlängen bei gleicher Strahlqualität eine Verbesserung der Fokussierbarkeit des Laserstrahls. Somit lassen sich prinzipiell kleinere Strukturen erzeugen. Weiterhin bieten viele Materialien eine bessere Absorption bei kürzeren Wellenlängen (z.B. Kupfer). Allerdings wird für eine genügend große Produktivität im Bearbeitungsprozess auch eine genügend große Ausgangsleistung benötigt. Ziel der Arbeiten zur Frequenzkonversion war es daher, den IR-Ausgangsstrahl des Multipassverstärkers zu verwenden und mittels Frequenzkonversion in einem LBO-Kristall zunächst eine Frequenzverdopplung durchzuführen (siehe Bild 2.4). In einem zweiten Schritt sollten dann der erzeugte grüne und der nicht-konvertierte infrarote Strahl verwendet werden, um in einem weiteren LBO-Kristall eine Summenfrequenzerzeugung zu erreichen. Der resultierende Strahl ist dann in der Frequenz verdreifacht. Eine solche zweigeteilte Konversion hat gegenüber einer direkten Frequenzverdreifachung den Vorteil wesentlich

effizienter zu sein. Es sollen nun die Ziele der beiden Konversionsschritte dargestellt werden.

Für die Erzeugung der Zweiten Harmonischen war das Ziel die aus dem Verstärker

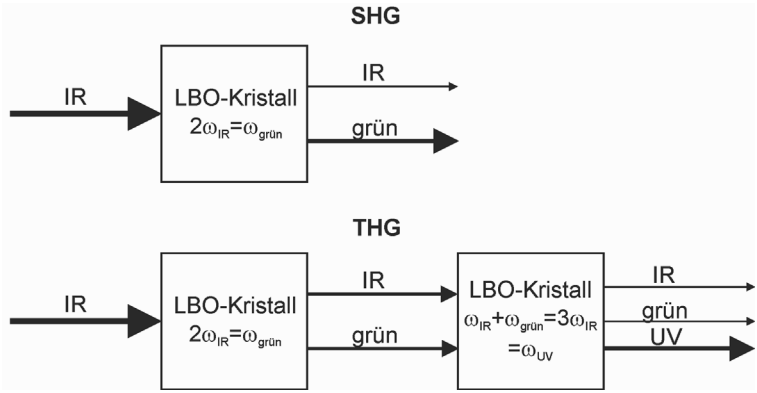


Bild 2.4: Prinzipskizze für die Erzeugung der Zweiten Harmonischen (SHG) und der Dritten Harmonischen (THG). Der infrarote Ausgangsstrahl des Multipassverstärkers soll in einem LBO-Kristall frequenzverdoppelt werden. In einem zweiten Schritt soll eine Summenfrequenzerzeugung zwischen dem infraroten und grünen Strahl zur Dritten Harmonischen (UV) erfolgen.

mindestens emittierten 1000 W mit einer Mindesteffizienz von 50% zu erstmalig mehr als 500 W im grünen Spektralbereich zu konvertieren. Bei 300 kHz Repetitionsrate entspräche dies einer Pulsenergie von 1,67 mJ , sowie 0,625 mJ bei 800 kHz. In Bild 2.5 ist die Ausgangsleistung für den Stand der Technik und die Zielsetzung aufgetragen. Die Zielsetzung wird durch den schraffierten Bereich dargestellt und würde zu einem neuen Rekord in Ausgangsleistung für UKP-Laser im grünen Spektralbereich bei gleichzeitig sehr hoher Pulsenergie führen. Diese Kombination liefert deutliche Vorteile hinsichtlich Produktivität für die Lasermaterialbearbeitung mit UKP-Laserquellen.

In Bild 2.6 ist die Ausgangsleistung gegen die Pulsenergie für aktuelle UKP-UV-Laserquellen dargestellt. Ziel war es, erstmals die mittlere Ausgangsleistung in den Bereich von über 100 W zu skalieren. Gleichzeitig führt auch hier die niedrige Repetitionsrate von 300 kHz zu einer vergleichsweise hohen Pulsenergie von 333 μJ, bzw. 125 μJ bei 800 kHz. Neben der reinen Leistungsskalierung ist es bei UV-Quellen weiterhin wichtig, dass die Leistung über längere Zeit stabil bleibt. Durch Farbzentrenbildung in den Konversionskristallen könnte es dabei zu einer Leis-

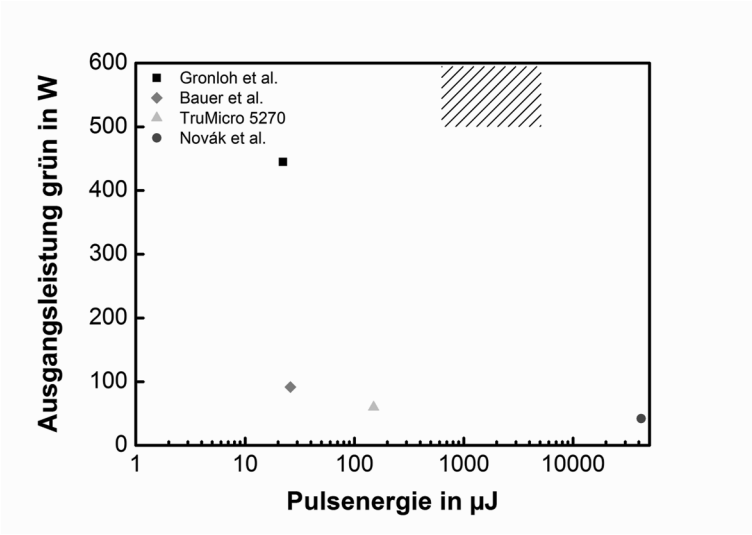


Bild 2.5: Diagramm der Ausgangsleistung über die Pulsenergie für den Stand der Technik bei UKP-Laserquellen welche im grünen Spektralbereich emittieren. Eingezeichnet ist weiterhin die Zielsetzung dieser Arbeit, welche bei mindestens 500 W und 0,625 mJ im grünen Spektralbereich lag.

tungsdegradation kommen. Deshalb war die Ausgangsleistung über einen, unter Laborbedingungen realistischen, Zeitraum von mehreren Minuten aufzuzeichnen.

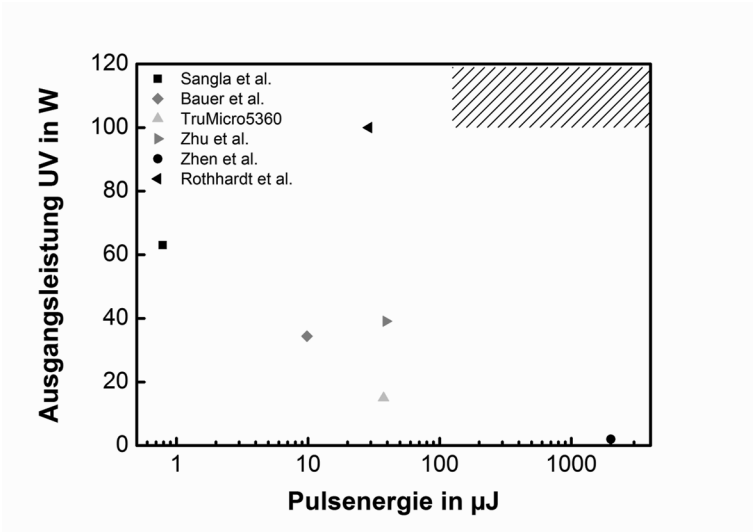


Bild 2.6: Stand der Technik für UKP-Festkörperlaserquellen im ultravioletten Spektralbereich bei 343-355 nm, was der Dritten Harmonischen von Yb:YAG, bzw. Nd:YAG entspricht. Die Zielsetzung war hier, 100 W Ausgangsleistung bei 333 μJ Pulsenergie zu erreichen.

3 Der Scheibenlaser-Multipassverstärker

Dieses Kapitel behandelt den realisierten Scheibenlaser-Multipassverstärker. Dies beinhaltet zunächst die Konzeptionierung des Verstärkers unter den gegebenen Randbedingungen, welche vorgestellt werden sollen, sowie dazu durchgeführte Modellierungen hinsichtlich Strahlpropagation und Leistungsskalierung. Anschließend wird der Aufbau vorgestellt. Die aufgetretenen Herausforderungen und passenden Lösungsansätze werden dargestellt. Weiterhin werden die Ergebnisse diskutiert und mit den Modellierungen in Zusammenhang gebracht. Zudem wird zur Demonstration der Auswirkung von Nichtlinearitäten ein Experiment mit Femtosekundenpulsen vorgestellt. Schließlich werden die Ergebnisse mit den gesetzten Zielen und dem Stand der Technik verglichen.

3.1 Konzeptionierung und Modellierung

In diesem Unterkapitel soll das Grundkonzept des Multipassverstärkers vorgestellt werden. Dazu werden zunächst verschiedene Randbedingungen aufgeführt bzgl. Bauraum, Strahldurchmessern, etc. Diese führen zu einer Konzeptionierung des Verstärkers und dem Konzept der quasi-kollimierten freien Propagation (QKFP) für die Strahlpropagation im Verstärker. Dieses Konzept wird mit vorher bekannten Konzepten verglichen und anschließend eine Simulation des zu erwartenden Intensitätsprofils nach dem Verstärker durchgeführt. Weiterhin wird zur Abschätzung der zu erwartenden Ausgangsleistung noch eine Simulation für die Verstärkung durchgeführt.

3.1.1 Randbedingungen für die Verstärkerauslegung

Für die Auslegung und anschließende Modellierung des Verstärkers sind einige Vorüberlegungen notwendig zur Findung von passenden Randbedingungen für den Verstärker. So müssen die notwendigen Strahlgrößen und anschließend Baugrößen und Abstände im Verstärker ermittelt werden als Grundlage für die Simulationen. Es stand eine Pumpleistung von $P_{Pump,Piko,max}$= 2,7 kW zur Verfügung. Unter der

Vorgabe, dass die Pumpleistungsdichte I_{Pump} auf der Scheibe kleiner als 10 kW/cm^2 bleiben sollte, um deren Zerstörung zu vermeiden, wurde ein Pumpfleckdurchmesser von mindestens $d_{Pump,Piko}$= 6 mm benötigt. Im realisierten System betrug dieser schließlich ca. $d_{Pump,Piko}$= 7 mm. Von Resonatoren ist bekannt, dass der Strahldurchmesser auf der Scheibe ca. 70-90% des Pumpfleckdurchmessers betragen sollte. Dies ermöglicht eine gute Effizienz des Systems bei gleichzeitiger Reduktion von ungewünschten Aberrationen des Gauß'schen Intensitätsprofils an der durch den Pumpfleck induzierten Phasenstufe [7]. Deshalb sollte der Strahldurchmesser des Seedstrahls $d_{SeedScheibe}$ ca. 5,5 mm betragen, wobei dieser Wert in der tatsächlichen Propagation einer Modulation unterlag (siehe Kapitel 3.1.2.1). Zur Vermeidung von Aberrationen am Scheibenrand wurde der Durchmesser der Scheibe $d_{Scheibe,Piko}$ doppelt so groß wie der Pumpfleckdurchmesser gewählt. Es wurde deshalb eine Scheibe mit einem Durchmesser von $d_{Scheibe,Piko}$= 17 mm verwendet (ca. 15 mm nach der Rondierung). Weiterhin wurde ein Durchmesser der Umlenkspiegel von $d_{Spiegel}$= 25 mm gewählt. Dies gewährleistete, dass das gaußförmige Intensitätsprofil des Seedstrahls wenig Beugung erfuhr, insbesondere, da der Strahl auf den Spiegeln durch die langen Propagationswege und thermische Effekte leicht wandern konnte.

Das Grundkonzept des Verstärkers ist in Bild 3.1 dargestellt. Die Scheibe befand sich in der Pumpkavität (ein am IFSW entwickeltes „G1-Modul“ mit 24 Pumplichtdurchgängen durch die Scheibe) und stand einer Matrix von Spiegeln gegenüber. Die zwei Spiegel M_1 und M_2 dienten dazu, nach einer Reflexion an der Scheibe (gemeint ist hier ein Durchgang durch das Medium, eine Reflexion an der hochreflektiven Schicht und ein weiterer Durchgang durch das Medium) die Strahlen auf der Spiegelmatrix umzusetzen und so eine weitere Reflexion an der Scheibe zu ermöglichen. Dieses Propagationskonzept wird in Kapitel 3.2.1 genauer beschrieben. Der Spiegel M_2 wurde später durch ein retroreflektierendes Spiegelpaar (RMP) ersetzt, welches der Kompensation eines durch Lufterwärmung vor der Scheibe entstehenden optischen Keils diente und in Kapitel 3.2.2.1 genauer beschrieben wird. Da ein RMP nicht in allen in Erwägung gezogenen Konzepten Anwendung finden kann, sei zunächst von M_2/RMP die Rede. Alternativ wäre es auch möglich, ein konventionelles Konzept mit einem Parabolspiegel zu wählen, welcher der Scheibe gegenüber steht (ähnlich der Scheibenlaserpumpkavität [32]). Dies würde aber nur eine 4f-Propagation zulassen (in Kapitel 3.1.2.2 findet sich eine Darstellung, warum die 4f-Propagation nicht gewählt wurde). Zudem würden sehr große Parabolspiegel notwendig. Dies ist bei Einhaltung der für Grundmodestrahlung notwendigen Oberflächenebenheit sehr teuer und würde keine Variationen mehr zulassen. Das hier gewählte Konzept verwendete nur Planspiegel in der Spiegelmatrix und die

Strahlkaustik innerhalb des Verstärkers konnte durch die beiden Spiegel M_1 und M_2/RMP neben dem G1-Modul angepasst werden, welche als 1-Zoll Optiken leicht und kostengünstig austauschbar waren. Betrachtet man dieses Konzept nun genauer, so wurde der maximale Öffnungswinkel des G1-Moduls durch die Öffnung im Parabolspiegel und der Platte hinter dem Parabolspiegel vorgegeben. Unter Berücksichtigung der Strahlgröße auf der Scheibe $d_{\text{Seed-Scheibe}}$ und insbesondere der Bedingung, dass der Strahl nicht an den Spiegeln M_1 oder M_2/RMP abgeschnitten werden durfte, ergab sich ein maximaler Öffnungswinkel θ_{Modul} von ca. 7°. In diesem Bereich war ebenfalls noch eine genügend große Reflektivität seitens der Scheibenbeschichtung gegeben. Es wurde davon ausgegangen, dass in der Spiegelmatrix 40 Spiegel für eine effiziente Verstärkung benötigt wurden, was sich später auch im Experiment bestätigte. Unter der Vorgabe von 10 Spiegeln in einer Reihe (bei 4 Reihen nach oben) der Spiegelmatrix ergab sich mit den verwendeten Spiegeldurchmessern von 25 mm, und kleinen Spalten zwischen den Spiegeln für die Justage, eine notwendige Breite der Spiegelmatrix von B_{Matrix}=30 cm. Mit dem maximalen Öffnungswinkel des Moduls ergab sich wiederum eine notwendige Distanz zwischen Scheibe und Spiegelmatrix von ca. 1,2 m (im Experiment betrug dieser Abstand $L_{\text{ScheibeMatrix}}$=1170 mm). Da die Spiegel M_1 und M_2/RMP sich nicht innerhalb des Öffnungswinkels befinden durften, ihre transversale Position aber vorgegeben ist (siehe Kapitel 3.2.1), mussten sie direkt neben der Öffnung des G1-Moduls platziert werden. Daraus ergaben sich der Abstand von M_1 zur Spiegelmatrix $L_{\text{M1-Matrix,Piko}}$=990 mm und der Abstand von M_2/RMP zur Spiegelmatrix $L_{\text{RMP-Matrix,Piko}}$=920 mm.

Neben diesen Randbedingungen waren noch die Eigenschaften der vom Seedlaser emittierten Pulse von Belang. Der Seedlaser emittierte $P_{\text{Seed,Piko}}$= 115 W Ausgangsleistung bei $\tau_{\text{Seed,Piko}}$= 6,5 ps Pulsdauer, einer Wellenlänge von λ_{Seed}=1030 nm und einer umschaltbaren Repetitionsrate zwischen 300 kHz und 800 kHz. Die gemessene Beugungsmaßzahl betrug $M^2_{\text{Seed,Piko}}$= 1,15 in beiden Richtungen. Der Strahl war damit nahezu beugungsbegrenzt. Bei allen folgenden Simulationen (zur Propagation dieses Seedstrahls und zur Collins-Propagation) wird für eine gute Vergleichbarkeit ein beugungsbegrenzter Strahl angenommen. Der Seedstrahl verließ den TruMicro5050 kollimiert mit einem Strahldurchmesser von $d_{\text{SeedBeginn,Piko}}$= 5,5 mm.

Somit waren alle wichtigen Größen der Randbedingungen als Grundlage für eine Simulation der Propagation des Laserstrahls im Verstärker bekannt.

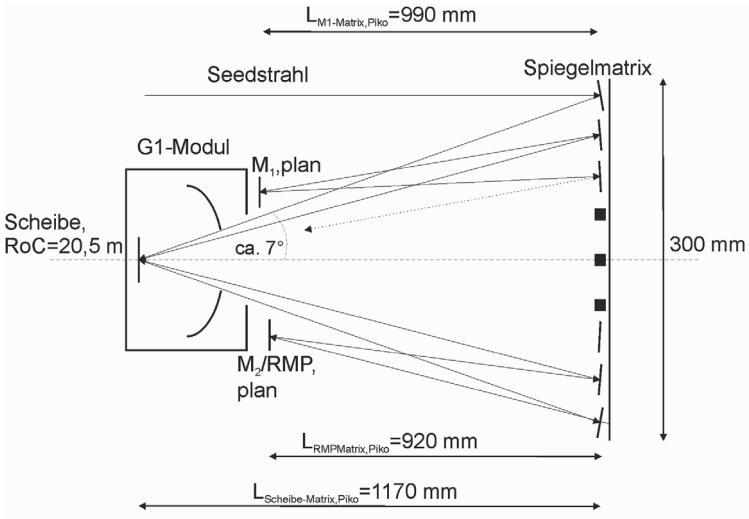


Bild 3.1: Grundkonzept des Multipassverstärkers mit den verwendeten Abständen und Krümmungsradien.

3.1.2 Analyse der Strahlpropagation

Das gewählte Konzept mit einer Spiegelmatrix und Umlenkspiegeln erlaubte hohe Flexibilität im Hinblick auf die Propagation des Strahls im Verstärker. Durch Veränderung der Krümmungsradii der Spiegel M_1 und M_2/RMP ließ sich vergleichsweise einfach die Strahlkaustik im Verstärker verändern, während alle Spiegel in der Spiegelmatrix weiterhin eine plane Oberfläche aufweisen konnten. Damit erlaubte es prinzipiell die Verwendung von verschiedenen, nachfolgend beschriebenen, Propagationskonzepten. Diese Propagationskonzepte dienen der Einstellung der Kaustik des Seedstrahls im Verstärker, um beispielsweise die Strahldurchmesser an der Position der Scheibe zu beeinflussen. In dieser Arbeit wurde die quasi-kollimierte freie Propagation (QKFP) ausgearbeitet und für den Verstärker verwendet. Diese soll näher beschrieben werden und anschließend mit bekannten Konzepten, wie der klassischen 4f-Propagation (vgl. beispielsweise [55], [56], [57],[58], [59]) und der Quasi-Resonator-Auslegung [36], verglichen werden, um die Vorteile, welche zur Wahl der QKFP geführt haben, aufzuzeigen.

3.1.2.1 Die quasi-kollimierte freie Propagation (QKFP)

In dieser Arbeit wurde das Konzept der quasi-kollimierten freien Propagation (QKFP) ausgearbeitet und verwendet. Klassischerweise (vgl. beispielsweise [55], [56], [57],[58], [59]) wird nach einer Reflexion des Seedstrahls auf der Scheibe bei der nächsten Reflexion die Scheibe wieder auf sich selbst abgebildet (4f-Propagation). In dieser Arbeit wurde die Idee untersucht, mittels der QKFP keine wiederholten Abbildungen des Seedstrahls auf der Scheibe zu erzeugen, da dies zu kleinen Zwischenfoki führen würde. Der Strahl wurde stattdessen kollimiert in den Verstärker eingestrahlt, in diesem konkreten Fall mit einem Strahlradius von 5,5 mm und einer gemessenen Beugungsmaßzahl von $M^2_{Seed,Piko}$= 1,15. Da es sich um einen Gaußstrahl handelte, würde dieser nun, unter der Annahme von nur planen Optiken, über den langen Weg im Verstärker divergieren. Dem wurde durch den konkaven Krümmungsradius der Scheibe ($RoC_{Scheibe,Piko}$=20,5 m) entgegengewirkt. Durch den Umstand, dass der Abstand zwischen zwei Reflexionen an der Scheibe kleiner war als die Brennweite der Scheibe, ergab sich eine Oszillation des Strahldurchmessers. Da der Krümmungsradius weiterhin sehr groß war, ergab sich ein moderater minimaler Strahlradius. Der konkrete Fall für den realisierten Verstärker ist in Bild 3.2 dargestellt. Das Diagramm zeigt eine Berechnung des Strahldurchmessers unter Verwendung des ABCD-Matrix-Formalismus [60]. Auf dem ersten Spiegel der Spiegelmatrix hatte der Seedstrahl einen Durchmesser von 5,5 mm. Er oszillierte anschließend zwischen den 5,5 mm und einem minimalen Strahldurchmesser von ca. 1,5 mm. Zusätzlich sind die jeweiligen Positionen der Scheibe, des Spiegels M_1 und des RMPs dargestellt. Die Oszillation hat zur Folge, dass der Strahldurchmesser auf der Scheibe von Durchgang zu Durchgang variierte, weshalb die Verstärkung in der Mitte des gepumpten Bereichs im Vergleich zu den Außenbereichen deutlich stärker gesättigt wurde als dies alleine durch das gauß'sche Intensitätsprofil des Seedstrahls der Fall gewesen wäre. Die Gesamtlänge des Propagationswegs im Verstärker belief sich auf ca. 170 m. Dabei wurden mit den 40 Spiegeln in der Spiegelmatrix 20 Reflexionen an der Scheibe erreicht. Durch eine Drehung der Polarisation konnte der Strahl nach einer Reflexion an einem Endspiegel auf dem Rückweg erneut durch den Verstärker geschickt und anschließend mittels eines Polarisators separiert werden (siehe Kapitel 3.2.1). Somit wurde eine Verdopplung auf 40 Reflexionen erzielt. Der Hauptvorteil dieser Anordnung der Spiegel im Vergleich zur 4f-Propagation war die Vermeidung von sehr kleinen Foki. Damit wurden zum einen Schäden an optischen Oberflächen vermieden und zum anderen das B-Integral [61]

$$B = \frac{2\pi}{\lambda_{Seed}} \int n_2 I(z) dz \tag{3.1}$$

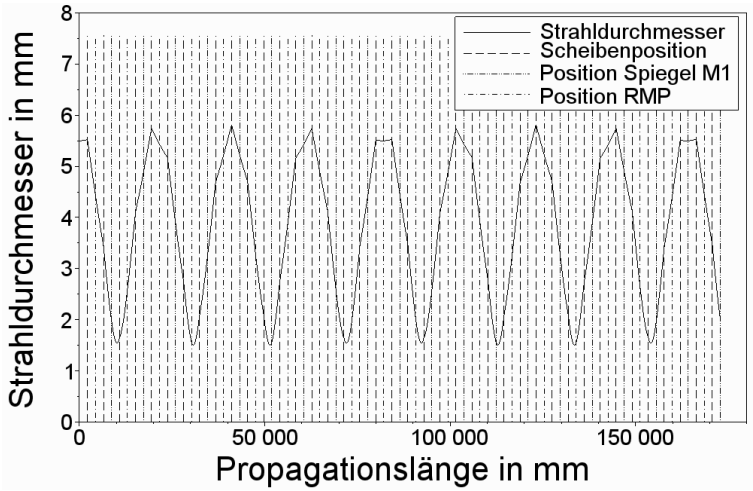


Bild 3.2: Strahldurchmesser innerhalb des Verstärkers gegen die Propagationslänge bei einer quasi-kollimierten freien Propagation ohne thermische Linse und mit einem Krümmungsradius der Scheibe von 20,5 m. Es sind die Scheibenpositionen und die Positionen des Spiegels M_1 und des RMPs eingezeichnet für insgesamt 40 Reflexionen an der Scheibe. Der beugungsbegrenzte Strahl besaß zu Beginn einen Durchmesser von 5,5 mm und oszillierte anschließend zwischen diesem Wert und ca. 1,5 mm.

stark reduziert, welches ein Maß für den auftretenden nichtlinearen Phasenshift im Verstärker und damit der auftretenden Selbstphasenmodulation ist. Dies war insbesondere für die angestrebten Pulsspitzenleistungen wichtig. Bei der Berechnung des B-Integrals wurde für die Intensität I(z) angenommen, dass sich die Pulsspitzenleistung über einen zeitlichen Rechteckpuls mit der Pulsdauer 8 ps und einer Kreisscheibe im Querschnitt mit dem Radius w_0 gleich verteilt. Der Strahldurchmesser w_0 ergab sich dabei am jeweiligen Ort aus der Simulation mit ABCD-Matrizen. Die Anteile der Luft und der Scheibe wurden jeweils getrennt betrachtet. Für Luft unterscheiden sich dabei die Literaturwerte für den nichtlinearen Brechungsindex n_2 je nach Wellenlänge, Pulsdauer und Messmethode. Mit Hilfe von 120 fs langen Pulsen bei einer Wellenlänge von 800 nm wurde ein Wert von $n_{2,\text{Luft}} = 2,9 \pm 0,4 \times 10^{-23} \frac{m^2}{W}$ [62] ermittelt. Für 1 ns lange Pulse mit einer Wellenlänge von 1053 nm ergab sich ein Wert von $n_{2,\text{Luft}} = 4,2 \pm 1,1 \times 10^{-23} \frac{m^2}{W}$ [63]. In dieser Arbeit wurde deshalb für die 8 ps langen Pulse bei einer Wellenlänge von 1030 nm von einem Wert $n_{2,\text{Luft}} = 3 \ldots 4 \times 10^{-23} \frac{m^2}{W}$ ausgegangen und jeweils der

kleinste und größte berechnete Wert des B-Integrals angegeben. Für die Yb:YAG-Scheibe wurde $n_{2,\,\text{Scheibe}} = 6 \times 10^{-21} \frac{m^2}{W}$ [64] angenommen. Weiterhin wurden die Werte auf 1 W propagierende mittlere Leistung ohne Verstärkung oder Verluste während der Propagation normiert, um einen Vergleich zwischen den Konzepten unabhängig von der Verstärkerdynamik zu ermöglichen. Für die in Bild 3.2 dargestellte Propagation durch den Multipassverstärker, welche im Experiment Verwendung fand, ergab sich für das B-Integral ein Wert zwischen 1,9 und 2,5 mrad/W. Für die angestrebte Ausgangsleistung von 1 kW würde sich damit ein Wert von 1,9 bis 2,5 rad an nichtlinearer Phasenverschiebung ergeben. Hierbei ist zu erwähnen, dass der tatsächliche Wert kleiner war, da der Seedstrahl nicht von Beginn an mit 1 kW Leistung propagierte. Zu dem B-Integral in Luft addiert sich das B-Integral, welches während der Propagation durch die Scheibe akkumuliert wurde. Obwohl hier der Wert für den nichtlinearen Brechungsindex zwei Größenordnungen über dem von Luft liegt, war der Beitrag der Scheibe aufgrund der kurzen Propagationslänge klein und lag selbst nach 40 Reflexionen auf der Scheibe nur bei 0,2 mrad/W. Es ergibt sich demnach ein gesamtes B-Integral für die QKFP in Luft und in der Scheibe zwischen 2,1 bis 2,7 mrad/W, was (wie in Kapitel 3.1.2.2 genauer beschrieben) deutlich kleiner ist als bei einer vergleichbaren 4f-Propagation.
Ein weiterer Vorteil der QKFP hinsichtlich der Minimierung des B-Integrals ist, dass die durch optisches Pumpen der Scheibe mit sehr hohen Leistungen entstehende thermische Linse dazu führt, dass der konkave Krümmungsradius der Scheibe effektiv größer wird. Anders ausgedrückt addiert sich zu dem intrinsischen konkaven Krümmungsradius der Scheibe bei jeder Reflexion eine defokussierend wirkende thermische Linse. Die Auswirkungen dieser thermischen Linse sind in Bild 3.3 beispielhaft für eine thermische Linse mit $f_{\text{thermisch}}$=-15 m dargestellt. Der maximale Strahldurchmesser bleibt erhalten, während die Amplitude der Oszillation kleiner wird. Dies bedeutet, dass der minimale Strahldurchmesser bei höheren Pumpleistungen größer wird, was vorteilhaft zur Vermeidung von Beschädigungen an optischen Elementen ist. Gleichzeitig reduziert sich das B-Integral signifikant. In diesem Fall betrug es 1,2-1,6 mrad/W, was ca. einer Halbierung im Vergleich zum Fall ohne thermische Linse entspricht. Dieser Effekt könnte weiterhin auch durch eine Verwendung eines Spiegels mit großem konvexen Krümmungsradius (beispielsweise 20 m konvex) anstelle eines planen Spiegels M_1 erzielt werden. Größere Beugungsmaßzahlen des Seedlasers führen zusätzlich zu einer Verkleinerung der Oszillationsamplitude und damit des B-Integrals. Der Idealfall hier ist ein komplett flacher Verlauf des Strahlradius durch den Verstärker. Bei weiterer Steigerung der thermischen Linse ergäbe sich zunächst eine Oszillation zu höheren Strahlradien und bei weiterer Steigerung würde der Strahldurchmesser schließlich divergieren. Dies ist

anschaulich zu erklären, da der Krümmungsradius der Scheibe immer größer wird bis die Oberfläche annähernd plan wird und die Brechkraft nicht mehr ausreicht um der Divergenz des Gaußstrahls entgegen zu wirken. Daher ist es notwendig, das System ohne thermische Linse mit genügend großer Oszillationsamplitude auszulegen, so dass mit thermischer Linse keine Divergenz einsetzt. Bezüglich der Einhaltung genauer Entfernungen der optischen Elemente zueinander ist die QKFP sehr unkritisch, d.h. die Elemente können gewöhnlich problemlos um einige 10 cm zur berechneten Entfernung verschoben werden, ohne große Veränderungen in der Propagation. Verringert sich beispielsweise die Entfernung von Spiegel M_1 zur Spiegelmatrix um 20 cm, so beträgt der berechnete minimale Strahldurchmesser 1,46 mm, statt den 1,5 mm Strahldurchmesser ohne Verschiebung. Die Beschränkungen sind dabei im benötigten Bauraum der optischen Elemente zu finden, da sichergestellt werden muss, dass diese sich nicht im Strahlengang befinden. Zudem erlaubt die QKFP die Implementierung eines retroreflektierenden Spiegelpaars (RMP) (siehe Kapitel 3.2.2.1) anstelle des Spiegels M_2.

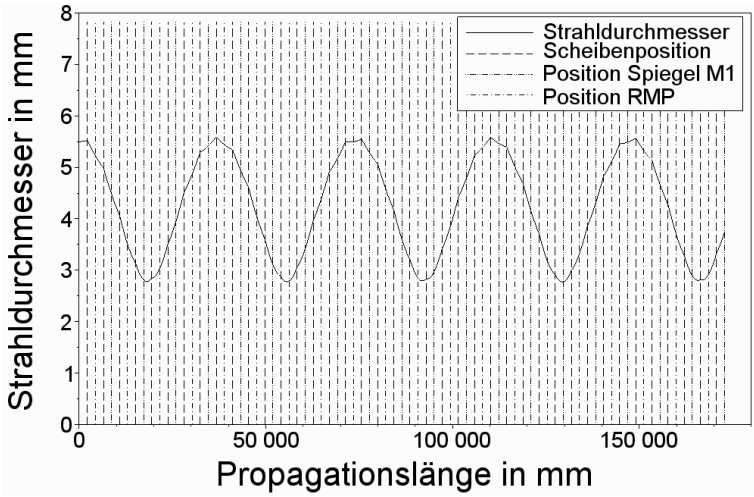


Bild 3.3: Strahldurchmesser innerhalb des Verstärkers mit einer thermischen Linse (an der Scheibenposition wird zusätzlich zum intrinsischen Krümmungsradius der Scheibe eine konkave Linse von f=-15 m bei jeder Reflexion eingebracht). Die Oszillation beginnt bei dem gleichen Strahldurchmesser wie im Fall ohne thermische Linse, wobei der minimale Strahldurchmesser deutlich größer wird. Dadurch wird bei großen thermischen Linsen (hohe Pumpleistung) das resultierende B-Integral deutlich reduziert.

3.1.2.2 Vergleich zu konventionellen Propagationskonzepten

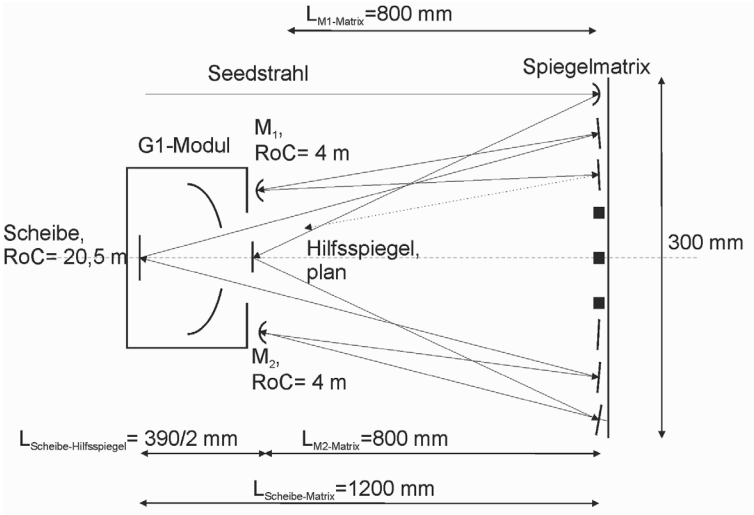


Bild 3.4: Multipassverstärker mit 4f-Auslegung. Spiegel M_1 besitzt hier eine konkave Krümmung mit einem Krümmungsradius von 4 m und befindet sich in einer Entfernung von 800 mm von der Spiegelmatrix. Spiegel M_2 befindet sich in der gleichen Entfernung von der Spiegelmatrix und weist den gleichen Krümmungsradius auf. Die Entfernung der Spiegelmatrix von der Scheibe beträgt 1200 mm. Weiterhin ist ein planer Hilfsspiegel notwendig, um den Einfluss der Scheibenkrümmung auszugleichen. Dieser muss zudem die optische Weglänge um 390 mm verkürzen [65].

Neben der QKFP existieren die etablierten Konzepte der 4f-Propagation (vgl. beispielsweise [55], [56], [57],[58], [59]) und der Quasi-Resonator-Auslegung [36]. In diesem Abschnitt sollen die Vor-und Nachteile im Vergleich diskutiert werden, welche zur Wahl der QKFP für den Multipassverstärker geführt haben.
In Bild 3.4 ist beispielhaft eine Verstärkerauslegung mit einer 4f-Propagation dargestellt. Diese wurde so ausgelegt, dass der Verstärker eine ähnliche räumliche Dimension wie bei der QKFP-Variante aufweist. Deshalb wurde ein Abstand des gekrümmten Spiegels M_1 zu der Scheibe von 2 m angenommen, was einer Entfernung der Scheibe zum Spiegelarray von beispielsweise 1,2 m entspricht, falls der Abstand von Spiegel M_1 zur Spiegelmatrix 0,8 m beträgt. Für Spiegel M_1 wurde deshalb ein konkaver Krümmungsradius von 4 m angenommen. Der Spiegel M_2 muss zwangsläufig ebenfalls die gleiche Krümmung und den gleichen Abstand zur Scheibe aufweisen, weshalb hier die Verwendung eines RMPs an dieser Stelle nicht

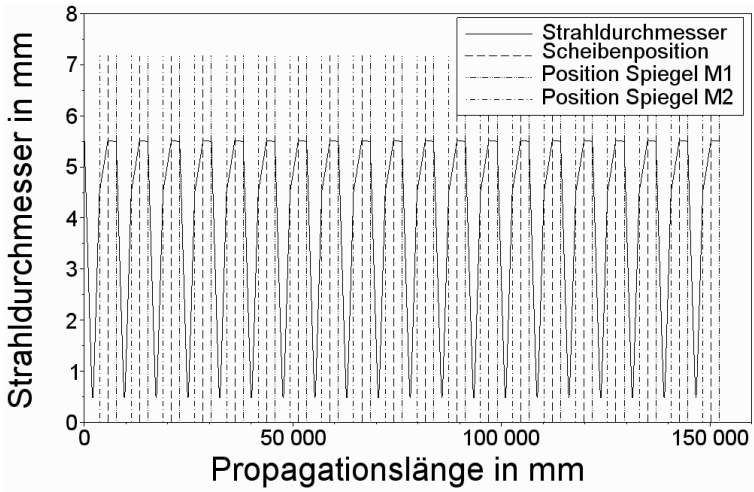


Bild 3.5: Beispiel einer 4f-Propagation bei welcher die Spiegel M_1 und M_2 einen Krümmungsradius von jeweils 4 m aufweisen. Es ergeben sich jeweils sehr kleine Zwischenfoki. Durch die hohen Intensitäten können Spiegel beschädigt werden und es ergibt sich ein hohes B-Integral.

möglich ist. Der große Vorteil dieser Anordnung ist, dass der Strahldurchmesser bei jeder Reflexion an der Scheibe gleich groß ist (vgl. Bild 3.5). Weiterhin wird in der Literatur angegeben, dass ein 4f-Propagationskonzept weniger sensitiv gegen Pointing-Instabilitäten sei [36]. Es gibt aber auch entscheidende Nachteile. So fällt zunächst auf, dass der minimale Strahldurchmesser sehr klein ist. Neben möglichen Beschädigungen an Optiken, führt dies insbesondere auch zu einer starken Akkumulation von Nichtlinearitäten (hohes B-Integral). Dieses lässt sich bei einem gegebenen Strahldurchmesser auf der Scheibe auch nicht durch die Verwendung von gekrümmten Spiegeln längerer Brennweite reduzieren [65]. Deshalb lässt die 4f-Propagation, im Gegensatz zum QKFP-Konzept, keinen Spielraum für eine Reduktion des B-Integrals. Es kommt hinzu, dass für die 4f-Propagation pro Reflexion an der Scheibe vier Spiegel auf der Spiegelmatrix benötigt werden. Dies ergibt sich daraus, dass, wie in Bild 3.5 ersichtlich, auf der Propagation von Spiegel M_1 zu Spiegel M_2 zunächst ein Fokus entsteht und hier ein Hilfsspiegel vor dem Modul platziert wird. Es wird eine Reflexion an diesem Spiegel anstatt an der Scheibe verwendet, um Beschädigungen der Scheibe durch einen zu kleinen Fokus zu vermeiden. Nach der anschließenden Kollimation an Spiegel M_2 ist dann eine Reflexion an der Scheibe möglich. Dies bedeutet aber, dass für eine gegebene Anzahl von Re-

flexionen an der Scheibe doppelt so viele Spiegel in der Matrix benötigt würden und zudem durch den doppelt so langen Propagationsweg sich das B-Integral ein weiteres Mal verdoppeln würde. Unter den gleichen Vorgaben wie in Kapitel 3.1.2.1 ergibt sich ein berechnetes, normiertes B-Integral von 9,4-12,5 mrad/W. Ein weiteres Problem erwächst daraus, dass die Scheibe selbst eine Krümmung von 20,5 m aufweist. Dies erfordert eine Anpassung der Propagationslänge [65] um 390 mm bei der Reflexion am Hilfsspiegel. Dies wurde in Bild 3.4 und Bild 3.5 jeweils berücksichtigt. Da sich im realen Verstärkersystem durch Pumpen eine thermische Linse auf der Scheibe bildet, verändert sich deren effektive Brennweite und der Hilfsspiegel müsste in seiner Position dynamisch verschoben werden. Eine mögliche Lösung ist hier die Verwendung eines Parabolspiegels und zwei verschiebbare 45°-Umlenkspiegel [12]. Allerdings ist es hier nötig, sehr große, und damit kostenintensive, Parabolspiegel zu verwenden. Weiterhin löst dies nicht die Problematik des hohen B-Integrals.

Ein weiteres alternatives Konzept ist die in [36] beschriebene Quasi-Resonator-

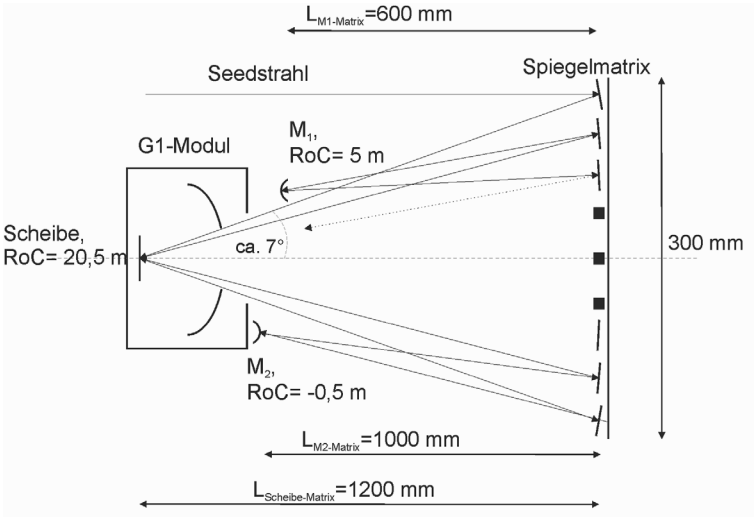


Bild 3.6: Multipassverstärker in Quasi-Resonator-Auslegung. Spiegel M_1 besitzt hier eine konkave Krümmung mit einem Krümmungsradius von 5 m und befindet sich in einer Entfernung von 600 mm von der Spiegelmatrix. Spiegel M_2 besitzt einen konvexen Krümmungsradius von 0,5 m in 1000 mm Entfernung von der Spiegelmatrix. Die Entfernung der Spiegelmatrix von der Scheibe beträgt 1200 mm.

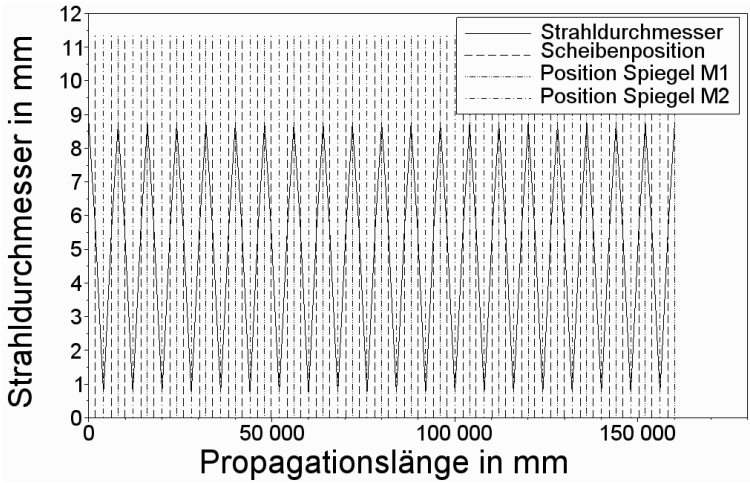


Bild 3.7: Beispiel einer Propagation mit einer Quasi-Resonator-Auslegung (vgl. Bild 3.6). Die Strecke vom Spiegel M_1 (RoC=5 m) über Scheibe (Distanz=1,8 m) zum Spiegel M_2 (RoC=-0,5 m) im Abstand von 2,2 m bildet ein stabiles optisches Element. Dies führt zu einem konstanten Strahldurchmesser auf der Scheibe, welcher nach der Entstehung einer thermischen Linse oszilliert.

Auslegung. Hier bildet das System von Spiegel M_1 über die Scheibe zu Spiegel M_2 jeweils ein stabiles optisches System, ähnlich einem Resonator. Auch wenn es sich strenggenommen nicht um einen Resonator handelt, führt dies zu einer gewissen Stabilität des Systems. Generell gibt es, wie bei Resonatoren, viele verschiedene Auslegungsmöglichkeiten. Allerdings würde ein System mit mehr Komponenten als M_1, Scheibe und M_2 die Komplexität der technischen Umsetzung deutlich erhöhen. Andererseits schränkt diese Begrenzung der Komponenten die Möglichkeiten zur Resonatorauslegeung deutlich ein, insbesondere bei großen Strahldurchmessern auf der Scheibe. In Bild 3.6 ist beispielhaft eine mögliche Auslegung für den Verstärker gezeigt und der sich ergebende Strahldurchmesser bei der Propagation durch den verstärker ist in Bild 3.7 dargestellt. Spiegel M_1 besitzt einen konkaven Krümmungsradius von 5 m. In einer Distanz von 1,8 m befindet sich die Scheibe und nach weiteren 2,2 m Abstand folgt Spiegel M_2 mit einem konvexen Krümmungsradius von 0,5 m. Es wird ersichtlich, dass dieses Konzept zu einer Oszillation des Strahldurchmessers über die Propagationslänge führt, wobei der Strahldurchmesser auf der Scheibe konstant bleibt. Im Falle einer dynamischen thermischen Linse auf der Scheibe werden die Strahldurchmesser auf der Scheibe beginnen um den Wert im

„kalten“ Zustand zu variieren. Diese divergieren allerdings nicht, solange das System von M_1, Scheibe (inklusive thermischer Linse) und M_2 als Resonator stabil bleibt. Größere Strahldurchmesser auf der Scheibe erschweren es dabei tendenziell eine Konfiguration mit großem Stabilitätsbereich zu finden. Der minimale Strahldurchmesser ist bei diesem Beispiel im Vergleich zu der 4f-Konfiguration deutlich größer, aber dennoch kleiner als beim QKFP-Konzept (vergleiche Bilder 3.2, 3.3 und 3.7. Dementsprechend ergibt sich ein B-Integral von 2,4-3,2 mrad/W, was zwischen den Werten liegt, die bei der 4f-Propagation und QKFP resultieren. Zu beachten ist weiterhin, dass der konvexe Spiegel in diesem Konzept relativ stark gekrümmt ist. Dies kann zu Pointing-Instabilitäten führen, da bei einem kleinen, durch eine Störung induzierten, lateralen Versatz der Reflexionswinkel an einer stark gekrümmten Oberfläche größer ist als bei einer weniger stark gekrümmten Oberfläche. Dies kann dann über die Propagationslänge zu einer Vergrößerung des lateralen Versatzes führen. Zusätzlich ergibt sich aus der Verwendung des gekrümmten Spiegels an Position des Spiegels M_2, dass an dieser Stelle kein RMP eingesetzt werden kann, und deshalb kein Ausgleich des in Kapitel 3.2.2.1 beschriebenen thermisch induzierten Strahlversatzes möglich ist. Ein weiterer Nachteil ist, dass die Verwendung von optisch stabilen Elementen erfordert, dass der Strahl mit einem bestimmten Strahldurchmesser und einer bestimmten Phasenfrontkrümmung in das System eingestrahlt wird. Es wird also kein kollimierter Strahl verwendet, sondern es ist eine relativ genaue Justage eines Teleskops vor dem Verstärker notwendig.
Zusammenfassend erweist sich die 4f-Propagation im gewählten Verstärkerdesign als schwer implementierbar und insbesondere erscheint das sich ergebende große B-Integral für die gewünschten Pulsspitzenleistungen als nicht hinnehmbar. Mit dem Quasi-Resonator-Konzept kann das B-Integral bereits deutlich reduziert werden und es werden nur noch 2 Matrixspiegel pro Reflexion an der Scheibe benötigt. Das QKFP-Konzept erlaubt eine weitere Reduktion des B-Integrals und es ermöglicht später die Verwendung eines RMPs und dies bei vergleichsweise nur sehr geringem Justageaufwand. In Tabelle 3.1 sind die Vor- und Nachteile der Konzepte noch einmal zusammengefasst und nach Ansicht des Autors bewertet, woraus sich die Wahl der QKFP für den realisierten Verstärker ergab. In Tabelle 3.2 sind zudem die sich ergebenden B-Integrale für die verschiedenen Konzepte (anhand der gegebenen Beispiele) aufgeführt.

	4f-Propagation	**Quasi-Resonator**	**QKFP**
Strahlradius auf Scheibe	Konstant ++	Leichte Variation +	Moderate Variation o
Arrayspiegel pro Reflexion an der Scheibe	Vier –	Zwei ++	Zwei ++
Verwendung eines RMPs möglich	Nein –	Nur eingeschränkt -	Ja ++
Zwischenfoki	Kleine Zwischenfoki –	Moderate Zwischenfoki o	Vergleichsweise große und wenige Zwischenfoki +
Durch thermische Linse bedingte Variation des Strahldurchmessers auf der Scheibe	Vorhanden, Ausgleich über Abstandsänderung notwendig -	Moderate Oszillationen +	Strahlradien passen sich größtem Strahlradius weiter an ++
B-Integral	Hoch –	Eher gering +	Gering ++
Injektion Seedlaser	Einfach, da Abbildung ++	Genaue Anpassung erforderlich -	Einfach, da kollimiert ++

Tabelle 3.1: Vergleich der verschiedenen Propagationskonzepte und Bewertung

Konzept	**B-Integral Luft [mrad/W]**	**B-Integral Scheibe [mrad/W]**	**Summe [mrad/W]**
4f-Propagation	9,3-12,4	0,1	9,4-12,5
Quasi-Resonator	2,3-3,1	0,1	2,4-3,2
QKFP	1,9-2,5	0,2	2,1-2,7
QKFP mit thermischer Linse	1,1-1,5	0,1	1,2-1,6

Tabelle 3.2: Vergleich des sich ergebenden B-Integrals pro 1 W mittlerer Leistung (unverstärkte Propagation) für die verschiedenen vorgestellten Beispiele für die Propagationskonzepte. Es wurden eine Pulsdauer von 8 ps, eine Repetitionsrate von 300 kHz, eine Beugungsmaßzahl von M^2=1 und 40 Reflexionen an der Scheibe (der Verstärker besitzt für die 4f-Propagation die doppelte Länge) bei einer Scheibendicke von $T_{Scheibe,Piko}$=130 μm angenommen. Mit thermischer Linse ($f = -15$ m) reduziert sich das B-Integral für die QKFP deutlich. Weiterhin ist ersichtlich, dass die Luft im Verstärker die größte nichtlineare Phasenverschiebung bewirkt.

3.1.2.3 Simulation des Intensitätsprofils

Nach der Fertigstellung des Verstärkers, sollte dessen Ausgangsstrahl für die Lasermaterialbearbeitung verwendet werden. Dafür ist das zu erwartende Strahlprofil entscheidend. Ein wichtiger Einflussfaktor ist hierbei die Phasenstufe ([66], [7]), welche sich am Pumpfleck durch die Erwärmung des Scheibenlaserkristalls ergibt und deshalb Beugung am zu verstärkenden Strahl verursacht. Dieser Einfluss wurde simuliert um qualitative Aussagen über die voraussichtliche Auswirkung auf den Ausgangsstrahl des Verstärkers zu ermöglichen. Dies soll in diesem Kapitel vorgestellt werden.
Grundsätzlich gibt es viele gekoppelte Effekte, welche zu einer sehr komplexen Modellierung führen. Dies beinhaltet beispielsweise, dass der zu verstärkende Strahl ein Gaußsches Profil hat und bei verschiedenen Reflexionen an der Scheibe unterschiedliche Strahldurchmesser aufweist. Demnach wird die Besetzungsinversion im gepumpten Bereich nicht gleichmäßig abgebaut und es ergeben sich unterschiedliche Temperaturen über den Pumpspotdurchmesser. Deshalb ergibt sich in der Realität eine von der Verstärkerdynamik abhängige Phasenstufe. Diese wechselwirkt über die Beugung wieder mit dem Intensitätsprofil. Dabei bewirkt der Pumpspot neben

der Beugung durch die Phasenstufe auch eine Filterfunktion, da Strahlbereiche innerhalb der gepumpten Fläche verstärkt werden und außerhalb in der Scheibe absorbiert werden. Dies ist allerdings abhängig von der Verstärkerdynamik. Weiterhin bewirken thermische Effekte einen von der Pumpleistung abhängigen und schwer quantitativ zu erfassenden Bruch der Rotationssymmetrie des Systems. Dieser entsteht unter anderem dadurch, dass die Luft vor der Scheibe sich bei hoher Pumpleistung erwärmt und vor der Scheibe aufsteigt. Es entsteht ein vertikaler Brechungsindexgradient, welcher für den über die Scheibe propagierenden Strahl den gleichen Effekt wie ein optischer Keil bewirkt und zu einer Ablenkung des Strahls nach oben führt. Dies wird im Folgenden als „Luftkeil“ bezeichnet. Es soll deshalb hier der Einfachheit halber das System als rotationssymmetrisch angenommen werden. Weiterhin habe die Phasenstufe das gleiche radiale Profil wie die Pumpverteilung auf der Scheibe. Dies beinhaltet eine Vernachlässigung des Einflusses des Inversionsabbaus durch den Seedstrahl auf die Phasenstufe. Ebenso seien die durch den geometrischen Aufbau bedingten Reflexionswinkel auf den Spiegeln vernachlässigt. Es wird sich zeigen, dass dies aber bereits eine qualitative Aussage über das zu erwartende Intensitätsprofil des Strahls zulässt.
Zur Berechnung des Intensitätsprofils wurde der Collins-Formalismus [67], angewendet. Mit der Annahme der Rotationssymmetrie ergibt sich eine weitere Vereinfachung zum Collins-Kernel-Formalismus [68], welcher auf das hier vorhandene System angewendet wurde. Hierzu musste zunächst eine Verteilung des elektrischen Feldes des Seedstrahls am Eingang des Verstärkers angenommen werden. Da es sich bei diesem in guter Näherung um einen kollimierten und beugungslimitierten Strahl handelte, wurde ein Gauß'sches transversales Profil mit einer ebenen Phasenfront angenommen. Zur Berechnung wurde dieses Profil in transversaler Richtung unter der Verwendung der Variable r_m für die radiale Position diskretisiert. Dabei war m der aktuelle Diskretisierungspunkt und M die Gesamtanzahl der Stützstellen. Die Amplitude des Feldes wurde normiert auf 1 und die Guoy-Phase ([69],[70]) vernachlässigt. Die elektrische Feldverteilung an der Anfangsapertur sei beschrieben durch den Vektor $\vec{E}(r_m)$. Dieser hatte damit die Form

$$\vec{E}(r_m) = 1 \times exp\left(\frac{-r_m^2}{w_0^2}\right) \cdot exp\left(-i\frac{r_m^2\pi}{\lambda_{Seed}R_{Seed}}\right), \tag{3.2}$$

wobei hier ω_0 der Strahlradius am Ort der Berechnung des Feldes und λ_{Seed} die Wellenlänge des Seedlasers ist. R_{Seed} ist der Krümmungsradius der Phasenfront, welcher am Eingang des Verstärkers gegen unendlich ging, da eine ebene Phasenfront angenommen wurde. Das Konzept des Collins Formalismus ist nun, dass aus dem elektrische Feld $\vec{E}(r_m)$ an einer Anfangsapertur mit Hilfe der ABCD-Matrix das sich ergebende Feld $\vec{E}'(r_n')$ an einer zweiten Apertur berechnet wird [67]. Mit

dem Collins-Kernel-Formalismus [68] wird dieser Zusammenhang hergestellt über die Collins-Matrix

$$\boldsymbol{K} = \begin{pmatrix} K(r_1, r_1') & \cdots & K(r_M, r_1') \\ K(r_1, r_2') & \cdots & K(r_M, r_2') \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ K(r_1, r_N') & \cdots & K(r_M, r_N') \end{pmatrix}, \tag{3.3}$$

wobei sich die einzelnen Matrixelemente aus

$$K(r_m, r_n') = -i\frac{2\pi}{\lambda_{Seed}B} exp\left(i\frac{2\pi}{\lambda_{Seed}}L_{Bereich}\right)(r_{m+1} - r_m) r_m J_0\left(\frac{2\pi r_m r_n'}{\lambda_{Seed}B}\right) \cdot \\ exp\left(i\frac{\pi}{\lambda_{Seed}B}\left(Ar_m^2 + Dr_n'^2\right)\right) \tag{3.4}$$

berechnen. Dabei sind A, B und D die Elemente der ABCD-Matrix des Bereichs durch den das E-Feld propagiert wird, $L_{Bereich}$ ist die Propagationslänge im jeweiligen Bereich und J_0 die Besselfunktion Nullter Ordnung. Es ist für die spätere Berechnung von Matrizen vorteilhaft, immer die gleiche Anzahl von Diskretisierungsschritten M=N für das elektrische Feld zu verwenden, auch bei unterschiedlich großen Aperturen an denen das E-Feld berechnet wird. Dies hat zur Folge, dass bei unterschiedlichen Aperturdurchmessern verschiedene Schrittweiten r_{m+1}-r_m verwendet wurden. Damit ergibt sich an der neuen Apertur das elektrische Feld

$$\vec{E}'(r_n') = \boldsymbol{K}\vec{E}(r_m). \tag{3.5}$$

Zur Anwendung dieses Formalismus auf den Multipassverstärker wurde die Propagation in Abschnitte unterteilt, um die Periodizität des Propagationsschemas ausnutzen zu können. Der erste Abschnitt umfasste die Propagation von Spiegel M_1 zum Spiegel auf dem Array. Der zweite Abschnitt begann beim Spiegel im Array und endete bei der Scheibe. Der dritte Abschnitt führte von der Scheibe wieder auf das Spiegelarray und der vierte Abschnitt vom Spiegelarray auf Spiegel M_2. Für diese Bereiche wurde jeweils einmal die Collins-Matrix berechnet. Weitere vier Matrizen wurden für den Rückweg bis Spiegel M_1 berechnet. Damit erhält man insgesamt acht Matrizen. Diese ermöglichten mit Formel 3.5 nun die Berechnung der elektrischen Felder für einen Umlauf (zwei Reflexionen an der Scheibe) durch den Verstärker, jeweils von Spiegel M_1 bis wieder zu Spiegel M_1. Weitere Umläufe durch den Verstärker wurden nun durch mehrmaliges Wiederholen dieses Algorithmus erreicht. Die aufwändige Berechnung der Collins-Matrix fiel nun weg. Alle Spiegelelemente hatten eine Apertur von 25 mm. Für die Scheibe war die Apertur 17 mm.

Bis hier wurde eine reine Propagation durch den Verstärker simuliert. Für die Ermittlung des Einflusses der durch das Pumpen thermisch bedingten Phasenstufe

auf der Scheibe wurde nun ausgenutzt, dass mit diesem Verfahren jeweils das elektrische Feld auf der Scheibe berechnet wird. An dieser Stelle wurde deshalb jeweils ein von der transversalen Position abhängiger Phasensprung an das elektrische Feld multipliziert. Es sei A_{Stufe} die Amplitude der Phasenstufe. Weiterhin sei der Exponent für die Supergaußverteilung, welche den Pumpspotintensitätsverlauf beschreibt [71], SG_{Pump}=10. Es ergab sich damit eine transversale Phasenstufe von

$$PS(r_n) = \frac{2\pi}{\lambda_{Seed}} A_{Stufe} \cdot exp\left(-2\left(\frac{r_n}{\frac{d_{Pump}}{2}}\right)^{SG_{Pump}}\right). \tag{3.6}$$

Unter Berücksichtigung der Phasenstufe ergibt sich somit das elektrische Feld

$$E_{OPD}(r_n) = E(r_n) \cdot exp\left(i \cdot PS(r_n)\right). \tag{3.7}$$

Die Amplitude der Phasenstufe A_{Stufe} müsste interferometrisch im Betrieb des

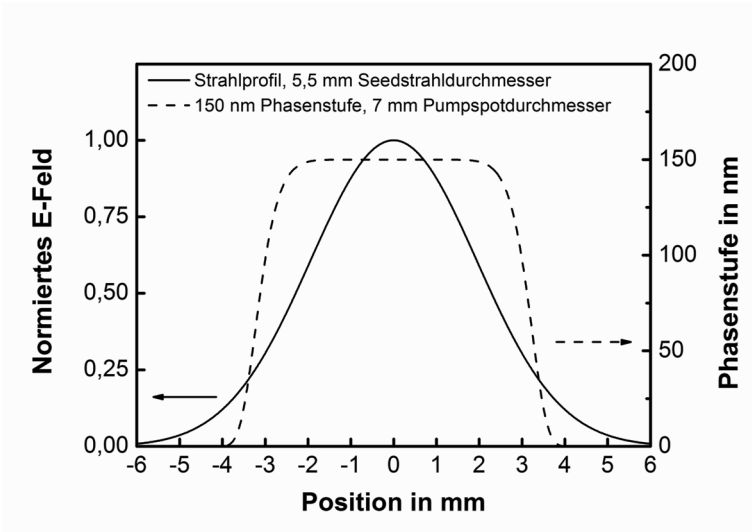


Bild 3.8: Normiertes elektrisches Feld eines Gaußstrahls über den Querschnitt der Scheibe bei einem Strahldurchmesser von 5,5 mm, sowie eine Phasenstufe von 150 mm Höhe bei einer angenommenen Supergaußfunktion mit dem Exponent 10. Es wird ersichtlich, dass die Mitte des Gaußprofils annähernd die gleiche Phasenverschiebung erfährt, während es an den Flanken zu einer starken Veränderung kommt.

Verstärkers ermittelt werden. Da aber die freie Apertur des G1-Moduls fast vollständig durch die Seedstrahlfaltung ausgefüllt wurde und die Kupferhalterung der

Spiegelmatrix keine Möglichkeit bot, den Strahl eines Interferometerarms senkrecht auf die Scheibe fallen zu lassen, wurde auf Literaturwerte eines ähnlichen Experiments zurückgegriffen. Durch die in den Simulationen gemachten Vereinfachungen sind allerdings ohnehin nur qualitative Aussagen möglich. Bei einer maximalen Pumpleistung von $P_{Pump,Piko,max}$= 2,7 kW und einem Pumpfleckdurchmesser $d_{Pump,Piko}$= 7 mm ergab sich eine Pumpleistungsdichte von I_{Pump}= 7 kW/cm^2. In der Literatur wird bei einer Pumpleistungsdichte von 5,5 kW/cm^2 bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm in einem Experiment mit einem cw-Grundmoderesonator [7] die Amplitude der Phasenstufe für einen Doppeldurchgang durch die Scheibe (1 Reflexion) mit ca. 130 nm angegeben. Mit einem cw-Multimoderesonator wurde bei 9,8 kW/cm^2 eine Phasenstufe von etwas mehr als 100 nm für einen Einfachdurchgang durch die Scheibe ermittelt [66]. Deshalb wurde für die folgenden Simulationen eine Abschätzung vorgenommen mit einer angenommenen Phasenstufenamplitude von A_{Stufe}= 150 nm für einen Doppeldurchgang durch die Scheibe. Da im Experiment eine Pumpwellenlänge von 969 nm verwendet wurde, und durch das Pumpen auf der „zero-phonon-line“ bei gleicher Pumpleistung weniger Wärmeeintrag erzeugt wird als bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm [6], handelt es sich bei der Wahl der Phasenstufe vermutlich um eine obere Abschätzung. In Bild 3.8 ist das normierte elektrische Feld eines Gaußstrahls auf der Scheibe zu sehen bei einem angenommenen Strahldurchmesser von 5,5 mm, sowie eine Phasenstufe von 150 nm. Während in der Mitte des Gaußprofils die Phasenverschiebung annähernd konstant ist, existiert an den Flanken ein steiler Abfall der Phasenverschiebung, was zu Beugung führt. Es war also nun Aufgabe, die Auswirkungen der Beugung auf den Ausgangsstrahl des Verstärkers zu ermitteln. In Bild 3.9 ist eine Simulation (mittels des Collins-Kernel-Formalismus) der aufgrund der Phasenstufe resultierenden Intensität am Ausgang des Verstärkers dargestellt. Es wurden 40 Reflexionen an der Scheibe simuliert mit einer transversalen Diskretisierung von N=M=500. Zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse unterschiedlicher Phasenstufen wurde der sphärische Anteil der thermischen Linse vernachlässigt und die Intensitäten auf die Maximalintensität der Propagation ohne Phasenstufe normiert. Zunächst ist ersichtlich, dass bei einem Pumpspotdurchmesser von 7 mm und einer Phasenstufenamplitude A_{Stufe}=0 nm (Pumpdioden noch ausgeschaltet) erwartungsgemäß ein Gaußstrahl entsteht, dessen Strahldurchmesser mit der ABCD-Matrix-Simulation (siehe Verstärkerausgang im Bild 3.2) übereinstimmt. Bei gleichem Pumpspotdurchmesser und 150 nm Phasenstufenamplitude wird eine leichte Einschnürung des Strahls, sowie ein schwacher Beugungsring ersichtlich. Interessant ist ein Vergleich mit einem Pumpspotdurchmesser von 6,5 mm. Hier ist der Beugungsring bereits bei 100 nm Phasenstufe deutlich stärker ausgeprägt. Es sei hier das Verhältnis von

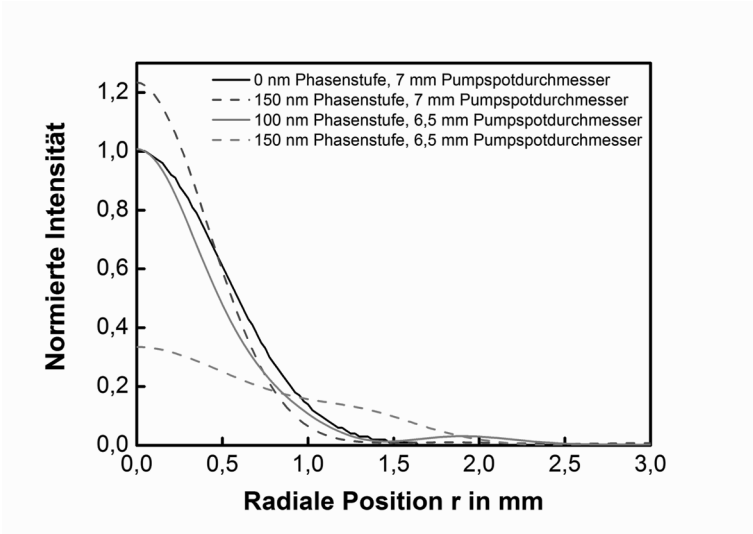


Bild 3.9: Mit Collins-Kernel-Formalismus simulierte Intensitätsprofile nach 40 Reflexionen an der Scheibe. Es ist für einen Pumpspotdurchmesser von 7 mm jeweils ein Profil für 0 nm und 150 nm Phasenstufenamplitude dargestellt. Für 6,5 mm Pumpspotdurchmesser ist eine Phasenstufe von 100 nm und 150 nm dargestellt. Alle Kurven sind auf das Maximum des Intensitätsprofils ohne Phasenstufe normiert.

Seedstrahldurchmesser $d_{SeedBeginn,Piko}$ zu Pumpspotdurchmesser $d_{Pump,Piko}$ eingeführt mit $\eta_{Verh,Piko} = d_{SeedBeginn,Piko} / d_{Pump,Piko}$. Bei 7 mm Pumpspotdurchmesser entspricht dieses Verhältnis 78% und bei 6,5 mm 85%. Offenbar sind bei größeren Verhältnissen früher Beugungseffekte zu erwarten, da die Kante der Phasenstufe näher an der Mitte des Intensitätsmaximums des Seedstrahls liegt. Ein zu kleines Verhältnis wiederum verringert den Wirkungsgrad, welches gleichzeitig mehr Wärmeentwicklung auf der Scheibe und somit eine höhere sich ergebende Phasenstufe zur Folge hat. Hieraus ergab sich die Wahl des Verhältnisses von Seedstrahldurchmesser zu Pumpspotdurchmesser von $\eta_{Verh,Piko} = 0{,}7$- 0,8 als Kompromiss. Weiterhin wird im realen System durch den (bereits erwähnten und in Kapitel 3.2.2.1 näher beschriebenen) bei hohen Pumpleistungen auftretenden Luftkeil die Rotationssymmetrie gebrochen. Dies führt dazu, dass der Seedstrahl im realen Verstärker bei hohen Pumpleistungen nicht mehr zentral auf dem Pumpspot liegen wird. Dies wirkt effektiv wie eine Vergrößerung von $\eta_{Verh,Piko}$ auf einer Seite des Pumpspots. Es lässt sich daher eine weitere qualitative Aussage aus den Simulationen des

Strahlprofils am Ausgang des Verstärkers bei 6,5 mm Pumpspotdurchmesser ableiten: Es ist Beugung auf einer Seite des Strahlprofils zu erwarten. Die Simulation des resultierenden Strahlprofils bei 6,5 mm Pumpspotdurchmesser und 150 nm Phasenstufe zeigt eine deutliche Veränderung bei einer vergleichsweise kleinen Steigerung der Phasenstufe. Der Strahl wird deutlich größer und es kann zu Beugungsverlusten kommen.
Zusammenfassend erlaubt der Collins-Kernel-Formalismus bereits qualitative Aussagen über das zu erwartende Strahlprofil, trotz vieler hier getroffener Vereinfachungen. Zunächst begründen die Simulationen die Wahl des Verhältnisses von Seed- zu Pumpstrahldurchmesser $\eta_{\text{Verh,Piko}}$. Es wird bei sukzessiver Steigerung der Pumpleistung zunächst nur schwache Beugung erwartet, welche ab einem bestimmten Punkt auf einer Seite des Strahlprofils schnell stärker wird und ab einer bestimmten Stärke zu Verlusten führt. Allerdings sei an dieser Stelle an die Grenzen der Simulation erinnert, welche die Verstärkung im Pumpbereich und die Kopplung des Verstärkungsprofils mit der Phasenstufe und dem Intensitätsprofil nicht berücksichtigt.

3.1.3 Verstärkungsprozess

In diesem Abschnitt soll eine Abschätzung der aus dem Multipassverstärker zu erwartenden Ausgangsleistung durchgeführt werden. Grundsätzlich gestaltet sich eine vollständige Modellierung als komplex, da hier eine Rückkopplung der Verstärkung auf das Intensitätsprofil berücksichtigt werden müsste. Dieses hat wiederum Auswirkungen auf das Verstärkungsprofil. Zusätzlich müsste eine FEM-Simulation der thermischen Last auf der Scheibe durchgeführt und die Rückkopplung der Ergebnisse auf das Verstärkungs- und Strahlprofil betrachtet werden. Ebenso gekoppelt sind der durch das Pumpen der Scheibe thermisch induzierte Luftkeil, die entstehende Phasenstufe, sowie das zeitliche und spektrale Verhalten der Pulse, Nichtlinearitäten und verstärkte spontane Emission (ASE). Hier sei deshalb ein stark vereinfachtes Modell dargestellt. Dieses Modell geht davon aus, dass der Seedstrahl ein Kreisprofil besitzt, die addierte Seedstrahlintensität auf der vollen Größe des Seedstrahldurchmesser größer ist als die Sättigungsintensität des laseraktiven Mediums und der Strahldurchmesser bei jeder Reflexion an der Scheibe gleich groß ist. Ebenso sind im realen System alle Einfallswinkel auf den Optiken im Verstärker leicht unterschiedlich. Sie werden in diesem Modell als Reflexionen unter 0° Einfallswinkel angenommen. Weiterhin werden die Pulseigenschaften vernachlässigt, da von cw-Betrieb ausgegangen wird. Zusätzlich habe der durch die Verstärkung entstehende

Inversionsabbau keinen Einfluss auf die Phasenstufe und auf die Wärmeentwicklung in der Scheibe. Ebenso werden Strahlprofilveränderungen durch Beugung an der Phasenstufe nicht bei der Berechnung der Verstärkung oder der Phasenstufe berücksichtigt. Trotz dieser Vereinfachungen lässt sich hieraus bereits eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Leistung durchführen.
Zunächst wird eine Abschätzung vorgenommen, ob die Verstärkung (im Falle von cw-Strahlung) für das System als gesättigt angenommen werden kann. Hierzu betrachten wir zunächst die Sättigungsintensität I_S von Yb:YAG. Mit der (relativ starken) Vereinfachung der Vernachlässigung der Ausbleichung der Pumpabsorption bei hoher Inversion auf der Scheibe (es wird später eine konstante Pumpabsorption von 90% angenommen) und der Reabsorption des Laserstrahls ergibt sich [72]

$$I_S = \frac{hc}{\lambda_{Seed}\tau_{ou,l}\sigma_{ou,l}} = 9,7\frac{kW}{cm^2}. \tag{3.8}$$

Dabei ist c=299792458 m/s die Lichtgeschwindigkeit, h= 6,626 · 10^{-34} Js das Plank'sche Wirkungsquantum, λ_{Seed}=1030 nm die Wellenlänge des Seedlasers, $\tau_{ou,l}$= 951 μs die Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus [71] bei 10% Dotierung (dieser Wert wird für 11% Dotierung als annähernd gleich angenommen) [71][73], λ_{Seed}=1030 nm die Wellenlänge des Seedlasers, sowie $\sigma_{ou,l}$= 2,1 · 10^{-21} cm^2 der Emissionswirkungsquerschnitt von Yb:YAG bei der Laserwellenlänge und einer Temperatur von 300 K [71][73]. Temperaturabhängigkeiten des Wirkungsquerschnittes und der Fluoreszenzlebensdauer werden hier vernachlässigt. Es sei angemerkt, dass die Fluoreszenzlebensdauer mit 951 μs deutlich länger ist als der zeitliche Abstand von 3,3 μs zwischen zwei Pulsen aus dem Seedlaser bei 300 kHz Repetitionsrate, wodurch sich die Annahme von cw-Betrieb und die Vernachlässigung von ASE-Effekten rechtfertigt. Bei 40 Doppeldurchgängen durch die Scheibe, einer Anfangsleistung von $P_{Seed,Piko}$=115 W, der Vernachlässigung von Absorption, sowie der starken Vereinfachung, dass bei allen Durchgängen durch die Scheibe der Strahldurchmesser $d_{Seed,Beginn,Piko}$= 5,5 mm (angenommenes Kreisprofil) beträgt, ergibt sich eine aufaddierte Seedintensität von

$$I_{Seed,add} = \frac{2 \cdot 40 \cdot P_{Seed,Piko}}{\left(\frac{d_{Seed,Beginn,Piko}}{2}\right)^2 \pi} = 38,7\frac{kW}{cm^2}. \tag{3.9}$$

Diese ist damit 4 mal höher als die Sättigungsintensität. Dies erlaubt die Berechnung der zu erwartenden Intensität nach dem Verstärkungsprozess $I_{Erwartung}$ durch die lineare Beziehung [72]:

$$I_{Erwartung} = I_{0,Seed} + g_{kl} n_{Scheibe} I_S T_{Scheibe,Piko} \tag{3.10}$$

Dabei berechnet sich die Anfangsintensität aus

$$I_{0,Seed} = \frac{P_{Seed,Piko}}{\left(\frac{d_{SeedBeginn,Piko}}{2}\right)^2 \pi} = 484 \frac{W}{cm^2}. \tag{3.11}$$

$T_{Scheibe,Piko}$= 130 μm ist die Dicke der Scheibe. $n_{Scheibe}$= 1,82 [71] [74] ist der Brechungsindex der Scheibe bei einer Wellenlänge von 1030 nm. Die Kleinsignalverstärkung ergibt sich aus [72]

$$g_{kl} = \eta_{Pump,abs} \frac{P_{Pump}}{\left(\frac{d_{Pump,Piko}}{2}\right)^2 \pi} \frac{\lambda_{Pumpe}}{hcn_{Scheibe} T_{Scheibe,Piko}} \tau_{ou,l} \sigma_{ou,l}, \tag{3.12}$$

wobei P_{Pump} die eingestrahlte Pumpleistung und λ_{Pumpe}=969 nm die Pumpwellenlänge ist. Die Absorption $\eta_{Pump,abs}$ der Pumpstrahlung in der Scheibe wurde für 24 Pumplichtdurchgänge mit 90% angenommen. Die sich ergebende Ausgangsleistung

$$P_{Erwartung} = I_{Erwartung} \left(\frac{d_{SeedBeginn,Piko}}{2}\right)^2 \pi \tag{3.13}$$

des Verstärkers ergibt sich durch die Multiplikation von $I_{Erwartung}$ mit der Fläche des Seedstrahls [72], wobei auch hier wieder die Vereinfachung eines kreisförmigen Strahlprofils gemacht wurde. In Bild 3.10 ist die simulierte Ausgangsleistung für 40 Reflexionen an der Scheibe und 115 W Seedleistung dargestellt. Bei 2700 W Pumpleistung kann eine Ausgangsleistung von ca. 1500 W erwartet werden. Dabei ist zu beachten, dass verschiedene Annahmen für die Simulation gemacht wurden. Dies umfasst unter anderem die Annahme der vollständigen Sättigung der Verstärkung auf dem kompletten Durchmesser des Seedstrahls, keine Reabsorption bei der Laserwellenlänge und keine Ausbleichung der Pumpabsorption. Deswegen ist davon auszugehen, dass die tatsächlich zu erwartende Ausgangsleistung etwas niedriger liegt. Dennoch wurde im Experiment bestätigt, dass die Simulation trotz vieler Vereinfachungen gut mit dem Experiment übereinstimmt (siehe Kapitel 3.3.1). Es sei angemerkt, dass sich die zu erwartende Ausgangsleistung dieser Simulation folgend steigern ließe durch die Wahl eines größeren Seedstrahldurchmessers. Hier ist allerdings zu beachten, dass dies zu mehr Einfluss der Phasenstufe und einer Verstärkung nur im Zentrum des Intensitätsprofils des Gaußstrahls führen würde. Dies hätte mehr Beugung zur Folge, wodurch die Ausgangsleistung wiederum beschränkt wird. Zudem würde durch das QKFP-Propagationskonzept der minimale Strahldurchmesser auf der Scheibe sinken, wodurch die Sättigung in den Außenbereichen des Pumpspots wieder verringert wird und das Schadensrisiko an den Optiken steigt. So hat im Experiment eine leichte Steigerung des Seedstrahldurchmessers um etwa 10% am Eingang des Verstärkers keine nennenswert höheren

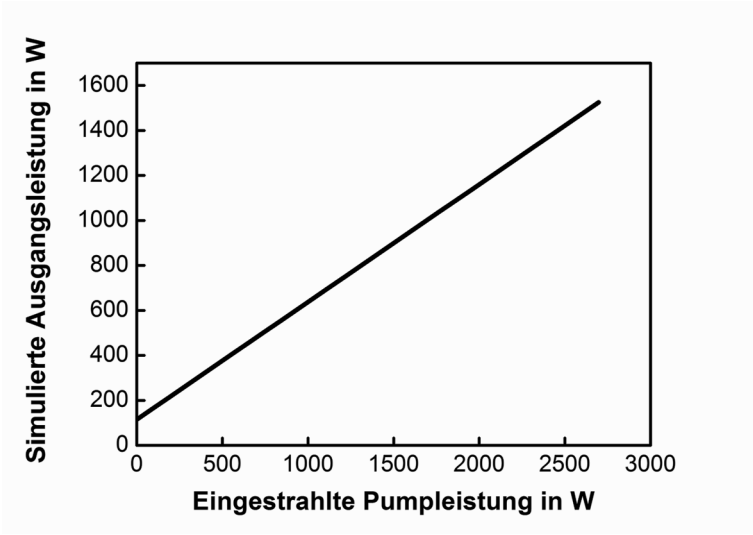


Bild 3.10: Simulation der Ausgangsleistung für 40 Reflexionen an der Scheibe und 115 W Seedleistung. Bei 2700 W Pumpleistung kann unter verschiedenen Annahmen (siehe Text) eine Ausgangsleistung von bis zu 1500 W erwartet werden.

Ausgangsleistungen ergeben. Insgesamt ist der gewählte Seedstrahlradius also als Kompromiss für gute Strahlqualität und hohe Ausgangsleistung anzusehen.
Für eine genauere Analyse des Verstärkungsprozesses wäre es notwendig die verschiedenen Strahlgrößen auf der Scheibe zu berücksichtigen. Dafür müsste der Pumpbereich auf der Scheibe lateral aufgelöst simuliert werden hinsichtlich Verstärkung und Wärmeentwicklung abhängig von den aufaddierten Strahlprofilen bei den Reflexionen an der Scheibe. Demnach müsste eine Verstärkungsrechnung, eine thermo-mechanische FEM-Simulation und eine Strahlprogation mit dem Collins-Formalismus gekoppelt werden. Eine genauere Verstärkungsrechnung wäre dabei möglich über eine Lösung der Ratengleichungen oder der Methode von Roth et al. [75].
Zusammenfassend ergab eine einfache Simulation mit vielen Vereinfachungen bereits eine Abschätzung der zu erwartenden Leistungen. Diese Simulation zeigte (wie später in Kapitel 3.3.1 beschrieben) eine gute Übereinstimmung mit den durchgeführten Experimenten. Es kann mit 40 Reflexionen an der Scheibe, 115 W Seedleistung und 2700 W Pumpleistung eine Ausgangsleistung von bis zu 1500 W erwartet werden. Bei Berücksichtigung von Verlusten wird diese etwas kleiner ausfallen.

3.2 Aufbau des Multipassverstärkers und technische Herausforderungen

In diesem Abschnitt wird im ersten Teil der Aufbau des Systems vorgestellt. Im zweiten Teil werden einige Herausforderungen erläutert, welche sich im Betrieb ergaben und Einfluss auf den Aufbau hatten. Dies betrifft insbesondere die sehr hohe Pumpleistung, sowie die hohe Leistung des im Verstärkersystem propagierenden Strahls, welche verschiedene thermo-optische, sowie thermo-mechanische Effekte bewirkten. Diese limitierten die erreichbare Ausgangsleistung der gepulsten Laserstrahlung im Experiment. Die entsprechenden implementierten Lösungsstrategien werden vorgestellt.

3.2.1 Aufbau des Systems

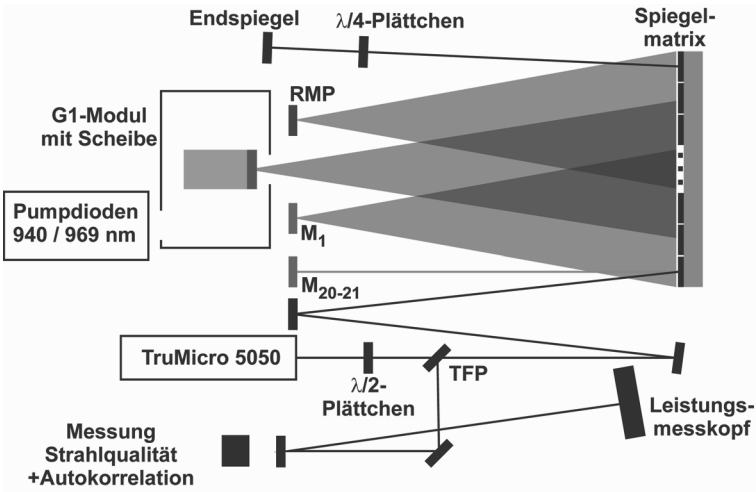


Bild 3.11: Aufbau des Multipassverstärkers Eine modifizierte Version des kommerziellen TruMicro5050 wurde als Seedquelle verwendet. Der Verstärker selbst bestand aus einer Spiegelmatrix mit 40 Spiegeln (Details im Text und in Bild 3.13), der Scheibe in einem G1-Modul, einem planen Spiegel M_1 neben der Scheibe, sowie einem retroreflektierenden Spiegelpaar (RMP). In Kombination mit dem Endspiegel und dem Viertelwellenplättchen davor, erlaubte der Dünnschichtpolarisator (TFP) einen Doppeldurchgang durch den Verstärker.

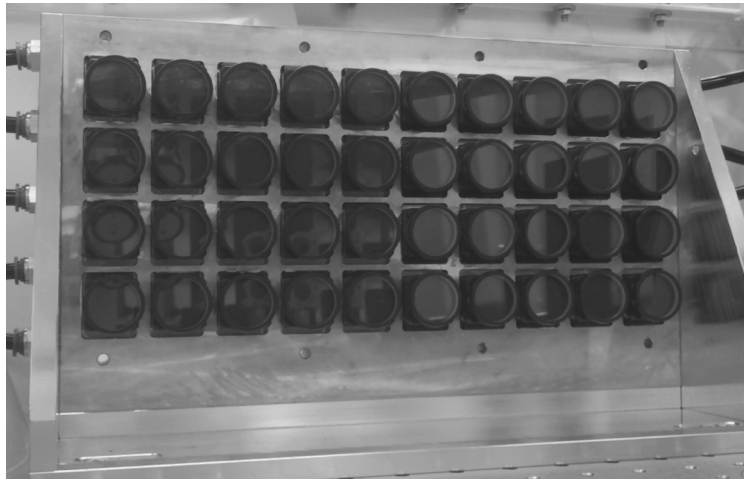


Bild 3.12: Foto der Spiegelmatrix. 40 Spiegel befanden sich in individuell justierbaren Haltern, welche an einer wassergekühlten Kupferplatte angebracht waren.

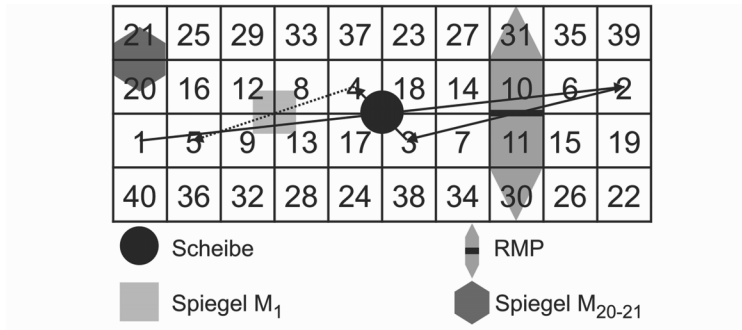


Bild 3.13: Blick von der Rückseite der Spiegelmatrix mit einer Projektion der Scheibe, der Spiegel M_1, $M_{20\text{-}21}$ und des RMPs zur Illustration des Propagationskonzepts [36]. Der Seedpuls wurde an den Komponenten in folgender Reihenfolge reflektiert: 1 ⇒ Scheibe ⇒ 2 ⇒ RMP ⇒ 3 ⇒ Scheibe ⇒ 4 ⇒ M_1 ⇒ 5 ⇒ Scheibe ⇒ 6 , usw.. $M_{20\text{-}21}$ wurde benötigt um die untere und obere Zeile von Spiegel zu erreichen.

Der Aufbau des Verstärkersystems basiert auf den Überlegungen aus Kapitel 3.1.1. Er ist nun in Bild 3.11 detaillierter dargestellt. Die zentrale Komponente des Verstärkers war eine 24-fach Scheibenlaserpumpkavität des IFSW (G1-Modul). In dieser befand sich eine auf eine Diamantwärmesenke geklebte Yb:YAG-Scheibe. Diese hatte einen Durchmesser von 17 mm (nach Rondierung noch etwa 15,5 mm), eine Dicke von ca. 130 μm, eine Dotierung von 10-11 % und einen konkaven Krümmungsradius von 20,5 m. Hinter dem G1-Modul befand sich die Pumpquelle (Firma Trumpf), inklusive eines Homogenisierstabes (Durchmesser der Facette ca. 6,5 mm) und einer festen Kollimationslinse (f=72 mm). Die Pumpwellenlänge war durch einen Austausch der Dioden in ihrem Gehäuse umschaltbar zwischen 940 nm und 969 nm. Die maximale Pumpleistung belief sich auf 2,7 kW. Der Pumpspotdurchmesser betrug, bedingt durch die feste Kollimationslinse der Pumpquelle und der Brennweite des Parabolspiegels (f=78,5 mm) im G1-Modul, ca. 7 mm. Der Seedstrahl des TruMicro5050 wurde mittels der Matrix von 40 Spiegeln (Beschichtung hochreflektiv mit R= 99,98% für 1030 nm, optimiert für ps-Pulse) wiederholt über die gepumpte Laserscheibe gefaltet (Abstand Matrix zu Scheibe: $L_{\text{Scheibe-Matrix,Piko}}$=1170 mm). Alle 40 Spiegel waren mit jeweils einem Spiegelhalter einzeln justierbar. Die Spiegelhalter befanden sich auf einem wassergekühlten Kupferhalter. Ein Foto der Spiegelmatrix ist in Bild 3.12 zu sehen. Zur Umsetzung des Strahls auf der Matrix dienten, wie bereits in Kapitel 3.1.1 beschrieben, Spiegel M_1, $M_{20\text{-}21}$ und das RMP. Das retroreflektierende Spiegelpaar (RMP) wurde im realen Experiment statt des Spiegels M_2 verwendet, um thermisch induzierte Strahlablenkungen zu kompensieren (siehe Kapitel 3.2.2.1). Der Abstand von Spiegel M_1 zur Matrix betrug $L_{\text{M1-Matrix, Piko}}$=990 mm und der Abstand des RMp zur Matrix $L_{\text{RMP-Matrix,Piko}}$=920 mm. Das Grundkonzept der Spiegelmatrix wurde mit weniger Spiegeln in der Matrix am Institut für Strahlwerkzeuge [36] entwickelt und ist in Bild 3.13 dargestellt. Der Seedstrahl traf zuerst auf Spiegel 1 auf der Spiegelmatrix und wurde von diesem über die Scheibe zu Spiegel 2 auf der Spiegelmatrix reflektiert. Von hier aus würde eine erneute Reflexion an der Scheibe bewirken, dass der Strahl zurück in die Seedlaserquelle läuft. Deshalb wird das RMP verwendet, um den Strahl auf der Spiegelmatrix auf Spiegel 3 umzusetzen. Von dort passiert der Strahl wieder die Scheibe und trifft Spiegel 4. Nun wird Spiegel M_1 verwendet, zum Umsetzen auf Spiegel 5. Dieses Schema wird iterativ fortgesetzt. Nach Spiegel 20 sind alle Spiegel der mittleren beiden Reihen auf der Spiegelmatrix einmal verwendet. Der Strahl wird nun mittels Spiegel $M_{20\text{-}21}$ auf Spiegel 21 umgesetzt und die obere und untere Reihe von Spiegeln auf der Spiegelmatrix werden iterativ durchlaufen. Nach allen 40 Spiegeln werden so 20 Reflexionen an der Scheibe erreicht. Mittels des Endspiegels, dem $\lambda/4$-Plättchen

und dem Dünnschichtpolarisator (TFP) kann eine Verdoppelung der Durchgänge auf der Scheibe erreicht werden. Insgesamt werden damit 40 Reflexionen auf der Scheibe realisiert. Am Ausgang des Verstärkers wurde der Strahl hinsichtlich Ausgangsleistung, Strahlqualität und Pulsdauer charakterisiert.

3.2.2 Thermische Effekte und deren Minimierung

3.2.2.1 Das retroreflektierende Spiegelpaar (RMP)

Ein limitierender Faktor für die Leistungsskalierung mit einem Multipassverstärker waren Luftbewegungen im System. Da der Verstärker eine sehr große Propagationslänge von ca. 170 m aufwies, führten kleine, durch Luftbwegungen induzierte Änderungen der Strahlausbreitungsrichtungen, zu großen Strahllageveränderungen nach der Propagation. Hier ist zu unterscheiden zwischen internen und externen Luftbewegungen. Externe Luftbewegungen entstehen beispielsweise durch den konstanten Strom der das Experiment umgebenden Reinraumzelle oder, in der späteren Anwendung des Lasersystems, durch äußere Einflüsse in einer Fertigungshalle. Interne Luftbewegungen sind solche, welche durch den Verstärker selbst verursacht werden.
Mittels einer die Scheibe überwachenden Kamera war zu beobachten, dass externe Luftbewegungen zu einer schnellen und deutlichen statistischen Variation der Strahlposition der einzelnen Seedstrahlreflexionen an der Scheibe führten, welche den Verstärker instabil machen würde. Durch eine Abschirmung des Systems von der Umwelt mit einer Plexiglasumhausung ließ sich diese Problematik effizient lösen. Für die Kompensation von internen Luftbewegungen wurde die Lösung des retroreflektierenden Spiegelpaars (retroreflecting mirror pair, „RMP“) entwickelt. Durch die hohen Pumpleistungen erwärmte sich die vor der Scheibe vorhandene Luft und stieg auf. Für einen an der Scheibe reflektierenden Strahl verhielt sich diese wie ein optischer Keil, welcher im folgenden als „Luftkeil“ bezeichnet wird. Das bedeutet, dass der Strahl im Vergleich zu einem unbeeinflussten Strahl eine Ablenkung nach oben erfuhr. Die Auswirkung dieses Luftkeils mit einem planen Spiegel M_2 anstelle eines RMPs ist in Bild 3.14 dargestellt. Es sind zehn Reflexionen des Seedstrahls an der Scheibe dargestellt. Zu Beginn (Bild 3.14 a) überlagerten sich die Teilstrahlen der verschiedenen Reflexionen an der Scheibe in der Mitte der Scheibe. Anschließend (Bild 3.14 b) wurden die Pumpdioden für einige Sekunden mit einer Leistung von 400 W zugeschaltet. Die Aufnahme in Bild 3.14 c) zeigt die Situation kurz nach Ausschalten der Pumpdioden. Der im Verstärker propagierende Seedstrahl wurde durch den Luftkeil vor der Scheibe beeinflusst.

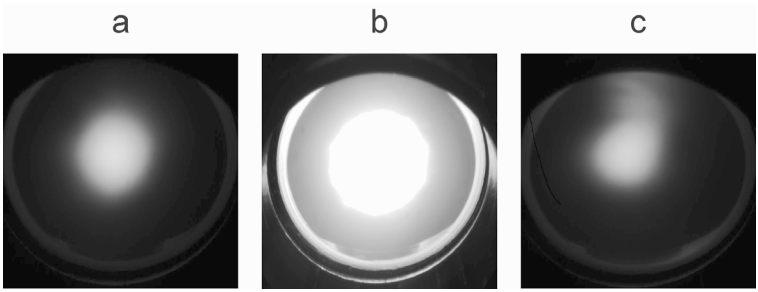


Bild 3.14: Auswirkung eines durch hohe Pumpleistung bedingten Luftkeils auf der Scheibe. a) Bild der Scheibe vor Einschalten der Pumpdioden. Alle Teilstrahlen bei verschiedenen Reflexionen an der Scheibe überlagern sich in der Scheibenmitte. b) Mit 400 W Pumpleistung. c) Kurz nach dem Ausschalten der Pumpdioden. Es ergab sich eine deutliche Auffächerung der Teilstrahlen zum oberen Scheibenrand hin.

Die einzelnen Seedstrahlreflexionen an der Scheibe wurden nach oben abgelenkt, wobei spätere Reflexionen eine stärkere Ablenkung erfuhren. Für die Leistungsskalierung bedeutete dies, dass der Seedstrahl bereits nach wenigen Reflexionen an der Scheibe und moderaten Pumpleistungen zunächst den gepumpten Bereich auf der Scheibe verließ und anschließend sogar am Scheibenrand abgeschnitten wurde. Dies limitierte die erreichbare Ausgangsleistung erheblich. Weiterhin war zu beobachten, dass die Seedstrahlen nach wenigen Sekunden in ihre Ausgangslage auf der Scheibe zurück kehrten. Daraus lässt sich ableiten, dass die Zeitkonstante der Entstehung des Luftkeils bei wenigen Sekunden lag. In Bild 3.15 ist die entwickelte Lösungsstrategie dargestellt. Grundsätzlich ist für Oszillatoren bekannt, dass eine Rotation des Bilds eines Strahls Winkelfehler kompensieren kann [76]. Dies wurde jetzt auf eine freie Propagation ohne Abbildung im Verstärker übertragen. Dazu wurde ein retroreflektierendes Spiegelpaar (RMP) verwendet. Dieses wurde in der Realität aus baulichen Gründen aus mehreren Einzelspiegeln zusammengesetzt (siehe Bild 3.16). Das RMP bestand aus zwei in einem rechten Winkel zueinander stehenden, Flächen, welche hochreflektiv für einen Einfallswinkel von 45° beschichtet waren. Der unbeeinflusste Strahl treffe beispielsweise auf die obere Fläche (das Prinzip funktioniert auch andersherum bei einem Einfall auf die untere Fläche). Der Strahl wird anschließend senkrecht nach unten abgelenkt und dann von der unteren Fläche reflektiert. Damit wird der ausfallende Strahl parallel versetzt zum einfallenden Strahl zurück reflektiert. Ein durch einen Luftkeil auf der Scheibe beeinflusster Strahl wird an der Scheibenposition nach oben abgelenkt und

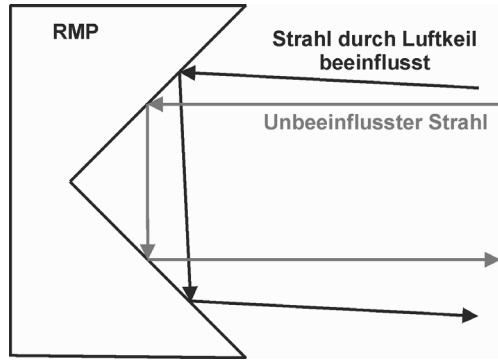


Bild 3.15: Prinzipskizze des retroreflektierenden Spiegelpaars (RMP). Ein durch einen Luftkeil vor der Scheibe beeinflusster Strahl trifft an einer höheren Position auf die Oberfläche des RMPs und verlässt dieses an einer tieferen Position. Dabei wird sowohl für die relative Position als auch für den Steigungswinkel das Vorzeichen umgedreht im Vergleich zum unbeeinflussten Strahl.

trifft damit das RMP an einer höheren Position. Er verlässt dieses an einer niedrigeren Position bei einer gleichzeitigen Vorzeichenumkehr der Steigung des Strahls gegenüber dem unbeeinflussten Strahl. Dies führt bei der nächsten Reflexion an der Scheibe zu einer niedrigeren Position auf der Scheibe, wobei der Strahl dort wieder durch einen nach oben ablenkenden Luftkeil beeinflusst wird. Mit diesem Prinzip kann eine weitreichende Kompensation des Luftkeileffekts erzielt werden.

Es war nun die Frage zu klären, an welcher Position im Verstärker das RMP verwendet werden musste. Hier boten sich die Position von Spiegel M_1, sowie die Position an der das RMP anstelle eines Spiegels M_2 tatsächlich verwendet wurde, an (vgl. Bild 3.13). Das RMP konnte hier wie ein planer Spiegel fungieren und es konnten viele Strahllagekorrekturen mit einem einzelnen Element erreicht werden, da es durch die Propagation im Verstärker bei 40 Reflexionen an der Scheibe 20 Reflexionen an diesen Elementen gab. Die Wahl dieser Position hatte mehrere Gründe. Einerseits wird bei einer Betrachtung von Bild 3.13 deutlich, dass der seitliche Abstand von Spiegel M_1 zur Scheibe kleiner war als der Abstand des RMP zur Scheibe. Da zudem das RMP einen größeren Bauraum benötigte als ein Spiegel, hätte dies die freie Apertur des Scheibenlasermoduls eingeschränkt. Andererseits hätten bei Verwendung von M_1 als RMP auch $M_{20\text{-}21}$ und der Endspiegel als RMP ausgelegt werden müssen. Weiterhin war der Unterschied zwischen beiden Positionen, dass das RMP nach jeder ungeraden Reflexion an der Scheibe durchlaufen wurde, während Reflexionen an M_1 nach jeder geraden Reflexion an der Scheibe stattfanden.

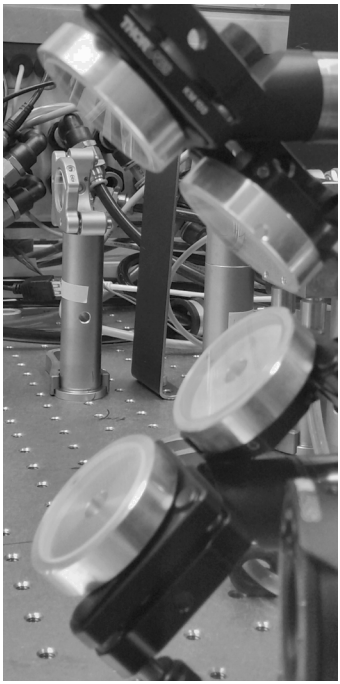


Bild 3.16: Foto des retroreflektierenden Spiegelpaars.

Die Auswirkungen und damit die Funktionsweise des RMP sollen durch ein einfaches Modell erläutert werden, dessen Ergebnisse in Bild 3.17 dargestellt sind. Es wird der relative Versatz betrachtet, welcher sich durch den Luftkeil im Vergleich zum unbeeinflussten Strahl ergibt. Da dieser abhängig von der Pumpleistung ist und der Versatz pro Reflexion an der Scheibe nur schwer messbar ist, wird eine Positionseinheit definiert. Diese Positionseinheit sei der senkrechte Versatz, welcher sich während der Propagation von Scheibe zu Scheibe bei einer gegebenen Pumpleistung durch den Luftkeil ergibt. Aus Bild 3.14 lässt sich abschätzen, dass eine Positionseinheit im Bereich weniger Millimeter liegen kann. Der Versatz wird nun für die Propagation im Verstärker nachverfolgt. Es werden dabei verschiedene Annahmen gemacht. Zunächst sei die Strecke Scheibe $\rightarrow$ RMP $\rightarrow$ Scheibe gleich lang wie die Strecke Scheibe $\rightarrow$ M_1 $\rightarrow$ Scheibe. Dies ist im realen Verstärker gut erfüllt. Das RMP und M_1 befinden sich damit im Wechsel auf halbem Weg zwischen den Reflexionen an der Scheibe. Weiterhin wird bei jeder Reflexion an der Scheibe die

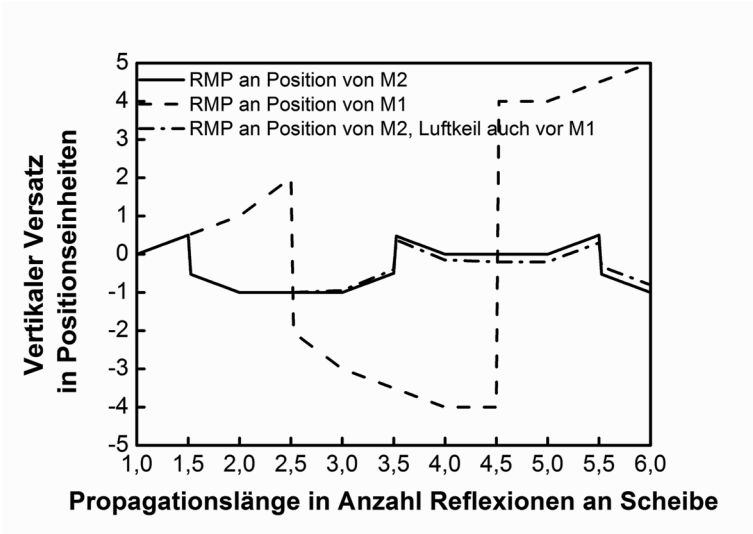


Bild 3.17: Modellierung der Funktionsweise des RMP an der Position von M_2, mit einem zusätzlichen Luftkeil bei Position M_1 und bei Tausch der Position von M_1 und des RMP ohne zusätzlichen Luftkeil.

Steigung um eins erhöht. Dies führt nach einer Reflexion an der Scheibe und einer anschließenden Propagation bis zur nächsten Reflexion an der Scheibe gerade zu einem Versatz von einer Positionseinheit. Bei einer Reflexion an M_1 ändert sich weder die Steigung noch der relative Versatz. Bei einer Reflexion am RMP erhält die Steigung und der relative Versatz jeweils ein negatives Vorzeichen. Für letzteres muss die Bedingung erfüllt sein, dass der Weg zwischen Scheibe und RMP sehr viel größer ist als die Propagationslänge im RMP, da ansonsten der relative Versatz durch den Propagationswinkel im RMP etwas zunehmen würde. Die Bedingung war im System aber gut erfüllt. In Bild 3.17 ist zunächst die Propagation über sechs Reflexionen an der Scheibe dargestellt. Für das RMP an der Position von M_2 steigt der relative Versatz zunächst auf 0,5 Positionseinheiten und nach Reflexion am RMP ist der Strahl an der Scheibe um eine Positionseinheit nach unten versetzt. Der Versatz pendelt nun zwischen 0,5 und -1 Positionseinheiten. Werden RMP und M_1 vertauscht, so ist die Kompensation nicht perfekt und der Versatz divergiert langsam. Weiterhin sind die Auswirkungen für den Fall gezeigt, dass das RMP an der Position von M_2 steht und auch an Spiegel M_1 ein (sehr starker) Luftkeil von einem Zehntel der Stärke des Luftkeils vor der Scheibe herrschen würde. Das

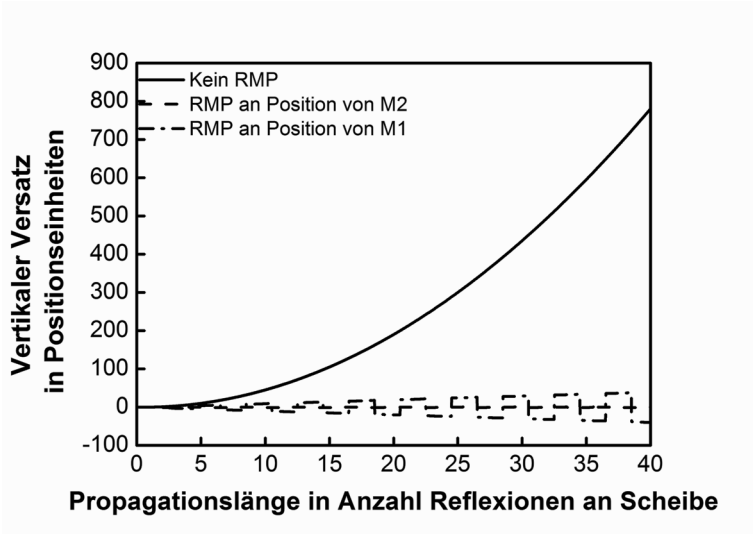


Bild 3.18: Vergleich des relativen Versatzes in senkrechter Richtung nach 40 Reflexionen an der Scheibe ohne RMP, mit RMP und bei Tausch der Positionen von M_1 und RMP.

bedeutet, dass hier angenommen wird, dass durch Absorption des propagierenden Strahls an Spiegel M_1 ein Luftkeil vor diesem Spiegel induziert wird, welcher eine Steigung um 0,1 Positionseinheiten hervorruft. Es ist zu berücksichtigen, dass der Seedlaserstrahl an Spiegel M_1 bei nahezu jeder zweiten Reflexion an der Scheibe einmal reflektiert wird. Ein solcher Luftkeil an Position von Spiegel M_1 hat kaum Auswirkungen auf die kompensierende Wirkung des RMPs. In Bild 3.18 ist der relative Versatz über die Anzahl der Reflexionen an der Scheibe aufgetragen. Ohne RMP divergiert der relative Versatz und durch Platzierung des RMPs an der Position von M_2 kann ein effektiver Ausgleich geschaffen werden. Dies konnte auch im Experiment verifiziert werden, da durch das RMP eine Leistungsskalierung über 300 W effektiv erst ermöglicht wurde.

3.2.2.2 Pumpen auf der „Zero-phonon-line“ (ZPL)

Neben der im vorherigen Kapitel 3.2.2.1 beschriebenen Strategie, die Auswirkung des Luftkeils vor der Scheibe auf den Seedstrahl zu minimieren, wurde zusätzlich die Strategie verfolgt, den Luftkeil selbst zu verringern. Dies ist möglich, wenn es

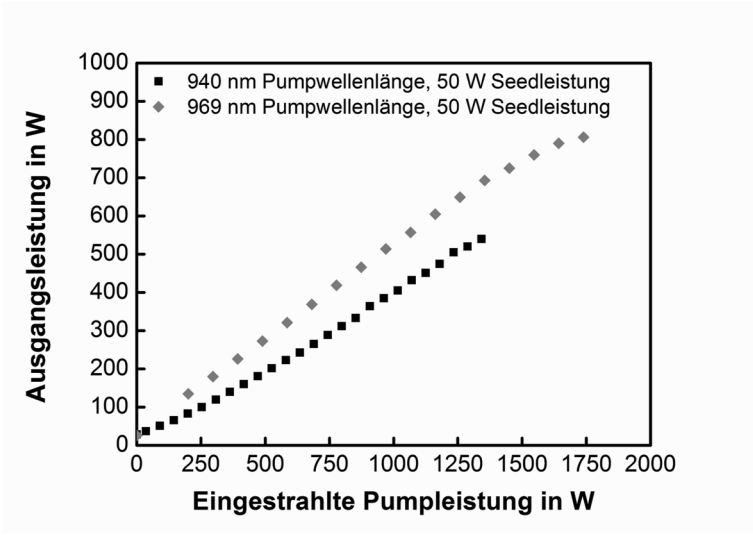


Bild 3.19: Ausgangsleistung des Verstärkers gegen die eingestrahlte Pumpleistung für Pumpwellenlängen von 940 nm und 969 nm. Die Seedleistung war bei diesen Versuchen auf 50 W begrenzt. Es zeigt sich, dass die maximal erreichbare Ausgangsleistung für eine Pumpwellenlänge von940 nm 540 W und bei einer Pumpwellenlänge von 969 nm 806 W betrug.

gelingt, den Wärmeeintrag in der Scheibe zu verringern, was gleichzeitig noch den Vorteil aufweist, dass die thermische Linse (asphärische Phasenstufe und sphärischer Anteil) reduziert wird. Abgesehen von einer effektiven Extraktion der in der Scheibe gespeicherten Energie durch den Seedstrahl, ist eine Verringerung des Wärmeeintrags möglich durch eine Veränderung der Pumpwellenlänge von 940 nm zu 969 nm. Dies hat zur Folge, dass direkt in das obere Laserniveau des Yb:YAG-Kristalls gepumpt wird. Dieses Prinzip wird als „zero-phonon-line pumping (ZPL)“ [4] oder „direct in-band pumping“ [5] bezeichnet. Die Folge ist, dass sich der Quantendefekt deutlich reduziert. Da dieser einen großen Beitrag an der thermischen Last des Laserkristalls leistet, lässt sich so die Wärmeentwicklung deutlich reduzieren. Dies wurde von Weichelt et al. [6] für einen Resonator im Dauerstrichbetrieb bei 742 W Ausgangsleistung und nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität aus einer Yb:LuAG-Scheibe näher untersucht. Demnach konnte bei einer Wellenlänge von 969 nm im Vergleich zu einer Wellenlänge von 940 nm die Pumpleistungsdichte um 48% gesteigert werden bei gleicher thermischer Last auf der Scheibe. Der Nachteil des ZPL ist, dass das Absorptionsband im Yb:YAG-Kristall bei 969 nm

deutlich schmaler ist als bei 940 nm. Daher sind die Anforderungen an die Pumpdioden höher. Die Pumpdioden wurden in diesem Experiment von der Firma Trumpf mit Hilfe von Volumen-Bragg-Gittern (VBGs) auf 969 nm stabilisiert.
Der Einfluss des ZPL-Pumpens auf die Ausgangsleistung des Multipassverstärkers ist in Bild 3.19 dargestellt. Es wurde 50 W Seedleistung verwendet (die Experimente haben vor der Modifizierung der Seedquelle stattgefunden) bei 40 Reflexionen an der Scheibe. Bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm wurde eine maximale Ausgangsleistung von 540 W erreicht. Nach diesem Punkt trat eine starke Veränderung der Strahlqualität auf und eine weitere Erhöhung der Pumpleistung führte nicht mehr zu einer signifikanten Steigerung der Ausgangsleistung. Die vermutlichen Gründe für dieses Verhalten werden in Kapitel 3.3.3 genauer erläutert. Nach diesem Versuch wurden die Pumpdioden gewechselt und das gleiche Experiment mit 969 nm Pumpleistung durchgeführt. Es ergab sich ein höherer differentieller Wirkungsgrad und die maximal erreichbare Ausgangsleistung betrug 806 W, bevor es ebenfalls zu einem Einknicken der Leistungskurve kam. Dies entsprach einer Steigerung der Ausgangsleistung von 49% und stimmt damit mit den Annahmen in [6] überein.
Dieses Experiment zeigt, dass die Verwendung einer Pumpwellenlänge von 969 nm Vorteile für den Multipassverstärker bot, da sich die maximale Ausgangsleistung deutlich steigern ließ. Weiterhin ist dies ein Hinweis darauf, dass thermische Effekte in oder vor der Scheibe die Limitierung für die Skalierung der Ausgangsleistung darstellten, da sich die Grenze der maximalen Ausgangsleistung mit der Pumpwellenlänge verschieben ließ.

3.3 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Unterkapitel sollen die mit dem Multipassverstärker erzielten experimentellen Ergebnisse vorgestellt werden. Dies umfasst zunächst die Skalierung der Ausgangsleistung und Pulsenergie in Kapitel 3.3.1. Hier werden verschiedene Einflussfaktoren, wie die Repetitionsrate, Seedleistung und Anzahl der Reflexionen an der Scheibe untersucht. Anschließend werden in Kapitel 3.3.2 Messungen zur Strahlqualität und Polarisationserhaltung vorgestellt. Mit diesen Erkenntnissen werden dann in Kapitel 3.3.3 Grenzen für die Leistungsskalierung erläutert. Im Anschluss werden in Kapitel 3.3.4 noch das zeitliche und spektrale Verhalten der Pulse, sowie die Langzeitstabilität des Verstärkers (Kapitel 3.3.5) behandelt.

3.3.1 Skalierung der Ausgangsleistung und Pulsenergie

In Bild 3.20 ist die gemessene Ausgangsleistung des Multipassverstärkers gegen die eingestrahlte Pumpleistung aufgetragen. Hier wurde die maximale Seedleistung von 115 W bei 300 kHz Repetitionsrate verwendet. Die Yb:YAG-Scheibe wurde bei einer Wellenlänge von 969 nm gepumpt. Dargestellt sind die Messergebnisse bei einem Einfachdurchgang (20 Reflexionen an der Scheibe) und einem Doppeldurchgang (40 Reflexionen mit Hilfe der Polarisationsdrehung und dem Rückweg durch den Verstärker). Bei einer Pumpleistung von 1550 W und 20 Reflexionen an der Scheibe wurde eine Ausgangsleistung von 614 W erzielt. Zieht man von der erreichten Leistung die Seedleistung ab, so ergibt sich ein optischer Wirkungsgrad des Systems von $\eta_{opt} = \frac{P_{max,Verst} - P_{Seed}}{P_{Pump}} = 32\%$. Bei weiterer Erhöhung der Pumpleistung war keine Steigerung der Ausgangsleistung des Multipassverstärkers mehr möglich. Gleichzeitig wurde eine Fluktuation im Strahlprofil des Ausgangsstrahls beobachtet. Bei 40 Reflexionen an der Scheibe ist eine deutliche Steigerung der Effizienz und der maximalen Ausgangsleistung ersichtlich. Hier wurden 1420 W bei einer Pumpleistung von 2700 W erreicht [42]. Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den Simulationen in Kapitel 3.1.3. Mit diesem Ergebnis konnte die Zielsetzung des Multipassverstärkers von 1 kW Ausgangsleistung deutlich übertroffen werden. Zu dem Zeitpunkt der Messungen war dies die höchste bekannte Ausgangsleistung eines UKP-Lasersystems mit Pulsdauern <100 ps. Die optische Effizienz betrug hier $\eta_{\mathrm{opt}} = 48\%$. Die Ausgangsleistung war dabei pumpleistungslimitiert. Mit der Repetitionsrate von 300 kHz ergibt sich aus den Messungen eine Pulsenergie von 4,7 mJ.

In Bild 3.21 ist der Einfluss der Repetitionsrate auf die Ausgangsleistung des Multipassverstärkers dargestellt. Für diese Untersuchung wurde der Seedlaser bei 800 kHz mit seiner maximalen Ausgangsleistung von 80 W betrieben. Es ergab sich eine Ausgangsleistung von 1105 W [43] bei einer Pumpleistung von 2316 W. Um den Einfluss der Repetitionsrate, und damit der Pulsenergie der zu verstärkenden Pulse, zu untersuchen wurde anschließend der Seedlaser mit 300 kHz Repetitionsrate und jeweils einer Ausgangsleistung von 80 W und 115 W verwendet. Die gemessene Leistungskurve ist ebenfalls in Bild 3.21 dargestellt. Die Kurven bei 80 W sind fast deckungsgleich. Daraus ergibt sich, dass mit dem Multipassverstärker in diesem Repetitionsratenbereich von 300 kHz bis 800 kHz die Ausgangsleistung offenbar unabhängig von der Repetitionsrate und Pulsenergie skalierbar ist. Dies bestätigt die Annahme, dass der Multipassverstärker, als Bauteil ohne optische Schalter, in der Lage ist, einen großen Repetitionsratenbereich abzudecken. Weitere Repetitionsraten konnten mit der vorhandenen Seedquelle nicht untersucht werden. Da

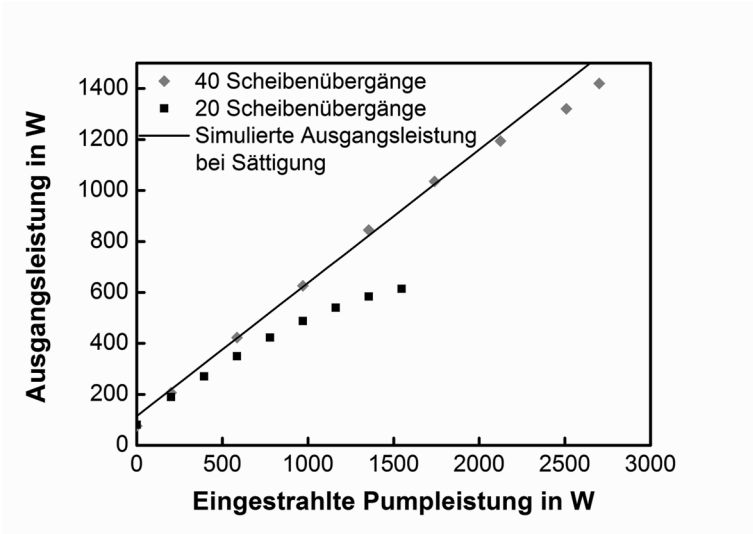


Bild 3.20: Ausgangsleistung des Multipassverstärkers aufgetragen gegen die eingestrahlte Pumpleistung. Bei einer Pumpleistung von 2700 W und 115 W Seedleistung wurde mit 40 Reflexionen an der Scheibe eine Ausgangsleistung von 1420 W erreicht. Die Leistungskennlinie ist in guter Übereinstimmung mit der berechneten Ausgangsleistung (vgl. Kapitel 3.1.3). Mit 20 Reflexionen an der Scheibe wurde eine Ausgangsleistung von 614 W bei einer Pumpleistung von 1550 W erreicht.

aber bei noch höheren Repetitionsraten die Pulsspitzenleistung kleiner ist, ist es wahrscheinlich, dass die Ausgangsleistung sich hier ebenso unabhängig von der Repetitionsrate skalieren lässt. Bei kleineren Repetitionsraten könnten durch die höheren Pulsspitzenleistungen, je nach Seedquelle, Nichtlinearitäten beschränkend wirken oder Verluste durch verstärkte spontane Emission (ASE) auftreten. Der Einfluss der ASE nimmt dabei zu, je weiter sich der Abstand von zwei aufeinanderfolgenden Pulsen der Fluoreszenzlebensdauer des oberen Laserniveaus annähert. Es ist deshalb vermutlich ab einigen kHz Repetitionsrate mit Limitierungen durch ASE zu rechnen.

In Bild 3.22 sind die Leistungskurven für verschiedene Seedleistungen dargestellt. Diese Untersuchungen fanden bei 800 kHz Repetitionsrate statt und nur die Kurve für 115 W wurde bei 300 kHz ermittelt. Allerdings sind, wie bereits dargelegt, die Leistungskurven unabhängig von der Repetitionsrate. Es zeigte sich, dass mit einer höheren Seedleistung sowohl eine höhere optische Effizienz, als auch eine hö-

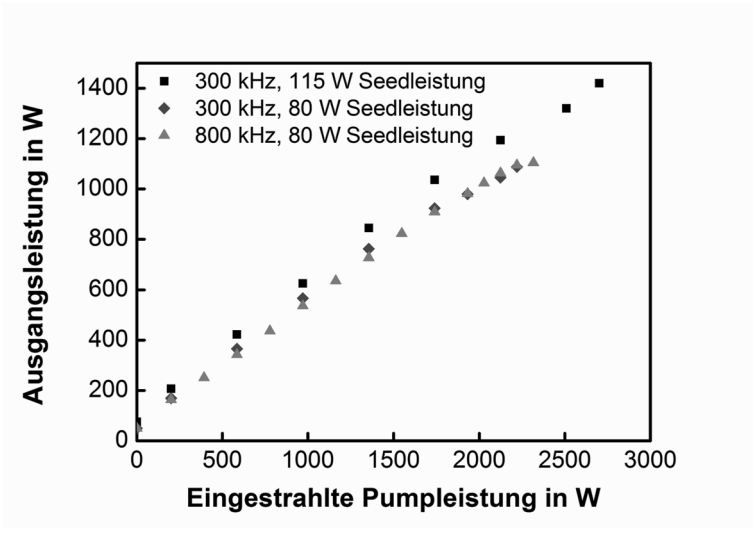


Bild 3.21: Vergleich der Ausgangsleistung des Verstärkers über die eingestrahlte Pumpleistung für verschiedene Repetitionsraten.

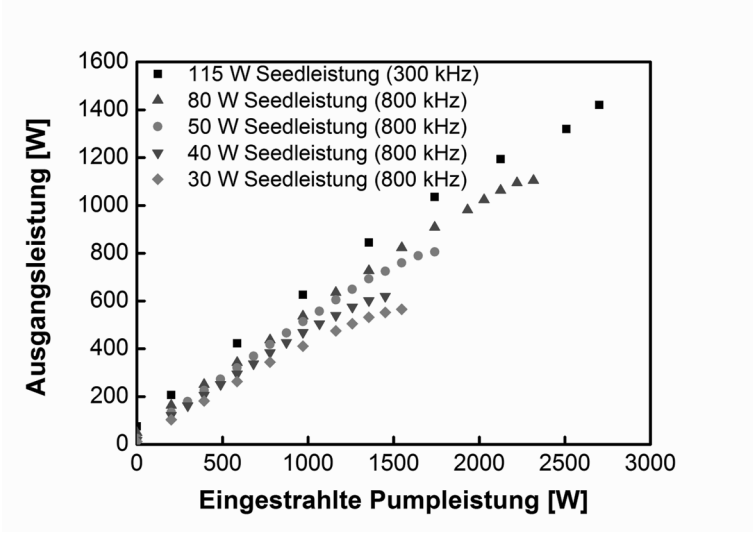


Bild 3.22: Leistungskennlinien für unterschiedliche Seedleistungen.

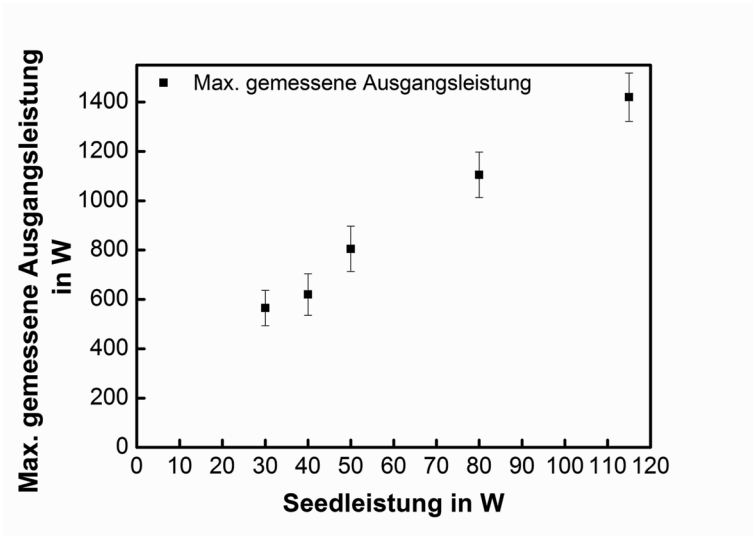


Bild 3.23: Aus Bild 3.22 extrahierte maximale Ausgangsleistung gegen die verwendete Seedleistung. Innerhalb der Fehlertoleranzen folgt diese offenbar annähernd einer Geraden.

here maximal erreichbare Ausgangsleistung zu erzielen waren. Dies ist konsistent mit den Ergebnissen zur Anzahl der Reflexionen an der Scheibe, da eine höhere Seedleistung eine höhere Sättigung der Verstärkung des Lasermediums bewirkt und damit die Energie im Lasermedium effizienter extrahiert wird. Dies führt zudem zu weniger Wärmeentwicklung im Lasermedium und damit erfolgt der Einbruch der Leistungskurve erst bei höheren Ausgangsleistungen. In Bild 3.23 ist die maximale Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Seedleistung (extrahiert aus Bild 3.22) aufgetragen. Durch die relativ ungenaue Bestimmbarkeit des Werts bei dem die Leistungskurve abknickt, ergeben sich hier hohe Toleranzen. Zur Berechnung der Toleranz wird angenommen, dass die Pumpleistung bei welcher die Leistungskurve abknickt mit einem Fehler von etwa 200 W zu bestimmen ist. Die Steigung einer sich aus einer linearen Interpolation der Messergebnisse aus Bild 3.22 bestimmten Geraden wurde mit 200 W multipliziert, um die Toleranz der maximalen Messwerte bei einer bestimmten Seedleistung zu ermitteln. Dennoch zeigt sich, dass die maximal erreichbaren Leistungen näherungsweise auf einer Geraden liegen. Der Gesamtverstärkungsfaktor bei 115 W Seedleistung betrug dabei 12,3. Bei kleineren Seedleistungen war der Gesamtverstärkungsfaktor leicht höher und betrug bei 50 W

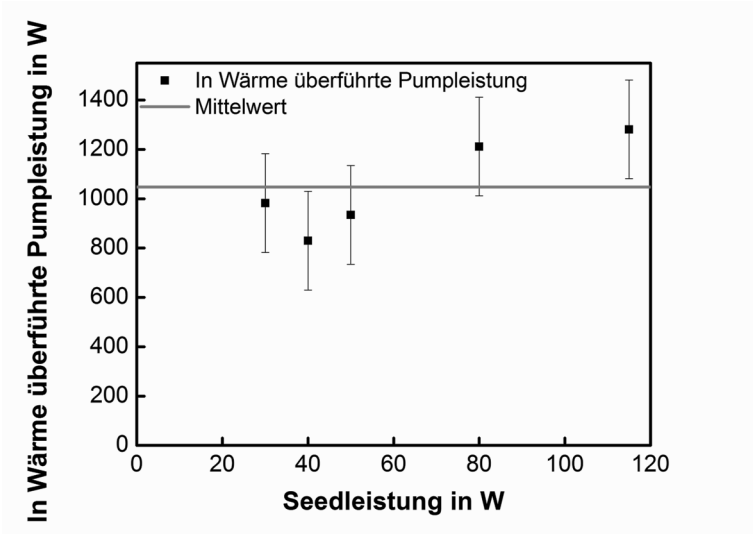
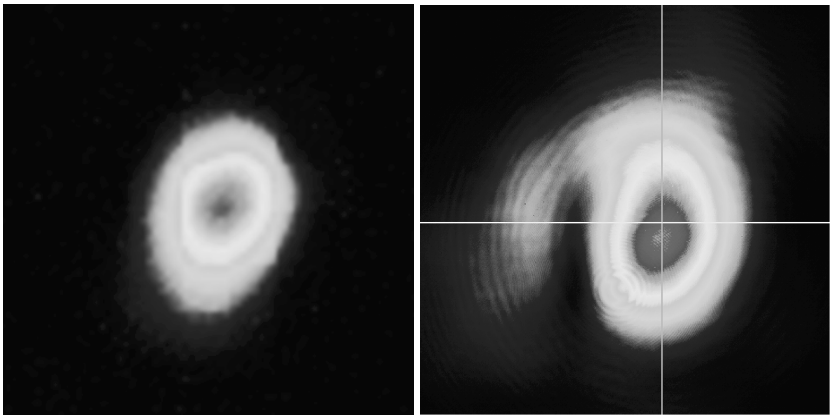


Bild 3.24: Aus Bild 3.22 extrahierte Näherung der in der Scheibe in Wärme umgewandelten Pumpleistung.

beispielsweise 16,1. Ein Versuch bei ca. 3,5 W Seedleistung ergab eine maximale Ausgangsleistung von 105 W bei 528 W Pumpleistung. Der Gesamtverstärkungsfaktor betrug hier also 30.

Ein weiteres Indiz, dass thermische Effekte die Ausgangsleistung limitierten, ergibt sich aus Bild 3.24. Es ist hier näherungsweise die nicht durch den Seedstrahl aus der Scheibe extrahierte, also größtenteils in Wärme überführte, Pumpleistung gegen die Seedleistung aufgetragen. Diese berechnet sich hier aus $P_{Waerme} = P_{Pump} - P_{max,Verst}$. Dies stellt eine Näherung dar, da angenommen wird, dass die komplette nicht durch den Ausgangsstrahl extrahierte Pumpleistung in Wärme übergeht und zudem Verluste im Verstärker nicht berücksichtigt werden. Diese verringern die maximale Ausgangsleistung $P_{max,Verst}$, obwohl tatsächlich mehr Leistung aus der Scheibe extrahiert wurde. Bild 3.24 zeigt, dass P_{Waerme} unter Berücksichtigung der Fehlertoleranz, welche mit etwa 200 W angenommen wurde, immer um den Mittelwert von ca. 1050 W lag. Dabei stieg dieser Wert bei höheren Seedleistungen tendenziell an. Allerdings ist hier zu beachten, dass die höhere Ausgangsleistung in diesem Bereich auch höhere absolute Verluste zur Folge hatte, welche hier nicht berücksichtigt wurden. Die Beobachtungen deuten darauf hin, dass es zu dem Effekt des Einknickens immer bei einem bestimmten Wärmeeintrag kommt. Da der Pumpfleckdurchmesser



(a) (b)

Bild 3.25: a) Aufnahme des Strahlprofils nach dem Verstärker ohne Pumpen bei ca. 70 W Leistung. b) Aufnahme des verstärkten Strahls bei 2500 W Pumpleistung und 1300 W Ausgangsleistung. Bei hohen Ausgangsleistungen ist ein einseitiges Beugungsmuster im Strahlprofil erkennbar.

konstant war, entspricht dies auch einer bestimmten Phasenstufe, bzw. einer bestimmten Stärke des Luftkeils bei dem das Abknicken stattfand. Gleichzeitig lagen die maximal erreichbaren Ausgangsleistungen in Abhängigkeit der Seedleistung auf einer Geraden. Dies kann dadurch erklärt werden kann, dass bei höheren Seedleistungen (durch die stärkere Sättigung der Verstärkung) die optische Effizienz steigt und der maximal tolerierbare Wärmeeintrag erst bei höheren Ausgangsleistungen erreicht wird.

3.3.2 Strahlqualität und Polarisationserhaltung

Wie bereits in Kapitel 3.1 beschrieben, wurde für den Ausgangsstrahl des TruMicro5050 vor dem Verstärker eine Beugungsmaßzahl von $M^2_{\mathrm{Seed,Piko}} = 1{,}15$ gemessen. Das Intensitätsprofil war in sehr guter Näherung gaußförmig mit einer Elliptizität nahe 1. Es wurden nun zwei Einflussfaktoren untersucht.
Der erste Einflussfaktor war die Propagation des Seedstrahls durch den Verstärker ohne Verstärkung. Abgesehen von Absorption in der Scheibe wurden nur passive Komponenten (Spiegel) verwendet und es existierten daher keine bedeutenden thermischen Einflüsse. Im Idealfall, und den Simulationen aus Kapitel 3.1.2.3 folgend,

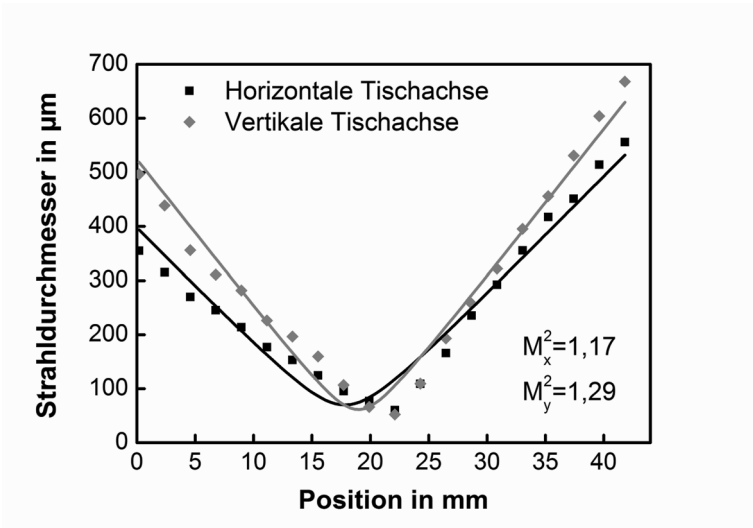


Bild 3.26: Strahlqualitätsmessung bei 1300 W Ausgangsleistung des Verstärkers. Alle Messungen ergaben eine Beugungsmaßzahl von M^2<1,4.

wurde am Verstärkerausgang ein rotationssymmetrisches Gauß'sches Intensitätsprofil erwartet. In Bild 3.25 a) ist eine Kameraaufnahme des Intensitätsprofils am Ausgang des Verstärkers (ca. 1,5 m hinter dem TFP) dargestellt. Der Strahl wies ein Gauß'sches Intensitätsprofil auf bei einer leichten Elliptizität. Diese erklärt sich dadurch, dass die Spiegelmatrix keine rotationssymmetrische Anordnung ist und daher verschiedene Winkel für die x- und y-Achse bei Reflexionen an Spiegeln auftreten. Diese leichte Elliptizität hat aber keinen Einfluss auf die Strahlqualität in den beiden Symmetrieebenen. Messungen der Strahlqualität nach dem Verstärker mit einem kommerziellen Messsystem (WinCamD) bestätigten dies. Diese ergaben hier Werte um M^2= 1,15-1,20. Demnach hatte die reine Propagation durch den Verstärker keinen Einfluss auf die Strahlqualität. Dies kann sich allerdings systemabhängig ändern. Bei Tests mit einem ähnlichen System mit größeren Strahldurchmessern (maximal ca. 8 mm) und gleichem Scheibendurchmesser wurden deutliche Aberrationen im Strahlprofil sichtbar. Als Richtwert wird angenommen, dass ein Verhältnis von Scheiben- und Spiegeldurchmessern zu maximalem Seedstrahldurchmesser von mindestens 2,5-3 sinnvoll ist, um Aberrationen zu vermeiden. Dies gilt insbesondere, da es durch den Luftkeil zu Bewegungen des Seedstrahls auf der Scheibe und den Spiegeln kommt. Mit dem bereits beschriebenen Verhältnis von

Seedstrahl- zu Pumpstrahldurchmesser $\eta_{Verh,Piko}$=0,7-0,8 ergibt sich ein Scheiben- zu Pumpstrahldurchmesser von mindestens etwa 1,75-2,4.
Der zweite Einflussfaktor war die Verstärkung und der Einfluss der thermischen Effekte beim Pumpen. In Bild 3.25 b) ist ein Intensitätsprofil bei 1300 W Ausgangsleistung dargestellt. Es wird ein Beugungsmuster am linken und oberen Rand des Strahlprofils ersichtlich. Dieses Beugungsmuster entwickelte sich kontinuierlich mit Steigerung der Ausgangsleistung. Es war bis zu einigen hundert Watt Ausgangsleistung nur schwach ausgeprägt und wurde im Bereich von 1 kW stärker. Bei den Versuchen mit geringeren Seedleistungen war dieses Verhalten ebenfalls sichtbar, aber das Beugungsmuster setzte bereits früher ein und bei Erreichen der maximalen Ausgangsleistung (Abknicken der Leistungskurve) begann der Strahl zu flackern. Das einseitige Auftreten des Beugungsmusters entstand wahrscheinlich dadurch, dass der Seedstrahl durch den Luftkeil nach oben auf der Scheibe verschoben wurde. Dadurch entstand einseitig mehr Beugung (siehe Kapitel 3.1.2.3). Durch das Umsetzen des Strahls mittels des RMPs wurde auch das Strahlprofil gedreht. Dies bedeutet, dass sich immer die gleiche Seite des Strahls aus dem Pumpfleck bewegte. Dennoch hatte das RMP einen positiven Effekt, da nach dem Umsetzen der Strahl wieder in Richtung der Mitte des Pumpflecks wandert. Eine gemessene Strahlkaustik bei 1300 W Ausgangsleistung (WinCamD) ist in Bild 3.26 dargestellt. Diese Messung ergab M_x^2= 1,17 und M_y^2= 1,29. Es zeigt sich zunächst, dass eine Degradation in der Strahlqualität hauptsächlich in der vertikalen Tischachse stattfand. Durch die Beugung kam es in der Strahltaille zu einer Abweichung der gemessenen Werte mit der angelegten Anpassungskurve. Die gemessenen Kurven zeigten allerdings kleinere Werte als die Anpassungskurve an dieser Position, während der ermittelte Divergenzwinkel gut mit der Messung übereinstimmte. Die Beugungsmaßzahl M^2<1,4 stellt daher eine obere Abschätzung dar. Insbesondere gilt dies, da alle Messungen, auch bei 1,4 kW Ausgangsleistung, immer eine Beugungsmaßzahl M^2< 1,4 ergaben.
Betrachtet man die im Strahlprofil auftretende Beugung, so stellt sich die Frage, ob der Verstärkungsprozess auch zu einer Depolarisation im Strahl führte. Diese depolarisierten Anteile würden nach der Rückpropagation durch den Verstärker durch das TFP transmittiert (in Richtung des Seedlasers) und damit einen Verlust für den Ausgangsstrahl darstellen. Deshalb wurde eine Untersuchung bezüglich der Polarisationserhaltung im Verstärker durchgeführt. Es sollte also die Leistung ermittelt werden, welche nach der Rückpropagation durch das TFP transmittiert wurde. Die Problematik dabei war, dass der zu messende Strahl genau dem gleichen Pfad des Eingangsstrahls des Seedlasers in den Verstärker folgt. Beide Strahlen hatten dabei die gleiche Polarisation, aber propagierten in die entgegengesetzte Richtung.

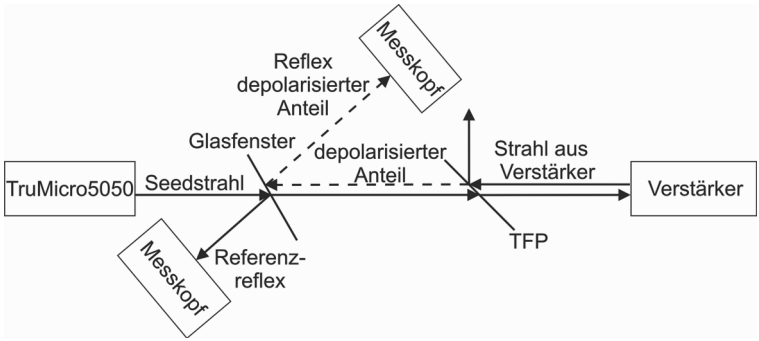


Bild 3.27: Schema zur Vermessung der Leistung des depolarisierten, durch das TFP transmittierten Anteils des verstärkten Strahls. Hierzu wurde ein unbeschichtetes Glasfenster in den Strahlengang vor das TFP eingebracht. Anschließend wurde die Leistung der Reflexe des Seedstrahls und des depolarisierten Anteils vermessen.

Zur Ermittlung der Leistung des depolarisierten Anteils wurde deshalb ein dünnes, unbeschichtetes Glasplättchen unter einem kleinen Winkel in den Strahl zwischen Seedlaser und TFP gestellt (siehe Bild 3.27). Es entstehen so zwei Reflexe auf der Seite des Seedlasers vom Seedlaserstrahl und zwei Reflexe auf der Seite des TFPs vom depolarisierten Anteil. Für beide Reflexe wurde die Leistung gemessen. Dabei wurde die Leistung des Reflexes auf der Seite des Seedlasers als Kalibrierung verwendet. Es wurden ca. 9 W gemessen (8% Vorder- und Rückseitenreflex) und es wurde angenommen, dass diese 9 W einer Leistung von 115 W des einfallenden Seedstrahles entsprechen. Damit ließ sich nun die Leistung des depolarisierten Anteils ermitteln. Es ergab sich, dass auch bei Ausgangsleistungen von 1100 W die Leistung in den Reflexen des depolarisierten Anteils nur 520 mW betrug. Daraus ergab sich die Leistung des depolarisierten Anteils zu ca. 7 W (0,6% der Ausgangsleistung). Die Depolarisation im System ist damit vernachlässigbar klein. Auch nach mehreren Minuten Messung wurde keine signifikante Veränderung ersichtlich. Zusammenfassend wurde für den Ausgangsstrahl des Multipassverstärker bei 1,4 kW eine Beugungsmaßzahl $M^2 < 1{,}4$ ermittelt. Dabei kam es bis zu etwa 1 kW Ausgangsleistung nur zu schwachen einseitigen Beugungseffekten im Strahlprofil, welche ab 1 kW Leistung stärker ausgeprägt waren. Die reine Propagation durch den Verstärker (ohne Pumpen) hatte keinen Einfluss auf die Strahlqualität. Ebenso sind Depolarisationseffekte im Verstärker vernachlässigbar klein.

3.3.3 Erklärung für Leistungsbegrenzung

Aus den in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Ergebnissen lässt sich nun eine Vermutung ableiten, welche Effekte verantwortlich sind für das Abknicken der Leistungskurve. Zunächst deuten die deutliche Verbesserung durch das Zero-Phonon-Line Pumpen (ZPL) und dass das Abknicken bei einem relativ konstanten Wärmeeintrag durch nicht extrahierte Pumpleistung geschah, auf einen thermischen Effekt hin. Es existieren verschiedene thermische Effekte, welche die Ausgangsleistung verringerten und miteinander wechselwirkten. Die Beobachtung, dass das Abknicken einher ging mit dem Einsetzen eines einseitigen Beugungsmusters bis es schließlich bei weiterer Steigerung der Pumpleistung zu einem instabilen Strahlprofil kam, legt die Vermutung nahe, dass Beugung an der durch den Pumpfleck bedingten Phasenstufe eine große Rolle spielte. Die Theorie ist daher, dass eine Steigerung der Pumpleistung zunächst einen Luftkeil erzeugt, welcher nicht perfekt durch das RMP kompensiert wird. Die Seedstrahlen bewegen sich dadurch aus der Mitte des Pumpspots heraus. Durch die gleichzeitige Drehung des Strahls beim Umsetzen am RMP wirkt der Pumpspotrand immer auf derselben Seite des Seedstrahls. Dies führt zu einer hauptsächlich einseitigen Beugung an der Phasenstufe, welche laut Kapitel 3.1.2.3 bei einer bestimmten Größe zu beugungsbedingten Verlusten führt. Gleichzeitig steigt auch die Größe des sphärischen Anteils der thermischen Linse, wodurch der effektive Strahldurchmesser des Seedstrahls auf der Scheibe größer wird und die Phasenstufe mehr Einfluss gewinnt. Zudem ist es auch möglich, dass durch die harte Apertur der Scheibe selbst Verluste entstehen. Sobald nun Verluste entstehen, baut der Seedstrahl die Inversion auf der Scheibe weniger effizient ab. Damit steigert sich wieder die Wärmeentwicklung in der Scheibe. Es kommt so zu einem Aufschaukeln des Effekts. Dies wird zudem noch dadurch verstärkt, dass der Verstärkungskoeffizient von Yb:YAG temperaturabhängig ist [71] [73] und mit steigender Temperatur absinkt wodurch es auch wieder zu einer Wechselwirkung mit den Beugungseffekten kommt. Eine mögliche Erklärung für die Instabilität im Strahlprofil kann außerdem sein, dass der Luftstrom des Luftkeils von einer laminaren in eine turbulente Strömung übergeht. Demnach ist die Vermutung, dass das Abknicken der Leistungskurve durch eine Wechselwirkung verschiedener thermischer Effekte verursacht wird.
Es werden weitere Untersuchungen, insbesondere auch weitergehende Simulationen, zur Klärung des genauen Mechanismus des Abknickverhaltens als nötig erachtet. Eine Verminderung der Auswirkungen der thermischen Effekte in zukünftigen Aufbauten kann auf verschiedene Weisen erfolgen. Eine weitere Verringerung der thermischen Last auf der Scheibe kann durch eine effizientere Kühlung der Scheibe,

beispielsweise durch eine geringere Scheibendicke, erreicht werden. Daraus folgt allerdings eine geringere Verstärkung. Deshalb wären dafür mehr Seedstrahldurchgänge durch den Verstärker und zudem mehr Pumplichtübergänge über die Scheibe notwendig. Eine weitere Möglichkeit der Verbesserung besteht darin, die Seedleistung oder die Anzahl der Seedlaserreflexionen an der Scheibe zu erhöhen um mehr Sättigung der Verstärkung zu erreichen, auch wenn die einzelnen Seedstrahlen auf der Scheibe auseinander wandern. Somit kann die thermische Last bei sehr hohen Pumpleistungen verringert werden.

3.3.4 Zeitliches und spektrales Verhalten der Pulse

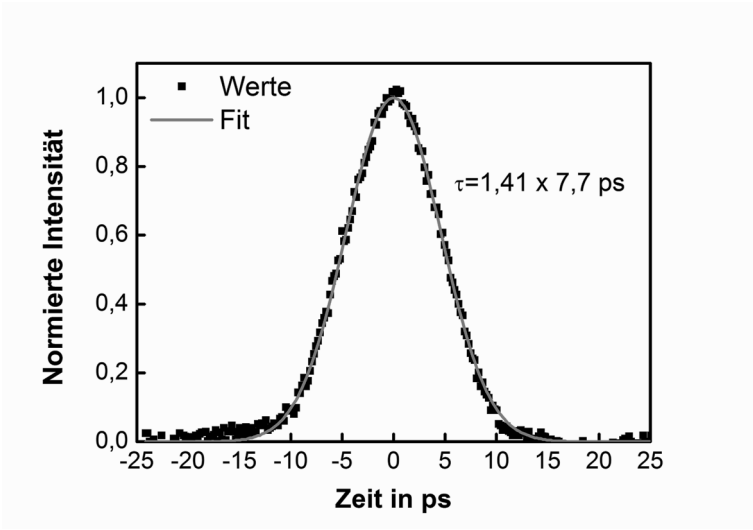


Bild 3.28: Intensitätsautokorrelation der Pulse bei 300 kHz Repetitionsrate und 1300 W Ausgangsleistung. In schwarz sind die Messwerte und in grau der Fit dargestellt. Die ermittelte Pulsdauer (Gauß'sches zeitliches Pulsprofil) betrug 7,7 ps.

Neben der Leistungsskalierung und der Strahlqualität ist auch das zeitliche und spektrale Verhalten der verstärkten Pulse ein wichtiges Kriterium für die spätere Anwendung in der Lasermaterialbearbeitung. Die gemessene Pulsdauer der Seedpulse hinter dem ungepumpten Verstärker betrug 6,5 ps mit der Annahme eines Gauß'schen zeitlichen Intensitätsprofils. Mit steigender Pumpleistung des Verstärkers nahm die Pulsdauer langsam zu. In Bild 3.28 ist eine Autokorrelationsmessung

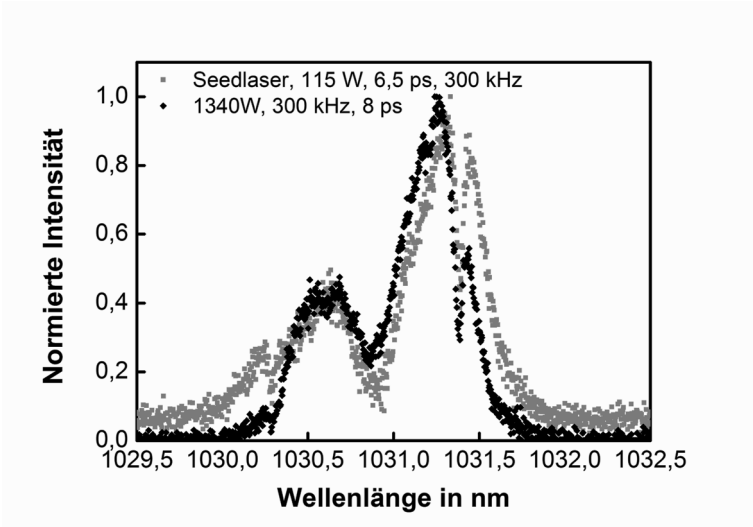


Bild 3.29: Spektrum des Seedlasers (schwarz) und des Ausgangsstrahls des Multipassverstärkers bei 1340 W mittlerer Leistung. Es ist nur leichtes „spectral narrowing“ ersichtlich.

der Pulse bei 1300 W Ausgangsleistung dargestellt. Das Signal wurde dabei hinter einem HR-Spiegel aufgenommen. Die hier gemessene FWHM-Pulsdauer betrug bei 1300 W 7,7 ps. Es wurden dabei ein Gauß'sches zeitliches Intensitätsprofil angenommen, da dies die beste Anpassung ergab. Da auch Messwerte von 7,9 ps erfasst wurden, wird als Obergrenze der Pulsdauer $\tau_{\mathrm{max,Piko}} < 8$ ps angenommen. Berücksichtigt man die Pulsenergie von 4,7 mJ und die zeitliche Pulsform (Korrekturfaktor 0,94 [77]), so ergibt sich eine Pulsspitzenleistung von $P_{\mathrm{Puls,Spitze,Piko}} = 0,94 \times 0,59$ GW= 0,56 GW. Dies ist im Vergleich zu anderen UKP-Lasersystemen mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich (vgl. [30]) eine sehr hohe Pulsspitzenleistung, trotz der vergleichsweise langen Pulse.

Neben der Dauer der Pulse wurden auch deren Spektren untersucht. In Bild 3.29 ist das Spektrum des Seedlasers und das Spektrum des verstärkten Strahls bei 1340 W dargestellt. Der TruMicro wurde bei 300 kHz Repetitionsrate und 115 W Ausgangsleistung weit über den Spezifikationen betrieben. Das Seedlaserspektrum ist aufgrund der hohen Spitzenintensitäten daher deutlich durch spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation gekennzeichnet. Da die Leistungsregelung des genutzten Seedlasers über eine im System integrierte, aber externe, Pockels-

zelle erfolgte, war das Spektrum unabhängig von der Seedleistung. Der Vergleich zum Spektrum bei 1340 W zeigt, dass im Verstärker leichtes „spectral narrowing“ ([78],[79]) auftrat. Dies tritt bei sehr hohen Verstärkungsfaktoren auf und beschreibt eine Einengung des Verstärkungsspektrums. Offensichtlich spielte spektrale Verbreiterung durch Selbstphasenmodulation hier noch keine große Rolle, auch da die Wahl der QKFP als Propagationskonzept die Selbstphasenmodulation im Verstärker beschränkte.

3.3.5 Langzeitstabilität

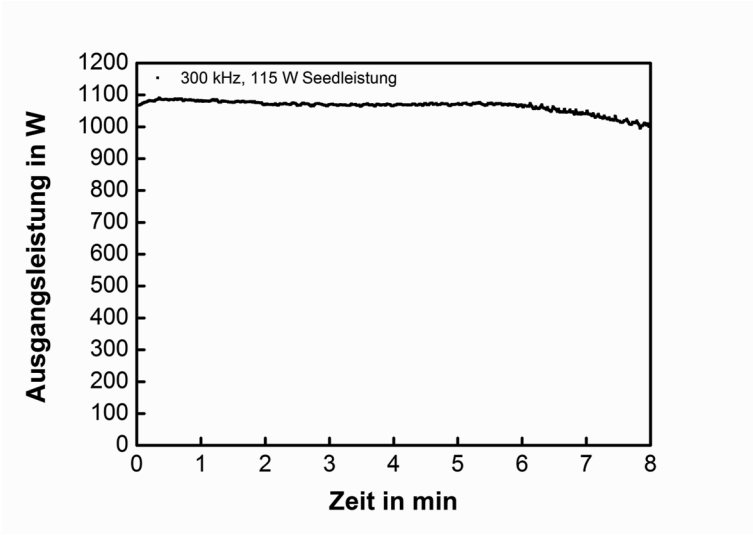
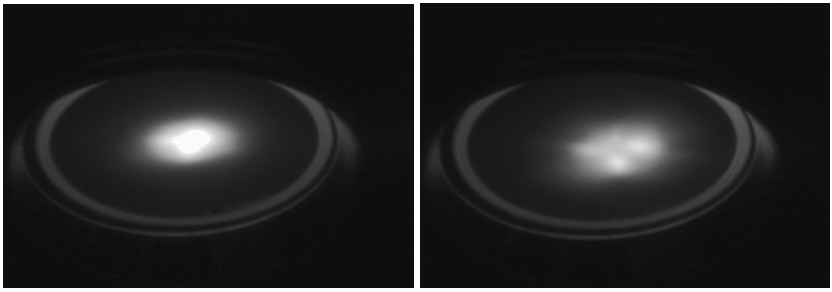


Bild 3.30: Langzeitmessung der Ausgangsleistung bei 1950 W Pumpleistung, 115 W Seedleistung und 300 kHz Repetitionsrate. Die Messung begann bei ca. 1080 W Ausgangsleistung. Nach 8 Minuten sank die Leistung langsam auf 1000 W.

Ein weiterer wichtiger Punkt für die Lasermaterialbearbeitung ist die Langzeitstabilität der Ausgangsleistung des Multipassverstärkers. Hierzu wurde der Verstärker bei verschiedenen Ausgangsleistungen betrieben und diese über mehrere Minuten protokolliert. In Bild 3.30 ist eine Messung bei 115 W Seedleistung, 300 kHz Repetitionsrate und 1950 W Pumpleistung dargestellt. Die Messung begann bei ca. 1080 W Ausgangsleistung. Anschließend wurde zunächst eine leichte Steigerung



(a) (b)

Bild 3.31: a) Kameraaufnahme der Faltung des Seedstrahls über die Scheibe bei einer Breadboardtemperatur von 20,8°C b) Gleiche Aufnahme bei Aufheizen des Breadboards um 1 K mit einer Heizfolie vor der Spiegelmatrix. Temperaturschwankungen hatten demnach ein Wandern der Seedstrahlen auf der Scheibe zur Folge.

der Ausgangsleistung und dann ein leichter Abfall beobachtet. Dieses Verhalten war wahrscheinlich der Trägheit des Messkopfes geschuldet. Anschließend entstand bis ca. Minute 6 ein Plateau. Nach diesem Zeitpunkt begann die Leistung langsam zu fallen und die Messung endete nach 8 Minuten bei 1000 W. Dies entsprach einem Abfall von 8%. Nach Abschalten der Pumpquelle wurde ersichtlich, dass die Seedstrahlen auf der Scheibe auseinandergelaufen waren und deshalb vermutlich die Inversion ineffizienter abbauten. Nach ca. 5-10 Minuten Abkühlphase überlappten die Seedstrahlen wieder gut auf der Scheibe, weshalb nach Anschalten der Pumpquelle die ursprüngliche Ausgangsleistung wieder erreicht wurde. In einem weiteren Experiment fiel nach anfänglich 500 W Ausgangsleistung diese nach 12,5 Minuten um 6% auf 470 W. Bei 200 W Ausgangsleistung war diese für über 30 Minuten stabil. Diese Beobachtungen sprechen dafür, dass die Leistungsdegradation auf die Thermalisierung des Verstärkers zurückzuführen ist. Offenbar erwärmten sich, durch die Pumpstrahlung und den im Verstärker propagierenden Strahl, die verschiedenen Komponenten und verformten sich daher, was wiederum eine Auswirkung auf die Strahllage des im Verstärker propagierenden Seedstrahls hatte. Dabei ist zu bedenken, dass die optische Weglänge im Verstärker ca. 170 m betrug. Diese Theorie wird untermauert durch ein weiteres Experiment. Der Seedlaser wurde mit einigen hundert mW Leistung betrieben und die Scheibe wurde nicht gepumpt. Demnach propagierte der Seedstrahl durch den Verstärker ohne dass mit einer Aufheizung durch Pump- oder Seedstrahl zu rechnen war. Auf das Breadboard wurde lokal vor der Spiegelmatrix eine Heizfolie geklebt und mit einem Thermo-

element die Temperatur des Breadboards ca. 15 cm vor der Spiegelmatrix gemessen. Gleichzeitig wurden die Seedstrahlreflexionen an der Scheibe mit Hilfe einer Kamera beobachtet. In Bild 3.31 a) ist die Ausgangssituation bei 20,8°C Breadboardtemperatur dargestellt. Die Teilstrahlen der verschiedenen Reflexionen des Seedstrahls an der Scheibe überlappten in der Mitte der Scheibe. Nach einer Steigerung der Temperatur um 1 K liefen die Seedstrahlen auseinander (vgl. Bild 3.31 b)). Offenbar verformte sich das Breadboard, bzw. die Luft über dem Breadboard erwärmte sich und es kam zu einer Ablenkung der Seedstrahlen. Im tatsächlichen Betrieb ist die Aufheizung sicher nicht lokal beschränkt wie in diesem Experiment, aber es kann ein guter qualitativer Eindruck des Mechanismus gewonnen werden. Experimente mit gezielter Aufheizung anderer opto-mechanischer Komponenten ergaben ähnliche Ergebnisse. Hieraus wurde die Lösungsstrategie zur Erzielung einer Langzeitstabilität von Multipassverstärkern abgeleitet, welche eine effiziente Wasserkühlung und Temperaturstabilisierung der opto-mechanischen Komponenten umfasst. Gleichzeitig sollten Breadboards mit wenig thermischer Ausdehnung, hoher Wärmeleitfähigkeit oder ebenfalls Wasserkühlung verwendet werden.

3.4 Zweite Generation des Multipassverstärkers

Ausgehend von den beschriebenen Erkenntnissen wurde ein zweiter Multipassverstärker konstruiert mit der Zielsetzung, die erzielbare Ausgangsleistung weiter zu steigern und gleichzeitig die Langzeitstabilität zu verbessern. In diesem Abschnitt wird zunächst der Aufbau erläutert und anschließend werden erste mit diesem System erzielte Ergebnisse diskutiert.

3.4.1 Aufbau

In diesem Experiment wurde die gleiche Seedquelle verwendet, wie in den vorherigen Untersuchungen (TruMicro5050, 115 W mittlere Leistung, 300 kHz Repetitionsrate, 6,5 ps Pulsdauer). Der Aufbau des Multipassverstärkers basierte auf dem Verstärker der ersten Generation (siehe Kapitel 3.2.1) und ist in Bild 3.32 dargestellt. Im Vergleich zum Verstärker der ersten Generation wurden allerdings einige Verbesserungen vorgenommen. Um die Anzahl der Reflexionen des Strahls an der Scheibe zu erhöhen, wurden 60 Spiegel in der Spiegelmatrix verwendet. Dies führte bei einem Doppeldurchgang durch den Verstärker zu 60 Reflexionen an der Scheibe. Da die Ausgangsleistung des Verstärkers der ersten Generation durch die

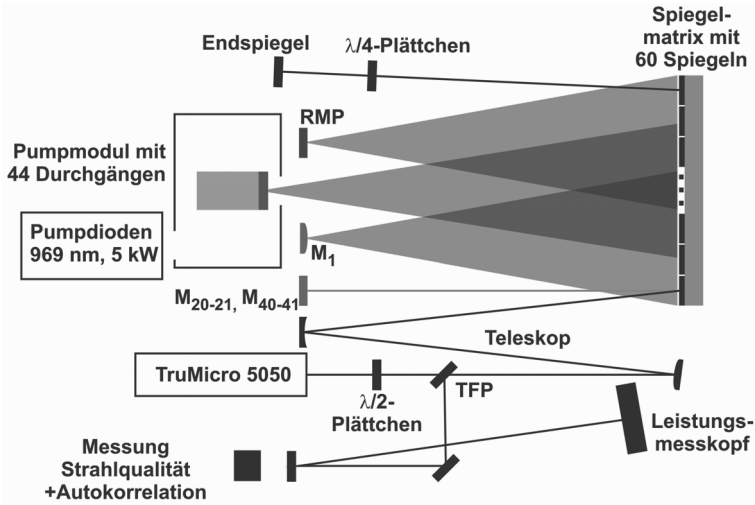


Bild 3.32: Aufbau des Multipassverstärkers der zweiten Generation.

verfügbare Pumpleistung (2,7 kW) limitiert war, wurden in diesem Experiment Pumpdioden (Firma Trumpf) mit bis zu $P_{\text{Pump,2. Gen.,max}}$=5 kW Leistung bei einer Wellenlänge von 969 nm verwendet. Der Pumpfleckdurchmesser betrug dabei $d_{\text{Pump,2. Gen.}}$=10 mm. Dies erforderte eine Anpassung der Apertur der Scheibe. Die Scheibe (Trumpf) hatte einen Durchmesser von $d_{\text{Scheibe,2. Gen.}}$=20 mm (ca. 18 mm nach Rondierung). Die sonstigen Eigenschaften der auf einen Diamanten geklebten Scheibe waren denen der Scheibe im Verstärker der ersten Generation ähnlich. Der konkave Krümmungsradius der Scheibe betrug $\text{RoC}_{\text{Scheibe,2. Gen.}}$=20 m, die Dicke ca. $T_{\text{Scheibe,2. Gen.}}$=125 μm und die Dotierungskonzentration etwa 10-11 %. Die Scheibe war in einem Pumpmodul (Trumpf) mit 44 Pumplichtdurchgängen montiert. Der größere Pumpspotdurchmesser erforderte weiterhin eine Anpassung der Propagation des Seedlaserstrahls im Verstärker. Dazu wurde der bisher plane Spiegel M_1 durch einen konvex gekrümmten Spiegel mit einem Krümmungsradius von 20 m ersetzt. Dies erforderte auch eine Anpassung der Krümmungsradien der Umsetzspiegel $M_{20\text{-}21}$ und $M_{40\text{-}41}$, sowie des Endspiegels auf 20 m. Wegen der größeren Spiegelmatrix wurden weiterhin die Abstände der Optiken im Verstärker angepasst. Der Abstand der Scheibe zur Spiegelmatrix betrug in diesem Experiment $L_{\text{Scheibe-Matrix,2. Gen.}}$=1370 mm. Der Abstand der Spiegelmatrix zu Spiegel M_1 betrug $L_{\text{M1-Matrix,2. Gen.}}$=1180 mm und der Abstand der Spiegelmatrix zum RMP $L_{\text{RMP-Matrix,2. Gen.}}$=1130 mm. Dies führte bei einem Doppeldurchgang durch den

Verstärker (60 Reflexionen an der Scheibe) zu einer optischen Weglänge von insgesamt etwa 305 m. Gleichzeitig wurde zur Anpassung des Seedstrahldurchmessers am Eingang des Verstärkers ein Teleskop verwendet. Das Teleskop bestand aus einem konvexen Spiegel mit einem Krümmungsradius von 8 m, sowie einem konkaven Spiegel mit einem Krümmungsradius von 10 m. Der Abstand zwischen den beiden Spiegel betrug 500 mm. Der Durchmesser des Seedstrahls am Eingang des Verstärkers stieg somit von 5,5 mm auf $d_{\text{SeedBeginn,2. Gen.}}$=6,9 mm. Der Strahldurchmesser im Verstärker oszillierte anschließend zwischen 8,5 mm und 1,4 mm.
Zur Verbesserung der Langzeitstabilität des Verstärkers wurde die in Kapitel 3.3.5 beschriebene Lösungsstrategie angewendet. So wurde ein Breadboard verwendet, welches aus einem Block Gussaluminium gefräst wurde. Das Breadboard hatte eine Grundfläche von 2 m x 1 m. Das Aluminium bewirkte dabei eine hohe Wärmeleitfähigkeit. Gleichzeitig wurden Kühlbohrungen in das Breadboard eingebracht und dieses unter Verwendung eines Kühlgerätes temperaturstabilisiert. Die verwendete Wassertemperatur betrug dabei (wie bei allen Komponenten im Aufbau) 25° C, was der Umgebungstemperatur entsprach. Weiterhin wurden die Spiegel für das RMP in diesem Experiment in einem wassergekühlten Kupferblock gehaltert. Zudem wurde die Halterung der Spiegelmatrix verbessert, indem eine dickere Kupfergrundplatte (4 cm) verwendet und diese zudem mit einer Aluminiumverschalung versehen wurde. Alle Spiegel wurden zusätzlich in temperaturstabilen Haltern auf dickeren (1,5 Zoll) Sockeln montiert. Das TFP und die Viertelwellenplatte wiesen zudem größere Aperturen auf und ihre Halterung wurde stabiler konstruiert.

3.4.2 Mit der zweiten Generation des Multipassverstärkers erzielte Ergebnisse

In Bild 3.33 ist die mit dem Verstärker der zweiten Generation erzielte Ausgangsleistung gegen die eingestrahlte Pumpleistung dargestellt. Es wurde eine maximale Ausgangsleistung von 2051 W erreicht bei einer Pumpleistung von 3570 W. Dies entspricht (nach Abzug der Seedleistung) einer optischen Effizienz von 54%. Das System stellt die weltweit erste UKP-Laserquelle (Pulsdauern <100 ps) mit einer Ausgangsleistung von mehr als 2 kW dar und ist damit das derzeit leistungsstärkste UKP-System. Mit der verwendeten Repetitionsrate von 300 kHz ergibt sich eine Pulsenergie von 6,8 mJ. In Bild 3.34 ist eine gemessene Intensitätsautokorrelation bei 2 kW mittlerer Leistung dargestellt. Unter der Annahme einer Gauß'schen zeitlichen Pulsform wurde eine Pulsdauer von $\tau_{\text{max,2. Gen.}}$=8 ps ermittelt. Damit ergibt

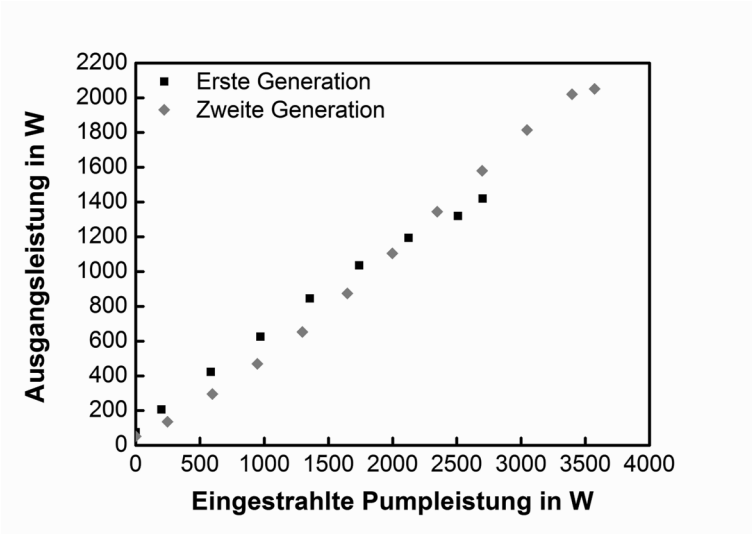


Bild 3.33: Vergleich der Ausgangsleistungen gegen Pumpleistungen für den Verstärker der ersten und zweiten Generation.

sich eine Pulsspitzenleistung von $0,94 \times 0,85$ GW= 0,80 GW. Bei Messungen der Spektren des Ausgangsstrahls wurde keine signifikante Änderung der spektralen Breite bei verschiedenen Leistungen beobachtet. Bei der Betrachtung des Strahlprofils mit einer Kamera wurden deutliche Aberrationen beobachtet, welche mit zunehmender Pumpleistung stärker wurden. Die Verbesserung der Strahlqualität wird daher Gegenstand weiterer Untersuchungen sein.

In Bild 3.35 ist eine Langzeitmessung über zwei Stunden bei einer Pumpleistung von 2 kW dargestellt. Der Verstärker wurde vor Beginn der Messung einige Zeit betrieben und befand sich daher näherungsweise im thermischen Gleichgewicht. Es wird ersichtlich, dass die Ausgangsleistung über den gemessenen Zeitraum nahezu konstant war und nur mit einer Standardabweichung von 0,5% um den Mittelwert von 1202 W schwankte. Dies stellt im Vergleich zum Verstärker der ersten Generation eine deutliche Verbesserung der Langzeitstabilität bei einer ähnlichen Ausgangsleistung dar.

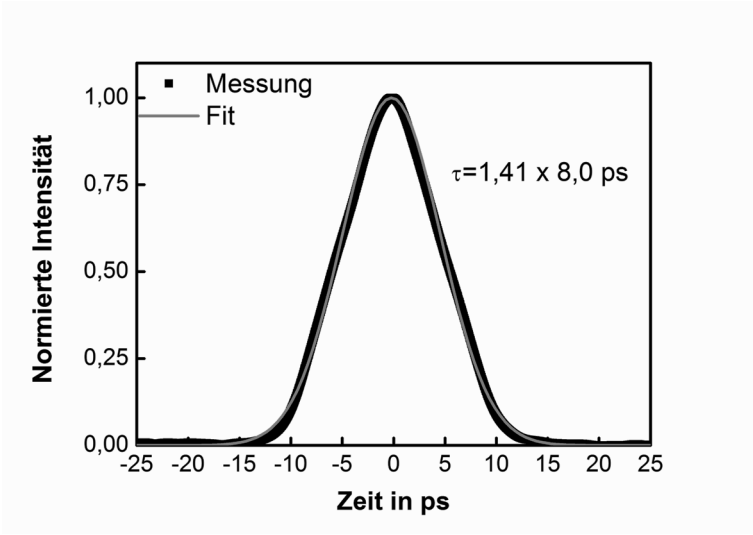


Bild 3.34: Intensitätsautokorrelation und Gauß'sche Fitfunktion bei 2000 W Ausgangsleistung des Multipassverstärkers der zweiten Generation. Es wurde eine Pulsdauer von 8 ps gemessen.

3.5 Verstärkung von Femtosekundenpulsen

Im Folgenden wird ein Experiment mit einem weiteren Multipassverstärker zur Verstärkung von Seedpulsen mit Pulsdauern im Femtosekundenbereich beschrieben. Dies zeigt auf, dass dieses Verstärkerkonzept nicht auf Pikosekundenpulse beschränkt bleibt, sondern sehr flexibel bezüglich der verwendeten Seedpulse sind. Gleichzeitig ließen sich sehr hohe Spitzenintensitäten erzielen. Dies wiederum erlaubt die Auswirkungen von sehr hohen B-Integralen zu untersuchen.

3.5.1 Aufbau

Für das hier beschriebene Experiment wurde ein weiterer Multipassverstärker realisiert, welcher annähernd baugleich zu dem in Kapitel 3.2.1 beschriebenen System war. Der Hauptunterschied im Multipassverstärker selbst bestand darin, dass statt 40 Spiegeln in der Spiegelmatrix nun 60 Spiegel verwendet wurden. Bei einem Einfachdurchgang durch den Verstärker waren damit 30 Reflexionen an der Scheibe

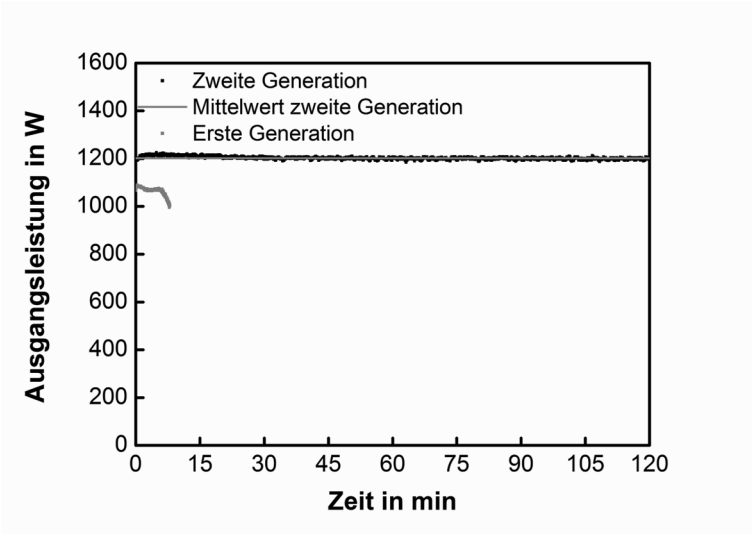


Bild 3.35: Langzeitmessung der Ausgangsleistung bei 2000 W Pumpleistung mit dem Multipassverstärker der zweiten Generation. Zum Vergleich ist die Langzeitmessung mit dem Verstärker der ersten Generation (vgl. Bild 3.30 dargestellt.

und bei einem Doppeldurchgang folglich 60 Reflexionen an der Scheibe möglich. Die Scheibe selbst bestand wieder aus Yb:YAG mit einer Dicke von $T_{Scheibe,Femto}$= 110 μm, einem Durchmesser von $d_{Scheibe,Femto}$= 15 mm, einer Dotierungskonzentration von 10-11% und einem konkaven Krümmungsradius von $RoC_{Scheibe,Femto}$= 20 m. Die Scheibe befand sich in einem G1-Modul und wurde bei einer Wellenlänge von 969 nm mit maximal $P_{Pump,Femto,max}$= 1000 W gepumpt. Durch die geringere Pumpleistung im Vergleich zu den Experimenten mit Pikosekundenpulsen konnte ein kleinerer Pumpfleckdurchmesser verwendet werden. Dieser betrug $d_{Pump,Femto}$= 4,7 mm. Die Entfernung zwischen Scheibe und Spiegelmatrix war $L_{Scheibe\text{-}Matrix,\ Femto}$= 1150 mm. Der Abstand von Spiegel M_1 zur Spiegelmatrix betrug $L_{M1\text{-}Matrix,\ Femto}$= 1000 mm und der Abstand von RMP zur Spiegelmatrix $L_{RMP\text{-}Matrix,Femto}$= 950 mm. Die entscheidende Änderung für das Experiment war der Tausch der Seedquelle. Hier wurde ein TruMicro5050 Femto Edition verwendet. Dieser Laser ließ sich bei 200 kHz und 800 kHz betreiben. Die gemessene Pulsdauer am Ausgang der Seedquelle betrug $\tau_{Seed,Femto,200kHz}$= 805 fs bei 200 kHz und $\tau_{Seed,Femto,800kHz}$= 833 fs bei 800 kHz. Dabei wurde jeweils eine $sech^2$-Anpassungsfunktion verwendet. Bei beiden Repetitionsraten betrug die maxima-

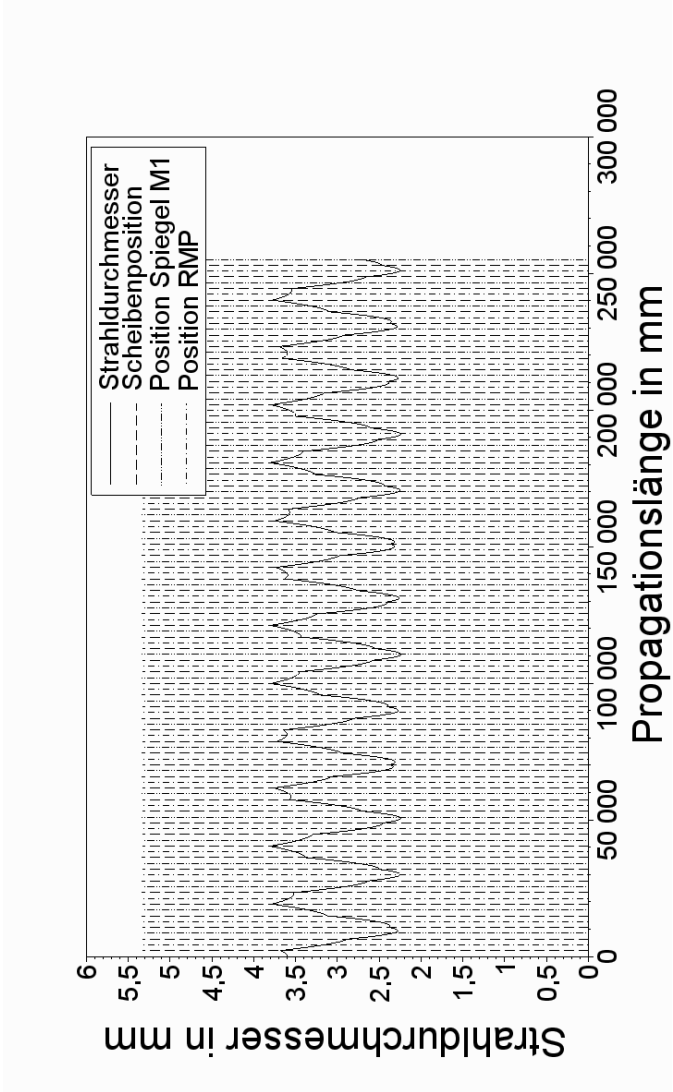


Bild 3.36: Strahldurchmesser gegen Verstärkerlänge für das fs-Experiment. Durch den kleineren Anfangsstrahldurchmesser ist die Modulationstiefe deutlich weniger ausgeprägt und der minimale Strahldurchmesser deutlich größer als in Bild 3.2.

le Ausgangsleistung des Seedlasers $P_{Seed,Femto}$= 40 W. Die Beugungsmaßzahl des Seedstrahls wurde mit $M^2_{Seed,Femto}$< 1,2 gemessen. Der Strahl war dabei in guter Näherung gaußförmig bei einem Strahldurchmesser von 5 mm. Da der Pumpfleckdurchmesser $d_{Pump,Femto}$= 4,7 mm betrug, wurde der Seedstrahl mit einem Spiegelteleskop auf $d_{SeedBeginn,Femto}$= 3,6 mm angepasst (kollimiert). Somit ergab sich ein Verhältnis von Seedstrahldurchmesser zu Pumpfleckdurchmesser von $\eta_{Verh,Femto}$= 77%.
In Bild 3.36 ist der Strahldurchmesser entlang der Propagation durch den Verstärker aufgetragen. Die Länge des Strahlengangs im Verstärker betrug nun etwa 255 m. Es wird ersichtlich, dass durch den kleineren Strahldurchmesser zu Beginn der Propagation die Modulationstiefe deutlich abnahm. Gleichzeitig war der minimale Strahldurchmesser (M^2=1 angenommen für eine bessere Vergleichbarkeit) mit ca. 2,25 mm deutlich größer als dies bei der Propagation in den Pikosekundenverstärkern der Fall war (siehe Bild 3.2).

3.5.2 Ergebnisse mit Femtosekundenpulsen und Einfluss des B-Integrals

In Bild 3.37 sind die bei einem Doppeldurchgang durch den Verstärker gemessenen Leistungskurven für 200 kHz und 800 kHz Repetitionsrate dargestellt. Zunächst ist ersichtlich, dass die Ausgangsleistung wieder von der Repetitionsrate unabhängig skalierbar ist, wodurch die anfänglichen Annahmen und die Experimente mit den ps-Pulsen bestätigt werden. Mit 800 W Pumpleistung wurde jeweils eine Ausgangsleistung von 400 W erreicht. Dies entspricht einer optischen Effizienz von η_{opt}= 45% wenn die Seedleistung abgezogen wird.
Der bei 800 kHz aufgenommene Punkt mit 900 W Pumpleistung und 425 W Ausgangsleistung zeigt, dass hier der Punkt des Abknickens erreicht wurde, wobei es zu Strahlprofilfluktuationen kam.
Für 200 kHz Repetitionsrate ergab sich eine Pulsenergie von 2 mJ. Bei der Messung mit 200 kHz Repetitionsrate sind bei 0 W und 800 W Pumpleistung die Strahlprofile gezeigt und die Beugungsmaßzahl angegeben. Es bestätigte sich die Beobachtung des ps-Experiments mit dem Verstärker der ersten Generation, dass bei kleinen Pumpleistungen der Ausgangsstrahl nahezu beugungsbegrenzt ist. Mit zunehmender Pumpleistung degradierte die Strahlqualität leicht und bei 400 W wurde eine Beugungsmaßzahl von ca. M^2= 1,3 gemessen. Dies ging einher mit dem Einsetzen eines einseitigen Beugungsmusters.
In Bild 3.38 ist eine Intensitätsautokorrelation, aufgenommen bei 200 kHz und

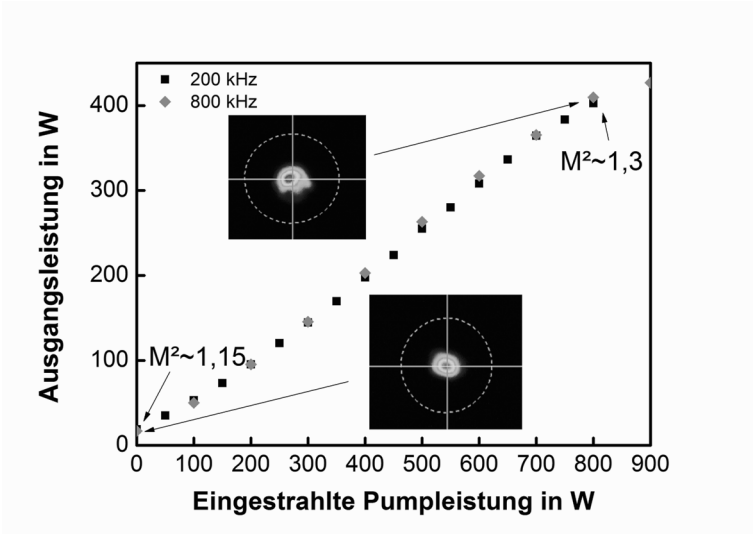


Bild 3.37: Ausgangsleistung gegen einfallende Pumpleistung bei der Verstärkung von Femtosekundenpulsen. In schwarz sind die gemessenen Werte für 200 kHz und in grau für 800 kHz dargestellt. Bei 200 kHz sind für 0 W und 800 W Pumpleistung (400 W Ausgangsleistung) zudem jeweils das Strahlprofil und die gemessene Beugungsmaßzahl gezeigt.

400 W Ausgangsleistung, dargestellt. Es wurde eine Pulsdauer von 885 fs gemessen ($sech^2$). An den Pulsflanken ist dabei eine deutliche Abweichung von der idealen $sech^2$-Pulsform zu erkennen, was einen Hinweis auf Selbstphasenmodulation gibt. Die Seedpulsdauer vor dem Verstärker betrug bei dieser Repetitionsrate 805 fs. Auch hier war bereits eine leichte Abweichung von der $sech^2$-Pulsform an den Pulsflanken erkennbar. Nach der Propagation durch den Verstärker betrug die gemessene Seedpulsdauer 831 fs. Die Pulsspitzenleistung war bei 400 W Ausgangsleistung unter der Annahme von Pulsen mit einem hyperbolischen Sekansprofil (Korrekturfaktor 0,88 [80]) mit $P_{Puls,Spitze,Femto}$= 2,26 GW × 0,88= 1,99 GW außerordentlich hoch. Aus der Simulation ergab sich hier ein B-Integral von $B_{Femto,max}$= 17,8 rad für den Fall, dass 400 W Leistung bei 885 fs Pulsdauer und M^2= 1 von Beginn an durch den Verstärker propagieren. Selbst unter der Annahme einer thermischen Linse, einer etwas höheren Beugungsmaßzahl und dass die Pulse nicht von Beginn an mit dieser Pulsspitzenleistung durch den Verstärker propagierten, bleibt das B-Integral doch relativ hoch. Offensichtlich bewirkte dies bei einer Steigerung der Ausgangsleistung eine Zunahme der Pulsdauer, welche allerdings insgesamt nur et-

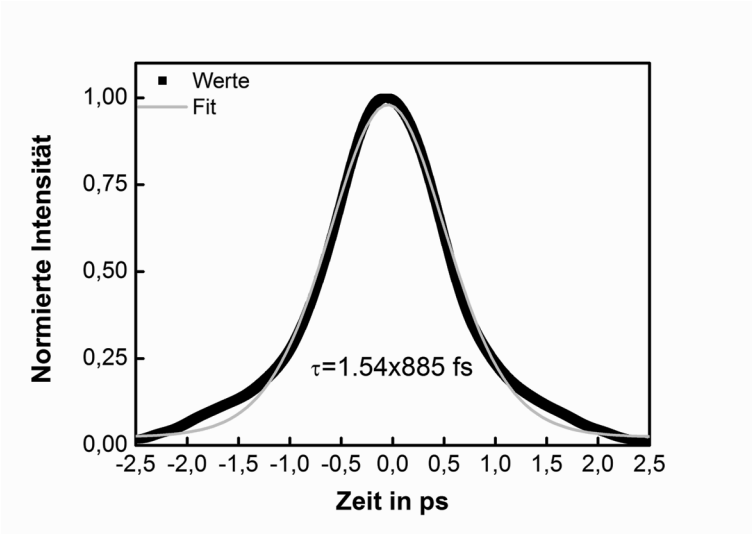


Bild 3.38: Intensitätsautokorrelation der Pulse bei 200 kHz Repetitionsrate und 400 W Ausgangsleistung. Die Pulsdauer ($sech^2$) betrug 885 fs und war damit nur leicht größer als die Pulsdauer des Seedlasers.

wa 10% betrug.

Die Autokorrelation bei 800 kHz und 400 W Ausgangsleistung ergaben eine Pulsdauer von 833 fs. Die Seedpulsdauer nach dem Verstärker (ohne Pumpen) betrug 841 fs. Vor dem Verstärker wurden 833 fs gemessen. Offensichtlich gab es hier innerhalb der Messungenauigkeit des Autokorrelators keine bedeutende Verlängerung der Pulsdauer mit zunehmender Ausgangsleistung. An den Flanken der Pulse war die Abweichung zur $sech^2$-Pulsform auch deutlich geringer ausgeprägt als im Fall von 200 kHz Repetitionsrate.

Sehr viel deutlicher wurden die Auswirkungen des hohen B-Integrals im Spektrum. Dazu wurde der Ausgangsstrahl des Verstärkers, statt in den Autokorrelator, direkt in ein Ocean Optics Spektromometer (ohne Faser) eingekoppelt. In Bild 3.40 ist für 200 kHz Repetitionsrate das Spektrum des Seedstrahls vor dem Verstärker, nach dem Verstärker, sowie für den Ausgangsstrahl bei 200 W und 400 W mittlerer Leistung dargestellt. Der Seedstrahl vor dem Verstärker besaß näherungsweise ein spektrales $sech^2$-Profil. Nach dem Verstärker war das Spektrum etwas eingeengt mit schwachen Seitenflügeln. Bei 200 W Ausgangsleistung kam es zu starker Selbstphasenmodulation, welche bei 400 W noch stärker wurde. Das Spektrum besaß nun

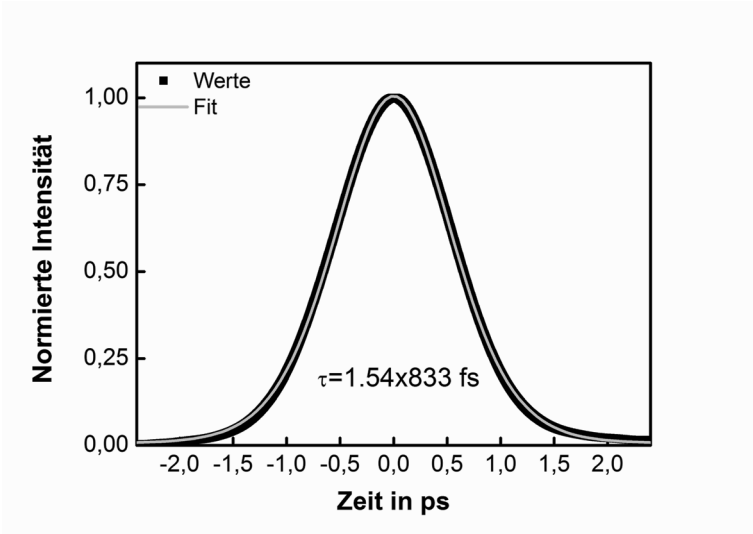


Bild 3.39: Intensitätsautokorrelation der Pulse bei 800 kHz Repetitionsrate und 400 W Ausgangsleistung. Hier betrug die gemessene Pulsdauer 833 fs und war damit praktisch gleich wie die Pulsdauer des Seedlasers.

Ausläufer von ca. 1015 nm bis 1038 nm. Offenbar hatte die Verstärkung und das hohe B-Integral bei der vergleichsweise niedrigen Repetitionsrate von 200 kHz die Auswirkung auf den Puls, dass sich die Pulsdauer nur um ca. 10% verlängerte (von 805 fs auf 885 fs), aber das Spektrum dafür sehr breit wurde. Ein Puls mit einem solch breiten Spektrum kann durch chromatische Dispersion anschließend deutlich schneller eine Pulsverlängerung erfahren. Dies konnte auch bereits in der Messung der Fall gewesen sein, da der Strahl zum einen sehr lang durch die Luft im Verstärker propagierte. Zum anderen propagierte er durch das Glasmaterial eines 99,5%, sowie eines 95% Auskopplerspiegels und anschließend durch eine Halbwellenplättchen bevor er in den Autokorrelator eingekoppelt wurde. Auf der einen Seite muss diese chromatische Dispersion bei der späteren Anwendung in der Lasermaterialbearbeitung berücksichtigt werden. Auf der anderen Seite kann dieses Ergebnis auch Ausgangspunkt für eine zukünftige Pulskompression mit Gitter- oder GTI-Spiegeln sein, um Laserpulse mit sehr kurzen Pulsdauern zu erzeugen.

In Bild 3.41 sind die gemessenen Spektren für die gleichen Fälle, aber bei 800 kHz Repetitionsrate dargestellt. Hier ist Selbstphasenmodulation bei 200 W und 400 W Ausgangsleistung ebenfalls deutlich sichtbar. Aufgrund der viermal niedrigeren Pul-

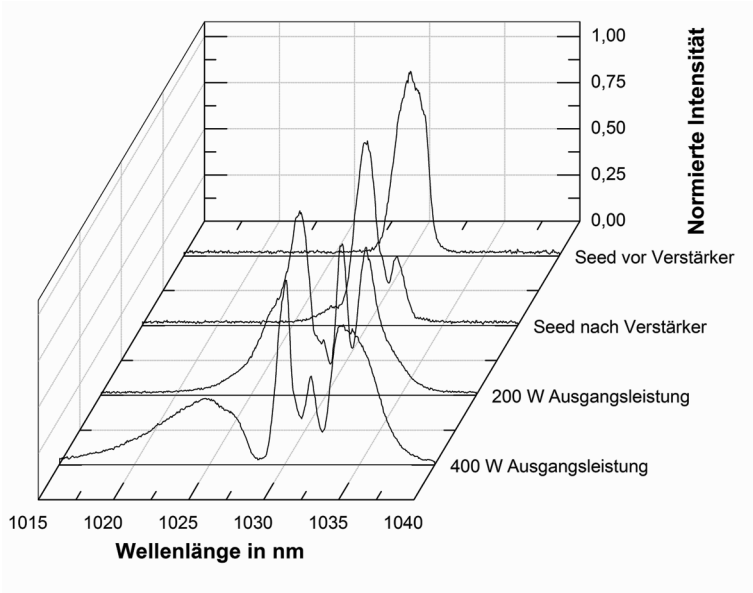


Bild 3.40: Spektren des Seedpulses vor dem Verstärker, nach dem Verstärker und des verstärkten Pulses bei 200 W und 400 W mittlerer Leistung bei 200 kHz Repetitionsrate. Es ist deutlich eine durch Selbstphasenmodulation bedingte Verbreiterung des Spektrums festzustellen.

senergie war allerdings das resultierende Spektrum deutlich weniger stark verbreitert als im Fall mit 200 kHz Repetitionsrate.

Abschließend soll noch eine Messung erwähnt werden, welche die Variabilität des Multipassverstärkers demonstriert. Dieser ist unter bestimmten Voraussetzungen auch in der Lage, Strahlen mit anderen Strahlprofilen als Gaußstrahlen effektiv zu verstärken. Dies betrifft hier Strahlen mit radialer oder azimuthaler Polarisation, welche eine transversale Ringmode aufweisen. Die Verstärkung solcher Strahlen ist im Einfachdurchgang mit dem ps-System der ersten Generation ebenfalls gelungen [81]. In den Experimenten zur Verstärkung von radial polarisierten Strahlen wurde statt des TFP eine segmentierte Halbwellenplatte [82] [83] [84] als Polarisationskonverter verwendet. Nach einer anschließenden Strahlbereinigung mittels einer Blende propagierten noch etwa 90% der Leistung in der radial polarisierten Ringmode weiter. Dies führte in den Simulationen zu einer Modulation des Strahldurchmessers zwischen 3,6 mm und 5,5 mm, wobei für die Ringmode eine Beugungsmaßzahl von M^2= 2,3 angenommen wurde. Diese Annahme beruht

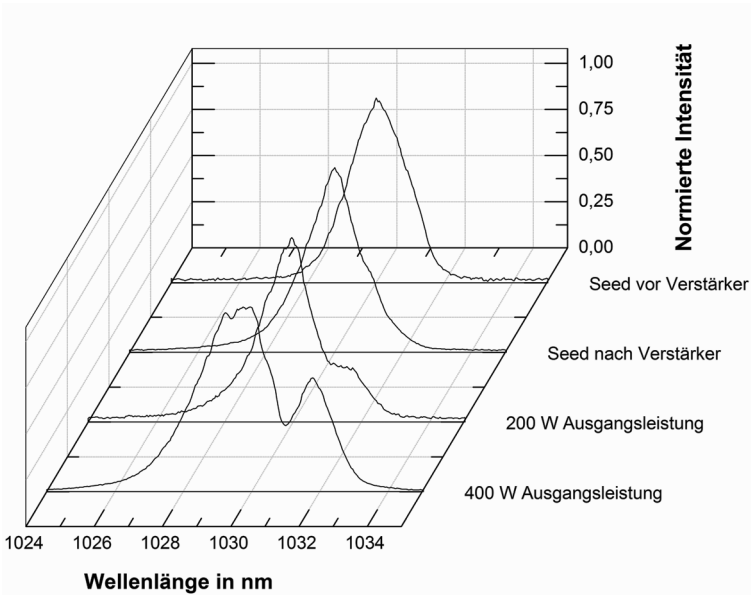


Bild 3.41: Spektren des Seedpulses vor dem Verstärker, nach dem Verstärker und des verstärkten Pulses bei 400 W mittlerer Leistung bei 800 kHz Repetitionsrate. Die spektrale Verbreiterung war im Vergleich zu den Experimenten bei 200 kHz deutlich geringer ausgeprägt.

auf Erfahrungswerten von vorangegangenen Experimenten. Es ist allerdings zu beachten, dass das QKFP-Konzept bei einer gegebenen Krümmung der optischen Elemente nur eine bestimmte maximale Beugungsmaßzahl zulässt, da andernfalls der propagierende Strahl zu stark divergiert. Die radiale Polarisation erlaubt nur einen Einfachdurchgang durch den Verstärker. In Bild 3.42 sind die Leistungskurven für einen Doppeldurchgang durch den Verstärker mit linearer Polarisation, einen Einfachdurchgang mit linearer Polarisation und einen Einfachdurchgang mit radialer Polarisation dargestellt. Dabei war die Repetitionsrate 200 kHz und die Seedleistung 40 W. Zunächst zeigte sich wieder, dass der Doppeldurchgang deutlich effizienter ist als der Einfachdurchgang. Die Verstärkung des radialen Strahls ist allerdings fast genauso effizient, wie die Verstärkung des linearen Strahls bei einem Einfachdurchgang. Hier ist insbesondere zu beachten, dass der radial polarisierte Strahl durch die Polarisationskonversion nur 90% der ursprünglich 40 W Seedleistung besaß. Mit dem radialen Strahl konnte eine Ausgangsleistung von 235 W erzielt werden bei einer Pumpleistung von 750 W. Dies entspricht einer Pulsenergie

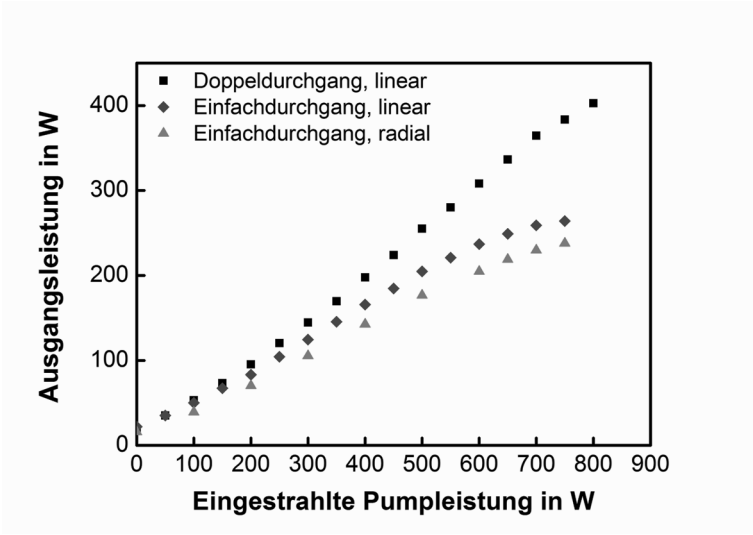


Bild 3.42: Leistungskurven für einen Doppeldurchgang durch den Verstärker mit linearer Polarisation (60 Reflexionen an der Scheibe), für einen Einfachdurchgang mit linearer Polarisation (30 Reflexionen) und einen Einfachdurchgang mit radialer Polarisation.

von 1,18 mJ. Mit einer gemessen Pulsdauer von 888 fs (sech^2) ergibt sich daraus eine Pulsspitzenleistung von 1,16 GW. Im Spektrum wurde ebenfalls die Auswirkung von Selbstphasenmodulation beobachtet, wobei diese durch die geringere Ausgangsleistung, des halben Propagationsweges und des größeren Strahldurchmessers im Verstärker deutlich geringer ausfiel. Auch für den Fall der radialen Polarisation war die Ausgangsleistung nahezu unabhängig von der Repetitionsrate. Bei 800 kHz wurde bei 230 W Ausgangsleistung eine Pulsdauer von 823 fs (sech^2) gemessen.

3.6 Vergleich der Ergebnisse mit dem Stand der Technik

Zusammenfassend wurde ein Multipassverstärker der ersten Generation für UKP-Laserpulse demonstriert mit 40 Reflexionen des Seedstrahls an der verstärkenden Laserscheibe, welcher eine mittlere Ausgangsleistung von 1,4 kW erzielte. Der Seedlaser hatte bei 300 kHz Repetitionsrate 115 W Leistung. Diese Repetitionsrate führ-

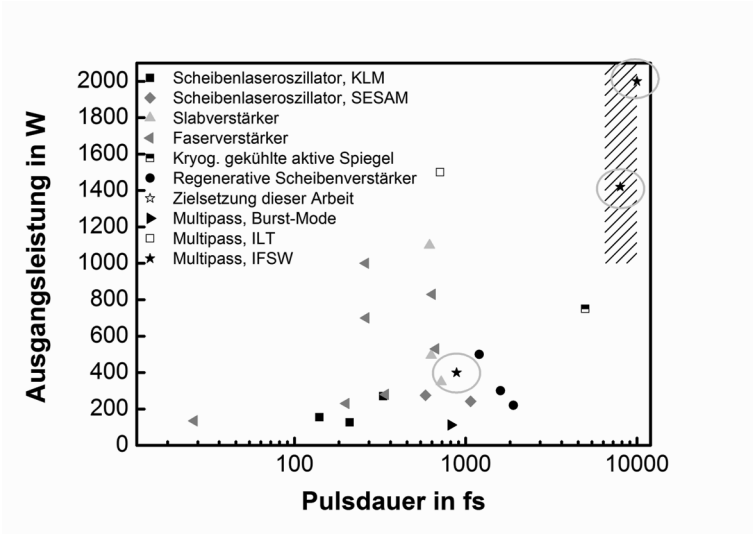


Bild 3.43: Vergleich des Stands der Technik und der Ziele der Arbeit (schraffierter Bereich) mit den erhaltenen Resultaten bzgl. Pulsdauer und Ausgangsleistung. Es konnten deutlich höhere Ausgangsleistungen als die Mindestziele demonstriert werden. Die Resultate mit dem Verstäärker der ersten Generation stellen die erste Demonstration eines UKP-Scheibenlaser-Multipassverstärkers mit mehr als 1 kW mittlerer Leistung dar bei gleichzeitig hoher Pulsenergie über 1 mJ. Der Verstärker der zweiten Generation erzielte die höchste Ausgangsleistung aller bisher bekannten UKP-Laserquellen.

te bei maximaler Ausgangsleistung des Verstärkers zu einer Pulsenergie von 4,7 mJ. Die gemessene Pulsdauer war kürzer als 8 ps. Daher ergibt sich eine Pulsspitzenleistung von 0,56 GW. Die Beugungsmaßzahl betrug $M^2 < 1{,}4$ und die optische Effizienz 48%.

Basierend auf den Erkenntnissen dieser Experimente wurde ein Multipassverstärker der zweiten Generation konstruiert. Dabei wurden die gleiche Seedquelle und 60 Reflexionen des Seedstrahls an der Laserscheibe verwendet. Somit konnten bis zu 2050 W mittlere Leistung erzielt werden. Dies ergibt mit der Repetitionsrate von 300 kHz eine Pulsenergie von 6,8 mJ. Bei 3570 W Pumpleistung ergibt sich eine optische Effizienz von 54%. Die gemessene Pulsdauer bei maximaler Ausgangsleistung betrug 8 ps und die Pulsspitzenleistung 0,80 GW. Weiterhin konnte mit diesem System die Langzeitstabilität deutlich verbessert werden.

In einem weiteren Experiment wurde ein ähnlicher Multipassverstärker verwendet

mit ebenfalls 60 Reflexionen an der Scheibe und einer Seedquelle mit 805 fs langen Pulsen und 40 W Ausgangsleistung. Es ergab sich eine Ausgangsleistung des Verstärkers von 400 W bei einer Repetitionsrate von 200 kHz. Mit den 2 mJ Pulsenergie bei maximaler Ausgangsleistung und der gemessenen Pulsdauer von 885 fs ergibt sich daraus eine Pulsspitzenleistung von 1,99 GW. Die Beugungsmaßzahl betrug dabei M^2= 1,3. Die hohen Nichtlinearitäten im System äußerten sich dabei vor allem durch eine starke Selbstphasenmodulation im Spektrum während die Pulsdauer nur leicht anstieg.
In den verschiedenen Experimenten wurde beobachtet, dass die Leistungskennlinie im untersuchten Bereich unabhängig von der Repetitionsrate war. Dies und die Fähigkeit, Pulse mit verschiedenen Pulsdauern zu verstärken, zeigt die hohe Flexibilität von Scheibenlaser-Multipassverstärkern.
In Bild 3.43 ist für den Stand der Technik und der erreichten Werte die Ausgangsleistung gegen die Pulsdauer aufgetragen. Es zeigt sich, dass die im Rahmen dieser Arbeit angestrebten Mindestziele deutlich übertroffen wurden. Das Multipassverstärker der ersten Generation war der erste UKP-Scheibenlaser mit einer Ausgangsleistung von mehr als 1 kW. Die Ergebnisse des Multipassverstärkers mit 1,5 kW [44] wurden zwei Jahre nach Fertigstellung des hier vorgestellten Systems erzielt und bestätigen die Annahme des großen Potentials von UKP-Scheibenlaser-Multipassverstärkern. Weiterhin war der realisierte Verstärker der ersten Generation auch der einzige UKP-Laser mit einer Pulsenergie von mehr als 1 mJ bei einer gleichzeitigen mittleren Leistung im kW-Bereich.
Der Multipasserstärker der zweiten Generation stellt die bisher leistungsstärkste bekannte UKP-Laserquelle (Pulsdauern unter 100 ps) dar. Ebenso zeigen die Ergebnisse mit Femtosekundenpulsen das Potential dieser Technologie in Zukunft auch Femtosekundenpulse zu mehreren Kilowatt mittlerer Leistung verstärken zu können.
In Bild 3.44 ist für die verschiedenen Systeme die Ausgangsleistung gegen die Pulsspitzenleistung aufgetragen. Hier zeigt sich, dass das Konzept des Multipassverstärkers eine gute Kombination zwischen hoher Ausgangsleistung und hoher Pulsspitzenleistung erlaubt. Dies wird als sehr vorteilhaft für künftige Lasermaterialbearbeitung angesehen (ein Beispiel dafür wird im Ausblick in Kapitel 5.3 gezeigt).

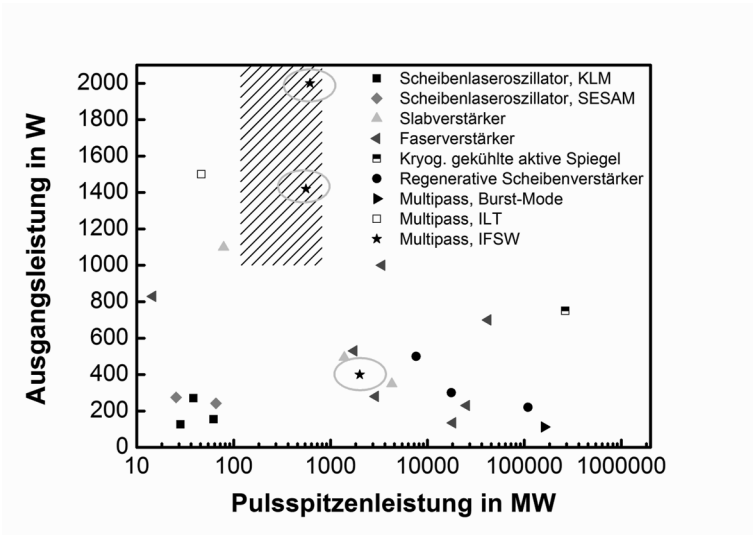


Bild 3.44: Vergleich des Stand der Technik und der Ziele (schraffierter Bereich) bzgl. Ausgangsleistung gegen Pulsspitzenleistung(vgl. Bild 2.3) mit den erhaltenen Resulten. Es wurden gleichzeitig hohe Ausgangsleistungen und Pulsspitzenleistungen erzielt, was unter anderem für die Lasermaterialbearbeitung gewinnbringend ist.

4 Frequenzkonversionsexperimente

In diesem Kapitel werden der Aufbau und die Ergebnisse der Experimente zur Frequenzvervielfachung dargestellt. Dabei wurde der Ausgangsstrahl des Multipassverstärkers mit 8 ps Pulsdauer und mehr als 1 kW Leistung in einem LBO-Kristall zuerst in der Frequenz verdoppelt (Second Harmonic Generation, „SHG“). Diese Experimente mit einem grünen Ausgangsstrahl werden im ersten Abschnitt dargestellt. In einem zweiten Schritt wurde eine Summenfrequenzerzeugung zwischen der Fundamentalwelle und der Zweiten Harmonischen zur Dritten Harmonischen (Third Harmonic Generation, „THG“) in einem weiteren LBO-Kristall durchgeführt. Diese Experimente zur UV-Erzeugung sind im zweiten Abschnitt aufgeführt. Abschließend wird ein Vergleich der erzielten Ergebnisse mit dem Stand der Technik gezogen.

4.1 Frequenzverdopplung (grün)

4.1.1 Experimenteller Aufbau (grün)

In Bild 4.1 ist der Aufbau dargestellt für die Frequenzverdopplung des Ausgangsstrahls des Multipassverstärkers der ersten Generation mit dem TruMicro5050 als Seedquelle [42]. Es wurden maximal 1170 W Ausgangsleistung für dieses Experiment verwendet, da für Justage-und Analysezwecken eine genügend große Langzeitstabilität des IR-Strahls erforderlich war. Der Eingangsstrahl hatte demnach eine Pulsdauer von ca. 8 ps, eine Wellenlänge von 1030 nm und eine Pulsenergie von 3,9 mJ bei 300 kHz Repetitionsrate. Dieser Strahl wurde zunächst durch ein System von Polarisationsoptiken geleitet. Dieses bestand zunächst aus einer Halbwellenplatte in einem motorisierten Rotationshalter und einem Dünnschichtpolarisator (TFP). Da der IR-Eingangsstrahl linear polarisiert war, konnte nun durch Drehung der Halbwellenplatte der Strahl am TFP entweder reflektiert oder transmittiert werden. In Reflexion gelangte der Strahl auf den Leistungsmesskopf IR 1 und in Transmission in das Frequenzkonversionsexperiment selbst. Diese Anordnung hatte mehrere Vorteile. Zunächst ließ sich die in das Experiment gelangende

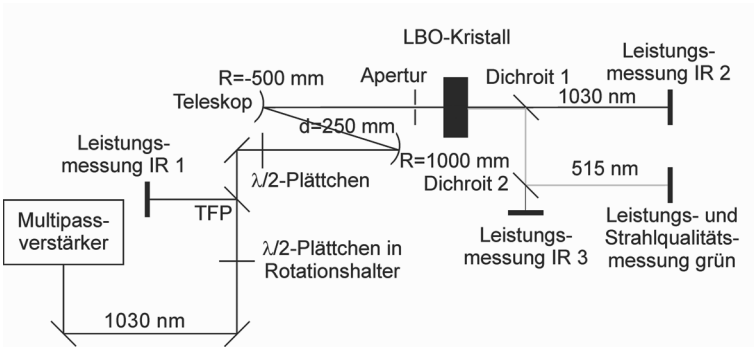


Bild 4.1: Aufbau des Experiments zur Frequenzverdopplung des aus dem Verstärker emittierten Strahls in einem LBO-Kristall. Dazu wurde der IR-Strahl zunächst über ein Justagezwecken dienendes System von Polarisationsoptiken und ein Teleskop geleitet. Nach der Frequenzkonversion wurde der erzeugte grüne Strahl vom IR-Strahl separiert und analysiert.

Leistung damit verifizieren. Weiterhin ist ein Frequenzverdopplungsprozess empfindlich auf den Winkel des auf den Kristall einfallenden Strahls. Da der IR-Strahl bei Erhöhung der Pumpleistung einem Luftkeil ausgesetzt war, führte dies zu einer leichten Veränderung des Austrittswinkels des Strahls aus dem Verstärker. Die Anordnung erlaubte, den Verstärker bei einer bestimmten Pumpleistung zu betreiben und gleichzeitig die Eingangsleistung in das Experiment über das Halbwellenplättchen zu schalten, was insbesondere für die Justage einen großen Vorteil darstellte. Es sei hier angemerkt, dass es durch die sich bei Transmission durch das TFP ergebenden thermische Linse, sowie eventuelle Phasenstörungen und Nichtlinearitäten, zunächst besser erscheinen mag, den reflektierten Strahl für das Experiment zu nutzen. Da für die TFP-Beschichtung allerdings für die zu transmittierende Polarisation eine Restreflexion von bis zu 2% spezifiziert wurde, hätte dies bis zu 50 W minimale Leistung im Experiment bedeutet. Da in diesem Fall keine Justage möglich gewesen wäre, wurde die beschriebene Variante gewählt. Im Strahlweg zum Experiment befand sich nun ein weiteres Halbwellenplättchen zur Anpassung der für den LBO-Kristall richtigen Polarisation und ein Teleskop. Das Teleskop bestand aus einem konkaven HR-Spiegel mit 1000 mm Krümmungsradius und einem konvexen HR-Spiegel mit 500 mm Krümmungsradius in einem Abstand von 250 mm. Damit wurde der Strahldurchmesser von 4,5 mm auf 2,25 mm halbiert. Dieser kollimierte Strahl lief zunächst durch eine Apertur, deren Zweck es war, bei einer möglichen Dejustage des Strahls diesen nicht auf den Rand des Kristalls

treffen zu lassen, da es dadurch zu einem Zerstörung des Kristalls kommen konnte. Anschließend durchlief der Strahl den LBO-Kristall. Dieser hatte eine Apertur von 6 mm x 6 mm und eine Länge von 5 mm. Er war geschnitten unter den Winkeln Θ_{SHG}=90° und Φ_{SHG}=12,9°. Dies ergab eine kritische Phasenanpassung (Typ I, ooe) bei 47°C. Auf diese Temperatur wurde er mittels eines luftgekühlten Ofens stabilisiert. Der Kristall war an Eingangs- und Ausgangsfacette jeweils mit einer Antireflexbeschichtung für 1030 nm und 515 nm versehen. Nach dem LBO-Kristall mussten der IR-Strahl und der grüne Strahl voneinander getrennt werden. Dies geschah über insgesamt zwei Dichroiten. Diese waren so beschichtet, dass IR-Strahlung transmittiert und grüne Strahlung reflektiert wurde. Nach dem ersten Dichroiten konnte in Transmission an Leistungsmesskopf IR 2 die restliche IR-Strahlungsleistung gemessen werden. Nach Dichroit 2 wurde in Transmission an Leistungsmesskopf IR 3 ebenfalls der IR-Anteil gemessen. Dieser war selbst bei maximaler Ausgangsleistung nie höher als 2,5 W. Deshalb konnte davon ausgegangen werden, dass der Anteil der IR-Strahlung im Strahlengang des grünen Strahls vernachlässigbar klein war. In Reflexion wurde nach Dichroit 2 die Leistung und die Strahlqualität des grünen Strahls gemessen. Die Strahlqualitätsmessung wurde dabei mit einer kommerziellen WinCamD durchgeführt, vor welcher ein zusätzlicher Bandpassfilter für eine Wellenlänge von 515 nm in den Strahlengang eingebracht wurde.

4.1.2 Resultate (grün)

In Bild 4.2 ist die Ausgangsleistung bei der Zweiten Harmonischen (515 nm) gegen die Eingangsleistung der Fundamentalwelle (1030 nm) dargestellt. Es wurde jeweils eine bestimmte Leistung aus dem Multipassverstärker emittiert, an Leistungsmesskopf IR 1 gemessen, eine Feinjustage durchgeführt und anschließend mit dem Halbwellenplättchen im Rotationshalter die volle Leistung auf den Kristall gegeben. Leichte Variationen in der Leistungskurve sind vermutlich auf diese Zwischenjustage zurückzuführen. Mit einer IR- Eingangsleistung von 1170 W konnten 820 W mittlere Leistung bei einer Wellenlänge von 515 nm erzeugt werden. Dies war die höchste bisher bekannte Ausgangsleistung eines UKP-Lasers bei dieser Wellenlänge und damit konnte das Ziel von 500 W deutlich übertroffen werden. Die Konversionseffizienz betrug 70% und die Pulsenergie 2,7 mJ bei 300 kHz Repetitionsrate. Weiterhin ist in Bild 4.2 eine Simulation der zu erwartenden Ausgangsleistung eingezeichnet. Diese wurden durchgeführt mit der Software SNLO Version 6.3 [85] und der „2D Long Pulse Mixing“-Option. Diese berücksichtigt

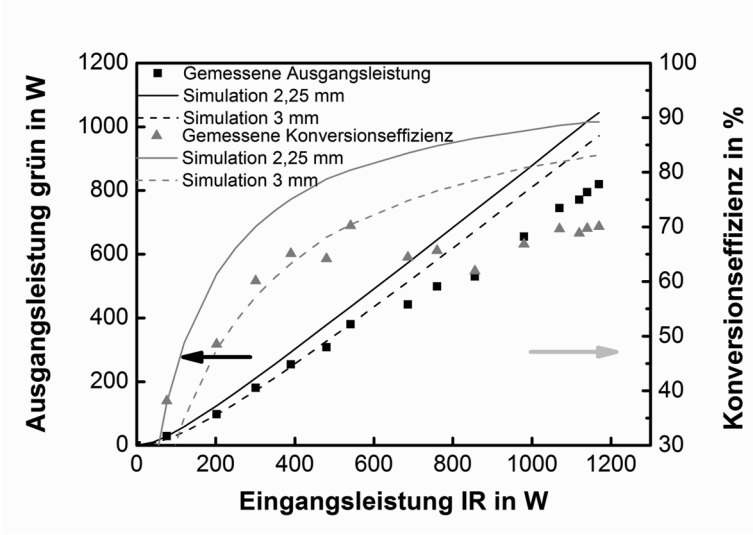
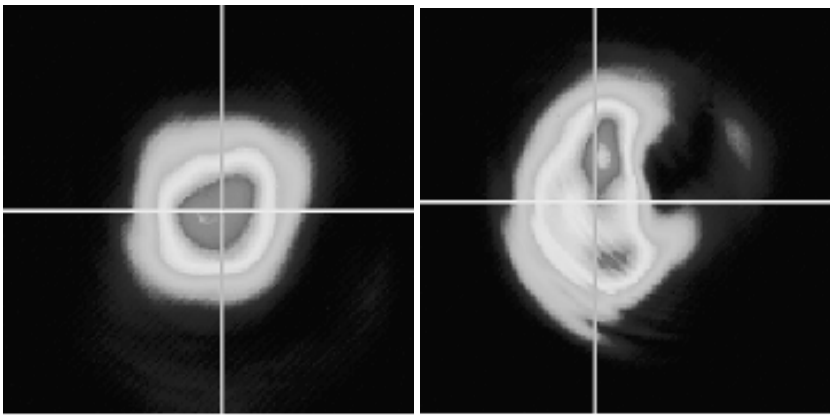


Bild 4.2: Frequenzverdoppelte Ausgangsleistung und Konversionseffizienz in Abhängigkeit der Eingangsleistung der Fundamentalwelle. Die durchgezogenen Linie stellt simulierte Werte für 2,25 mm Strahldurchmesser und die gestrichelten Linien für 3 mm Strahldurchmesser dar. Es wurden bis zu 820 W Ausgangsleistung erreicht.

ein räumliches Auseinanderlaufen des IR-Pulses und des grünen Pulses („spatial walk-off“) und Beugung, aber noch keine Gruppengeschwindigkeitsdispersion. Die Materialkennwerte stammten aus der „Qmix“-Option des Programms. Es ergab sich für die vorgegebenen Winkel und die Temperatur ein effektiver nichtlinearer Koeffizient [86] $d_{eff,SHG}$= 0,831 pm/V [87]. Weiterhin wurde ein beugungslimitierter Gaußstrahl mit 8 ps Pulsdauer angenommen. Die Grid-Size betrug 64x64 und es wurden 30 Integrationspunkte verwendet. Es wurden jeweils die Ausgangsleistung und die Konversionseffizienz simuliert für zwei verschiedene Strahldurchmesser, da der Strahldurchmesser im Kristall nicht direkt messbar war. Am Ausgang des Verstärkers hatte der Strahl einen Durchmesser von 4,5 mm. Er propagierte einige Meter und durch einige Optiken und wurde dann mit einem Teleskop 2:1 verkleinert. Daraus resultiert, ohne Berücksichtigung einer Aufweitung des Strahls, ein Strahldurchmesser von 2,25 mm im Kristall. Weiterhin wurde ca. 2 m hinter dem Ofen der Strahldurchmesser bei der Strahlqualitätsmessung auf ca. 3 mm bestimmt. Deshalb wurden die Simulationen für 2,25 mm und 3 mm durchgeführt, wobei davon ausgegangen wurde, dass der tatsächliche Wert dazwischen lag. Es zeigt sich,



(a) (b)

Bild 4.3: a) Aufnahme des grünen Ausgangsstrahls ca. 1 m hinter dem LBO-Kristall bei 500 W Leistung b) Aufnahme des SHG-Ausgangsstrahls bei 820 W. Bei hohen Ausgangsleistung wurde Beugung sichtbar.

dass sich die gemessenen Ausgangsleistungswerte und Konversionseffizienzen bis etwa 400 W Ausgangsleistung innerhalb des von der Simulation vorhergesagten Bereichs befanden. Bei höheren Ausgangsleistungen lagen die gemessenen unterhalb der simulierten Werte.

Zur Findung einer Erklärung dieses Verhaltens geben die Messungen der Strahlqualität ein Indiz. Bei kleinen Ausgangsleistungen bis zu etwa 400 W bis 500 W war der grüne Strahl nahezu beugungslimitiert. Bild 4.3 a) zeigt eine Kameraaufnahme des grünen Ausgangsstrahls ca. 1 m hinter dem LBO-Kristall bei 500 W mittlerer Leistung. Das Strahlprofil war nicht perfekt rund, zeigte aber keine Anzeichen von starker Beugung. Im Gegensatz dazu zeigt Bild 4.3 b) den Strahl bei 820 W Ausgangsleistung. Hier sind deutlich, insbesondere links unten im Strahlprofil, die Auswirkungen von Beugungseffekten erkennbar. Gleichzeitig ist in Bild 4.2 auch ersichtlich, dass im Bereich über 500 W Ausgangsleistung, in welchem es zu Beugung kommt, die Konversionseffizienz sich auf einem Plateau befand. Eine Strahlqualitätsmessung bei 820 W Leistung ergab eine Beugungsmaßzahl von $M_x{}^2$= 1,55 und $M_y{}^2$= 1,99. Bei Dejustagen im optischen Pfad ergaben sich noch etwas höhere Beugungsmaßzahlen. Dies ist ein Indiz dafür, dass Fehljustage oder ein thermischer Drift der Strahlen eine Auswirkung auf Strahlqualität und Beugungsmaßzahlen hatten. Eine zukünftige Gegenmaßnahme stellt die Verwendung

eines Strahlstabilisierungssystems am Eingang des Experiments dar.

Eine weitere Erklärungsmöglichkeit ist, dass die Phasenanpassungsbedingung bei

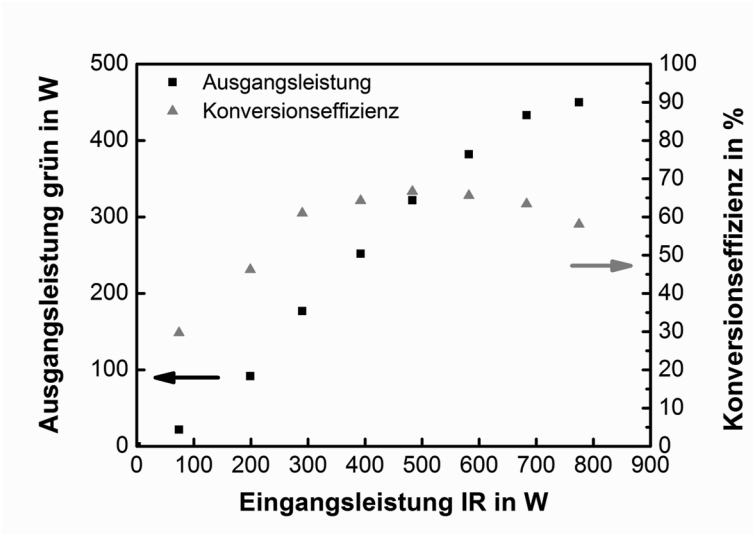


Bild 4.4: Frequenzverdoppelte Ausgangsleistung in Abhängigkeit der Eingangsleistung der Fundamentalwelle bei einem Strahldurchmesser von 1,5 mm. Bei kleinen Eingangsleistungen war die Konversion näherungsweise ebenso effizient wie für den Fall von 2,25 mm Strahldurchmesser. Bei hohen Eingangsleistungen ist ein Einknicken der Kurve erkennbar.

sehr hohen Ausgangsleistungen und Konversionseffizienzen nicht mehr erfüllt war, beispielsweise durch eine Fehlanpassung der Temperatur. Ein Grund könnte sein, dass es im LBO-Kristall lokal zu durch den Strahl thermisch induzierten Phasenstörungen kam [47]. Dies wird untermauert durch ein weiteres Experiment, dessen Ergebnisse bzgl. Ausgangsleistung in Bild 4.4 dargestellt sind. Hier wurde das Teleskop vor dem LBO-Kristall angepasst. Es wurde nun ein konkaver Spiegel mit 750 mm Krümmungsradius im Abstand von 250 mm zu einem konvexen Spiegel mit 250 mm Krümmungsradius verwendet. Dieses 3:1-Teleskop verringerte damit den Strahldurchmesser im LBO-Kristall auf 1,5 mm. Man würde nun erwarten, dass die Konversionseffizienz zunimmt. Allerdings ist diese bei kleinen Ausgangsleistungen sehr ähnlich zu dem Fall mit 2,25 mm Strahldurchmesser und die Ausgangsleistung knickt bei 450 W früher ab. Die Konversionseffizienz hatte ein Maximum von 67% bei etwa 325 W Ausgangsleistung und sank dann auf 58% bei 450 W Ausgangsleistung. Dies deutet darauf hin, dass vermutlich bei kleineren Strahldurchmessern die

Phasenstörung durch die lokal höheren Intensitäten stärkere Auswirkungen hatte. Weiterhin schien nach Erreichen von ca. 70% Konversionseffizienz die Strahlqualität zu degradieren. Dies deutet ebenfalls auf eine Phasenfehlanpassung, etwa durch thermisch induzierte Phasenstörungen oder leichte Fehljustage hin.
Daraus lässt sich eine Lösungsmöglichkeit für die weitere Leistungsskalierung bei gleichzeitig guter Strahlqualität ableiten. Mit der Verwendung von Kristallen mit größerer Apertur und damit größeren möglichen Strahldurchmessern ist es vermutlich möglich bei größeren Ausgangsleistungen das Maximum der Konversionseffizienz bei gleichzeitig guter Strahlqualität zu erreichen. Gleichzeitig ist es für die zukünftige Leistungsskalierung empfehlenswert den Kristallofen weiter zu entwickeln. Dies umfasst beispielsweise Peltierelemente, statt reine Luftkonvektion zur Kühlung zu verwenden. Weiterhin sollte die Temperatur sehr nahe am Kristall gemessen und eventuell über mehrere Messpunkte extrapoliert werden. Zudem sollte eine feine Justagemöglichkeit während des laufenden Betriebs vorgesehen werden, etwa durch eine Motorisierung der Verschiebetische.

4.2 Summenfrequenzerzeugung (UV)

4.2.1 Experimenteller Aufbau (UV)

In Bild 4.5 ist der Aufbau für die UV-Erzeugung dargestellt [42]. Der Hauptunterschied zum Aufbau für die Erzeugung der Zweiten Harmonischen (siehe Bild 4.1) war der zweite LBO-Kristall. Dieser diente der Summenfrequenzerzeugung zwischen dem grünen und dem infraroten Ausgangsstrahl aus dem ersten LBO-Kristall zu dem UV-Ausgangsstrahl bei einer Wellenlänge von 343 nm. Da dabei die Dritte Harmonische der Fundamentalwelle erzeugt wird, ist im Folgenden auch von THG („Third Harmonic Generation“) die Rede. Der zweite LBO-Kristall war für Typ II (oeo) Phasenanpassung geschnitten, da die vorhergehende Frequenzverdopplung ein Typ I-Prozess war (ooe). Die Phasenanpassungswinkel betrugen Θ_{THG}= 51,7° und Φ_{THG}= 90° bei einer Temperatur von 47°C. Der Kristall wurde in einem weiteren Ofen temperaturstabilisiert und hatte eine Länge von 10 mm sowie eine Apertur von 6 mm (Breite) x 4 mm (Höhe). Der Kristall war beidseitig antireflexbeschichtet für 343 nm, 515 nm und 1030 nm. Weiterhin wurde neben dem zweiten Kristall eine kommerzielle Aligna-Strahllagestabilisierung der Firma TEM-Messtechnik GmbH vor dem Experiment eingefügt, da aus den Experimenten zur Zweiten Harmonischen bekannt war, dass ein thermischer Drift im Strahlpointing die Ausgangsleistung und Strahlqualität negativ beeinflussen können. Zusätzlich

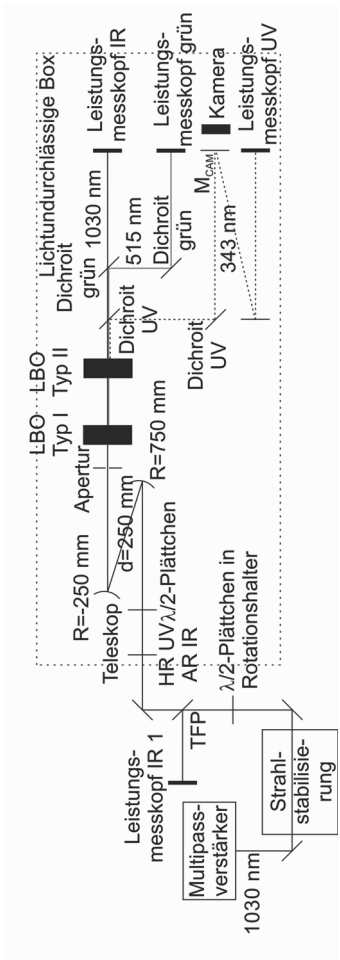


Bild 4.5: Aufbau des Experiments zur Frequenzverdreifachung. Der Hauptunterschied zu Bild 4.1 ist der zweite temperaturstabiliserte LBO-Kristall. Weiterhin wurde eine Strahllagestabilisierung eingefügt, das Teleskop verändert, eine lichtundurchlässige Box um den Aufbau realisiert und eine zusätzliche Separierung für den UV-Strahl vorgenommen.

wurde zum Schutz vor Streustrahlung im UV eine lichtundurchlässige Box um den Aufbau herum konstruiert. Zur Absicherung des Strahleingangs in die Box wurde dort ein dichroitischer Spiegel angebracht, welcher transmittiv für 1030 nm, aber hochreflektiv für 343 nm war. Das Teleskop im Aufbau wurde ebenfalls angepasst. Vorne wurde ein konkaver Spiegel mit 750 mm Krümmungsradius verwendet. In 250 mm Abstand befand sich ein konvexer Spiegel mit 250 mm Krümmungsradius. Dieses 3:1-Teleskop ergab einen Strahldurchmesser in den Kristallen von 1,5 mm. Die Leistungskurve nach dem ersten Kristall entsprach daher dem in Bild 4.4 dargestellten Diagramm. Diese Wahl ergab sich aus der Apertur des zweiten Kristalls. Vergleichsmessungen mit dem 2:1-Teleskop ergaben weiterhin, dass die Wahl des 3:1-Teleskops zu höherer Konversionseffizienz führte. Schließlich wurden noch zwei dichroitische Spiegel unter einem 45°-Winkel verwendet, um das UV-Licht vom grünen und infraroten Licht zu trennen. Diese Komponenten waren die am stärksten beanspruchten Bauteile im Experiment und mussten mehrfach wegen Einbränden ausgetauscht werden. Der Strahl wurde dann hinter einem HR-Spiegel (M_{CAM}) mit einer Kamera beobachtet und die Ausgangsleistung gemessen. Um die Funktionalität der beiden Dichroiten zu testen wurde der zweite LBO-Kristall entnommen und bei 775 W IR-Eingangsleistung wurden nach den beiden Dichroiten in Reflexion nur 0,7 W gemessen. Demnach war der Anteil des grünen und UV-Lichts an der UV-Messung vernachlässigbar klein.

4.2.2 Resultate (UV)

In Bild 4.6 ist die Ausgangsleistung des UV-Strahls gegen die IR-Eingangsleistung vor dem Experiment dargestellt. Eine maximale Ausgangsleistung von 234 W wurde bei einer Eingangsleistung von 725 W erreicht. Dies ist die höchste bekannte Ausgangsleistung im UV einer UKP-Festkörperlaserquelle. Mit einer Repetitionsrate von 300 kHz betrug die maximale Pulsenergie 780 μJ. Die Konversionseffizienz betrug bei maximaler Ausgangsleistung 32%. Hier wurde nicht berücksichtigt, dass es durch die verschiedenen Optiken vor dem Typ II LBO-Kristall zu Verlusten im IR-Strahl kam. Bei 483 W Eingangsleistung und 198 W Ausgangsleistung betrug die Konversionseffizienz sogar 41%. Der Rückgang der Effizienz bei hohen Leistungen lässt sich zum einen damit erklären, dass hier, wie bereits dargestellt, die Konversionseffizienz ins Grüne im ersten LBO-Kristall zurück ging (siehe Bild 4.4). Außerdem war hier, analog zu den Untersuchungen zur Zweiten Harmonischen, eine Degradation der Strahlqualität zu beobachten nachdem die Konversionseffizienz ein Plateau erreicht hatte. In Bild 4.7 sind zwei Aufnahmen des Strahlprofils mit

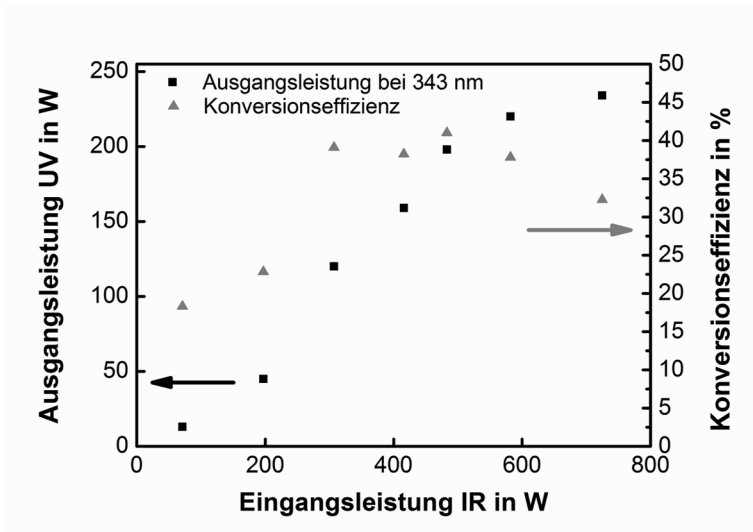
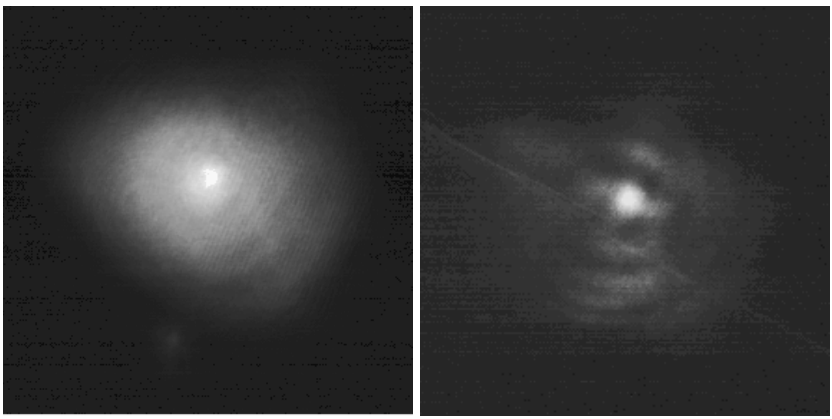


Bild 4.6: Ausgangsleistung bei einer Wellenlänge von 343 nm über die mittlere Eingangsleistung der IR-Fundamentalwelle. Die maximale UV-Leistung betrug 234 W bei 32% Konversionseffizienz.



(a) (b)

Bild 4.7: a) Aufnahme des UV-Ausgangsstrahls ca. 1 m hinter dem LBO-Kristall bei 120 W Leistung b) Aufnahme des UV-Ausgangsstrahls bei 234 W. Es traten bei Leistungen von mehr als 120 W deutliche Aberrationen auf.

einer Kamera dargestellt, welche sich etwa 1 m hinter dem zweiten LBO-Kristall befand, bei a) 120 W und b) 234 W Ausgangsleistung. Bis zu 120 W waren keine deutlichen Anzeichen für Beugung sichtbar. Ab etwa 120 W Ausgangsleistung wurde ein Intensitätsmaximum in der Mitte des Strahlprofils ausgeprägter, während in den äußeren Bereichen Beugung einsetzte. Dies ging einher mit der Sättigung der Konversionseffizienz (vgl. Bild 4.6). Bei 234 W war die Beugung stark ausgeprägt. Diese Degradation der Strahlqualität hatte mehrere Ursachen. Zum einen degradierte hier bereits das Strahlprofil des grünen Strahls. Weiterhin wurde sowohl im Experiment als auch in der Simulation beobachtet, dass der IR-Strahl sich bei hohen Eingangsleistungen nach dem ersten LBO zu einem Ring wandelte, da in der Mitte des Strahls stärkere Konversion stattfand. Bei der anschließenden Summenfrequenzerzeugung führte dies zu einem Strahlprofil im UV, welches nicht gaußförmig war. Da im Programm SNLO nur Gauß- bzw. Supergaußstrahlen für die Fundamentalwelle definiert werden können, waren keine zufriedenstellenden Simulationen mehr möglich. Ein weiterer Einfluss auf die Strahlqualität war die Absorption des UV-Strahls im LBO-Kristall. Dies bewirkte thermisch induzierte Spannungen im Kristall und eine nicht-optimale Temperaturregelung des Ofens. Der Ofen bestand aus einem Kupferblock in welchen der LBO-Kristall geklemmt wurde. Oben und unten an diesem Kupferblock befanden sich zwei Peltierelemente. Über ein PT100-Thermoelement in einer Bohrung im Kupferblock wurde die Temperatur auf 47°C reguliert. Bei sehr hohen Ausgangsleistungen war es nötig, diese Regeltemperatur auf bis zu 30°C abzusenken um die höchste Konversionseffizienz zu erreichen. Man kann also annehmen, dass es durch Absorption zu einer Erwärmung des Kristalls kam und sich ein inhomogenes Temperaturfeld im Kristall und im Ofen ausbildete. Da der PT100-Sensor nicht direkt in Kontakt mit dem Kristall stand, musste offenbar die Regeltemperatur angepasst werden. Das inhomogene Temperaturfeld im Kristall hat dabei vermutlich zu den Aberrationen beigetragen. Das Fazit aus diesen Beobachtung ist, dass es für eine effiziente Konversion bei guter Strahlqualität notwendig ist, die Konversion im ersten LBO-Kristall so zu steuern, dass diese erst bei der maximalen Eingangsleistung ihr Maximum erreicht. Gleichzeitig müssen der grüne und der IR-Strahl ein gutes Strahlprofil für die anschließende Summenfrequenzerzeugung aufweisen. Dies ist beispielsweise über eine Vergrößerung der Apertur der Kristalle zu erreichen. Gleiches gilt für den zweiten LBO-Kristall. Zusätzlich ist Wert auf eine geeignete Konstruktion und Steuerung des Ofens zu legen, so dass sich das Temperaturprofil im Kristall genau und homogen regeln lässt.

Da es bei der Erzeugung von UV-Strahlung zu Farbzentrenbildung im Kristall kommen könnte, wurden Langzeittests unter Laborbedingungen durchgeführt. In

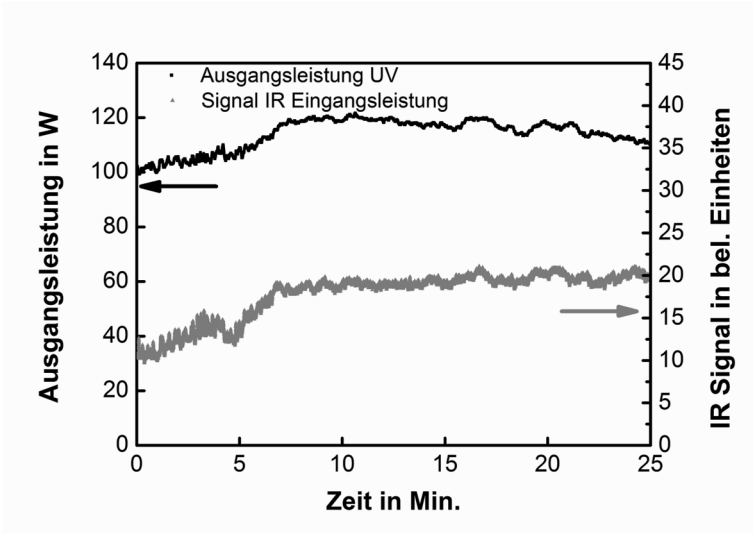


Bild 4.8: Messung der UV-Ausgangsleistung über 25 Minuten bei 100 W Anfangsleistung (schwarz). In grau ist die am TFP reflektierte IR-Eingangsleistung, gemessen am Leistungsmesskopf IR 1, aufgetragen. Die UV-Ausgangsleistung folgt der IR-Eingangsleistung und nur ein leichter Leistungsabfall über die Messzeit wurde beobachtet.

Bild 4.8 ist eine Messung der UV-Ausgangsleistung bei 300 W IR-Eingangsleistung über 25 Minuten dargestellt. Die UV-Ausgangsleistung stieg zunächst auf 120 W an und verblieb dann auf diesem Plateau. Weiterhin wurde die IR-Eingangsleistung aufgenommen. Hierzu wurde die am TFP reflektierte Leistung gemessen während das Halbwellenplättchen vor dem TFP so gestellt war, dass maximale Transmission durch das TFP gegeben war. Da in diesem Signal auch Leistungsanteile mit falscher Polarisation als Untergrund vorkamen, war dies nur ein qualitatives Signal. Es zeigte sich aber, dass die Variationen der UV-Ausgangsleistung den Variationen in der IR-Eingangsleistung folgten. Der kleine Leistungsabfall am Ende der Messung ließ sich durch eine Temperaturanpassung um 1 K kompensieren. Diese Messung legt den Schluss nahe, dass es innerhalb der 25 Minuten des Experiments zu keiner durch Farbzentrenbildung bedingten Leistungsdegration kam.

4.3 Vergleich der Ergebnisse mit dem Stand der Technik

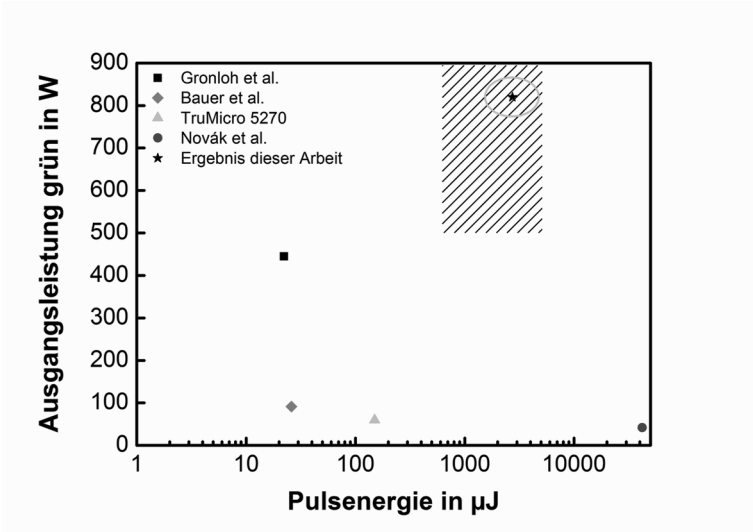


Bild 4.9: Vergleich der Resultate mit dem Stand der Technik für UKP-Festkörperlasersysteme, welche im grünen Spektralbereich (515 nm) emittieren und der Zielsetzung (schraffiert). Es ist die mittlere Leistung über die Pulsenergie aufgetragen.

Zusammenfassend wurde bei der Erzeugung der Zweiten Harmonischen eine Ausgangsleistung von 820 W bei einer Wellenlänge von 515 nm erreicht. Mit 1170 W IR-Eingangsleistung lag die Konversionseffizienz damit bei 70%. Mit der Repetitionsrate von 300 kHz betrug die Pulsenergie 2,7 mJ. Hiermit wurde das Ziel von 500 W Ausgangsleistung bei 50% Konversionseffizienz deutlich übertroffen. In Bild 4.9 ist die Ausgangsleistung gegen die Pulsenergie für den Stand der Technik von UKP-Festkörperlaserquellen bei Wellenlängen von 515-532 nm dargestellt. Es zeigt sich, dass das realisierte System die höchste Ausgangsleistung aller bisher bekannten Laserquellen darstellt. Weiterhin war gleichzeitig die Pulsenergie vergleichsweise sehr hoch. Dies gilt auch für den Ausgangsleistungsbereich von etwa 500 W in dem das System ein sehr sauberes Strahlprofil lieferte (vgl. Bild 4.3 a)).

Für die Dritte Harmonische wurde durch Summenfrequenzerzeugung zwischen 1030 nm und 515 nm eine maximale Ausgangsleistung von 234 W bei einer Wel-

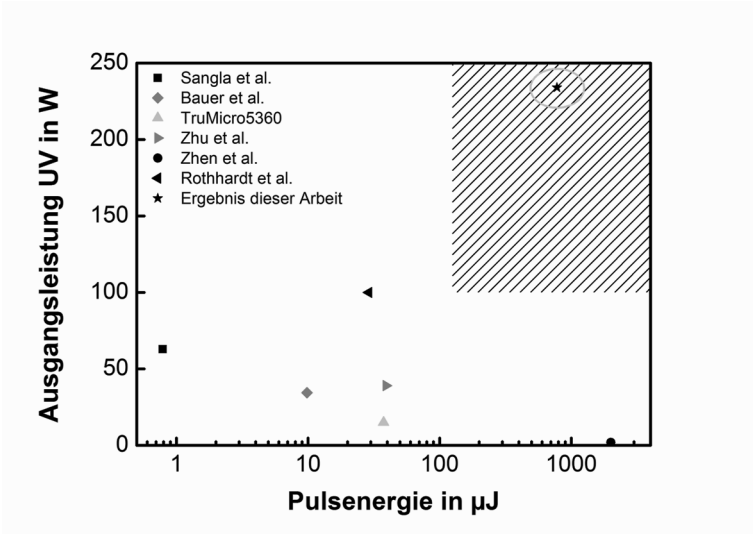


Bild 4.10: Vergleich der Resultate mit dem Stand der Technik für UKP-Festkörperlasersysteme, welche im UV-Spektralbereich (343-355 nm) emittieren. Es ist die mittlere Leistung gegen die Pulsenergie aufgetragen.

lenlänge von 343 nm erreicht. Die Pulsenergie betrug 780 μJ und die Konversionseffizienz 32%. In Bild 4.10 ist die Ausgangsleistung gegen die Pulsenergie für den Stand der Technik von UKP-Festkörperlaserquellen bei Wellenlängen von 343-355 nm dargestellt. Auch hier lieferte das realisierte System die höchste bisher bekannte Ausgangsleistung bei gleichzeitig sehr hoher Pulsenergie. Das Ziel, die UV-Ausgangsleistung in den Bereich von mehr als 100 W zu skalieren, wurde damit erreicht.

Die erzielten Resultate werden somit als Grundlage angesehen für die Verwendung in der Lasermaterialbearbeitung, der weiteren Optimierung des Systems (z.B. in Bezug auf die Kristallöfen) und für die weitere Leistungsskalierung im grünen und ultravioletten Spektralbereich.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel sollen die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit noch einmal zusammengefasst sowie ein Ausblick auf zukünftigen Forschungsbedarf und die wissenschaftliche und industrielle Anwendung gegeben werden. Dazu werden im ersten Abschnitt die wesentlichen Resultate der Experimente zum Multipassverstärker und im zweiten Abschnitt die Frequenzkonversionsexperimente noch einmal erörtert. Im dritten Abschnitt wird die Bedeutung der Ergebnisse für Wissenschaft und Technik beispielhaft anhand eines mit dem entwickelten System von Freitag et al. [3] durchgeführten Lasermaterialbearbeitungsexperiments erläutert.

5.1 Scheibenlaser-Multipassverstärker

Das Ziel der Arbeit war die Demonstration eines UKP-Scheibenlaser-Multipassverstärkers mit mehr als 1 kW Ausgangsleistung bei gleichzeitig hoher Pulsenergie im mJ-Bereich. Als Seedquelle stand dabei ein modifizierter kommerzieller TruMicro5050 der Firma Trumpf Laser GmbH zur Verfügung (115 W mittlere Leistung, 6,5 ps Pulsdauer und 300 kHz oder 800 kHz Repetitionsrate). Zur Realisierung der Ziele wurde ein Multipassverstärker ausgelegt und realisiert, welcher nach 40 Reflexionen an der gepumpten Scheibe eine maximale Ausgangsleistung von 1,4 kW bei 4,7 mJ Pulsenergie (300 kHz Repetitionsrate) lieferte. Die gemessene Pulsdauer war dabei <8 ps. Es wurde nur eine geringe Degradation der Strahlqualität mit einer Beugungsmaßzahl bei maximaler Ausgangsleistung von M^2<1,4 beobachtet. Dieses System der ersten Generation war die erste UKP-Laserquelle auf Scheibenlaserbasis mit einer Ausgangsleistung von mehr als 1 kW und gleichzeitig der einzige UKP-Laser mit einer mittleren Leistung von mehr als 1 kW und Pulsenergien im mJ-Bereich. Damit konnte gezeigt werden, dass Scheibenlaser, insbesondere in einer Multipasskonfiguration, sich hervorragend als Endstufe einer Verstärkerkette eignen. Weiterhin konnte demonstriert werden, dass die Pulsenergie und damit auch die Pulsspitzenleistung unabhängig von der Leistung skalierbar waren im Repetitionsratenbereich von 300 kHz bis 800 kHz. Dies bestätigte die These der hohen Flexibilität von Multipassverstärkern, da diese ohne optische Schalter auskommen. Die maximale Pulsspitzenleistung bei 1,4 kW Ausgangsleistung betrug 0,56 GW.

Weiterhin war hier, im Gegensatz zu Faser- und Slabverstärkern mit ähnlichen Ausgangsleistungen, noch keine chirped-pulse-amplification notwendig um solch hohe Pulsspitzenleistungen zu erreichen. Gleichzeitig war der Repetitionsratenbereich sehr vorteilhaft. Er ermöglicht es mit aktuellen Scannersystemen in der Lasermaterialbearbeitung, bei niedrigeren Vorschubgeschwindigkeiten Pulse getrennt nebeneinander auf dem Werkstück zu platzieren als es bei Systemen möglich ist, welche die Leistungsskalierung durch eine Erhöhung der Repetitionsrate realisieren.
Zur Erreichung dieser Ziele wurde für den Multipassverstärker das Konzept der Quasi-kollimierten freien Propagation (QKFP) ausgearbeitet und angewendet. Im Vergleich zu klassischen Propagationskonzepten konnte damit der Strahldurchmesser während der Propagation relativ groß gehalten werden, wodurch der Einfluss von intensitätsabhängigen Nichtlinearitäten kleiner wurde. Weiterhin wurden Konzepte zur Verringerung des Einflusses thermischer Effekte, insbesondere des bei hohen Pumpleistungen auftretenden Luftkeils vor der Scheibe, angewendet oder entwickelt. Dies beinhaltete die Anwendung des „Zero-phonon-line pumping“ der Scheibe bei einer Wellenlänge von 969 nm (die Pumpdioden waren eine Entwicklung der Trumpf Laser GmbH), sowie die Entwicklung des Konzepts des retroreflektierenden Spiegelpaars (RMP) für Multipassverstärker.
Weiterhin wurde auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse ein Multipassverstärker der zweiten Generation entwickelt, welcher denselben Seedlaser verwendete. Mit Hilfe einer Spiegelmatrix bestehend aus 60 Spiegeln konnten insgesamt 60 Reflexionen an der Scheibe realisiert werden. Der Multipassverstärker der zweiten Generation erzielte dabei eine maximale Ausgangsleistung von 2050 W bei einer Repetitionsrate von 300 kHz. Die Pulsenergie betrug 6,8 mJ und die gemessene Pusldauer 8 ps. Diese Ergebnisse stellen aktuell die höchste Ausgangsleistung einer UKP-Laserquelle (Pulsdauern <100 ps) dar. Weiterhin konnte in diesem Experiment die Langzeitstabilität deutlich verbessert werden.
In einem weiteren Experiment mit einem ähnlichen Multipassverstärker und 60 Reflexionen an der Scheibe wurde ein TruMicro5050 Femto Edition als Seedquelle verwendet. Dieser Seedlaser liefert 40 W an Leistung bei minimal 200 kHz Repetitionsrate und 805 fs Pulsdauer. Mit dem Verstärker konnte die These der unabhängigen Skalierung von Pulsenergie und mittlerer Leistung ebenfalls bestätigt werden. Die maximale Ausgangsleistung betrug 400 W bei 2 mJ Pulsenergie und 885 fs Pulsdauer. Daher ergab sich eine sehr hohe Pulsspitzenleistung von 1,99 GW unter der Annahme eines zeitlichen hyperbolischen Sekansprofils. Hier ließen sich die Auswirkungen eines großen B-Integrals durch die Propagation durch den Verstärker beobachten. Durch Selbstphasenmodulation wurde das Spektrum sehr breit, während die Pulsdauer nur geringfügig größer wurde, aber in der Autokorrelation

Abweichungen vom hyperbolischen Sekansprofil an den Flanken der Pulse auftraten.
Die erzielten Ergebnisse werden als Basis für weitere Forschung an Multipassverstärkern betrachtet. Weiterer Forschungsbedarf besteht beispielsweise darin, die Ausgangsleistung der Verstärkersysteme weiter zu steigern. Ein Ansatz hier kann die Erhöhung der Anzahl der Reflexionen an der Scheibe darstellen, da hierdurch eine größere Sättigung der Verstärkung erreicht werden kann. Es ist allerdings auch weitere Forschung zur Analyse der Begrenzung der Ausgangsleistung durch einen Knick in der Leistungskurve notwendig. Dazu dienlich kann eine vollständige Modellierung eines Multipassverstärkersystems sein, welche die sich durch Beugung ergebenden Intensitätsprofile, das orts- und zeitaufgelöste Verstärkungsprofil auf der Scheibe, das Pulsspektrum, das zeitliche Pulsverhalten, Nichtlinearitäten, verstärkte spontane Emmission, alle Winkel im Verstärler, usw. einschließt und miteinander koppelt. Eine Verringerung der Effekte von Nichtlinearität in der Luft und dem Luftkeil vor der Scheibe kann weiterhin durch Flutung des Systems mit beispielsweise Helium erreicht werden. Dies wurde in dieser Arbeit in Hinsicht auf die Industrialisierbarkeit des Systems verworfen. Vorteilhaft wäre weiterhin eine Verkleinerung des Bauraums des Systems. Zusätzlich wurde bereits gezeigt, dass das System in der Lage ist Femtosekundenpulse zu verstärken. Hier wäre die Verwendung von anderen Seedquellen mit kürzeren Pulsen, mehr Ausgangsleistung und evtl. anderen Repetitionsratenbereichen wünschenswert, eventuell auch in Kombination mit einer CPA-Technik.

5.2 Frequenzkonversion

Ziel der Experimente zur Frequenzkonversion des Ausgangsstrahls des Multipassverstärkers war es, erstmalig eine mittlere Leistung von mehr als 500 W bei einer Wellenlänge von 515 nm und mehr als 100 W bei 343 nm bei gleichzeitig hoher Pulsenergie zu erzeugen. Die Motivation für die Frequenzkonversion war dabei, dass kürzere Wellenlängen, bei gleicher Strahlqualität, zu einer besseren Fokussierbarkeit des Laserstrahles führen. Gleichzeitig weisen Materialien, wie z.B. Kupfer, eine höhere Absorption bei kürzeren Wellenlängen auf. Die angestrebten Ausgangsleistungen würden dabei eine hohe Produktivität in der Lasermaterialbearbeitung erlauben.
Erreicht wurde bei einer Wellenlänge von 515 nm durch einen Frequenzverdopplungsprozess in einem LBO-Kristall eine Ausgangsleistung von 820 W bei einer Pulsenergie von 2,7 mJ. Dies ist die bislang höchste Ausgangsleistung eines UKP-

Festkörperlasers im Wellenlängenbereich der Zweiten Harmonischen von Yb:YAG- und Nd:YAG-Systemen (515-532 nm). Die Konversionseffizienz betrug dabei 70%. Bei hohen Spitzenintensitäten und damit einhergehend hohen Konversionseffizienzen setzte eine Degradation der Strahlqualität ein und es wurde eine Beugungsmaßzahl von $M^2<2$ bei voller Ausgangsleistung gemessen. Diese Degradation ist vermutlich auf Fehljustage und bei hohen Intensitäten einsetzende thermisch induzierte Phasenstörungen im Kristall zurückzuführen. Eine Lösungsstrategie stellt dabei die Verwendung größerer Kristalle dar.
In einem zweiten Schritt wurde in einem zweiten LBO-Kristall eine Summenfrequenzerzeugung zwischen 1030 nm und 515 nm zu 343 nm durchgeführt. Dabei wurde eine maximale Ausgangsleistung von 234 W bei 780 μJ erreicht. Auch dieses Ergebnis stellt einen Rekordwert für UKP-Festkörperlaserquellen bei Wellenlängen von 343-355 nm dar und die gesetzten Ziele wurden damit erreicht. In diesem Experiment wurde ebenfalls eine Degradation der Strahlqualität bei hohen Ausgangsleistungen über ca. 120 W beobachtet. Die Gründe hierfür waren vermutlich eine bereits verminderte Effizienz und Strahlqualitätsdegradation (grün und IR) im vorangegangenen Konversionsschritt, sowie ein nicht homogenes Temperaturprofil im Kristallofen und thermisch induzierte Phasenstörungen im Kristall. Auch hier stellt die Verwendung von größeren Kristallen in Verbindung mit einem verbesserten Design des Kristallofens eine mögliche Lösungsstrategie für die Zukunft dar. Weiterhin wurden eine Leistungsmessung bei 100-120 W Ausgangsleistung über 25 Minuten durchgeführt. Hier ergab sich kein Hinweis auf eine Degradation des LBO-Kristalls durch Farbzentren. Für eine industrielle Anwendung sind allerdings noch längere Tests notwendig.
Die erzielten Ergebnisse zeigen damit die Möglichkeiten und bisherigen Begrenzungen der Frequenzkonversion der Ausgangsstrahlung des Multipassverstärkers in LBO auf. Sie bilden damit die Grundlage für eine Weiterentwicklung und eine mögliche Kommerzialisierung. Hier sollte der Fokus auf der Entwicklung eines Frequenzkonversionsmoduls gerichtet sein, welcher sich optional zwischen Verstärker und Bearbeitungskopf schalten lässt. Dies ließe ein Umschalten zwischen den Wellenlängen für die Bearbeitung zu.

5.3 Wissenschaftliche und industrielle Anwendungen

Das Hauptziel der Arbeit war, einen UKP-Scheibenlaser-Multipass-Verstärker mit mehr als 1 kW Ausgangsleistung zu entwickeln. Es existieren einige wissenschaftli-

che Anwendungen, welche von der Weiterentwicklung von Scheibenlaser-Multipassverstärkern hinsichtlich Pulsenergie- und Leistungsskalierung profitieren können. So eignen sich diese beispielsweise als Pumpquelle für OPCPA-Systeme. Die Motivation für diese Arbeit ergab sich allerdings aus der Produktivitätssteigerung für UKP-Lasermaterialbearbeitungsprozesse durch hohe Ausgangsleistungen. Es sei hier an einem Beispiel festgehalten, dass mit dem entwickelten Verstärker die Produktivität tatsächlich signifikant gesteigert werden kann. Nach Beendigung der Entwicklungsarbeiten wurde der Ausgangsstrahl des Systems in Kollaboration mit der Verfahrensentwicklungsabteilung des IFSW in eine Materialbearbeitungsanlage eingekoppelt. Hier wurden anschließend durch Freitag et al. [3] Versuche zum Schneiden von Kohlenstofffaserverbundwerkstoffen (CFK) durchgeführt. Dabei wurden 1,1 kW Laserleistung bei einer Repetitionsrate von 300 kHz und sub-8 ps langen Pulsen verwendet. Diese wurden mittels eines Scanners mit einer maximalen Scangeschwindigkeit von 30 m/s auf eine 2 mm dicke CFK-Probe gelenkt. Der Strahldurchmesser auf dem Werkstück betrug 125 μm. Hier zeigte sich ein Vorteil der niedrigen Repetitionsrate des Systems, da bei 30 m/s Scangeschwindigkeit der Abstand von zwei Pulsen auf dem Werkstück 100 μm betrug. Damit ließen sich die Pulse nahezu ohne Überlapp nebeneinander setzen und Wärmeakkumulationseffekte vermeiden ([54],[88]). Es wurde beispielsweise [3] mit 2100 Überfahrten eine rechteckige Kontur mit 22,5 cm x 9,5 cm Seitenlänge ausgeschnitten. Die thermische Schädigungszone war kleiner als 20 μm und die effektive Schnittgeschwindigkeit betrug bei dieser Schnittqualität vorher nie dagewesene 0,9 m/min.
Dieses Experiment zeigt damit das Potential dieser Technologie, die Produktivität in der UKP-Lasermaterialbearbeitung weiter zu erhöhen. Ebenso zeigt es die hervorragende Kombination der erzielten Ausgangsleistung und Pulsenergie/ Repetitionsrate des realisierten Systems.

Literaturverzeichnis

[1] Nolte, S.; Momma, C.; Jacobs, H.; Tu, a.; Chichkov, B. N.; Wellegehausen, B.; Welling, H.: *Ablation of metals by ultrashort laser pulses.* Journal of the Optical Society of America B **14** (1997) Nr. 10, S. 2716–2722.

[2] Feuer, A.; Kunz, C.; Kraus, M.; Onuseit, V.; Weber, R.; Graf, T.; Ingildeev, D.; Hermanutz, F.: *Influence of laser parameters on quality of microholes and process efficiency.* In: Proc. SPIE 8967, Laser Applications in Microelectronic and Optoelectronic Manufacturing (LAMOM) XIX. 2014, S. 89670H.

[3] Freitag, C.; Wiedenmann, M.; Negel, J. P.; Loescher, A.; Onuseit, V.; Weber, R.; Abdou Ahmed, M.; Graf, T.: *High-quality processing of CFRP with a 1.1-kW picosecond laser.* Applied Physics A: Materials Science and Processing **119** (2015) Nr. 4, S. 1237–1243.

[4] Romero, J. J.; Johannsen, J.; Mond, M.; Petermann, K.; Huber, G.; Heumann, E.: *Continuous-wave laser action of Yb3+-doped lanthanum scandium borate.* Applied Physics B: Lasers and Optics **80** (2005) Nr. 2, S. 159–163.

[5] Sangla, D.; Castaing, M.; Balembois, F.; Georges, P.: *Highly efficient Nd:YVO4 laser by direct in-band diode pumping at 914 nm.* Opt.Lett. **34** (2009) Nr. 14, S. 2159–2161.

[6] Weichelt, B.; Voss, A.; Abdou Ahmed, M.; Graf, T.: *Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line.* Opt.Lett. **37** (2012) Nr. 15, S. 3045–3047.

[7] Piehler, S.; Weichelt, B.; Voss, A.; Abdou Ahmed, M.; Graf, T.: *Power scaling of fundamental-mode thin-disk lasers using intracavity deformable mirrors.* Opt.Lett. **37** (2012) Nr. 24, S. 5033–5.

[8] Schad, S.-S.; Kuhn, V.; Gottwald, T.; Negoita, V.; Killi, A.; Wallmeroth, K.: *Near fundamental mode high-power thin-disk laser.* In: SPIE Photonics West 2014-LASE: Lasers and Sources. San Francisco, 2014, S. 89590U1–89590U6.

[9] Keller, U.; Miller, D. a.; Boyd, G. D.; Chiu, T. H.; Ferguson, J. F.; Asom, M. T.: *Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for*

Nd:YLF lasers: an antiresonant semiconductor Fabry-Perot saturable absorber. Opt.Lett. **17** (1992) Nr. 7, S. 505–507.

[10] Saraceno, C. J.; Emaury, F.; Heckl, O. H.; Baer, C. R. E.; Hoffmann, M.; Schriber, C.; Golling, M.; Südmeyer, T.; Keller, U.: *275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment.* Opt.Express **20** (2012) Nr. 21, S. 23535.

[11] Saraceno, C. J.; Emaury, F.; Schriber, C.; Hoffmann, M.; Golling, M.; Südmeyer, T.; Keller, U.: *Ultrafast thin-disk laser with 80 μJ pulse energy and 242 W of average power.* Opt.Lett. **39** (2014) Nr. 1, S. 9–12.

[12] Bauer, D.; Zawischa, I.; Sutter, D.; Killi, A.; Dekorsy, T.: *Mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator with 41 μJ pulse energy at 145 W average infrared power and high power frequency conversion.* Opt.Express **20** (2012) Nr. 9, S. 9698–9704.

[13] Pronin, O.: *Towards a compact thin-disk-based femtosecond XUV source Towards a compact thin-disk-based femtosecond XUV source.* 2012. Ludwig-Maximilians-Universität München, Dissertation.

[14] Brons, J.; Pervak, V.; Fedulova, E.; Bauer, D.; Sutter, D.; Kalashnikov, V.; Apolonskiy, A.; Pronin, O.; Krausz, F.: *Energy scaling of Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillators.* Opt.Lett. **39** (2014) Nr. 22, S. 6442–6445.

[15] Brons, J.; Pervak, V.; Bauer, D.; Sutter, D.; Pronin, O.; Krausz, F.: *Powerful 100-fs-scale Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillator.* Opt.Lett. **41** (2016) Nr. 15, S. 3567–3570.

[16] Baer, C. R. E.; Kränkel, C.; Saraceno, C. J.; Heckl, O. H.; Golling, M.; Peters, R.; Petermann, K.; Südmeyer, T.; Huber, G.; Keller, U.: *Femtosecond thin-disk laser with 141 W of average power.* Opt.Lett. **35** (2010) Nr. 13, S. 2302–2304.

[17] Wentsch, K. S.; Zheng, L.; Xu, J.; Abdou Ahmed, M.; Graf, T.: *Passively mode-locked Yb3+:Sc2SiO5 thin-disk laser.* Opt.Lett. **37** (2012) Nr. 22, S. 4750–4752.

[18] Ricaud, S.; Jaffres, A.; Wentsch, K.; Suganuma, A.; Viana, B.; Loiseau, P.; Weichelt, B.; Abdou Ahmed, M.; Voss, A.; Graf, T.; Rytz, D.; Hönninger, C.; Mottay, E.; Georges, P.; Druon, F.: *Femtosecond Yb:CaGdAlO4 thin-disk oscillator.* Opt.Lett. **37** (2012) Nr. 19, S. 3984–6.

[19] Dannecker, B.; Délen, X.; Wentsch, K. S.; Weichelt, B.; Hönninger, C.; Voss, A.; Abdou Ahmed, M.; Graf, T.: *Passively mode-locked Yb:CaF2 thin-disk laser.* Opt.Express **22** (2014) Nr. 19, S. 22278–22284.

[20] Baer, C. R. E.; Heckl, O. H.; Saraceno, C. J.; Schriber, C.; Kränkel, C.; Südmeyer, T.; Keller, U.: *Frontiers in passively mode-locked high-power thin disk laser oscillators.* Opt.Express **20** (2012) Nr. 7, S. 7054–7065.

[21] Strickland, D.; Mourou, G.: *Compression of amplified chirped optical pulses.* Optics Communications **55** (1985) Nr. 6, S. 447–449.

[22] Eidam, T.; Hanf, S.; Seise, E.; Andersen, T. V.; Gabler, T.; Wirth, C.; Schreiber, T.; Limpert, J.; Tünnermann, A.: *Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power.* Opt.Lett. **35** (2010) Nr. 2, S. 94–96.

[23] Otto, H.-j.; Stutzki, F.; Modsching, N.; Jauregui, C.; Limpert, J.; Tünnermann, A.: *2 kW average power from a pulsed Yb-doped rod-type fiber amplifier.* Opt.Lett. **39** (2014) Nr. 22, S. 6446–6449.

[24] Hädrich, S.; Klenke, A.; Hoffmann, A.; Eidam, T.; Gottschall, T.; Rothhardt, J.; Limpert, J.; Tünnermann, A.: *Nonlinear compression to sub-30-fs, 0.5 mJ pulses at 135 W of average power.* Opt.Lett. **38** (2013) Nr. 19, S. 3866–9.

[25] Klenke, A.; Breitkopf, S.; Kienel, M.; Gottschall, T.; Eidam, T.; Hädrich, S.; Rothhardt, J.; Limpert, J.; Tünnermann, A.: *530 W, 1.3 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system.* Opt.Lett. **38** (2013) Nr. 13, S. 2283–5.

[26] Müller, M.; Kienel, M.; Klenke, A.; Gottschall, T.; Shestaev, E.; Plötner, M.; Limpert, J.; Tünnermann, A.: *1Âăk W 1Âăm J eight-channel ultrafast fiber laser.* Opt.Lett. **41** (2016) Nr. 15, S. 3439.

[27] Kienel, M.; Müller, M.; Klenke, A.; Limpert, J.; Tünnermann, A.: *12 mJ kW-class ultrafast fiber laser system using multidimensional coherent pulse addition.* Opt.Lett. **41** (2016) Nr. 14, S. 3343–3346.

[28] Klenke, A.; Hädrich, S.; Eidam, T.; Rothhardt, J.; Kienel, M.; Demmler, S.; Gottschall, T.; Limpert, J.; Tünnermann, A.: *22 GW peak-power fiber chirped-pulse- amplification system.* Opt.Lett. **39** (2014) Nr. 24, S. 6875–6878.

[29] Russbueldt, P.; Hoffmann, D.; Höfer, M.; Löhring, J.; Luttmann, J.; Meissner, A.; Weitenberg, J.; Traub, M.; Sartorius, T.; Esser, D.; Wester, R.; Loosen, P.: *Innoslab Amplifiers.* IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **21** (2014) Nr. 1, S. 3100117.

[30] Russbueldt, P.; Mans, T.; Weitenberg, J.; Hoffmann, H. D.; Poprawe, R.: *Compact diode-pumped 1.1 kW Yb:YAG Innoslab femtosecond amplifier.* Opt.Lett. **35** (2010) Nr. 24, S. 4169–4171.

[31] Schulte, J.; Hoffmann, H.-D.: *AKTUELLE TRENDS IN DER UKP-STRAHLQUELLENENTWICKLUNG*. In: Innovationsforum MikroLas. Rostock, 2016.

[32] Giesen, A.; Hügel, H.; Voss, A.; Wittig, K.; Brauch, U.; Opower, H.: *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Applied Physics B Lasers and Optics **58** (1994) Nr. 5, S. 365–372.

[33] Metzger, T.; Gorjan, M.; Ueffing, M.; Teisset, C. Y.; Schultze, M.; Häfner, M.; Prinz, S.; Sutter, D.; Michel, K.; Barros, H. G.; Major, Z.; Krausz, F.: *Picosecond Thin-Disk Lasers*. In: Proceeding of CLEO2014, JTH4L.1. 2014, S. 1–2.

[34] Schultze, M.; Klingebiel, S.; Wandt, C.; Teisset, C.; Bessing, R.; Häfner, M.; Prinz, S.; Michel, K.; Metzger, T.: *500 W- 10 mJ âĂŞ Picosecond Thin Disk Regenerative Amplifier*. In: Proceesings of Europhoton 2016. Wien: European Physical Society, 2016, S. SSL–5.4.

[35] Klingebiel, S.; Schultze, M.; Teisset, C. Y.; Bessing, R.; Haefner, M.; Prinz, S.; Gorjan, M.; Sutter, D. H.; Michel, K.; Barros, H. G.; Major, Z.; Krausz, F.; Metzger, T.: *220mJ Ultrafast Thin-Disk Regenerative Amplifier*. In: Optical Society of America (OSA) (Hrsg.): CLEO: 2015, OSA Technical Digest (online), STu4O.2. San José, 2015.

[36] Antognini, A.; Schuhmann, K.; Amaro, F. D.; Biraben, F.; Dax, A.; Giesen, A.; Graf, T.; Hänsch, T. W.; Indelicato, P.; Julien, L.; Kao, C.-y.; Knowles, P. E.; Kottmann, F.; Bigot, E. L.; Liu, Y.-w.; Ludhova, L.; Moschüring, N.; Mulhauser, F.; Nebel, T.; Nez, F.; Rabinowitz, P.; Schwob, C.; Taqqu, D.; Pohl, R.: *Thin-Disk Yb : YAG Oscillator-Amplifier Laser , ASE , and Effective Yb : YAG Lifetime*. IEEE Journal of Quantum Electronics **45** (2009) Nr. 8, S. 993–1005.

[37] Antognini, A.; Nez, F.; Schuhmann, K.; Amaro, F. D.; Biraben, F.; Cardoso, J. a. M. R.; Covita, D. S.; Dax, A.; Dhawan, S.; Diepold, M.; Fernandes, L. M. P.; Giesen, A.; Gouvea, A. L.; Graf, T.; Hänsch, T. W.; Indelicato, P.; Julien, L.; Kao, C.-Y.; Knowles, P.; Kottmann, F.; Le Bigot, E.-O.; Liu, Y.-W.; Lopes, J. a. M.; Ludhova, L.; Monteiro, C. M. B.; Mulhauser, F.; Nebel, T.; Rabinowitz, P.; dos Santos, J. M. F.; Schaller, L. a.; Schwob, C.; Taqqu, D.; Veloso, J. a. F. C. a.; Vogelsang, J.; Pohl, R.: *Proton structure from the measurement of 2S-2P transition frequencies of muonic hydrogen*. Science (New York, N.Y.) **339** (2013) Nr. 6118, S. 417–20.

[38] Schulz, M.: *High Energy High Repetition-Rate Thin-Disk Amplifier for OPCPA*. 2013. Universität Hamburg, Dissertation.

[39] Schulz, M.; Riedel, R.; Willner, a.; Düsterer, S.; Prandolini, M. J.; Feldhaus, J.; Faatz, B.; Rossbach, J.; Drescher, M.; Tavella, F.: *Pulsed operation of a high average power Yb:YAG thin-disk multipass amplifier*. Opt.Express **20** (2012) Nr. 5, S. 5038.

[40] Schulz, M.; Hoeppner, H.; Temme, M.; Riedel, R.; Faatz, B.; Prandolini, M.; Drescher, M.; Tavella, F.: *14 kilowatt burst average power from 2-stage cascaded Yb:YAG thin-disk multipass amplifier*. In: Proceedings of Frontiers in Optics 2013, FTu4A.2. 2013.

[41] Baumgarten, C.; Pedicone, M.; Bravo, H.; Wang, H.; Yin, L.; Menoni, C.; Rocca, J.; Reagan, B.: *1 J , 0.5 kHz repetition rate picosecond laser*. Opt.Lett. **41** (2016) Nr. 14, S. 3339–3342.

[42] Negel, J.-P.; Loescher, A.; Voss, A.; Bauer, D.; Sutter, D. H.; Abdou Ahmed, M.; Graf, T.: *Ultrafast thin-disk multipass amplifier with 1.4 kW average power and 4.7 mJ pulse energy at 1030 nm converted to 820 W and 2 .7 mJ at 515 nm*. In: Proceeding of Solid State Lasers XXIV: Technology and Devices. San Francisco, 2015, S. 9342–30.

[43] Negel, J.-P.; Voss, A.; Abdou Ahmed, M.; Bauer, D.; Sutter, D.; Killi, A.; Graf, T.: *1.1 kW average output power from a thin-disk multipass amplifier for ultrashort laser pulses*. Opt.Lett. **38** (2013) Nr. 24, S. 5442–5.

[44] Sartorius, T.; Russbueldt, P.; Bauer, D.; Sutter, D.; Hoffmann, D.: *Innoslab and thin-disk amplifier system with 1.5 kW average power at 710 fs pulse duration*. In: Lase 2016, Solid State Lasers XXV: Technology and Devices. San Francisco: SPIE, 2016, S. 9726–42.

[45] Negel, J.-P.; Loescher, A.; Bauer, D.; Sutter, D.; Killi, A.; Abdou Ahmed, M.; Graf, T.: *Second Generation Thin-Disk Multipass Amplifier Delivering Picosecond Pulses with 2 kW of Average Output Power*. In: Proceedings of Advanced Solid State Lasers (ASSL) 2016. Boston: OSA, 2016.

[46] Stolzenburg, C.; Schüle, W.; Angrick, V.; Bouzid, M.; Killi, A.: *Multi-kW IR and green nanosecond thin-disk lasers*. In: Proc. SPIE 8959, Solid State Lasers XXIII: Technology and Devices,. 2014, S. 89590O.

[47] Gronloh, B.; Russbueldt, P.; Jungbluth, B.; Hoffmann, H.-D.: *Green sub-ps laser exceeding 400 W of average power*. In: SPIE Photonics West 2014-LASE: Lasers and Sources. San-Francisco, 2014, S. 89590T–1 – 89590T–10.

[48] Novák, J.; Green, J. T.; Metzger, T.; Mazanec, T.; Himmel, B.; Horáček, M.; Hubka, Z.; Boge, R.; Antipenkov, R.; Batysta, F.; Naylon, J. a.; Bakule, P.; Rus, B.: *Thin disk amplifier-based 40 mJ, 1 kHz, picosecond laser at 515 nm*. Opt.Express **24** (2016) Nr. 6, S. 5728.

[49] Trumpf Lasertechnik GmbH: *Produktportfolio TruMicro-Serie, http://www.trumpf-laser.com/de/produkte/festkoerperlaser/kurz-und-ultrakurzpulslaser/trumicro-serie-5000.html, abgerufen am 07.03.2016.*

[50] Sangla, D.; Saby, J.; Cocquelin, B.; Salin, F.: *High power picosecond fiber laser emitting 50 W at 343 nm at 80 MHz.* In: SPIE Lase. 2012, S. 82370N–82370N–6.

[51] Rothhardt, J.; Rothhardt, C.; Müller, M.; Klenke, A.; Kienel, M.; Demmler, S.; ino Elsmann, T.; Rothhardt, M.; Limpert, J.; Tünnermann, A.: *100 W average power femtosecond laser at 343 nm.* Opt.Lett. **41** (2016) Nr. 8, S. 1885–1888.

[52] Chen, L.; Bai, Z.; Pan, Y.; Chen, M.; Li, G.: *Two-millijoule, 1-kHz, 355-nm picosecond laser pulse generation in LiB3O5 crystal.* Optical Engineering **52** (2013) Nr. 8, S. 086107.

[53] Zhu, P.; Li, D.; Liu, Q.; Chen, J.; Fu, S.; Shi, P.; Du, K.; Loosen, P.: *39.1 μJ picosecond ultraviolet pulses at 355 nm with 1 MHz repeat rate.* Opt.Lett. **38** (2013) Nr. 22, S. 4716–8.

[54] Weber, R.; Graf, T.; Berger, P.; Onuseit, V.; Wiedenmann, M.; Freitag, C.; Feuer, A.: *Heat accumulation during pulsed laser materials processing.* Opt.Express **22** (2014) Nr. 9, S. 11312.

[55] Georges, P.; Estable, F.; Salin, F.; Poizat, J. P.; Grangier, P.; Brun, a.: *High-efficiency multipass Ti:sapphire amplifiers for a continuous-wave single-mode laser.* Opt.Lett. **16** (1991) Nr. 3, S. 144–6.

[56] Scott, A.; Cook, G.; Davies, A.: *Efficient High-Gain Laser Amplification from a Low-Gain Amplifier by use of Self-Imaging Multipass Geometry.* Applied optics **40** (2001) Nr. 15, S. 2461–2467.

[57] Blanc, C. L.; Grillon, G.; Chambaret, J. P.; Migus, a.; Antonetti, a.: *Compact and efficient multipass Ti:sapphire system for femtosecond chirped-pulse amplification at the terawatt level.* Opt.Lett. **18** (1993) Nr. 2, S. 140–142.

[58] Neuhaus, J.; Bauer, D.; Zhang, J.; Killi, A.; Kleinbauer, J.; Kumkar, M.; Weiler, S.; Guina, M.; Sutter, D. H.; Dekorsy, T.: *Subpicosecond thin-disk laser oscillator with pulse energies of up to 25.9 microjoules by use of an active multipass geometry.* Opt.Express **16** (2008) Nr. 25, S. 20530–20539.

[59] Bauer, D.: *Modengekoppelte Scheibenoszillatoren für Materialbearbeitung.* 2012. Universität Konstanz, Dissertation.

[60] Kogelnik, H.; Li, T.: *Laser beams and resonators.* Applied Optics **5** (1966) Nr. 10, S. 1550–1567.

[61] Perry, M. D.; Ditmire, T.; Stuart, B. C.: *Self-phase modulation in chirped-pulse amplification.* Opt.Lett. **19** (1994) Nr. 24, S. 2149–51.

[62] Nibbering, E. T. J.; Grillon, G.; Franco, M. a.; Prade, B. S.; Mysyrowicz, a.: *Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N_2, and O_2 by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses.* Journal of the Optical Society of America B **14** (1997) Nr. 3, S. 650.

[63] Pennington; M., D.; Henesian; A., M.; Hellwarth; W., R.: *Nonlinear index of air at 1.053 μm.* Phys. Rev. A **39** (1989) Nr. 6, S. 3003–3009.

[64] Senatsky, Y.; Shirakawa, a.; Sato, Y.; Hagiwara, J.; Lu, J.; Ueda, K.; Yagi, H.; Yanagitani, T.: *Nonlinear refractive index of ceramic laser media and perspectives of their usage in a high-power laser-driver.* Laser Physics Letters **1** (2004) Nr. 10, S. 500–506.

[65] Neuhaus, J.: *Passively mode-locked Yb : YAG thin-disk laser with active multipass geometry.* 2009. Universität Konstanz, Dissertation.

[66] Blázquez-Sánchez, D.; Weichelt, B.; Austerschulte, A.; Voss, A.; Graf, T.; Killi, A.; Eckstein, H.-C.; Stumpf, M.; Matthes, A. L.; Zeitner, U. D.: *Improving the brightness of a multi-kilowatt single thin-disk laser by an aspherical phase front correction.* Opt.Lett. **36** (2011) Nr. 6, S. 799–801.

[67] Collins, Jr., S. a.: *Lens-System Diffraction Integral Written in Terms of Matrix Optics.* Journal of the Optical Society of America **60** (1970) Nr. 9, S. 1168.

[68] Gerber, M.; Graf, T.: *Generation of super-gaussian modes in Nd:YAG lasers with a graded-phase mirror.* IEEE Journal of Quantum Electronics **40** (2004) Nr. 6, S. 741–746.

[69] Guoy, L.: *Sur une propriete nouvelle des ondes lumineuses.* C. R. Acad. Sci. Paris **110** (1890) Nr. 1251.

[70] Rubinowicz, A.: *On the anomalous propagation of phase in the focus.* Physical Review **54** (1938) Nr. 11, S. 931–936.

[71] Contag, K.: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb: YAG-Scheibenlasers.* 2002. Universität Stuttgart, Dissertation, S. 1–196.

[72] Graf, T.: *Laser- Grundlagen der Laserstrahlquellen*, 1. Aufl. Wiesbaden: Vieweg + Teubner, 2009.

[73] Sumida, D.; Fan, T.: *Emission spectra and fluorescence lifetime measurements of Yb: YAG as a function of temperature.* In: Fan, T.; Chai, B. (Hrsg.): Advanced Solid-State Lasers. Salt Lake City, Utah, USA: Optical Society of America, 1994, S. 100–102.

[74] Patel, F. D.; Honea, E. C.; Speth, J.; Payne, S. a.; Hutcheson, R.; Equall, R.: *Laser demonstration of Yb3Al5O12 (YbAG) and materials properties of highly doped Yb:YAG*. IEEE Journal of Quantum Electronics **37** (2001) Nr. 1, S. 135–144.

[75] Roth, U.; Graf, T.; Rochat, E.; Haroud, K.; Balmer, E.; Weber, H. P.: *Saturation , Gain , and Noise Properties of a Nd : YAG CW Amplifier*. IEEE Journal of Quantum Electronics **34** (1998) Nr. 10, S. 1987–1991.

[76] Armstrong, D. J.; Smith, A. V.: *Demonstration of improved beam quality in an image-rotating optical parametric oscillator*. Opt.Lett. **27** (2002) Nr. 1, S. 40–42.

[77] Paschotta, R.: *Artikel zu "Gaussian Pulses" in "Encyclopedia of Laser Physics and Technology", abgerufen am 02.09.2016*.

[78] Casperson, L. W.; Yariv, A.: *Spectral narrowing in High-Gain Lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **8** (1972) Nr. 2, S. 80–85.

[79] Yariv, A.; Leite, R. C. C.: *Super radiant narrowing in fluorescence radiation of inverted populations*. J. Appl. Phys. **34** (1963) Nr. 11, S. 3410–3411.

[80] Paschotta, R.: *Artikel zu "Sech2-shaped Pulses" in "Encyclopedia of Laser Physics and Technology", abgerufen am 05.09.2016*. 2016.

[81] Loescher, A.; Negel, J.-P.; Graf, T.; Abdou Ahmed, M.: *Radially polarized emission with 635 W of average power and 2.1 mJ of pulse energy generated by an ultrafast thin-disk multipass amplifier*. Opt.Lett. **40** (2015) Nr. 24, S. 5758–5761.

[82] Kraus, M.; Abdou Ahmed, M.; Michalowski, A.; Voss, A.; Weber, R.; Graf, T.: *Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization*. Opt.Express **18** (2010) Nr. 21, S. 22305–22313.

[83] Dorn, R.; Quabis, S.; Leuchs, G.: *Sharper Focus for a Radially Polarized Light Beam*. Phys. Rev. Lett. **91** (2003) Nr. 23, S. 233901.

[84] Machavariani, G.; Lumer, Y.; Moshe, I.; Meir, a.; Jackel, S.: *Efficient extracavity generation of radially and azimuthally polarized beams*. Opt.Lett. **32** (2007) Nr. 11, S. 1468–70.

[85] Smith, A.: *SNLO nonlinear optics code Version 6.3, AS-Photonics, Albuquerque, New Mexico, USA*. 2016.

[86] Boyd, R.: *Nonlinear Optics*, 2. Aufl. San Diego: Elsevier Science, 2003, S. 39.

[87] Roberts, D. a.: *Simplified characterization of uniaxial and biaxial nonlinear optical crystals: A plea for standardization of nomenclature and conventions*. IEEE Journal of Quantum Electronics **28** (1992) Nr. 10, S. 2057–2074.

[88] Freitag, C.; Onuseit, V.; Weber, R.; Graf, T.: *High-speed Observation*

of the Heat Flow in CFRP During Laser Processing. Physics Procedia **39** (2012), S. 171–178.

Danksagungen

Die Arbeiten zum Multipassverstärker für Pikosekundenpulse und zur Frequenzkonversion wurden gefördert durch das Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) unter den Förderkennzeichen 13N11787 und 13N11789 (Verbundprojekt „T4nPV“.)
Ich möchte der Trumpf Laser GmbH danken für die Bereitstellung des TruMicro5050, der VBG-stabilisierten Pumpdioden und der Yb:YAG-Scheiben für die Experimente mit Pikosekundenpulsen.

Die Arbeiten mit dem Multipassverstärker für Femtosekundenpulse erhielten Förderung aus dem „Seventh Framework Program for research, technological development, and demonstration“ (FP7) der Europäischen Union (619237, „Ultrafast RAZipol“-Projekt).
Der TruMicro5050 Femto Edition wurde bereitgestellt von der Schweißtechnischen Lehr- und Versuchsanstalt (SLV) Mecklenburg-Vorpommern GmbH.

Weiterhin möchte ich mich bei all jenen bedanken, welche diese Arbeit ermöglicht und mich unterstützt haben.

Mein besonderer Dank gilt dabei Herrn Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf, welcher mich als Institutsleiter am IFSW aufgenommen und diese Arbeit betreut hat. Seine konstruktiven Anmerkungen und Rückfragen habe ich stets als hilfreich empfunden und sie ermöglichten mir oft einen anderen Blickwinkel auf Problemstellungen.

Weiterhin möchte ich Herrn Prof. Dr. Thomas Dekorsy für die Übernahme des Mitberichts danken.

Zudem gebührt mein Dank dem Abteilungsleiter der Laserentwicklung Dr. Marwan Abdou Ahmed für das entgegengebrachte Vertrauen und viele Diskussionen zu unterschiedlichsten Problemstellungen. Erst seine Arbeit, wie beispielsweise die

Beantragung und Leitung von Projekten, ermöglicht die Anfertigung von Dissertationen in der Abteilung.

Ich danke all meinen Kollegen für die Unterstützung, die vielen wissenschaftlichen Diskussionen, die gute Arbeitsatmosphäre und die Aktivitäten abseits der Arbeit. Besonders hervorheben möchte ich hier alle Bürokollegen mit denen ich über die Jahre viel erleben durfte: Stefan Piehler, Benjamin Dannecker, André Loescher, Johannes Früchtenicht und Christoph Röcker.

Mein Dank gilt auch meinen Studenten und Hiwis, insbesondere Michael Glatt, welcher einen großen Beitrag beim Aufbau der Experimente geleistet hat.

Es sei an dieser Stelle auch den Technikern und der Verwaltung am Institut gedankt ohne die auch keine wissenschaftliche Arbeit stattfinden könnte. Hier möchte ich Michael Schienle hervorheben, welcher durch die vielen Diskussionen über Konstruktionszeichnungen einen maßgeblichen Anteil am Gelingen der Experimente hatte.

Abseits des Instituts gilt mein besonderer Dank meinen Eltern Inge und Wilfried, welche mir mein Studium ermöglicht und mich immer unterstützt haben.

Schließlich danke ich meiner Frau Miriam und meiner Tochter Lotta ebenfalls für ihre Unterstützung, den Rückhalt und auch für das entgegengebrachte Verständnis, wenn ich mich meiner Dissertation gewidmet habe.

Vielen Dank!

Stuttgart, im September 2016 Jan-Philipp Negel

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von
Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart
Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe
Modell zur rechnerischen Simulation von Laserresonatoren und Strahlführungssystemen
1992, 186 Seiten, ISBN 3-519-06205-4

Gorriz, Michael
Adaptive Optik und Sensorik im Strahlführungssystem von Laserbearbeitungsanlagen
1992, vergriffen, ISBN 3-519-06206-2

Mohr, Ursula
Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO_2-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas
Arbeiten zur Optimierung des Umwandlungshärtens mit Laserstrahlen
1993, 152 Seiten, ISBN 3-519-06208-9

Borik, Stefan
Einfluß optischer Komponenten auf die Strahlqualität von Hochleistungslasern
1993, 200 Seiten, ISBN 3-519-06209-7

Paul, Rüdiger
Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströmte CO_2-Laser
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland
Robotergeführtes Laserstrahlschweißen mit Steuerung der Polarisationsrichtung
1994, 150 Seiten, ISBN 3-519-06211-9

Frederking, Klaus-Dieter
Laserlöten kleiner Kupferbauteile mit geregelter Lotdrahtzufuhr
1994, 139 Seiten, ISBN 3-519-06212-7

Grünewald, Karin M.
Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströmten CO_2-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin
Optimierung von Verfahren der Laseroberflächenbehandlung mit gleichzeitiger Pulverzufuhr
1994, 160 Seiten, ISBN 3-519-06214-3

Arnold, Johannes M.
Abtragen metallischer und keramischer Werkstoffe mit Excimerlasern
1994, 192 Seiten, ISBN 3-519-06215-1

Holzwarth, Achim
Ausbreitung und Dämpfung von Stoßwellen in Excimerlasern
1994, 153 Seiten, ISBN 3-519-06216-X

Dausinger, Friedrich
Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozeßeffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard
Abtragende Bearbeitung von Keramiken und Metallen mit gepulstem Nd:YAG-Laser als zweistufiger Prozeß
1995, 120 Seiten, ISBN 3-519-06222-4

Beck, Markus
Modellierung des Lasertiefschweißens
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06218-6

Breining, Klaus
Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO_2-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebsch, Jürgen
Grundlagenuntersuchungen zur Qualitätssicherung beim gepulsten Lasertiefschweißen
1996, 133 Seiten, ISBN 3-519-06220-8

Krepulat, Walter
Aerodynamische Fenster für industrielle Hochleistungslaser
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06221-6

Xiao, Min
Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO_2- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane
Verbesserte Prozeßsicherheit und Qualität durch Strahlkombination beim Laserschweißen
1996, 143 Seiten, ISBN 3-519-06224-0

Gross, Herbert
Propagation höhermodiger Laserstrahlung und deren Wechselwirkung mit optischen Systemen
1996, 191 Seiten, ISBN 3-519-06225-9

Rapp, Jürgen
Laserschweißeignung von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Leichtbau
1996, 202 Seiten, ISBN 3-519-06226-7

Wittig, Klaus
Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung
1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

Grünenwald, Bernd
Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO_2-Hochleistungslaser
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon
Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.
Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias
Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang
Laserstrahlhärten mit angepaßten Strahlformungssystemen
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin
Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO_2-Laserstrahlung
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael
Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Plaß, Wilfried
Zerstörschwellen und Degradation von CO_2-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.
Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger
System- und verfahrentechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO_2-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, René
Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang
Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO_2-Hochleistungslaser
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert
Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars
Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter
Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspanung
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg
Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin
Strahlführung in CO_2-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert
Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.
Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus
Gas- und magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin
Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von
Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart
Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik
Diagnostik des laserinduzierten Plasmas beim Abtragen und Schweißen
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-712-1

Stewen, Christian
Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung
2000, 145 Seiten, ISBN 3-89675-763-6

Schmitz, Christian
Gaselektronische Analysemethoden zur Optimierung von Lasergasentladungen
2000, 107 Seiten, ISBN 3-89675-773-3

Karszewski, Martin
Scheibenlaser höchster Strahlqualität
2000, 132 Seiten, ISBN 3-89675-785-7

Chang, Chin-Lung
Berechnung der Schmelzbadgeometrie beim Laserstrahlschweißen mit Mehrfokustechnik
2000, 141 Seiten, ISBN 3-89675-825-X

Haag, Matthias
Systemtechnische Optimierungen der Strahlqualität von Hochleistungsdiodenlasern
2000, 166 Seiten, ISBN 3-89675-840-3

Bahnmüller, Jochen
Charakterisierung gepulster Laserstrahlung zur Qualitätssteigerung beim Laserbohren
2000, 138 Seiten, ISBN 3-89675-851-9

Schellhorn, Martin Carl Johannes
CO-Hochleistungslaser: Charakteristika und Einsatzmöglichkeiten beim Schweißen
2000, 142 Seiten, ISBN 3-89675-849-7

Angstenberger, Birgit
Fliehkraftunterstütztes Laserbeschichten
2000, 153 Seiten, ISBN 3-89675-861-6

Bachhofer, Andreas
Schneiden und Schweißen von Aluminiumwerkstoffen mit Festkörperlasern für den Karosseriebau
2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven
Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen
2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

Mochmann, Gunter
Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren
2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas
Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötens mit Diodenlasern
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger
Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung
2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas
Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG
2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.
Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias
Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtragens von Stahl
2002, 138 Seiten, ISBN 3-8316-0137-2

Erhard, Steffen
Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser
2002, 184 Seiten, ISBN 3-8316-0173-9

Contag, Karsten
Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers
2002, 155 Seiten, ISBN 3-8316-0172-0

Krastel, Klaus
Konzepte und Konstruktionen zur laserintegrierten Komplettbearbeitung in Werkzeugmaschinen
2002, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0176-3

Staud, Jürgen
Sensitive Werkzeuge für ein neues Montagekonzept in der Mikrosystemtechnik
2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0175-5

Schinzel, Cornelius M.
Nd:YAG-Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen für Anwendungen im Automobilbau
2002, 177 Seiten, ISBN 3-8316-0201-8

Sebastian, Michael
Grundlagenuntersuchungen zur Laser-Plasma-CVD Synthese von Diamant und amorphen Kohlenstoffen
2002, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0200-X

Lücke, Bernd
Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays
2003, 120 Seiten, ISBN 3-8316-0224-7

Hohenberger, Bernd
Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokustechnik – Steigerung von Prozeßsicherheit, Flexibilität und verfügbarer Strahlleistung
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

Jasper, Knut
Neue Konzepte der Laserstrahlformung und -führung für die Mikrotechnik
2003, 152 Seiten, ISBN 3-8316-0205-0

Heimerdinger, Christoph
Laserstrahlschweißen von Aluminiumlegierungen für die Luftfahrt
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-5

Christoph Fleig
Evaluierung eines Messverfahrens zur genauen Bestimmung des Reflexionsgrades optischer Komponenten
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0274-3

Joachim Radtke
Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in keramischen Werkstoffen mittels repetierender Laserbearbeitung
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

Michael Brandner
Steigerung der Prozesseffizienz beim Löten und Kleben mit Hochleistungsdiodenlasern
2003, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0288-3

Reinhard Winkler
Porenbildung beim Laserstrahlschweissen von Aluminium-Druckguss
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

Helmut Kindler
Optische und gerätetechnische Entwicklungen zum Laserstrahlspritzen
2004, 117 Seiten, ISBN 3-8316-0315-4

Andreas Ruf
Modellierung des Perkussionsbohrens von Metallen mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan
Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Systemkonzept und experimentelle Verifizierung
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

Klaus Goth
Schweißen von Mischverbindungen aus Aluminiumguß- und Knetlegierungen mit CO_2-Laser unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch
Effiziente Lösung des inversen Problems beim Laserstrahlschweißen durch Simulation und Experiment
2004, 169 Seiten, ISBN 3-8316-0425-8

Thomas Wawra
Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzision mittels Laserstrahlung
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-3

Michael Honer
Prozesssicherungsmaßnahmen beim Bohren metallischer Werkstoffe mittels Laserstrahlung
2004, 113 Seiten, ISBN 3-8316-0441-x

Thomas Herzinger
Prozessüberwachung beim Laserbohren von Turbinenschaufeln
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

Reiner Heigl
Herstellung von Randschichten auf Aluminiumgusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von
Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf, Universität Stuttgart
Forschungsberichte des IFSW ab 2005 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Thomas Fuhrich
Marangoni-effekt beim Laserstrahltiefschweißen von Stahl
2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

Daniel Müller
Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaserdesign
2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

Jiancun Gao
Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheibenlaser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzverdopplung
2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

Wolfgang Gref
Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik
2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

Michael Weikert
Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen
2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

Julian Sigel
Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variablem Laserstrahldurchmesser in modularen Fertigungssystemen
2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

Andreas Ruß
Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit
2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

Gabriele Seibold
Absorption technischer Oberflächen in der Lasermaterialbearbeitung
2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

Dirk Lindenau
Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen
2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

Jens Walter
Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und –regelung
2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

Heiko Ridderbusch
Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze
2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

Markus Leimser
Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Nahteigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen
2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov
Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser
2009, 186 Seiten, ISBN 978-3-8316-0855-3

Jürgen Müller-Borhanian
Kamerabasierte In-Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen
2009, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-0890-4

Andreas Letsch
Charakterisierung allgemein astigmatischer Laserstrahlung mit der Methode der zweiten Momente
2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

Thomas Kübler
Modellierung und Simulation des Halbleiterscheibenlasers
2009, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-0918-5

Günter Ambrosy
Nutzung elektromagnetischer Volumenkräfte beim Laserstrahlschweißen
2009, 170 Seiten, ISBN 978-3-8316-0925-3

Agnes Ott
Oberflächenmodifikation von Aluminiumlegierungen mit Laserstrahlung: Prozessverständnis und Schichtcharakterisierung
2010, 226 Seiten, ISBN 978-3-8316-0959-8

Detlef Breitling
Gasphaseneinflüsse beim Abtragen und Bohren mit ultrakurz gepulster Laserstrahlung
2010, 200 Seiten, ISBN 978-3-8316-0960-4

Dmitrij Walter
Online-Qualitätssicherung beim Bohren mittels ultrakurz gepulster Laserstrahlung
2010, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-0968-0

Jan-Philipp Weberpals
Nutzen und Grenzen guter Fokussierbarkeit beim Laserstrahlschweißen
2010, 154 Seiten, ISBN 978-3-8316-0995-6

Angelika Beyertt
Yb:KYW regenerativer Verstärker für ultrakurze Pulse
2010, 166 Seiten, ISBN 978-3-8316-4002-7

Christian Stolzenburg
Hochrepetierende Kurzpuls-Scheibenlaser im infraroten und grünen Spektralbereich
2011, 184 Seiten, ISBN 978-3-8316-4041-6

Svent-Simon Beyertt
Quantenfilm-Pumpen zur Leistungsskalierung von Halbleiter-Scheibenlasern
2011, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4051-5

Sonja Kittel
Verzugsarmes Laserstrahlschweißen an axial-symmetrischen Bauteilen
2011, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4088-1

Andrey Andreev
Schweißen mit dem Scheibenlaser im Getriebe-bau – Prozessmerkmale und Anlagenkonzepte
2011, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-4103-1

Christian Föhl
Einsatz ultrakurz gepulster Laserstrahlung zum Präzisionsbohren von Metallen
2011, 156 Seiten, ISBN 978-3-8316-4120-8

Andreas Josef Birnesser
Prozessregelung beim Laserstrahlschweißen
2011, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4133-8

Christoph Neugebauer
Thermisch aktive optische Bauelemente für den resonatorinternen Einsatz beim Scheibenlaser
2012, 220 Seiten, ISBN 978-3-8316-4178-9

Andreas Dauner
Fluidmechanische Maßnahmen zur Reduzierung von Schmelzablagerungen beim Hochgeschwindigkeitslaserbohren
2012, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4194-9

Axel Heß
Vorteile und Herausforderungen beim Laserstrahlschweißen mit Strahlquellen höchster Fokussierbarkeit
2012, 164 Seiten, ISBN 978-3-8316-4198-7

Christian Gehrke
Überwachung der Struktureigenschaften beim Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen
2013, 164 Seiten, ISBN 978-3-8316-4271-7

David Schindhelm
In-Prozess Qualitätssicherung für das Laserstrahlschneiden von Metallen
2013, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4345-5

Moritz Vogel
Speciality Fibers for High Brightness Laser Beam Delivery
2014, 187 Seiten, ISBN 978-3-8316-4382-0

Andreas Michalowski
Untersuchungen zur Mikrobearbeitung von Stahl mit ultrakurzen Laserpulsen
2014, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-4424-7

Georg Stöppler
Untersuchung eines OPOs im mittleren Infrarot im Hinblick auf Anwendungen für minimalinvasive Chirurgie
2015, 144 Seiten, ISBN 978-3-8316-4437-7

Patrick Mucha
Qualitäts- und produktivitätsbeeinflussende Mechanismen beim Laserschneiden von CF und CFK
2015, 120 Seiten, ISBN 978-3-8316-4516-9

Claus-Dieter Reiniger
Fluiddynamische Effekte beim Remote-Laserstrahlschweißen von Blechen mit Fügespalt
2015, 188 Seiten, ISBN 978-3-8316-4528-2

Andreas Leitz
Laserstrahlschweißen von Kupfer- und Aluminiumwerkstoffen in Mischverbindung
2016, 172 Seiten, ISBN 978-3-8316-4549-7

Peter Stritt
Prozessstrategien zur Vermeidung von Heißrissen beim Remote-Laserstrahlschweißen von AlMgSi 6016
2016, 194 Seiten, ISBN 978-3-8316-4555-8

Katrin Sarah Wentsch
Analyse Ytterbium-dotierter Materialien für den Einsatz in ultrakurz-gepulsten Scheibenlasersystemen
2016, 162 Seiten, ISBN 978-3-8316-4578-7

Jan-Philipp Negel
Scheibenlaser-Multipassverstärker für ultrakurze Laserpulse mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich
2017, 142 Seiten, ISBN 978-3-8316-4632-6