

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

K. S. Wentsch
Analyse Ytterbium-dotierter
Materialien für den Einsatz in
ultrakurz-gepulsten
Scheibenlasersystemen

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.

Analyse Ytterbium-dotierter Materialien für den Einsatz in ultrakurz-gepulsten Scheibenlasersystemen

von Dr.-Ing. Katrin Sarah Wentsch
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.-Ing. Manfred Berroth

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., 2016

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 2016

ISBN 978-3-8316-4578-7

Printed in Germany

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

Kurzfassung der Arbeit

Ultrakurzpuls-Laserstrahlquellen mit hohen Spitzen- und Ausgangsleistungen sind derzeit Gegenstand zahlreicher Forschungs- und Entwicklungsarbeiten. Diese Lasersysteme werden zum Beispiel in der Materialbearbeitung, in der Medizin und im wissenschaftlichen Bereich eingesetzt. Das Konzept des modengekoppelten Scheibenlasers ist dazu prädestiniert, die Anforderungen an hohe Ausgangs- und Pulsspitzenleistungen direkt aus einem Hochleistungsoszillator ohne zusätzliche Verstärkerstufen zu ermöglichen.

Durch die Scheibengeometrie des laseraktiven Mediums, typischerweise mit einer Dicke im Bereich von 100 bis 300 μm und einem Durchmesser von 6 bis 20 mm, wird eine effektive Wärmeabfuhr erreicht, um gute Strahlqualitäten bei hohen Ausgangsleistungen zu erzielen. Durch das dünne laseraktive Medium sind bei hohen Spitzenleistungen nichtlineare Effekte vernachlässigbar. Die Kombination aus Scheibenlaser und sättigbarem Halbleiterspiegel (SESAM) bildet ein System, das über die Flächen der Moden auf der Scheibe und dem SESAM leistungsskalierbar ist. Es ermöglicht hohe Ausgangsleistungen bei kurzer Pulsdauer.

Im Rahmen der hier vorgestellten Arbeit wurde das Potenzial (neuartiger) Ytterbium-dotierter Laserkristalle für den Einsatz in passiv modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren untersucht. Folgende Laserkristalle wurden nach Materialeigenschaften wie z. B. der thermischen Wärmeleitfähigkeit und der Emissionsbandbreite, die hohe Ausgangsleistungen und ultrakurze Pulsdauern im Bereich von Pikosekunden (10^{-12}) und Femtosekunden (10^{-15}) ermöglichen, selektiert und eingehender analysiert: Yb:Sc₂SiO₅, Yb:CaGdAlO₄, Yb:CaF₂ und Yb:Lu₂O₃.

Die Eignung dieser Kristalle im Dauerstrichbetrieb wurde durch maximale Ausgangsleistungen von 280 W für Yb:Sc₂SiO₅, 152 W für Yb:CaGdAlO₄, 250 W für Yb:CaF₂ und 670 W für Yb:Lu₂O₃ gezeigt. In passiv modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren wurde mit Yb:Sc₂SiO₅ eine mittlere Ausgangsleistung von 27,8 W bei einer Pulsdauer von 298 fs demonstriert. Mit Yb:CaGdAlO₄ wurden bei 300 fs 28 W bzw. bei einer kürzeren Pulsdauer von 197 fs 20 W demonstriert.

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Symbole	9
Abkürzungen	13
Extended Abstract	15
1 Einleitung	18
1.1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit	18
1.2 Strukturierung der Arbeit	19
2 Ytterbium-dotierte Kristalle für den Einsatz im Scheibenlaser	21
2.1 Eigenschaften des Yb^{3+} -Ions	21
2.2 Anforderungen an das laseraktive Material	24
2.3 Auswahl Yb^{3+} -dotierter Kristalle und Vergleich zu Yb:YAG	25
2.4 Literaturübersicht ausgewählter Yb^{3+} -dotierter Kristalle	33
3 Grundlagen der passiven Modenkopplung	37
3.1 Theoretische Beschreibung der Pulsdynamik	37
3.2 Sättigbarer Halbleiterspiegel (SESAM)	38
3.2.1 Aufbau eines SESAM	39
3.2.2 Parameter zur Wahl eines geeigneten SESAM	40
3.3 Soliton-Modenkopplung	43
3.4 Dispersionsmanagement und Selbstphasenmodulation	44
4 Berechnungen und Analysen zur Resonatorauslegung	47
4.1 Resonatorauslegung	47
4.1.1 Dauerstrich-Laserbetrieb	47
4.1.2 Passiv modengekoppelter Scheibenlaserbetrieb	51
4.2 Berechnung der Temperaturen an den Oberflächen der Kristalle	56
4.3 Berechnung der Phasenfrontdeformation	63
5 Der Yb:Sc ₂ SiO ₅ Scheibenlaser	69
5.1 Materialeigenschaften	69
5.2 Übersicht und Kontaktierung des Versuchsmaterials	70
5.3 Experimentelle Untersuchungen	74

5.3.1	Fluoreszenz- und Laserbetrieb.....	74
5.3.2	Wellenlängendurchstimmbarkeit.....	77
5.3.3	Dauerstrich-Laserbetrieb	79
5.3.4	Passiv modengekoppelter Yb:SSO Scheibenlaseroszillator.....	84
6	Der Yb:CaGdAlO ₄ Scheibenlaser	88
6.1	Materialeigenschaften.....	88
6.2	Übersicht und Kontaktierung des Versuchsmaterials.....	89
6.3	Experimentelle Untersuchungen.....	92
6.3.1	Fluoreszenz- und Laserbetrieb.....	92
6.3.2	Wellenlängendurchstimmbarkeit.....	94
6.3.3	Dauerstrich-Laserbetrieb	95
6.3.4	Passiv modengekoppelter Yb: CALGO Scheibenlaseroszillator	98
7	Der Yb:CaF ₂ Scheibenlaser	102
7.1	Materialeigenschaften.....	102
7.2	Übersicht und Kontaktierung des Versuchsmaterials.....	104
7.3	Experimentelle Untersuchungen.....	108
7.3.1	Fluoreszenz- und Laserbetrieb.....	108
7.3.2	Wellenlängendurchstimmbarkeit.....	109
7.3.3	Dauerstrich-Laserbetrieb	110
8	Der Yb:Lu ₂ O ₃ Scheibenlaser	116
8.1	Materialeigenschaften.....	116
8.2	Übersicht und Kontaktierung des Versuchsmaterials.....	118
8.3	Experimentelle Untersuchungen.....	120
8.3.1	Fluoreszenz- und Laserbetrieb.....	120
8.3.2	Dauerstrich-Laserbetrieb	123
9	Das Potenzial von Yb:YAl ₃ (BO ₃) ₄ und epitaktisch gewachsenes Yb:KY(WO ₄) ₂ / Yb:KLu(WO ₄) ₂	126
9.1	Materialeigenschaften von Yb:YAl ₃ (BO ₃) ₄	126
9.2	Materialeigenschaften von Yb:KY(WO ₄) ₂ und Yb:KLu(WO ₄) ₂	127
10	Zusammenfassung und Ausblick	130
11	Literatur- und Quellenverzeichnis	133

Verzeichnis der Symbole

Symbol	Einheit	Bezeichnung
A	V/m	elektrische Feldamplitude
A_{eff}	m^2	effektive Querschnittsfläche
A_0	V/m	Spitzenamplitude des elektrischen Feldes
c	m/s	Vakuumlichtgeschwindigkeit ($\approx 3 \cdot 10^8$ m/s)
D	fs^2	Gesamtdispersion
dn/dT	K^{-1}	Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur
d_{Kristall}	m	Kristalldicke
d_{Scheibe}	m	Dicke des Scheibenlaserkristalls
d_{Pump}	m	Pumpfleckdurchmesser
$E_{\text{Sat,L}}$	J	Sättigungsenergie des Lasermediums
$E_{\text{Sat,S}}$	J	Sättigungsenergie des SESAM
E_q	J	Sättigungsenergie
F_2	J/m^2	Koeffizient der induzierten nichtlinearen Absorption
FOM_{th}	W/m^2	Qualitätskennzahl für die thermo-optischen Eigenschaften eines laseraktiven Mediums
FOM_{TD}	W/m^3	Qualitätskennzahl für die Eignung eines laseraktiven Mediums für den Scheibenlaserbetrieb
F_P	J/m^2	Fluenz des einfallenden Laserpulses
F_{Sat}	J/m^2	Sättigungsfluenz
G	1	Gesamtverstärkung
g_0	m^{-1}	Verstärkungskoeffizient
$g(t)$	1	Verstärkung pro Resonatorumlauf
h	J·s	Planck'sches Wirkungsquantum ($6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s)
I	W/m^2	Leistungsdichte
I_P	W/m^2	(einfallende) Pumpleistungsdichte
$I_{P,\text{min}}$	W/m^2	Minimale Pumpleistungsdichte
$I_{P,\text{Sat}}$	W/m^2	Pumpsättigungsintensität
I_{Sat}	W/m^2	Sättigungsintensität eines SESAM
K	1	konstanter Faktor (0,28)

$l_{\text{abs,eff}}$	m	effektive Absorptionslänge
l_{ges}	l	Gesamtverluste des Resonators
L_{Kav}	m	Länge der Kavität
m	1	Anzahl der Durchgänge durch das Lasermedium bzw. den Absorber pro Resonatorumlauf
M	1	Doppeldurchgänge durch die Scheibe pro Resonatorumlauf
M^2	1	Beugungsmaßzahl
M_{p}	1	Anzahl an Pumplichtdurchgängen durch die Scheibe
$M_{\text{p,min}}$	1	Minimale Anzahl an Pumplichtdurchgängen durch die Scheibe
n	1	Brechungsindex
n_2	1	nichtlinearer Brechungsindex
N_{Dot}	cm^{-3}	Dotierungskonzentration
$N_{\text{m}}, N_{\text{p}}$ und N_{g}	1	optische Hauptachsen der Wolframate
P_{abs}	W	absorbierte Pumpleistung
P_{Diode}	W	Pumpleistung
P_{int}	W	resonatorinterne Leistung
P_{out}	W	Laserausgangsleistung
P_{Sat}	W	Sättigungsleistung des SESAM
P_{th}	W	Laserschwellexleistung
q_0	1	ungesättigte Verluste des SESAM
$q(t,T)$	1	intensitätsabhängige Verluste
R_{Lin}	1	Reflektivität eines ungesättigten SESAM
R_{ns}	1	Reflektivität eines vollständig gesättigten SESAM
$R_{x,y}$	m	Krümmungsradien der Laserscheibe in x- bzw. y-Richtung
S	1	Sättigungsparameter eines SESAM
T	K	Temperatur
T_0	K	Referenztemperatur
T_{oc}	1	Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels
T_{R}	1/s	Resonatorumlaufzeit
\ddot{U}_{eff}	1	Überhöhung der effektiven über der einfallenden Leistungsdichte

w	m	Gaußscher Strahlradius
z_0	m	Position der Scheibe in z-Richtung
α_0	m^{-1}	Absorptionskoeffizient
α_{th}	K^{-1}	linearer Wärmeausdehnungskoeffizient
β_2	s^2	Dispersionskoeffizient
$\beta(z)$	1	Zweiphotonenabsorptionskonstante (TPA)
β_{min}	1	Transparenzbesetzungsdichte des oberen Multipletts
Δn_s	1	Brechungsindexänderung
$\Delta\lambda_{abs}$	m	spektrale Breite der Absorptionsbande (FWHM)
$\Delta\lambda_{emi}$	m	spektrale Emissionsbreite (FWHM)
ΔL_{opt}	m	thermisch induzierte optische Weglängendifferenz
ΔR	1	Modulationstiefe
ΔR_{ns}	1	nichtsättigbare Verluste
η_{th}	1	Quantendefekt ($=1-\lambda_{pump}/\lambda_{laser}$)
η_{abs}	1	Absorptionswirkungsgrad
η_{opt}	1	optischer Wirkungsgrad
η_{Slope}	1	differenzieller Wirkungsgrad
ν	1/s	Frequenz
κ_0	W/(m·K)	thermische Wärmeleitfähigkeit
$\kappa_{undotiert}$	W/(m·K)	Wärmeleitfähigkeit des undotierten Materials
κ_{th-opt}	K^{-1}	thermo-optischer Koeffizient
λ_f	m	mittlere Fluoreszenzwellenlänge
λ_{pump}	m	Pumpwellenlänge
λ_{laser}	m	Emissionswellenlänge
Ω_g	m	Verstärkungsbandbreite
Ω_f	m	Transmissionsbandbreite optischer resonatorinterner Bauelemente
π	1	Kreiszahl mit dem konstanten Wert 3,1415...
$\sigma_{abs,pump}$	m^2	effektiver Absorptionsquerschnitt bei der Pumpwellenlänge
$\sigma_{abs,laser}$	m^2	effektiver Absorptionsquerschnitt bei der Laserwellenlänge
$\sigma_{emi,pump}$	m^2	effektiver Emissionsquerschnitt bei der Pumpwellenlänge
$\sigma_{emi,laser}$	m^2	effektiver Emissionsquerschnitt bei der Laserwellenlänge
τ_{FWHM}	s	Pulsdauer (FWHM)

τ_{Fluo}	s	Fluoreszenzlebensdauer
τ	s	Erholzeit des Absorbers
τ_p	s	Pulsdauer
τ_{Sech}	s	Pulsdauer eines sech ² -förmigen Pulses
Ψ	l	nichtlineare Phasenverschiebung pro Resonatorumlauf
ω_{Kristall}	cm	Radius des Pumpflecks auf dem Scheibenlaserkristall
ω_{SESAM}	cm	Radius des Modes auf dem SESAM
γ	rad/W	Selbstphasenmodulationskoeffizient
$\gamma_{\text{Atm.}}$	rad/W	Selbstphasenmodulationskoeffizient der Umgebungsatmosphäre
γ_{Helium}	rad/W	Selbstphasenmodulationskoeffizient der Umgebungsatmosphäre Helium
γ_{Luf}	rad/W	Selbstphasenmodulationskoeffizient der Umgebungsatmosphäre Luft
γ_{Scheibe}	rad/W	Selbstphasenmodulationskoeffizient der Scheibe
ϕ	1/m ³	Photonendichte

Abkürzungen

AAs	Aluminium-Arsenid
AR	antireflektierend
CVD	Chemical Vapour Deposition
ESA	Excited State Absorption
FEM	Finite-Elemente-Methode
GaAs	Gallium-Arsenid
GD	Group Delay
GDD	Group Delay Dispersion
GTI	Gires-Tournois-Interferometer
HEM	Heat Exchange Method
HR	hochreflektierend
LP4	Laserpolitur
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MOCVD	Metal-Organic Chemical Vapour Deposition
MOVPE	Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy
OPD	Optical Phasefront Deformation
SESAM	Semiconductor Saturable Absorber Mirror
SPM	Self-Phase Modulation
TBP	Time Bandwidth Product
TPA	Two Photon Absorption
Yb:CaF ₂	Ytterbium-dotiertes Calciumfluorid
Yb:CaGdAlO ₄	Ytterbium-dotiertes Calcium-Gadolinium-Aluminiumoxid
Yb:Lu ₂ O ₃	Ytterbium-dotiertes Lutetiumoxid
Yb:Sc ₂ SiO ₅	Ytterbium-dotiertes Scandium-Siliziumoxid
Yb:KLu(WO ₄) ₂	Ytterbium-dotiertes Kalium-Lutetium-Wolframat
Yb:KY(WO ₄) ₂	Ytterbium-dotiertes Kalium-Yttrium-Wolframat
Yb:YAG	Ytterbium-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat
Yb:YAl ₃ (BO ₃) ₄	Ytterbium-dotiertes Yttrium-Aluminium-Borat

Extended Abstract

Ultrafast laser sources with pico- and femtosecond pulse duration open new prospects for applications in industry and medicine. In material processing ultra-short pulse durations are used for high-precision material ablation of different materials [1], for example processing carbon-fibre reinforced plastics (CFRP) of high quality [2]. In medicine high intensities and short pulse durations are used for ablation and for systematic influencing of tissues by irradiation [3], respectively. All these applications rely on reliable, compact, innovative, powerful, and efficient ultrafast laser sources.

For the generation of short laser pulses several mechanisms can be used, which differ with respect to the achievable pulse durations and pulse energies [4]. This work focuses on the generation of femtosecond pulses by means of semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM) [5]. Such devices consist of a semiconductor mirror structure with an incorporated saturable absorber and exhibit an increase in reflectivity with increasing light intensity.

The combination of SESAM and thin-disk laser allows for a compact and reliable ultrafast laser source with high pulse energy and high average output power in a diffraction-limited beam. The key advantage of the thin-disk technology is thereby the high-power capability in combination with good beam quality and high optical-to-optical efficiency due to the nearly one dimensional heat flow. The primary element of a thin-disk laser is thereby the thin active crystal which has the geometry of a disk with a thickness of typically 100 to 300 μm and a diameter of 6 to 20 mm. The efficient heat dissipation is achieved due to the high ratio of cooled surface to pumped volume. Due to the combination of large pump spot and short optical length inside the laser crystal, the limiting non-linear effects occur at several orders of magnitude higher pulse energies. Therefore high pulse energies can be achieved without the need for temporal stretching. The nearly one-dimensional heat dissipation in the axial direction and the short propagation length through the crystal drastically reduce the thermal lensing effect compared to rod lasers. A very important property arising from the thin-disk geometry is power scaling: the output power can e.g. be doubled by doubling the pump power and the pump area on the disk, leaving the overall pump intensity constant. This concept also applies for SESAM mode-locked thin disk lasers: here the output power can be scaled by multiplying the mode areas on gain medium and SESAM by the same factor [5, 6].

In thin-disk laser operation Yb:YAG, due to its good thermal conductivity of 10.7 W/(mK) (undoped) [7], was up to now the material of choice for high average continuous wave output powers [8]. Recently, the generation of femtosecond pulses < 600 fs in a passively mode-locked Yb:YAG thin-disk laser was demonstrated [9]. Shorter pulse durations of 200 fs were demonstrated in a Kerr-lens mode-locked thin-disk laser [10].

The aim of this work is the investigation of the suitability of various ytterbium-doped laser crystals (besides Yb:YAG) for high-power femtosecond thin-disk laser systems. Several laser crystals have therefore been selected and tested due to their beneficial properties - such as thermal conductivity and the broad emission bandwidth - for high-average output power and short pulse durations: Yb:Sc₂SiO₅, Yb:CaGdAlO₄, Yb:CaF₂, Yb:Lu₂O₃, Yb:YAl₃(BO₃)₄, and epitaxially grown Yb:KY(WO₄)₂ or Yb:KLu(WO₄)₂. Due to their availability only the first four could be used for experimental studies. The potential of these crystals for high-power thin-disk laser operation could be demonstrated with a maximum CW output power of 280 W for Yb:Sc₂SiO₅, 152 W Yb:CaGdAlO₄, 250 W for Yb:CaF₂ and 670 W for Yb:Lu₂O₃. In a Yb:Sc₂SiO₅ passively mode-locked thin-disk laser an average output power of 27.8 W with 298 fs of pulse duration was demonstrated. For Yb:CaGdAlO₄ pulse durations of 300 fs with an average output power of 28 W and shorter pulses with 197 fs with 20 W could be achieved. These pulses were nearly transform limited (TBP < 0.315). The beam propagation factor was measured to be $M^2 < 1.1$.

This work is organized as follows: an introduction to the Yb³⁺-ion, which was used as the dopant for the host materials in this work, is given in Chapter 2.

Chapter 3 introduces the reader to the pulse dynamics within a laser in general and the soliton mode-locking in particular. Chapter 3 also describes the design and functionality of a **SE**micronductor **S**aturable **A**bsorber **M**irror (in short: SESAM).

Chapter 4 deals with the calculation of relevant laser parameters to prepare the experimental investigation. The simulation of the thermal behaviour in fluorescence and laser operation at the surface of the disks and the phase front deformation are investigated and compared to the experimentally determined data.

Chapter 5 to Chapter 8 describe the experimental investigation of the crystals Yb:Sc₂SiO₅, Yb:CaGdAlO₄, Yb:CaF₂ and Yb:Lu₂O₃, respectively. Firstly, the absorption and the thermal behaviour of the crystals are investigated both in lasing and non-lasing operation. Secondly, the wavelength tuning range is investigated in CW opera-

tion for Yb:Sc₂SiO₅, Yb:CaGdAlO₄ and Yb:CaF₂ to confirm the potential for the generation of ultra-short pulses. Furthermore, the potential of high output power in continuous wave laser operation is demonstrated, followed by experiments of Yb:SSO and Yb:CALGO in passively mode-locked thin-disk laser operation.

In order to show the potential of Yb:Yal₃(BO₃)₄, and epitaxially grown Yb:KY(WO₄)₂ or Yb:KLu(WO₄)₂ for the generation of ultra-short pulses, Chapter 9 summarizes their material properties. As already mentioned, these materials were not available for experimental investigations.

Chapter 10 summarizes the results and provides an outlook for further developments and optimizations of Ytterbium-doped laser active materials for the generation of ultra-short pulse durations.

1 Einleitung

1.1 Motivation und Zielsetzung der Arbeit

Gegenüber konventionellen Fertigungsverfahren eröffnet die Bearbeitung mittels Ultrakurzpulslasersystemen mit Pulsdauern im Piko- und Femtosekundenbereich neue Anwendungsgebiete im industriellen und medizinischen Bereich. Diese Systeme ermöglichen eine hochpräzise Bearbeitung und sind zudem zuverlässig, kompakt und kostengünstig. Die Verleihung des Deutschen Zukunftspreises 2014 an die Entwickler des Projektes „Ultrakurzpulslaser für die industrielle Massenfertigung – produzieren mit Lichtblitzen“ zeigt den erfolgreichen Einsatz solcher Systeme in der Industrie [11].

In der Materialbearbeitung ermöglichen ultrakurze Pulsdauern einen hochpräzisen Materialabtrag verschiedenster Materialien [1]. Besonders deutlich wird dies bei der Bearbeitung von karbonfaserverstärkten Kunststoffen (CFK) mit geringer thermischer Schädigung [2]. Im medizinischen Bereich werden diese hohen Intensitäten und kurzen Pulsdauern zur gezielten Beeinflussung des Gewebes durch Bestrahlung oder zur präzisen Ablation verwendet [3].

Für die Erzeugung kurzer Pulsdauern sind verschiedenste Methoden bekannt, die sich durch die erzeugte Pulsdauer und Pulsenergie unterscheiden [4]. In dieser Arbeit erfolgt die Erzeugung ultrakurzer Pulse im Femtosekundenbereich in modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren mittels einem SESAM (engl. **S**EMiconductor **S**aturable **A**bsorber **M**irrors – kurz: SESAM). Das SESAM besteht aus einer integrierten Struktur aus Halbleiterspiegeln und einem oder mehreren Quantentopfabsorber(n), dessen Reflektivität mit der Lichtintensität ansteigt, d. h., für höhere Intensitäten werden die Verluste im Resonator erniedrigt.

Der SESAM in Kombination mit dem Scheibenlaser ermöglicht ein kompaktes und anwendungstaugliches Ultrakurzpulslasersystem, verbunden mit hohen Pulsenergien und hohen durchschnittlichen Ausgangsleistungen bei beugungsbegrenzter Strahlqualität. Die Scheibenlasertechnologie erweist sich aufgrund der nahezu eindimensionalen Wärmeableitung als besonders geeignet für hohe Ausgangsleistungen mit hohen optischen Wirkungsgraden und guter Strahlqualität. Die eindimensionale Wärmeleitung wird durch das Verhältnis vom Scheibendurchmesser zur Scheibendicke begünstigt. Der SESAM sowie der Scheibenlaser sind beide über die (Moden-) Querschnittsflächen leistungsskalierbar [5, 6].

Entscheidend für die Erzeugung kurzer Pulsdauern mit hohen Ausgangsleistungen ist die Wahl des Kristallmaterials. Bisher wurde Ytterbium-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG) aufgrund seiner guten thermischen Wärmeleitfähigkeit von $10,7 \text{ W/(mK)}$ (undotiert) [7] im Scheibenlaser für die Erzielung hoher Dauerstrich-Ausgangsleistungen verwendet [8]. Direkt aus einem passiv modengekoppelten Yb:YAG Scheibenlaser wurde bisher eine Pulsdauer von 583 fs erzeugt [9]. Diese ist aufgrund der Emissionsbandbreite von Yb:YAG limitiert. In einem Kerr-Lens-modengekoppelten Scheibenlaseroszillator konnte dennoch eine Pulsdauer von 200 fs gezeigt werden [10].

Ziel dieser Arbeit ist es, geeignete Ytterbium-dotierte Kristallmaterialien für den Einsatz in passiv modengekoppelten Scheibenlasersystemen zu identifizieren. Solche wurden empirisch auf ihr Potenzial für die Verwendung bei hohen durchschnittlichen Ausgangsleistungen sowie ultrakurzen Pulsdauern untersucht. Die Identifikation erfolgte anhand von Materialeigenschaften wie z. B. der Emissionsbandbreite und der hohen thermischen Wärmeleitfähigkeit. Aufgrund dieser Kriterien wurden die Kristalle Yb:Sc₂SiO₅, Yb:CaGdAlO₄, Yb:CaF₂, Yb:Lu₂O₃, Yb:Yal₃(BO₃)₄ und epitaktisch gewachsenes Yb:KY(WO₄)₂ bzw. Yb:KLu(WO₄)₂ zur näheren Untersuchung ausgewählt. Durch Kooperationen mit mehreren Instituten waren die ersten vier der genannten Kristallmaterialien für experimentelle Betrachtungen verfügbar. Die Eignung dieser Kristalle im Dauerstrich-Hochleistungslaserbetrieb wurde experimentell durch maximale CW-Ausgangsleistungen von 280 W für Yb:Sc₂SiO₅, 152 W für Yb:CaGdAlO₄, 250 W für Yb:CaF₂ und von 670 W für Yb:Lu₂O₃ verifiziert. In einem passiv modengekoppelten Scheibenlaseroszillator wurde mit Yb:Sc₂SiO₅ eine mittlere Ausgangsleistung von 27,8 W bei einer Pulsdauer von 298 fs gezeigt. Mit Yb:CaGdAlO₄ wurde eine Pulsdauer von 300 fs bei einer mittleren Leistung von 28 W bzw. eine kürzere Pulsdauer von 197 fs bei einer Ausgangsleistung von 20 W erzielt.

1.2 Strukturierung der Arbeit

In Kapitel 2 wird zunächst das Yb³⁺-Ion beschrieben, mit welchem die verwendeten Wirtsmaterialien dotiert waren. Nach der Definition notwendiger Anforderungen an das Wirtsmaterial erfolgt dann die Auswahl Ytterbium-dotierter Kristalle, welche zur Erzeugung hoher Ausgangsleistungen und ultrakurzer Pulsdauern geeignet sind. Dies sind die Kristalle Yb:Sc₂SiO₅, Yb:CaGdAlO₄, Yb:CaF₂, Yb:Lu₂O₃, Yb:Yal₃(BO₃)₄ und epitaktisch gewachsenes Yb:KY(WO₄)₂ bzw. KLu(WO₄)₂. Diese Materialien wurden mit dem Referenzmaterial Yb:YAG verglichen. Das zweite Kapitel schließt mit einer Literaturübersicht bisher veröffentlichter Ergebnisse der genannten Laserkristalle ab.

Die Pulserzeugung erfolgte mittels passiver Modenkopplung durch Verwendung eines sättigbaren Halbleiterspiegels (SESAM). In Kapitel 3 werden deshalb der Aufbau und die Funktionsweise sowie die wichtigen Parameter zur Auswahl eines geeigneten SESAM beschrieben. Die theoretische Beschreibung der Pulsdynamik erfolgt nach der Haus'schen Mastergleichung. Als eine Lösung dieser Mastergleichung wird die Soliton-Modenkopplung beschrieben. Zudem werden das Dispersionsmanagement und die Selbstphasenmodulation (SPM) erläutert, welche die Erzeugung und Ausbreitung von Soliton-Pulsen in einem modengekoppelten Lasersystem ermöglichen.

Kapitel 4 bewertet anhand von Analysen und Berechnungen relevanter Parameter die in Kapitel 2 ausgewählten Ytterbium-dotierten Kristalle für den Einsatz im Dauerstrich-Laserbetrieb und im modengekoppelten Laserbetrieb für den experimentellen Teil dieser Arbeit. Es werden die Temperaturen der Laserkristalle an der Scheibenoberfläche im Fluoreszenz- und im Laserbetrieb in Abhängigkeit von der Pumpleistungsdichte untersucht. Außerdem werden durch eine Finite-Elemente-Methode die im Kristall verursachten optischen Phasenfrontdeformationen der Scheiben berechnet und mit experimentell ermittelten Daten verglichen.

In den Kapiteln 5 bis 8 werden die Materialeigenschaften der Laserkristalle $\text{Yb:Sc}_2\text{SiO}_5$, Yb:CaGdAlO_4 , Yb:CaF_2 und $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$ zusammengefasst. Die verwendeten Scheibenlaserkristalle werden anhand ihrer Handhabbarkeit bei Politur, Beschichtung und Kontaktierung sowie durch interferometrische und mikroskopische Aufnahmen bewertet. Experimentell wurden die Temperaturen im Fluoreszenz- und Laserbetrieb in Abhängigkeit von der Pumpleistungsdichte, die Bestimmung der Absorptionseffizienz der Kristalle, die Messung der Durchstimmbarkeit der Laserwellenlänge sowie die Ausgangsleistungen und Strahlparameter im Dauerstrich-Scheibenlaserbetrieb ermittelt. Die Kristallmaterialien $\text{Yb:Sc}_2\text{SiO}_5$ und Yb:CaGdAlO_4 wurden zudem in einem passiv modengekoppelten Scheibenlaseroszillator auf ihre Tauglichkeit bezüglich kurzer Pulsdauern untersucht.

Um das Potenzial von $\text{Yb:Yal}_3(\text{BO}_3)_4$ und epitaktisch gewachsenem $\text{Yb:KY}(\text{WO}_4)_2$ und $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ zur Erzeugung ultrakurzer Pulsdauern aufzuzeigen, werden in Kapitel 9 die Materialeigenschaften dieser Kristallmaterialien dargestellt. Wie bereits erwähnt, standen diese Materialien nicht für experimentelle Untersuchungen zur Verfügung.

In Kapitel 10 erfolgt eine Zusammenfassung der Ergebnisse. Zudem wird ein Ausblick auf weitere Entwicklungs- und Optimierungsmöglichkeiten für diese Scheibenlasermaterialien gegeben.

2 Ytterbium-dotierte Kristalle für den Einsatz im Scheibenlaser

Ytterbium-dotierte Materialien werden sowohl im diodengepumpten Dauerstrichbetrieb als auch im gepulsten Laserbetrieb verwendet. Die Verwendung Ytterbium-dotierter Kristalle wird durch die Weiterentwicklung und die gute Verfügbarkeit von Hochleistungslaserdioden im spektralen Wellenlängenbereich zwischen 900 und 980 nm, welcher der Absorptionsbandbreite von Ytterbium-dotierten Materialien entspricht, begünstigt. Weiterhin sind der niedrige Quantendefekt¹ und das Nichtvorhandensein von unerwünschten Verlustübergängen von Vorteil. Durch die Dotierung von ausgewählten Wirtsmaterialien mit dem Yb³⁺-Ion werden Laserkristalle gewonnen, die gute thermo-mechanische sowie gute thermo-optische Eigenschaften aufweisen. Zahlreiche Applikationen solcher Hochleistungslaser mit Wellenlängen bei 1 µm sind im Bereich der Materialbearbeitung, in der Physik und in der Medizin zu finden [12, 13, 14].

2.1 Eigenschaften des Yb³⁺-Ions

Ytterbium ist ein chemisches Element mit der Ordnungszahl 70 im Periodensystem und gehört zu der Gruppe der Lanthanide, auch als Metalle der seltenen Erden bezeichnet. Die physikalischen Eigenschaften dieses Elementes sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Innerhalb der Lanthanidenreihe hat das Yb³⁺-Ion eines der einfachsten Energieniveauschemata. Das für den Laserbetrieb relevante Termschema besteht aus zwei Stark-Multipletts – dem Grundzustand ²F_{7/2} und dem angeregten Zustand ²F_{5/2}. Der Grundzustand ²F_{7/2} ist in vier – (0), (1), (2) und (3) –, der angeregte Zustand ²F_{5/2} in drei – (0′), (1′) und (2′) – Stark-Ebenen aufgespalten (Abbildung 1) [15].

Der Übergang zwischen den beiden unteren Stark-Niveaus von ²F_{7/2} und ²F_{5/2} wird als Null-Phononen-Linie bezeichnet. Die Null-Phononen-Linie weist den höchsten Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitt auf. Durch einen höheren Absorptionsquerschnitt kann eine deutlich geringere Dicke des laseraktiven Mediums im Scheibenlaser gewählt werden. Das optische Pumpen mittels Laserdioden in die Null-Phononen-Linie ist aufgrund der fehlenden phononischen Verbreiterung der Übergän-

¹ Quantendefekt $\eta = 1 - \frac{\lambda_{Pump}}{\lambda_{Laser}}$

ge und der daraus resultierenden geringeren Wärmeentwicklung vorteilhaft [16]. Die Null Phononen-Linie kann daher eine Emissionsbandbreite von nur wenigen Nanometern aufweisen. Beim optischen Pumpen in die Null-Phononen-Linie ist der geringere Quantendefekt im Vergleich zum Pumpen in ein höher liegendes Stark-Niveau vorteilhaft [17].

Tabelle 1: Zusammenstellung physikalischer Eigenschaften von Ytterbium [18, 19, 20]

Atommasse	173,04 u
Atomradius (berechnet)	222 pm
Kovalenter Radius	187 pm
Elektronenkonfiguration	[Xe] 4f ¹⁴ 6s ²
Kristallstruktur	Kubisch-flächenzentriert
Dichte (300 K)	6,973 g/cm ³
Schmelzpunkt	1097 K
Siedepunkt	1496 K
Wärmeleitfähigkeit	39 W/(mK)

Durch das einfache Termschema von Yb³⁺ treten kaum unerwünschte interionische Prozesse wie Energiemigration (engl. Concentration Quenching), Absorption aus dem angeregten Zustand (engl. Excited State Absorption – kurz: ESA) oder Upconversion auf. Dadurch können höhere Dotierungskonzentrationen im Vergleich zu den meisten anderen Seltenerdionen verwendet werden [15]. Durch den niedrigeren Quantendefekt zwischen Pump- und Laserphoton von Yb³⁺ mit weniger als 10 % (beim Laserion Nd³⁺ 24 %) wird ein höherer Wirkungsgrad erzielt. Durch diese höhere Effizienz ist unter anderem der Wärmeeintrag in das laseraktive Material geringer. Dies wirkt sich vorteilhaft auf den Hochleistungslaserbetrieb aus.

Den genannten Vorteilen steht jedoch die breite Überlappung zwischen dem Emissions- und dem Absorptionsband gegenüber, das zu einer Re-Absorption und zu einer Reduzierung der effektiven Breite des Emissionsbandes führen kann [21].

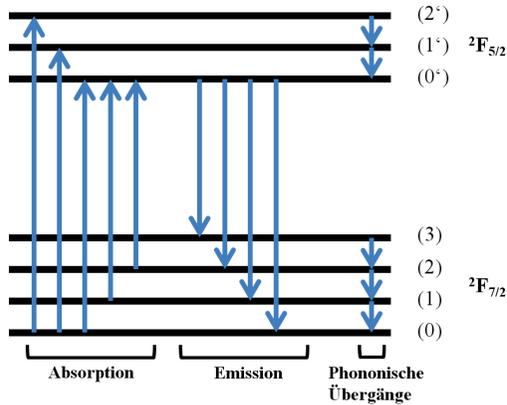


Abbildung 1: Energieniveaus und mögliche Übergänge von Yb³⁺. Die Pfeile stellen mögliche Übergänge für das optische Pumpen und die Laserprozesse dar. Die Unterteilung in den verschiedenen Stark-Ebenen ist nicht maßstabsgetreu.

Für die Züchtung eines Yb-dotierten Einkristalls aus einer Lösung bzw. aus einer Schmelze sind ein niedriger Schmelz- und Siedepunkt sowie eine geringe Dichte entscheidend, um einen hohen technologischen Aufwand z. B. durch Aufbringen der hohen Heizleistung oder durch die notwendige hohe thermische und chemische Stabilität des Schmelzriegels etc. zu vermeiden [22].

Die genannten drei Eigenschaften von Ytterbium im Vergleich zu seinen Nachbar-elementen Lutetium und Thulium sowie zu Neodym sind in Tabelle 2 zusammengestellt. Ytterbium hat im Vergleich zu den genannten Lanthaniden den niedrigsten Schmelz- und Siedepunkt. Aufgrund seiner Elektronenkonfiguration weist Ytterbium eine geringere Dichte als Thulium oder Lutetium auf. Durch eine vollständig gefüllte f-Schale stehen nur noch zwei Valenzelektronen für metallische Bindungen zur Verfügung, die zu geringeren Bindungskräften und einem deutlich größeren Metallatomradius führen [23].

Im Gegensatz zu Ytterbium- und Neodym-dotierten Laserkristallen, deren Emissionswellenlänge bei 1 μm liegt, emittieren Thulium- und Lutetium-dotierte Wirtsmaterialien bei einer Wellenlänge von 2 μm .

Tabelle 2: Vergleich physikalischer Eigenschaften von Neodym, Lutetium und Thulium gegenüber Ytterbium [24]

	Dichte [g/cm³ (25°C)]	Schmelzpunkt [K]	Siedepunkt [K]
Neodym	7,01	1297	3347
Lutetium	9,84	1925	3674
Thulium	9,318	1818	2223
Ytterbium	6,973	1097	1496

2.2 Anforderungen an das laseraktive Material

Für einen effizienten (Scheiben-)Laserbetrieb werden an das laseraktive Material zahlreiche Anforderungen gestellt, die sich nicht nur aus den Lasereigenschaften, sondern auch aus thermo-mechanischen und thermo-optischen Materialeigenschaften ergeben. Vor allem für industrielle Anwendungen ist die Verfügbarkeit des Materials in reproduzierbarer Qualität und Quantität von entscheidender Bedeutung. Um Kristallscheiben mit einem Durchmesser von typischerweise 6 bis 20 mm herzustellen, sollte ein hinreichend großer Boule in guter Kristallqualität, d. h., ohne Einschlüsse im Material und mit gleichmäßiger Dotierungskonzentration, gezogen werden. Das Wirtsmaterial sollte zudem eine ausreichende Härte haben, um Risse und Brüche bei der weiteren Verarbeitung des Kristallboules, wie z. B. dem Schneid-, Polier-, Beschichtungs- und Montageprozess, zu Herstellung der typischerweise 100 bis 300 µm dicken Scheiben, zu vermeiden.

Im (Hochleistungs-)Laserbetrieb muss ein effektiver Abtransport der im Lasermedium erzeugten Wärme gewährleistet sein. Für eine geringe Wärmeerzeugung sind ein niedriger Quantendefekt sowie eine hohe Quanteneffizienz entscheidend. Eine hohe Wärmeleitfähigkeit des Wirtsmaterials und eine möglichst geringe Scheibendicke begünstigen den Abtransport der erzeugten Wärme im Lasermedium. Die optimale Scheibendicke hängt auch von der Dotierungskonzentration ab [25]. Durch die Erhöhung der Dotierungskonzentration kann die Scheibendicke verringert werden. Bei einer Erhöhung der Dotierungskonzentration sollten jedoch Verlustprozesse wie z. B. Upconversion oder Energiemigration, die mit zunehmender Dotierungskonzentration der aktiven Ionen auftreten, vermieden werden [21]. Upconversion kann durch die Wahl des aktiven Ions beeinflusst werden. Dagegen wird die Energiemigration durch eine hohe Reinheit der verwendeten Ausgangsstoffe verringert [26]. Um Zugspannungen im La-

serbetrieb zu vermeiden, sollte das Material isotrope thermo-mechanische Eigenschaften aufweisen.

Aufgrund der hohen effektiven Pumpleistungsdichte von typischerweise 5 bis 10 kW/cm², die für einen effizienten Scheibenlaserbetrieb erforderlich ist [6], sowie der starken Temperaturabhängigkeit des Verstärkungskoeffizienten von Quasi-Dreineiveau-Laserkristallen ist eine effektive Kühlung des Laserkristalls zu gewährleisten. Eine vollflächige, rückseitige Kühlung der möglichst dünnen Scheiben in Verbindung mit einer homogenen Pumplichtverteilung bewirkt einen nahezu eindimensionalen Wärmefluss in axialer Richtung. Dieser effektive Wärmefluss wird durch das Verhältnis von gekühlter Oberfläche der Scheibe zum gepumpten Volumen gewährleistet. Dadurch ergibt sich auch bei hohen Pumpleistungsdichten eine geringe thermische Linse. Dünnere Kristalle sind aufgrund der geringeren Temperaturdifferenz im Laserkristall weniger bruchanfällig.

Für einen effizienten Laserprozess muss im Laserkristall eine möglichst hohe Pumpabsorption erzielt werden. Beim Scheibenlaserkonzept wird dafür eine Absorptionseffizienz > 90 % gefordert [7], welche über Mehrfachdurchgänge des Pumplichts durch das aktive Medium erzielt wird; in vorliegender Arbeit nach 24 Pumplichtdurchgängen. Auch die Laserverstärkung im Material, die von der Dicke bzw. der Dotierungskonzentration der Scheibenlaserkristalle, dem Emissionsquerschnitt und den resonatorinternen Verlusten abhängt, ist für einen effizienten Laserbetrieb entscheidend. Für die Erzeugung ultrakurzer Pulse ist zusätzlich eine große Emissionsbandbreite des Materials erforderlich.

2.3 Auswahl Yb³⁺-dotierter Kristalle und Vergleich zu Yb:YAG

Entsprechend den in Abschnitt 2.2 beschriebenen Anforderungen werden in diesem Kapitel geeignete Laserkristalle aufgrund ihrer physikalischen, spektroskopischen und kristallografischen Eigenschaften für Ultrakurzpuls-Scheibenlaser ausgewählt. Ytterbium-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG) wird dabei als Referenzmaterial gewählt.

Yb:YAG ist ein laseraktives Material, das mit guter Qualität und in großer Quantität gezogen wird. Deshalb wird es in vielen kommerziellen Lasersystemen eingesetzt [7, 8, 25]. Yb:YAG wurde zuerst wegen seiner guten thermischen Wärmeleitfähigkeit in Scheibenlasersystemen mit hoher Dauerstrich-Ausgangsleistung verwendet [27]. Erst im Jahre 2000 wurde Yb:YAG erstmals in einem passiv modengekoppelten Scheiben-

laser eingesetzt [28]. In der Literatur finden sich folgende Ergebnisse für Yb:YAG Scheibenlaser:

- In einem passiv modengekoppelten Scheibenlaser wurde durch Verwendung eines sättigbaren Halbleiterspiegels (SESAM) eine mittlere Ausgangsleistung von $16,2\text{ W}$ bei einer Pulsdauer von 730 fs erzielt [28].
- In [10] wird über die bisher kürzeste Pulsdauer für Yb:YAG von 200 fs in einem Kerr-Lens modengekoppelten Scheibenlaseroszillator bei einer mittleren Ausgangsleistung von 17 W berichtet.
- Mit einem passiv modengekoppelten Scheibenlaser beträgt die bisher höchste Ausgangsleistung 275 W bei einer Pulsdauer von 583 fs [9].
- Die höchsten Pulsenergien von $41\text{ }\mu\text{J}$ bei einer Pulsdauer von $1,1\text{ ps}$ und einer mittleren Ausgangsleistung von 145 W wurden durch passive Modenkopplung eines Multipass-Scheibenlasers erzielt [29]. Dabei wurden durch eine sich selbst abbildende Vielfachgeometrie 44 Pumplichtdurchgänge durch die Yb:YAG-Scheibe realisiert.

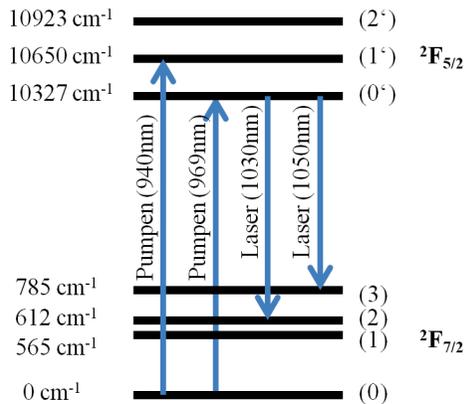


Abbildung 2: Termschema von Yb:YAG bei Raumtemperatur (nicht maßstabsgetreu) [25]. Die Pfeile stellen mögliche Übergänge für das optische Pumpen und den Laserprozess dar. Die Energiewerte sind in Wellenzahlen [cm^{-1}] angegeben.

Das als Referenz herangezogene Material Yb:YAG wurde in der Literatur bereits ausführlich diskutiert (siehe z. B. [7, 25, 30]). Deshalb werden im Folgenden nur die für die vorliegende Arbeit wichtigen Eigenschaften genannt. In Tabelle 4 am Ende dieses Abschnitts sind die wesentlichen Eigenschaften von Yb:YAG zusammengefasst.

Das Termschema in Abbildung 2 zeigt die Absorptions- und Emissionswellenlängen des Materials [7]. Die optische Anregung von Yb:YAG erfolgt bei einer Wellenlänge von 940 nm bzw. bei 969 nm (Null-Phononen-Linie). In diesen Wellenlängenbereichen sind Diodenlaser auch mit Ausgangsleistungen bis in den kW-Bereich verfügbar. Durch das Pumpen über den Null-Phononen-Übergang erfolgt aufgrund der geringeren thermischen Wärmeentwicklung im Vergleich zum optischen Anregen bei 940 nm ein effizienterer Laserprozess [7, 17].

Zur Auswahl Ytterbium-dotierter Materialien für den Einsatz in Ultrakurzpuls-Lasersystemen mit hohen mittleren Ausgangsleistungen wird zunächst die Eignung der Kristallmaterialien für einen effizienten Dauerstrich-Laserbetrieb untersucht. Hierfür wurden zwei Qualitätszahlen (**Figure of Merit –FOM**) definiert [7]. FOM_{th} beschreibt die Qualität des laseraktiven Materials bezüglich der thermo-optischen Eigenschaften. Sie ist durch

$$FOM_{th} = \frac{\kappa_0}{\kappa_{th-opt}} \quad (2-1)$$

definiert. κ_0 ist die thermische Wärmeleitfähigkeit und

$$\kappa_{th-opt} = \frac{dn}{dT} + (n - 1) \cdot \alpha_{th} \quad (2-2)$$

die thermo-optische Konstante, wo dn/dT der thermo-optische Koeffizient und α_{th} der linearen Wärmeausdehnungskoeffizient sind. Die thermische Wärmeleitfähigkeit ist entscheidend für den Abtransport der erzeugten Wärme im Laserkristall, wodurch hohe Ausgangsleistungen bei guter Strahlqualität ermöglicht werden. Die Kenngröße

$$FOM_{TD} = \left| \frac{3 \cdot M_p^2 \cdot FOM_{th}}{l_{abs,eff}^2} \right| \quad (2-3)$$

beschreibt die Eignung des Kristallmaterials für die Verwendung im Scheibenlaserbetrieb. Dabei ist M_p die Anzahl der Pumplichtdurchgänge durch die Scheibe (hier: $M_p = 24$) und $l_{abs,eff}$ die effektive Absorptionslänge. Die effektive Absorptionslänge bestimmt die Absorption und hängt neben der Dotierung des Kristalls vor allem von der Überlagerung des Pumplichtspektrums mit dem Absorptionsspektrum ab. Für die Berechnung der Qualitätskennzahlen wird im Laserkristall eine Absorptionseffizienz von $\eta_{abs} = 90\%$ angenommen. Tabelle 3 gibt die Qualitätskennzahlen (FOM_{th} und FOM_{TD}) und die abgeschätzte effektive Absorptionslänge $l_{abs,eff}$ wieder.

Besonders geeignet für den Dauerstrich-Laserbetrieb sind Kristallmaterialien mit hohen berechneten Werten der Qualitätskennzahlen. Anhand der Qualitätskennzahl FOM_{th} erweisen sich die Materialien Yb:CaF₂, Yb:YLF und Yb:SSO als geeignet für diesen Einsatz. Die Materialien Yb:KLuW und Yb:YLF stellen sich durch die Qualitätskennzahl FOM_{TD} als besonders geeignet heraus. Yb:YLF ist sowohl bezüglich der Qualitätskennzahl FOM_{th} als auch bezüglich FOM_{TD} besonders geeignet und stellt somit ein Kristallmaterial mit hohem Potenzial für den Einsatz in (Hochleistungs-) Scheibenlasern dar.

Tabelle 3: Qualitätskennzahlen FOM_{th} und FOM_{TD} und abgeschätzte effektive Absorptionslänge $l_{eff,abs}$

	Yb:CaF ₂	Yb:CALGO	Yb:KLuW	Yb:YLF	Yb:Lu ₂ O ₃	Yb:SSO	Yb:YAB	Yb:YAG
$l_{eff,abs}$ [mm]	3,7 (4,5%Yb)	3,4 (2%Yb)	0,2 (20%Yb)	0,4 (25%Yb)	0,9 (3%Yb); 0,5 (5%Yb)	3,9 (3%Yb)	1,1 (12%Yb)	2 (10%Yb)
FOM_{th} [10 ⁶ W/m]	6,1	1,1	2,1	6,1	1,3	6,6	0,4	1,2
FOM_{TD} [10 ¹⁴ W/m ³]	7,7	1,6	907	658	27,7 (3%Yb); 89,9 (5%Yb)	7,5	5,8	5,2

Neben der Eignung des Kristallmaterials zu hohen Ausgangsleistungen, muss es auch für den Ultrakurzpuls-Laserbetrieb geeignet sein. Dafür wurde insbesondere die Emissionsbandbreite (FWHM) als Kriterium gewählt. Eine große Emissionsbandbreite (FWHM) ist entscheidend für die Erzeugung kurzer Pulsdauern. In Abbildung 3 werden diese beiden Eigenschaften von Yb:CaF₂, Yb:CaGdAlO₄, Yb:KLu(WO₄)₂, Yb:LiYF₄, Yb:Lu₂O₃, Yb:Sc₂SiO₅ und Yb:YAl₃(BO₃)₄ mit Yb:YAG verglichen. Je höher die thermische Wärmeleitfähigkeit bei einer großen Emissionsbandbreite ist, desto besser ist das Material für die Erzeugung ultrakurzer Pulse mit hoher mittlerer Ausgangsleistung geeignet. Vor allem CALGO und CaF₂ weisen diese gewünschte Kombination auf.

Die Auswahl der Kristalle für den experimentellen Teil dieser Arbeit erfolgte anhand oben aufgeführter Kriterien und unter Berücksichtigung der derzeitigen Verfügbarkeit² des Kristallmaterials. Es wurden daher folgende Kristalle ausgewählt:

- Yb:Sc₂SiO₅ (Kurzform: Yb:SSO)
- Yb:CaGdAlO₄ (Kurzform: Yb:CALGO)
- Yb:CaF₂
- Yb:Lu₂O₃.

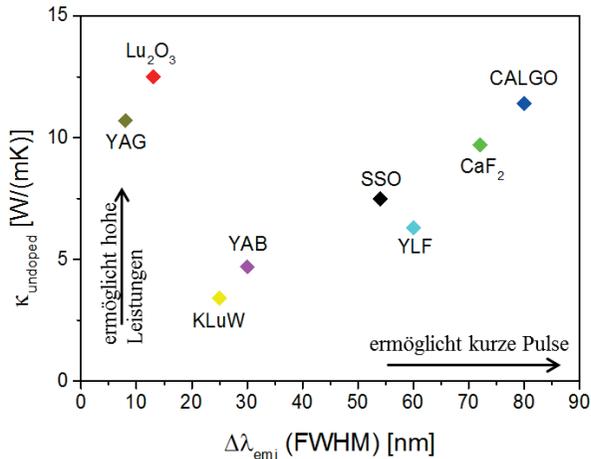


Abbildung 3: Darstellung der (undotierten) thermischen Wärmeleitfähigkeit $\kappa_{\text{undotiert}}$ verschiedener Kristalle als Funktion der Emissionsbandbreite $\Delta\lambda_{\text{emi}}$

In Tabelle 4 sind Materialeigenschaften oben genannter Kristallmaterialien im Vergleich zum Referenzmaterial Yb:YAG zusammengestellt. Eine Zusammenfassung bisheriger Literaturwerte dieser Kristallmaterialien in passiv modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren stellt Abbildung 4 dar. Es ist die erzielte Pulsdauer in Abhängigkeit von der mittleren Ausgangsleistung aufgetragen. Ultrakurze Pulsdauern von kleiner als 200 fs wurden bisher mit Yb:LuScO₃ [31], Yb:CALGO [32] und Yb:Lu₂O₃ [9] erreicht.

² Trotz Kooperationen mit mehreren Instituten waren nur die ausgewählten Kristallmaterialien Yb:SSO, Yb:CALGO, Yb:CaF₂ und Yb:Lu₂O₃ für experimentelle Untersuchungen verfügbar.

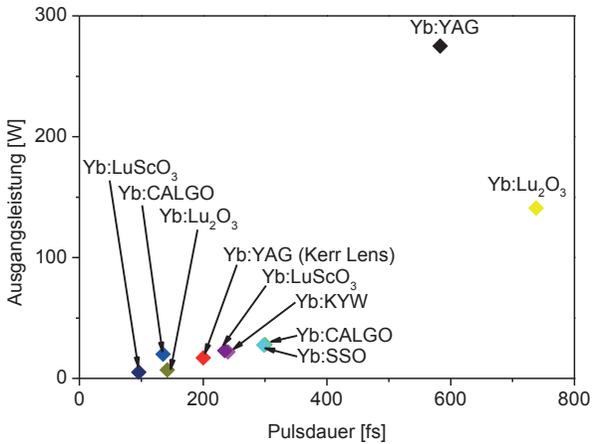


Abbildung 4: Pulsdauer und Ausgangsleistung in passiven modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren (Referenzen siehe Abschnitt 2.4)

Für die Kristallmaterialien $\text{Yb:Yal}_3(\text{BO}_3)_4$ und epitaktisch gewachsenes $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2/\text{Yb:KLu}(\text{WO}_4)_2$ (KYW/Yb:KYW) wurden erste Vorarbeiten durchgeführt. Diese sind aber noch nicht abgeschlossen und werden in vorliegender Arbeit experimentell nicht auf ihr Potenzial verifiziert. In Kapitel 9 werden ausschließlich die Eigenschaften dieser beiden Materialien aufgeführt.

Tabelle 4: Materialparameter ausgewählter Ytterbium-dotierter Kristalle im Vergleich zu Yb:YAG

<i>Materialparameter</i>	<i>Yb:SSO</i>	<i>Yb:Lu₂O₃</i>	<i>Yb:CaF₂</i>	<i>Yb:CALGO</i>	<i>Yb:YAB</i>	<i>Yb:KYW</i>	<i>Yb:KLuW</i>	<i>Yb:YAG</i>
$\lambda_{pump} [nm]$	976 [33]	976 [34]	980 [40]	979 [35]	973 [36]	981 [37]	981 [38]	940/969 [30]
$\Delta\lambda_{obs} [FWHM] [nm]$	24 [39]	2,2 [34]	22 [40]	>5 [35]	20 (σ), 11 (π) [41]	3,5 [37]	3,6 [42]	18 [25]/2,6 [7]
$\sigma_{abs,pump} [10^{-20} cm^2]$	0,92 [39]	3 [34]	0,54 [43]	1,0 (σ), 2,7 (π) [44]	3,4 (σ), 0,4 (π) [45]	13,3 (E N _m) [46]	11,8 (E N _m) [42]	0,77 [7]
$\sigma_{emi,pump} [10^{-20} cm^2]$	0,02 [33]	2,4 [15]	0,45 [40]	1,6 (σ), 1,45 (π) [44]	0,8 (σ), 0,45 (π) [45]	15,5 (E N _m) [46]	14,7 (E N _m) [42]	0,17 [25]
$\lambda_{laser} [nm]$	1036 [33]	1033 [47]	1053 [40]	1050 [48]	1040 [36]	1025 [37]	1031 [38]	1030 [30]
$\Delta\lambda_{emi} [FWHM] [nm]$	54 [39]	13 [49]	72 [50]	80 [42]	~ 30 [51]	16 [37]	25 [42]	8 [25]
$\sigma_{abs,laser} [10^{-20} cm^2]$	0,088 [33]	0,1 [52]	0,0029 [40]	0,01 (σ), 0,01 (π) [53]	0,039 (σ), 0,05 (π) [45]	0,2 (E N _m) [46]	0,24 (E N _m) [42]	0,12 [25]
$\sigma_{emi,laser} [10^{-20} cm^2]$	0,44 [39]	1,28 [47]	0,16 [40]	0,75 (σ), 0,25 (π) [53]	0,8 (σ), 0,5 (π) [45]	3 (E N _m) [37]	2,6 (E N _m) [42]	2,1 [7]

Quantendefekt [%]	5,8	5,6	6,9	6,8	6,2	4,3	4,9	8,7/6,0
τ_{Fluo} [µs]	700 [39]	820 [34]	2400 [43]	420 [42]	680 [45]	233 [54]	320 [42]	940 [7]
dn/dT [$10^{-6}/K$]	-6,3 [55]	9,1 [49]	-11,3 [40]	6,9 (σ), 6,3 (π) [44]	11 [41]	$dn_m/dT =$ -7,3 ; $dn_p/dT =$ -10,1 ; $dn_g/dT =$ -8,4 [56]	$dn_m/dT =$ -1,6 ; $dn_p/dT =$ -10,8 ; $dn_g/dT =$ -7,4 [57]	8,6 [7]
$\kappa_{undotiert}$ [W/(mK)] (undotiert)	7,5 [55]	12,5 [47]	9,7 [40]	11,4 [58]	4,7 (5,6at.- %) [59]	$\kappa_a =$ 3,4 ; $\kappa_b =$ 2,6 ; $\kappa_c =$ 3,8 [60]	$\kappa_a =$ 3,09 ; $\kappa_b =$ 2,55 ; $\kappa_c =$ 4,4 [42]	10,7 [21]
$N_{Dot,at\%}$ [$10^{20}/cm^3$]	2,1 [55]	2,9 [34]	2,6 [40]	1,25 [35]	0,55 [41]	0,63 [61]	0,83 [62]	1,38 [7]

2.4 Literaturübersicht ausgewählter Yb³⁺-dotierter Kristalle

Yb:SSO wurde bis zum Beginn dieser Arbeit nur als stabförmiges laseraktives Medium eingesetzt:

- Im Dauerstrich-Laserbetrieb wurde in [63] eine maximale Ausgangsleistung von $3,55\text{ W}$ mit einem differentiellen Wirkungsgrad von $\eta_{\text{slope}} = 44,5\%$ und einer Emissionswellenlänge von $1062,3\text{ nm}$ berichtet.
- Eine Pulsdauer von 125 fs bei einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 102 mW wurde in einem passiv modengekoppelten Laseroszillator erzielt [64]. Zur Erzeugung der Pulse wurde ein sättigbarer Halbleiterspiegel (SESAM [65]) und für die Dispersionskompensation wurden Prismen aus SF 10 verwendet.
- Eine höhere Ausgangsleistung von $1,9\text{ W}$ wurde ebenfalls in einem passiv modengekoppelten Laserresonator gezeigt [63]. Die erzielte Pulsdauer war hier $2,3\text{ ps}$.

Erste experimentelle Ergebnisse im Scheibenlaserbetrieb werden in Kapitel 5 erörtert; sie wurden in [66] und [67] veröffentlicht.

Yb:CALGO wurde sowohl in Form eines stabförmigen Kristalls als auch in Scheiben-geometrie eingesetzt.

- Mit einem stabförmigen Kristall wurde im Dauerstrich-Laserbetrieb eine maximale Ausgangsleistung von 15 W und eine Durchstimmparkeit der Laserwellenlänge von 75 nm gemessen. Dies erfolgte in einem Wellenlängenbereich zwischen 1010 nm und 1085 nm [68].
- Die Erzeugung ultrakurzer Pulse mit einer Pulsdauer von 47 fs bei einer Ausgangsleistung von 38 mW wurde in einem mittels eines SESAM passiv modengekoppelten Laseroszillator gezeigt [69]. Hier war die Form des laseraktiven Mediums stabförmig.
- Die bisher höchste erzielte Ausgangsleistung in einem solchen Stab-Lasersystem waren $12,5\text{ W}$ bei einer Pulsdauer von 94 fs [70].
- Die erste Realisierung im Scheibenlaserbetrieb erfolgte am Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW), Stuttgart, in Zusammenarbeit mit dem Institut d'Optique Paris. Es wurde hier eine Dauerstrich-Ausgangsleistung von 30 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 32% gezeigt [71].
- In einem mit SESAM passiv modengekoppelten Scheibenlaser wurde die aktuell kürzeste Pulsdauer von 62 fs von Diebold et al. [72] bei einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 5 W erzielt.

Die Ergebnisse dieser Arbeit zu passiv modengekoppelten Yb:CALGO-Scheibenlasern werden in Abschnitt 6.3.4 und in [32] dargestellt.

Yb:CaF₂ wurde bisher noch nicht im Scheibenlaserbetrieb eingesetzt. Die im Folgenden aufgelisteten Ergebnisse zu diesem Material beziehen sich auf einen Kristall in Stabform.

- Im Dauerstrich-Laserbetrieb wurde eine maximale Ausgangsleistung von $5,8\text{ W}$ mit einem differentiellen Wirkungsgrad von 45 % erzielt [73]. Die Durchstimmbarkeit betrug 54 nm im Laserwellenlängenbereich von 1017 nm bis 1072 nm.
- In einem mittels eines SESAM passiv modengekoppelten Laseroszillator wurde eine Pulsdauer von 150 fs bei einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von $0,88\text{ W}$ gezeigt [74]. Bei einer Pulsdauer von 230 fs wurde eine höhere Ausgangsleistung von $1,74\text{ W}$ gemessen.
- [75] berichtet über eine kürzere Pulsdauer von 99 fs in einem mit SESAM passiv modengekoppelten Laserresonator bei einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von 380 mW .
- Die kürzeste Pulsdauer von 47 fs wurde bei einer höheren durchschnittlichen Ausgangsleistung von $2,7\text{ W}$ in einem Kerr-Lens modengekoppelten Laseroszillator demonstriert [76].

Die Ergebnisse dieser Arbeit zu Yb:CaF₂ im Dauerstrich-Scheibenlaserbetrieb werden in Kapitel 7 diskutiert und wurden in [77] veröffentlicht.

Sesquioxid-Kristalle wurden bereits im Scheibenlaserbetrieb eingesetzt.

- Das Potenzial der Sesquioxide Yb:LuScO₃ und Yb:Lu₂O₃ für Hochleistungs-scheibenlaser wurde im Dauerstrichbetrieb mit einem differentiellen Wirkungsgrad von $\eta_{\text{slope}} = 80\%$ gezeigt [34, 78].
- Yb:Lu₂O₃ zeigte im Dauerstrich-Scheibenlaserbetrieb eine maximale Ausgangsleistung von 300 W mit einem optischen Wirkungsgrad von $\eta_{\text{opt}} = 74\%$ [79].
- Über die Erzeugung kurzer Pulsdauern in einem mittels SESAM passiv modengekoppelten Scheibenlaseroszillator wird unter anderem in [80], [81], [82] und [83] berichtet.
- Die bisher kürzeste Pulsdauer von 96 fs wurde in einem mittels SESAM passiv modengekoppelten Yb:LuScO₃-Scheibenlaseroszillator bei einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von $5,1\text{ W}$ erzielt [31].

- Die bisher höchste erzielte durchschnittliche Ausgangsleistung in einem mittels SESAM passiv modengekoppelten Yb:Lu₂O₃-Scheibenlaseroszillator war *141 W* bei einer Pulsdauer von *738 fs* [84].

Die Ergebnisse dieser Arbeit zu Yb:Lu₂O₃ im (Hochleistungs-)Dauerstrich-Laserbetrieb werden in Kapitel 8 diskutiert und wurden in [85] veröffentlicht.

Der hohe Schmelzpunkt von Sesquioxid-Kristallen stellt jedoch eine Herausforderung für die Zucht aus der Schmelze dar [47]. Als Alternative hierzu sind Sesquioxid-Keramiken interessant, die durch Vakuumsintern und Heißpressen bei sehr viel niedrigeren Prozesstemperaturen hergestellt werden können [86]. Aufgrund dieser technologisch niedrigeren Anforderungen im Vergleich zur Zucht eines Einkristalls sollten Sesquioxide-Keramiken in Betracht gezogen werden, waren aber nicht Gegenstand der Untersuchungen in dieser Arbeit.

- Im Dauerstrichbetrieb konnte mit einer 10 at.-%-dotierten Yb:Lu₂O₃-Keramik ein optischer Wirkungsgrad von *74 %* erzielt werden [87].
- Im passiv modengekoppelten Laserbetrieb wurde eine Pulsdauer von *357 fs* bei einem optischen Wirkungsgrad von *32,5 %* demonstriert [88].

Yb:YAl₃(BO₃)₄ wurde bisher hauptsächlich als stabförmiges laseraktives Medium eingesetzt.

- Eine Dauerstrich-Ausgangsleistung von *4,2 W* wurde bei einer Wellenlänge von *1042 nm* und einem optischen Wirkungsgrad von *36 %* erzielt [89]. Durch eine Frequenzverdopplung mit einer Konversionseffizienz von *10 %* konnte in der genannten Veröffentlichung bei einer Wellenlänge von *520 nm* eine Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb von *1,1 W* gezeigt werden.
- Die höchste bisher berichtete Dauerstrich-Ausgangsleistung war *10,6 W* mit einem optischen Wirkungsgrad von *65 %* bei einer Emissionswellenlänge von *1040 nm* [90]. Das laseraktive Medium wurde hier in Form eines Stabes eingesetzt.
- Eine Durchstimbarkeit der Laserwellenlänge von *74 nm* wurde in einem Wellenlängenbereich zwischen *1016 nm* und *1090 nm* berichtet [91].
- Der effiziente Einsatz in einem mittels SESAM passiv modengekoppelten Betrieb wurde mit *198 fs* bei einer durchschnittlichen Ausgangsleistung von *440 mW* und einer optischen Effizienz von *16 %* gezeigt [92].
- In [93] wurde eine kürzere Pulsdauer von *85 fs* bei einer mittleren Ausgangsleistung von *47 mW* gezeigt.

- Erste Scheibenlaserexperimente mit Yb:YAB im Dauerstrichbetrieb zeigten eine Ausgangsleistung von 109 W [94].

Wolframate wurden bisher sowohl in Form eines stabförmigen Kristalls als auch in Scheibenform eingesetzt.

- Yb:KLuW zeigte in einem mittels SESAM passiv modengekoppelten Stablaseroszillator eine Pulsdauer von 81 fs bei einer mittleren Ausgangsleistung von 70 mW [95].
- In einem mittels SESAM passiv modengekoppelten Yb:KLuW-Scheibenlaseroszillator wurde eine Pulsdauer von 440 fs bei einer mittleren Ausgangsleistung von $25,6\text{ W}$ erzielt [96].
- Mit Yb:KYW wurde eine Pulsdauer von 240 fs bei einer mittleren Ausgangsleistung von 22 W in einem passiv modengekoppelten Scheibenlaser gezeigt [97].

Über Untersuchungen von epitaktisch gewachsenem Wolframat in Form stabförmiger Kristalle wurde in folgenden Literaturstellen berichtet:

- Ein Yb:KYW/KYW-Kristall mit einer Yb^{3+} -Dotierung von 20 at.-% und einer Schichtdicke von $25\text{ }\mu\text{m}$ zeigte im Dauerstrich-Laserbetrieb eine Ausgangsleistung von 77 mW bei einer Laserwellenlänge von 1030 nm [98].
- Mit einem KLuW/Yb:KLuW-Kristall, dessen Yb^{3+} -Dotierung 10 at.-% betrug und der eine Schichtdicke von $100\text{ }\mu\text{m}$ aufwies, wurde eine Pulsdauer von 114 fs bei einer mittleren Ausgangsleistung von 31 mW erzielt [99].
- Über Ergebnisse im Scheibenlaserbetrieb wurde mit einem KLuW/Yb:KLuW-Kristall bei einer CW-Ausgangsleistung von 9 W und einem differentiellen Wirkungsgrad von 77 % von Rivier et al. [100] berichtet. Die mit 32 at.-% Ytterbium-dotierte Schicht wurde auf eine Dicke von $50\text{ }\mu\text{m}$ poliert und war auf ein $350\text{ }\mu\text{m}$ dickes undotiertes KLuW-Substrat aufgebracht.

3 Grundlagen der passiven Modenkopplung

Sättigbare Halbleiterspiegel (engl. **SE**miconductor **Saturable Absorber Mirror** – kurz: SESAM) werden zur Modenkopplung und damit zur Erzeugung von ultrakurzen Pulsen im Femtosekundenbereich eingesetzt. In dieser Arbeit erfolgte die passive Modenkopplung durch die Verwendung eines SESAM. Die Wahl der Materialien und das Design der Schichtstrukturen beeinflussen die wichtigsten SESAM-Parameter wie z. B. die Erholungszeit τ , die Sättigungsintensität I_{Sat} und die Sättigungsfluenz F_{Sat} . Die Parameter können somit für jeden Anwendungsfall entsprechend optimal gewählt werden [65]. Die folgenden Abschnitte beschreiben die für den experimentellen Teil wichtigen theoretischen Grundlagen, wichtige Parameter zur Auswahl eines SESAM, das Prinzip des Soliton-Modenkopplers und die Grundlagen des Dispersionsmanagements.

3.1 Theoretische Beschreibung der Pulsdynamik

Die Dynamik der Modenkopplung wird innerhalb eines Laserresonators zeitlich und spektral durch die allgemeine Mastergleichung

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = \left[\underbrace{\frac{1}{g(T)}}_1 - \underbrace{l_{\text{ges}}}_2 + \underbrace{\left(\frac{g}{\Omega_g^2} + \frac{1}{\Omega_f^2} \right) \frac{\partial^2}{\partial t^2}}_3 + i \underbrace{\frac{\beta_2 \partial^2}{2 \partial t^2}}_4 - \underbrace{i \gamma |A(T, t)|^2}_5 \right. \\ \left. - \underbrace{q(T, t)}_6 \right] A(T, t) \quad (3-1)$$

beschrieben [101]. Diese theoretische Beschreibung stellt den zeitlichen Verlauf eines Laserpulses unter Berücksichtigung verschiedener linearer und nichtlinearer Effekte dar. Die Beschreibung der elektrischen Feldamplitude $A(T, t)$ erfolgt auf zwei Zeitskalen t und T . Die Zeitskala t beschreibt den zeitlichen Verlauf eines Laserpulses innerhalb einer Resonatorumlaufzeit T_R ; T bezieht sich auf die Veränderungen nach mehreren Resonatorumläufen. Die einzelnen Terme dieser Gleichung werden im Folgenden im Detail erläutert:

- 1) $g(t)$ stellt die Verstärkung pro Resonatorumlauf dar,
- 2) l_{ges} stellt die gesamten linearen Verluste dar,

- 3) berücksichtigt die spektralen Filtereffekte wie Verstärkungs- bzw. Filterdispersion mit der Verstärkungsbandbreite Ω_g und der Bandbreite weiterer optischer resonatorinterner Bauelemente Ω_f ,
- 4) stellt die Dispersion 2. Ordnung mit dem Dispersionskoeffizienten β_2 dar,
- 5) beschreibt die Kerr-Nichtlinearität in Form der Selbstphasenmodulation (engl. **Self-Phase Modulation**-kurz: SPM) mit dem SPM-Koeffizienten γ ,
- 6) $q(t,T)$ stellt die intensitätsabhängigen Verluste dar.

Die Dynamik des SESAM wird durch die Differenzialgleichung

$$\frac{\partial}{\partial t} q(t, T) = -\frac{q(t, T) - q_0}{\tau_q} - q(t, T) \frac{|A(t, T)|^2}{E_q} \quad (3-2)$$

beschrieben, wo q_0 die ungesättigten Verlusten des SESAM, E_q die Sättigungsenergie und τ_q die Erholzeit des SESAM sind. Anhand des Absorptionsüberganges wird zwischen schnellen und langsam sättigbaren Absorbern unterschieden [65], die sich in der zeitlichen Entwicklung der Verlustmodulation unterscheiden. Bei einem langsam sättigbaren Absorber ist die Erholzeit länger als die Impulsbreite ($\tau_q \gg \tau_{FWHM}$); bei einem schnell sättigbaren Absorber ist die Erholzeit kürzer als die auftretende Impulsbandbreite ($\tau_q \ll \tau_{FWHM}$). Diese Gleichung lässt sich je nach Wahl des Absorbers entsprechend vereinfachen [102].

Die numerische Lösung der allgemeinen Mastergleichung ergibt drei verschiedene Fälle für einen stabilen Laserbetrieb [103]. Die erste Lösung, die entscheidend für diese Arbeit ist, ist die Soliton-Modenkopplung. Weitere Lösungen der Mastergleichung können für leicht positive normale Gesamtdispersion mit gechirpten³ Pulsen und hohe normale Dispersion mit parabolischer Pulsform gefunden werden. Auf die Soliton-Modenkopplung wird in Abschnitt 3.3 detaillierter eingegangen.

Für weiterführende Informationen zur Haus'schen Mastergleichung wird auf [104, 105, 106] verwiesen.

3.2 Sättigbarer Halbleiterspiegel (SESAM)

Die Reflexion eines sättigbaren Halbleiterspiegels steigt mit der Lichtleistung. In der Absorberschicht wird ein kleiner Teil der einfallenden Lichtintensität absorbiert. Je

³ Die unterschiedlichen Frequenzanteile des Lichts werden zeitlich verändert; je nach Vorzeichen der Dispersion wird der Laserpuls gestreckt oder komprimiert.

mehr die Lichtintensität steigt, desto stärker wird die Absorberschicht gesättigt und umso kleiner werden die Verluste.

Die Verwendung eines SESAM in Kombination mit einem Scheibenlaser ermöglicht eine Leistungsskalierung durch Veränderung des Modendurchmessers auf dem SESAM und dem Scheibenlaserkristall. Dadurch kann z. B. eine einfache Erhöhung der Pulsspitzenleistungen erfolgen. Diese passiv modengekoppelten Festkörperlaser-Systemen haben eine sehr einfache und kompakte Bauweise [107]. Anwendungen solcher Laseroszillatoren sind im industriellen Umfeld, z. B. im Bereich der Materialbearbeitung und Medizintechnik, zu finden.

3.2.1 Aufbau eines SESAM

Der schematische Aufbau eines SESAM ist in Abbildung 5 dargestellt. Die Halbleiterstrukturen werden meist epitaktisch mittels Molekularstrahlepitaxie (engl. **M**olecular **B**eam **E**pitaxy – kurz: MBE) [5, 65], mittels metallorganischer Gasphasenabscheidung (engl. **M**etal-**O**rganic **V**apour **P**hase **E**pitaxy – kurz: MOVPE) [108] oder mittels metallorganischer chemischer Gasphasenabscheidung (engl. **M**etal-**O**rganic **C**hemical **V**apour **D**eposition – kurz: MOCVD) [109] gewachsen.

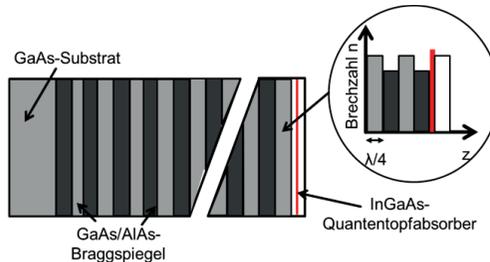


Abbildung 5: Schematischer Aufbau eines SESAM. Auf einem GaAs-Substrat werden abwechselnd GaAs- und AlAs-Schichten gewachsen. Die oberste Schicht besteht aus mehreren InGaAs-Quantentopfabsorberschichten.

Der SESAM besteht aus einer integrierten Struktur aus Halbleiterspiegeln und einem oder mehreren Quantentopfabsorber(n). Die unterste Schicht ist ein Braggspiegel, bestehend aus einer wechselnden Abfolge von GaAs- und AlAs-Schichten⁴, der auf ein GaAs-Substrat gewachsen ist. Die darauf folgende Schicht besteht aus einem InGaAs-Quantentopfabsorber. Die Position dieser sättigbaren Absorberschicht wird so gewählt, dass im Quantentopf ein Bauch der Feldverteilung vorliegt [110]. Auf diese Oberflä-

⁴ Bei SESAMs mit einer Designwellenlänge um 1 μm

che wird optional mit einer Halbleiter- oder einer dielektrischen Schicht beschichtet, um z. B. Parameter wie Modulationstiefe oder Sättigungsfluenz anzupassen und/oder höhere Zerstörfluenzen und eine längere Lebensdauer des SESAM zu erzielen [111].

Das Material des Quantentopfs und des Braggspiegels wird so gewählt, dass die Laserwellenlänge absorbiert bzw. reflektiert wird. Mit der Kombination verschiedener auf Halbleitern basierenden Braggspiegelmaterialien und absorbierender Quantentopffilmmaterialien kann ein SESAM für fast alle Laserwellenlängen hergestellt werden. Die optische Schichtdicke des Braggspiegels entspricht einem Viertel der verwendeten Laserwellenlänge. Diese wird berechnet aus $d = \lambda/(4 \cdot n)$, mit n als Brechungsindex des Materials. Hieraus berechnet sich für GaAs und AlAs eine Schichtdicke von $d_{\text{GaAs}} = 75 \text{ nm}$ und $d_{\text{AlAs}} = 88 \text{ nm}$. Annahmen zur Berechnung sind eine Laserwellenlänge von 1030 nm sowie Brechungsindizes von $n_{\text{GaAs}} = 3,45$ und $n_{\text{AlAs}} = 2,93$ [112].

3.2.2 Parameter zur Wahl eines geeigneten SESAM

Bei der Auswahl eines geeigneten SESAM für die jeweilige Anwendung sind die Parameter Modulationstiefe ΔR , nichtlineare Verluste ΔR_{ns} , Erholzeit τ und Sättigungsfluenz F_{sat} relevant. Anhand der exemplarischen Sättigungskurve eines SESAM in Abbildung 6 welche mit

$$R(F_p) = R_{\text{ns}} \cdot \frac{\ln \left[1 + \frac{R_{\text{lin}}}{R_{\text{ns}}} \cdot \left(e^{\frac{F_p}{F_{\text{sat}}}} - 1 \right) \right]}{\frac{F_p}{F_{\text{sat}}}} \cdot e^{-\left(\frac{F_p}{F_2}\right)} \quad (3-3)$$

(roter Kurvenverlauf) berechnet wurde [113], werden diese Parameter erläutert.

In Gleichung (3-3) werden sowohl die induzierte nichtlineare Absorption F_2 als auch die Sättigung des SESAM und nichtlineare Einflüsse berücksichtigt. Ein nichtlinearer Einfluss bei der passiven Modenkopplung ist der Effekt der Zweiphotonenabsorption (engl. **Two Photon Absorption** – kurz: TPA). Bei der TPA werden Ladungsträger direkt in höhere Zustände des Leitungsbandes überführt, was zu einer Verringerung der Reflektivität des SESAM bei hohen Intensitäten führt.

Die induzierte nichtlineare Absorption wird durch

$$F_2 = \frac{\tau_p}{0,585 \cdot \int \beta(z) \cdot n^2(z) \cdot (|E_n(z)|^2)^2 dz} \quad (3-4)$$

beschrieben. Dabei ist $\beta(z)$ die Zweiphotonenabsorptionskonstante, $n(z)$ der Brechungsindex, $E_n(z)$ das elektrische Feld im Inneren des SESAM und τ_p die Pulsdauer [114]. F_2 charakterisiert die Stärke des entstehenden „Roll-off“-Effekts der Reflektivitätskurve (Abbildung 6). Je größer der TPA-Effekt ist und je kleiner dadurch F_2 wird, desto schneller nimmt die Reflektivität des SESAM ab und ein stärkerer „Roll-off“-Effekt tritt auf.

Bei Vernachlässigung der induzierten nichtlinearen Absorption F_2 ($F_2 \rightarrow \infty$) wird die Gleichung (3-3) auf

$$R(F_p) = R_{ns} \cdot \frac{\ln \left[1 + \frac{R_{lin}}{R_{ns}} \cdot \left(e^{\frac{F_p}{F_{Sat}}} - 1 \right) \right]}{\frac{F_p}{F_{Sat}}} \quad (3-5)$$

reduziert (schwarzer Kurvenverlauf in Abbildung 6). Dabei ist der Anstieg der Reflektivität bei der Sättigungsflussdichte F_{Sat} durch

$$R(F_{Sat}) = R_{Lin} + \frac{1}{e} \cdot \Delta R \quad (3-6)$$

gegeben.

Die Modulationstiefe ΔR beschreibt die maximale Veränderung der Reflektivität und bestimmt somit die maximal sättigbaren Verluste. Diese werden aus der Differenz der Reflektivität R_{ns} eines vollständig gesättigten und der Reflektivität R_{Lin} eines ungesättigten SESAM bestimmt: $\Delta R = R_{ns} - R_{Lin}$. Ist die Verstärkung pro Resonatorumlauf gering und der Auskoppelgrad klein ($T_{OC} < 10\%$), z. B. aufgrund einer geringen Scheibendicke bei Scheibenlaseroszillatoren, ist ein SESAM mit einer niedrigen Modulationstiefe ($\Delta R < 1,5\%$) zum Selbststarten und Stabilisieren des Pulses notwendig. Bei zunehmender Verstärkung pro Resonatorumlauf ist eine höhere Modulationstiefe des SESAM erforderlich. Diese führt jedoch zu höheren nichtsättigbaren Verlusten ΔR_{ns} und damit zu thermischen Effekten. Zusätzlich kann durch eine höhere Modulationstiefe gütegeschaltetes Modenkoppeln (engl. Q-Switching) auftreten [115].

Selbst in einem vollständig gesättigten Zustand liegt keine Reflektivität von 100 % vor. Die nichtsättigbaren Verluste sind daher durch $\Delta R_{ns} = 100\% - R_{ns}$ gegeben. Hierfür sind z. B. Verluste im Braggspiegel, Streuungen an Störstellen und/oder Grenzflächen oder freie Ladungsträger verantwortlich [116]. Die nichtsättigbaren Verluste ΔR_{ns} erzeugen zusätzliche Wärme in den Strukturschichten und führen zu thermischen Ef-

fekten, weswegen ein SESAM mit sehr kleinen nicht-sättigbaren Verlusten zu bevorzugen ist.

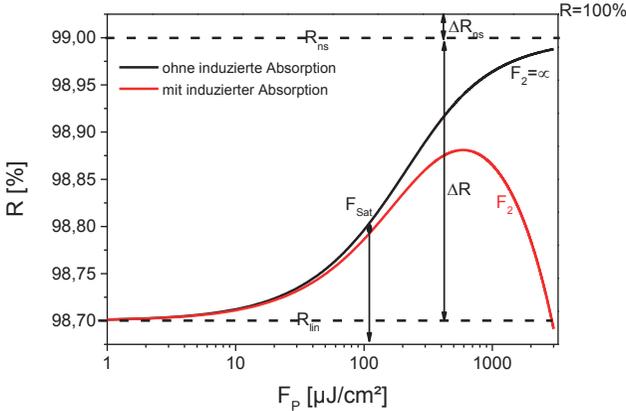


Abbildung 6: Reflektivität R eines SESAM mit (rot) induzierter und ohne (schwarz) induzierte Absorption als Funktion des Impulsenergieflusses F_p . Annahme für die Berechnung: $F_{\text{Sat}} = 120 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, $R_{\text{ns}} = 99 \%$, $R_{\text{lin}} = 98,7 \%$, $F_2 = 10^6 \mu\text{J}/\text{cm}^2$

Des Weiteren ist bei der Auswahl eines SESAM die Erholzeit τ entscheidend. Für eine hohe Qualität und Stabilität der Impulse ist eine möglichst schnelle Erholzeit τ des sättigbaren Absorbers erforderlich⁵ [117]. Andererseits wird durch ein geringes τ die Sättigungsleistung P_{Sat} erniedrigt, was maßgeblich zum Selbstarten des SESAM beiträgt.

Die Sättigungsfluß F_{Sat} ist ein Maß für die optimale Pumpfluß F_p auf der SESAM-Oberfläche und beschreibt die Sättigung des Absorbers bei $1/e$ (siehe Gleichung (3-6)). Die Flußdichte des einfallenden Laserpulses F_p ergibt sich aus dem Quotienten der Impulsenergie E_p pro Fläche A . Die von F_p abhängige Reflektivitätskurve $R(F_p)$ wird durch die lineare Reflektivität R_{Lin} , die Reflektivität im vollständig gesättigten Zustand R_{ns} , die Sättigungsfluß F_{Sat} und der induzierten Absorption F_2 beschrieben [113]. Je kleiner F_{Sat} ist, desto steiler ist der Anstieg der nichtlinearen Reflektivität.

Ebenso wird der Sättigungsparameter S zur Auswahl eines SESAM herangezogen, um einen stabilen passiv modengekoppelten Laserbetrieb, der ein instabiles Verhalten wie z. B. gütegeschaltete Instabilitäten ausschließt, zu gewährleisten. Dieser berechnet sich aus $S = F/F_{\text{Sat}}$ und liegt typischerweise zwischen 3 und 10 [118]. In [119] wird gezeigt,

⁵ Nicht gültig beim Soliton-Modenkoppeln

dass passiv modengekoppelte Scheibenlaseroszillatoren bei höheren Sättigungsparametern $S < 20$ ein stabiles Verhalten aufweisen. Zur Vermeidung von gütegeschalteten Instabilitäten wird

$$E_p^2 > E_{Sat,L} \cdot E_{Sat,S} \cdot \Delta R \quad (3-7)$$

als Kriterium betrachtet [113]. Die Sättigungsenergie des Lasermediums $E_{Sat,L}$ bzw. des sättigbaren Absorbers $E_{Sat,S}$ wird aus dem Produkt der Sättigungsflussdichte $F_{Sat,L}$ bzw. $F_{Sat,S}$ und der effektiven Modenquerschnittsfläche $A_{eff,L}$ bzw. $A_{eff,S}$ berechnet. Dieses Kriterium muss erfüllt sein, um einen stabilen modengekoppelter Laserbetrieb zu ermöglichen. Bei niedrigeren Impulsenergien tritt ein gütegeschalteter Laserbetrieb auf [115].

3.3 Soliton-Modenkopplung

Beim Soliton-Modenkoppeln wird die Pulsformung durch eine sech^2 -förmige Funktion bestimmt. Der Puls propagiert ohne zeitliche und spektrale Veränderung [120]. Hierbei werden nur die Dispersion 2. Ordnung und die Selbstphasenmodulation (SPM) betrachtet, wodurch sich die allgemeine Mastergleichung (3-1) auf die nichtlineare Schrödingergleichung

$$T_R \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = \left[i \frac{\beta_2 \partial^2}{2 \partial t^2} - i \gamma |A(T, t)|^2 \right] A(T, t), \quad (3-8)$$

reduziert [121]. Die Eigenlösungen der nichtlinearen Schrödingergleichung sind bei negativer Gesamtdispersion und positiver SPM optische Solitonen, deren zeitliche Einhüllende durch

$$A(T, t) = A_0 \cdot \text{sech} \left(\frac{t}{\tau_{\text{sech}}} \right) \exp \left(-i \cdot \psi \cdot \frac{T}{T_R} \right) \quad (3-9)$$

beschrieben wird [105]. Ψ ist die nichtlineare Phasenverschiebung pro Resonatorumlauf, A_0 die Spitzenamplitude des elektrischen Feldes innerhalb eines Laserpulses und τ_{FWHM} die Pulsdauer mit $\tau_{FWHM} = 1,7627 \cdot \tau_{\text{sech}}$ (mit 1,7627 als Formfaktor für eine sech^2 -Pulsform).

Die Pulsformung eines Soliton-Pulses wird durch ein Wechselspiel zwischen SPM und negativer GDD (engl. **Group Delay Dispersion**), z. B. durch Einbringen von dispersiven Spiegeln in die Kavität, erzielt. SPM führt dabei zu einer Rotverschiebung (niedrigere Frequenzen) an der steigenden sowie einer Blauverschiebung (höhere Frequen-

zen) an der fallenden Flanke des Pulses. Gleichzeitig bewegen sich aufgrund der negativen Dispersion die rotverschobenen Anteile langsamer sowie die blauverschobenen Anteile schneller. Bei geeigneter Balance von SPM und negativer Dispersion entsteht ein Soliton. Für weitere Informationen siehe z. B. [120], [122].

Die Soliton-Pulsdauer ist dabei durch

$$\tau_p = 1,76 \cdot \frac{2 \cdot |D|}{|\gamma_{tot}| \cdot E_p} \quad (3-10)$$

beschrieben. γ_{tot} ist die Summe der Nichtlinearitäten und D die (negative) Gesamtdispersion. Beim Scheibenlaser berechnet sich der SPM-Koeffizient γ_{tot} als Summe der Nichtlinearitäten aus der Atmosphäre im Resonator (z. B. Luft, Gas), der Kristallscheibe sowie gegebenenfalls einer Brewsterplatte. Eine Brewsterplatte wird typischerweise im Resonator eingesetzt, um einen linear polarisierten Ausgangsstrahl zu erhalten und um die SPM zu beeinflussen.

Aus der numerischen Lösung der Mastergleichung [101, 102, 105, 121] folgt, dass das Produkt aus Pulsdauer τ und spektraler Breite $\Delta\nu$ eine Konstante ist. Diese wird als Zeit-Bandbreite-Produkt

$$TBP = \Delta\nu \cdot \tau \quad (3-11)$$

bezeichnet. Der Wert der Konstanten ist abhängig von der Pulsform. Ein sechsförmiger Puls hat den konstanten Wert 0,3148.

3.4 Dispersionsmanagement und Selbstphasenmodulation

Die Erzeugung und Ausbreitung von Pulsen in einem Lasersystem wird durch das Dispersionsmanagement und die Selbstphasenmodulation bestimmt [123].

Beim Durchgang eines Laserpulses durch verschiedene Resonatorelemente, wie z. B. den Laserkristall oder andere optische Komponenten (z. B. hochreflektierende Spiegel) entsteht eine Verbreiterung der Einhüllenden des kurzen Pulses, der sich aus vielen verschiedenen Wellenlängen zusammensetzt. Die unterschiedlichen optischen Weglängen der verschiedenen Wellenlängen führen zu einer wellenlängenabhängigen Phasenverzögerung. Diese ist beschrieben aus der Summe der Dispersionen aller durchlaufenden Medien pro Umlauf: $\phi_{ges} = \sum_i GDD$ [123]. Die GDD bezeichnet die Frequenzabhängigkeit der Gruppenverzögerung (engl. **Group Delay** – kurz: GD), die

wiederum die Laufzeit eines Wellenpaketes mit einer bestimmten Zentralfrequenz im Medium beschreibt.

Diese durch verschiedene Resonatorelemente eingebrachte positive Dispersion wird durch optische Komponenten, die negative Dispersion in den Resonator einbringen, überkompensiert⁶. Solche optischen Komponenten sind z. B. Prismen, Beugungsgitter und dispersive Spiegel. Die Kompensation mittels dispersiver Spiegel (engl. chirped mirrors) ist dabei durch deren kompakte Bauform ideal für den resonatorinternen Einsatz, und wurden auch in dieser Arbeit verwendet.

Abbildung 7 zeigt den schematischen Aufbau eines dispersiven Spiegels, der aus einer periodischen Anordnung dielektrischer Schichten (Braggspiegel) besteht. Eine kontinuierliche Zunahme der Schichtdicke erzeugt die negative GDD. Nahe an der Oberfläche liegende Schichten sind dünner als weiter von der Oberfläche entfernte Schichten. Dadurch wird kurzwelliges Licht nahe an der Oberfläche reflektiert, wohingegen langwelligeres Licht tiefer in den Spiegel eindringt, bevor es reflektiert wird. Diese speziellen dielektrischen Spiegel erlauben ein nahezu verlustfreies Einbringen von negativer Dispersion [124].

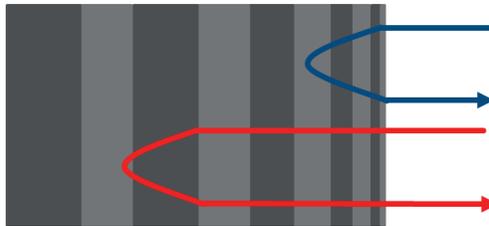


Abbildung 7: Schematischer Aufbau eines negativ dispersiven Spiegels. Kurzwelliges Licht (blauverschobene Spektralkomponenten) wird an der Oberfläche reflektiert, langwelliges Licht (rotverschobene Spektralkomponenten) dringt tiefer in den Spiegel ein.

Ebenfalls zur Kompensation der positiven Dispersion werden Gires-Tournois-Interferometer (GTI) eingesetzt [125]. Sie erzeugen den Laufzeitunterschied der Spektralkomponenten interferometrisch. Abbildung 8 zeigt den schematischen Aufbau eines GTI-Spiegels, der aus einem hochreflektierenden, einem zweiten teilreflektierenden Spiegel und einem Zwischenraum zwischen diesen Spiegelementen besteht. Der Zwischenraum ist mit einem transparenten Material mit Brechungsindex n gefüllt.

⁶ Für die Erzeugung eines Solitons muss die notwendige Gesamtdispersion leicht negativ sein (siehe Kapitel 3.3).

Die dispersiven Effekte ergeben sich durch eine Überlagerung der reflektierten Wellen an der Oberfläche des teil- und des hochreflektierten Spiegels, die eine Phasenverschiebung zwischen 0 und 2π erfährt. Für eine detaillierte Beschreibung dispersiver Spiegel wird auf [123] verwiesen.

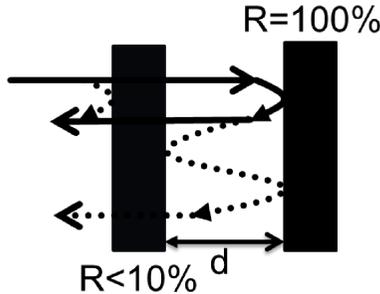


Abbildung 8: Schematische Darstellung eines GTI-Spiegels

Die Selbstphasenmodulation (SPM) ist ein nichtlinearer optischer Effekt und beschreibt die Abhängigkeit der Brechzahl n (in einem transparenten Medium) von der Laserintensität

$$n(\omega, t) = n_0(\omega) + n_2(\omega) \cdot I(t). \quad (3-12)$$

Hier ist n_0 der lineare Brechungsindex, n_2 der nichtlineare Brechungsindex und $I(t)$ die zeitabhängige Intensität. Diese nichtlineare Modifikation des Brechungsindex resultiert aus einem zeitlichen oder räumlichen Kerr-Effekt. Der zeitliche Kerr-Effekt beschreibt die Phasenmodulation des Pulses, bei dem sich die zeitliche Einhüllende des Pulses nicht ändert, jedoch die Frequenzen spektral verschoben und neue Strahlkomponenten erzeugt werden. Der räumliche Kerr-Effekt tritt unter anderem bei einer gaußförmigen Intensitätsverteilung auf. Es entsteht eine entsprechende intensitätsabhängige zeitliche Phasenverzögerung, die zu einer Selbstfokussierung des Strahles führen kann. Die SPM wirkt sich in einer spektralen Verbreiterung des Lichtpulses aus.

4 Berechnungen und Analysen zur Resonatorauslegung

Zur Realisierung der experimentellen Scheibenlaseraufbauten werden nachfolgend die zugrunde liegenden Auslegungskriterien sowohl für den Dauerstrich-Laserbetrieb als auch für den passiv modengekoppelten Betrieb betrachtet. Dazu werden die im Abschnitt 2.3 ausgewählten Ytterbium-dotierten Kristallmaterialien anhand der Berechnung wichtiger Laserparameter analysiert und bewertet. Unter anderem werden die bei verschiedenen Pumpleistungsdichten entstehenden Temperaturen an den Scheibenlaseroberflächen bestimmt. Des Weiteren wird der Einfluss der auftretenden optischen Phasenfrontdeformationen (engl. **O**ptical **P**hasefront **D**eformation – kurz: OPD) beim Einsatz der verschiedenen Lasermaterialien im Laserbetrieb durch die Finite-Elemente-Methode (FEM) analysiert und mit experimentell ermittelten Werten verglichen.

4.1 Resonatorauslegung

4.1.1 Dauerstrich-Laserbetrieb

Zur Auslegung eines Resonators müssen unter anderem die Ratengleichungen und deren analytische und numerische Lösungen sowie die Grundlagen der optimalen Auslegung von Laserresonatoren bezüglich Stabilität, Stabilitätszonen, Justageempfindlichkeit etc. betrachtet werden. Detaillierte Beschreibungen hierzu finden sich in [25, 126] und werden im Folgenden nicht behandelt. Nachfolgend wird zuerst das Erreichen einer Besetzungsinversion diskutiert, welche zur Erzeugung und Verstärkung von Strahlung in einem Laserresonator benötigt wird.

Im thermischen Gleichgewicht der Energieniveaus laseraktiver Materialien ist die Besetzung des Grundzustandes höher als die Besetzung des oberen Zustandes. Für einen effizienten diodengepumpten Laserbetrieb muss eine ausreichende Verstärkung durch eine hohe Besetzungsdichte des oberen Laserzustandes erfolgen [127]. In dieser Arbeit erfolgte die Anregung mittels der Strahlung fasergekoppelter Diodenlaser.

Damit Lasertätigkeit eintritt, muss die Besetzungsinversion so groß sein, dass die Verstärkung durch stimulierte Emission die Verluste des resonatorinternen Strahlungsfeldes überwiegt. Der minimale Anteil

$$\beta_{min} = \frac{\sigma_{abs,laser}(\lambda_{Laser})}{\sigma_{emi,laser}(\lambda_{Laser}) + \sigma_{abs,laser}(\lambda_{Laser})}, \quad (4-1)$$

an Yb^{3+} -Ionen, der angeregt werden muss, um die Absorption im Grundzustand durch Verstärkung auszugleichen, wird durch den Absorptions- $\sigma_{\text{abs,laser}}$ bzw. dem Emissionswirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{emi,laser}}$ bei der Laserwellenlänge bestimmt [128]. Zur Erreichung der Transparenzschwelle der Laserkristalle wird die minimale Pumpintensität

$$I_{P,\min} = I_{P,\text{Sat}} \cdot \beta_{\min} \quad (4-2)$$

benötigt [128], wobei die Pumpsättigungsintensität

$$I_{P,\text{Sat}} = \frac{h \cdot c}{\tau_{\text{rad}} \cdot \lambda_{P\text{ump}} \cdot \sigma_{\text{abs}}(\lambda_{P\text{ump}})} \quad (4-3)$$

durch den Absorptionsquerschnitt σ_{abs} , der Fluoreszenzlebensdauer τ_{rad} und dem Planck'schen Wirkungsquantum h gegeben ist [129].

Des Weiteren wird für die ausgewählten Yb-dotierten Materialien die minimal benötigte Anzahl an Pumplichtdurchgängen $M_{P,\min}$ durch den Scheibenlaserkristall bestimmt, die notwendig ist, um die Transparenzschwelle zu erreichen. Hierfür wird für die verschiedenen Laserkristalle die minimale Pumpintensität $I_{P,\min}$ nach (4-2) berechnet und gemäß

$$M_{P,\min}(\text{Yb:Material}) = M_{P,\min}(\text{Yb:Referenz}) \cdot \frac{I_{P,\min}(\text{Yb:Material})}{I_{P,\min}(\text{Yb:Referenz})} \quad (4-4)$$

die minimale Anzahl an Pumplichtdurchgängen $M_{P,\min}$ der verschiedenen Yb-dotierten Materialien abgeschätzt. Als Referenzmaterial wird dabei Yb:YAG verwendet, welches die Transparenzschwelle bei der berechneten minimalen Pumpintensität von $1,6 \text{ kW/cm}^2$ nach 24 Pumplichtdurchgängen erreicht hat.

Die oben beschriebenen Größen $I_{P,\text{Sat}}$, β_{\min} , $I_{P,\min}$ und $M_{P,\min}$ wurden anhand der in Tabelle 4 aufgeführten Materialeigenschaften berechnet und in Tabelle 5 zusammengestellt. Dies ermöglicht einen weiteren Vergleich der Eignung der verschiedenen Laserkristalle für einen effizienten Dauerstrich-Laserbetrieb.

Die in Tabelle 5 aufgeführten berechneten Größen zeigen, dass die Werte für $I_{P,\min}$ und $M_{P,\min}$ von Yb:CALGO und Yb:Lu₂O₃ vergleichbar sind. Yb:CALGO hat den geringsten Wert für die Transparenzbesetzungsdichte β_{\min} ; Yb:Lu₂O₃ den geringsten Wert für die Pumpsättigungsintensität im Vergleich zu den anderen Kristallmaterialien. Yb:SSO hat ungefähr fünfmal so hohe Werte für diese Größen im Vergleich zu Yb:CALGO und Yb:Lu₂O₃. Im Vergleich zu Yb:YAG sind die berechneten Werte für

die minimale Pumpintensität $I_{P,\min}$ der Materialien Yb:CaF₂, Yb:CALGO und Yb:Lu₂O₃ geringer. Dadurch wird die Transparenzschwelle nach weniger Pumplichtdurchgängen erreicht, was für einen effizienten Laserbetrieb vorteilhaft ist. Yb:SSO dagegen erreicht erst nach ungefähr doppelt so vielen Pumplichtdurchgängen wie Yb:YAG die Transparenzschwelle und damit die benötigte Verstärkung. Der Vergleich der Größen $I_{P,\min}$ und $M_{P,\min}$ der hier betrachteten Kristallmaterialien weist Yb:CaF₂ für einen effizienten Dauerstrich-Laserbetrieb aus.

Tabelle 5: Berechnete Charakterisierungsgrößen der ausgewählten Yb-dotierten Kristallmaterialien

	$\lambda_{L,\text{aser}}$ [nm]	β_{\min} [%]	$I_{P,\text{Sat}}$ [kW/cm ²]	$I_{P,\min}$ [kW/cm ²]	$M_{P,\min}$
Yb:SSO	1036	10	31,6	3,1	47
Yb:CALGO (σ)	1050	1,3	48,3	0,64	10
Yb:CaF₂	1053	1,8	15,7	0,28	4
Yb:Lu₂O₃	1033	7,2	8,3	0,6	9
Yb:YAG	1030	5,4	29,2	1,6	24 (Ref.)

Eine niedrige Transparenz-Intensität alleine erlaubt jedoch noch keinen effizienten Laserbetrieb. Daneben wird noch eine möglichst hohe Verstärkung gefordert. Daher werden im Folgenden als weitere für den Laserbetrieb wichtige Größen der Verstärkungskoeffizient und die Kleinsignalverstärkung der verschiedenen Kristalle berechnet.

Wie vorausgehend beschrieben, werden Yb-dotierte Kristallmaterialien erst ab einer bestimmten Pumpleistungsdichte transparent. Der Verstärkungskoeffizient g wird in Abhängigkeit von der resonatorinternen Leistungsdichte E_r beschrieben mit

$$g(E_r) = N_2 \cdot \sigma_{\text{emi},\text{laser}} - N_1 \cdot \sigma_{\text{abs},\text{laser}} \quad [25]. \quad (4-5)$$

Dabei sind N_1 und N_2 die Anzahl der laseraktiven Ionen im unteren bzw. oberen Multiplett pro Volumen, $\sigma_{\text{emi},\text{laser}}$ und $\sigma_{\text{abs},\text{laser}}$ der Emissions- und Absorptionswirkungsquerschnitt bei der Laserwellenlänge. Unter Vernachlässigung der Abnahme der Absorption mit steigender Besetzungsdichte des oberen Multipletts ergibt sich für den Verstärkungskoeffizienten

$$g(E_r) = \frac{g_0}{\left[1 + \frac{(m \cdot E_r)^2}{E_s}\right]}, \quad (4-6)$$

wobei m die Anzahl der Kristalldurchgänge pro Resonatorumlauf, E_s die Sättigungsleistungsdichte und g_0 der Koeffizient der Kleinsignalverstärkung (engl. Small Signal Gain – kurz: SSG) ist [7]. Die Kleinsignalverstärkung

$$g_0 = N_{dot} \cdot \sigma_{emi,laser} \cdot \beta \quad (4-7)$$

bezeichnet den Verstärkungskoeffizienten bei verschwindender Laserintensität [7], wobei die relative thermische Besetzungsdichte

$$\beta = \frac{I_p \cdot \ddot{U}_{eff}(M_p)}{I_{Sat}} \quad (4-8)$$

und N_{Dot} die Anzahl der Dotierungionen pro Volumen ist [7]. I_p ist die Pumpleistungsdichte und $\ddot{U}_{eff}(M_p)$ die Überhöhung der effektiven Pumpleistung in Abhängigkeit von den Pumplichtdurchgängen durch den Kristall M_p .

Um die Verstärkungen der Scheibenlaserkristalle aus unterschiedlichen laseraktiven Materialien zu vergleichen, wurde das Produkt aus dem Koeffizienten der Kleinsignalverstärkung und der Dicke der Kristallscheibe $g_0 \cdot d_{Kristall}$ als Kennwert herangezogen [129]. Für die Berechnung wurden dabei die Materialparameter aus Tabelle 4 verwendet. Zusätzlich wurde angenommen, dass

- $I_p = 5 \text{ kW/cm}^2$ (erforderlich für einen effizienten Scheibenlaserbetrieb nach [6])
- Absorptionsgrad $\eta_{abs} = 1$
- Anzahl der Pumplichtdurchgänge $M_p = 12$ (entspricht Einfachdurchgang durch das Scheibenlaser-Pumpmodul)

ist. Als Referenzmaterial wurde Yb:YAG mit einer Yb³⁺-Dotierung von 11-at.-% und der daraus resultierenden optimalen Scheibendicke von 130 μm angenommen.

In Abbildung 9 ist die Abhängigkeit der Kleinsignalverstärkung $g_0 \cdot d_{Kristall}$ von der einfallenden Pumpleistungsdichte I_p ohne Berücksichtigung des „Ausbleichens“ des Materials dargestellt. Diese theoretische Vereinfachung trifft jedoch experimentell nicht zu. Hier tritt ein Ausbleichen des Kristallmaterials auf. Der Zusammenhang zwischen der Kleinsignalverstärkung und der einfallenden Pumpleistungsdichte ist dann exponentiell und strebt gegen einen Sättigungswert.

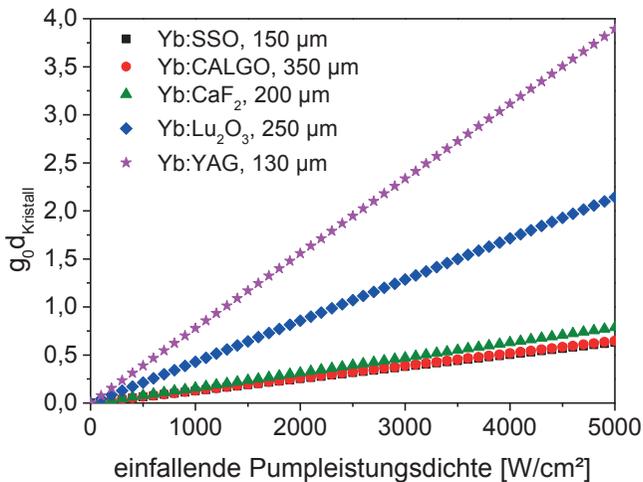


Abbildung 9: Berechnete Kleinsignalverstärkung $g_0 \cdot d_{\text{Kristall}}$ in Abhängigkeit der einfallenden Pumpleistungsdichte

Yb:YAG und Yb:Lu₂O₃ zeigen im Vergleich zu den anderen Kristallmaterialien größere Werte der Kleinsignalverstärkung. Yb:CaF₂, Yb:CALGO und Yb:SSO verhalten sich in ihrer Verstärkungscharakteristik der berechneten Werte für die Kleinsignalverstärkung identisch.

Die in diesem Kapitel berechneten Parameter zeigen, dass Yb:Lu₂O₃, vor allem wegen der guten Verstärkungscharakteristik und Yb:CaF₂ aufgrund der geringen Transparenzschwelle für den Dauerstrich-Laserbetrieb besonders geeignet sind.

4.1.2 Passiv modengekoppelter Scheibenlaserbetrieb

Für die in den Abschnitten 5.3.4 und 6.3.4 behandelten passiv modengekoppelten Scheibenlaseraufbauten werden nachfolgend die zugrunde liegenden Auslegungskriterien beschrieben, um ein stabiles Modenkoppeln mittels eines SESAM zu realisieren. Es werden dabei der Grundmode-Betrieb, die Nichtlinearitäten und das stabile passive Modenkoppeln durch Vermeidung von gütegeschalteten Instabilitäten betrachtet.

Oszillieren in einem Resonator mehrere transversale Moden, wird der SESAM ungleichmäßig gesättigt, was zu einer Destabilisierung der Modenkopplung führt [130]. Daher ist die Auslegung des Grundmode-Resonators (TEM₀₀) eine Grundvoraussetzung für stabiles passives Modenkoppeln.

Die Auslegung eines Grundmode-Laserbetriebs soll hier nicht erläutert werden. Magni beschreibt in [126] verschiedene Stabilitätskriterien für einen effizienten Laserbetrieb. Für einen Grundmode-Laserbetrieb folgt nach [126], dass der minimale Durchmesser der Lasermode zwischen 70 % und 80 % des Pumpfleckdurchmessers gewählt werden sollte.

In einem passiv modengekoppelten Laserbetrieb kann es bei der Erzeugung von Pulsen unter bestimmten Bedingungen zu gütegeschalteten Instabilitäten kommen. Zur Vermeidung solcher Instabilitäten muss die Bedingung (3-7) erfüllt sein [115]. Die Sättigungsfluenz F_{Sat} ergibt sich aus $F_{\text{Sat}}=h \cdot \nu / (m \cdot \sigma)$, wo m die Anzahl der Durchgänge durch das Lasermedium bzw. den Absorber pro Resonatorumlauf, h das Planck'sche Wirkungsquantum und σ der Emissionsquerschnitt ist. (3-7) enthält die Vereinfachung, dass der Laser weit oberhalb der Laserschwelle betrieben wird, sodass das Stabilitätskriterium unabhängig von der oberen Lebensdauer des aktiven Lasermediums ist. Zusätzlich wird eine große Pulsenergie angenommen, die zum Ausbleichen des Absorbers führt. Somit können die nichtsättigbaren Verluste ΔR_{ns} vernachlässigt werden [115]. Aus (3-7) folgt, dass ΔR und F_{Sat} klein gehalten werden müssen, um gütegeschaltete Instabilitäten zu vermeiden.

Zusätzlich wird als Kriterium für SESAM-modengekoppelte Scheibenlaseraufbauten der Sättigungsparameter des SESAM

$$S = \frac{E_p}{E_{\text{Sat},S}} \quad (4-9)$$

definiert [131], wo $E_p = P_{\text{int}} \cdot T_R$ die intrakavitäre Pulsenergie ist, mit P_{int} als intrakavitäre Leistung und T_R als Resonatorumlaufzeit. Für Scheibenlaseroszillatoren wurde als Grenzwert $S < 100$ genannt und experimentell auf $S > 20$ bestimmt [131]. Mit steigendem Wert des Sättigungsparameters S , also einer stärkeren Sättigung des SESAM, werden gütegeschaltete Instabilitäten verhindert. Größere Werte von S können jedoch zu einer Schädigung des SESAM führen.

Tabelle 6 führt die Berechnungen der oben beschriebenen Größen für die in Abschnitten 5.3.4 und 6.3.4 beschriebenen passiv modengekoppelten Scheibenlaseraufbauten mit den Lasermaterialien Yb:SSO und Yb:CALGO auf. Die Berechnungen erfolgten mit folgenden SESAM-Parametern, die dem verwendeten SESAM in den Experimenten entsprechen: $F_{\text{Sat},S} = 90 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ und $\Delta R = 0,5 \%$.

Tabelle 6: Zusammenfassung der berechneten Parameter für die experimentell realisierten Laser

	Yb:SSO	Yb:CALGO
$\omega_{\text{Kristall}} [\text{cm}]$	0,9	1,1
$A_{\text{eff,L}} [\text{cm}^2] = \pi \cdot \omega_L^2$	2,5	3,8
$F_{\text{Sat,L}} [\text{J}/\text{cm}^2] = h \cdot \nu / (\text{m} \cdot \sigma)$	21,8	12,8
$\omega_{\text{SESAM}} [\text{cm}]$	0,5	0,5
$A_{\text{eff,S}} [\text{cm}^2] = \pi \cdot \omega_S^2$	0,8	0,8
$E_{\text{Sat,L}} [\text{J}] = F_{\text{Sat,L}} \cdot A_{\text{eff,L}}$	55,3	48,3
$E_{\text{Sat,S}} [\mu\text{J}] = F_{\text{Sat,S}} \cdot A_{\text{eff,S}}$	71,1	71,1
$E_{\text{Sat,L}} E_{\text{Sat,S}} \Delta R [\mu\text{J}^2]$	19,7	17,2
$P_{\text{int}} [\text{W}] = \frac{P_{\text{Out}}}{T_{\text{OC}}}$	463,4	466,7
$E_P [\mu\text{J}] = P_{\text{int}} \cdot T_R$	17,2	20,3
S	24	29

Die berechneten Werte für den Sättigungsparameter S liegen unterhalb des Grenzwertes von 100 [131], der zu einer Schädigung des SESAM führen würde. Anhand der berechneten intrakavitären Pulsenergie wird ein gütegeschaltetes Verhalten der verwendeten Scheibenlaseroszillatoren von Yb:SSO und Yb:CALGO theoretisch ausgeschlossen (siehe Gleichung (3-7)).

Ein weiterer wichtiger Aspekt bei der Resonatorauslegung sind Nichtlinearitäten, die z. B. durch die Umgebungsatmosphäre und die Scheibe entstehen. Wie bereits in Kapitel 3.3 erläutert, müssen diese erzeugten Nichtlinearitäten bei der Soliton Modenkopplung durch negative Dispersion kompensiert werden, um eine Verbreiterung oder eine Destabilisierung der Laserpulse zu vermeiden. Der Einfluss der Nichtlinearitäten der Umgebungsatmosphäre wird durch den SPM-Koeffizienten

$$\gamma_{\text{Atm.}} = 4 \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \int_0^{L_{\text{Kav}}} \frac{n_2(z)}{A(z)} dz, \quad (4-10)$$

welcher die nichtlineare Phasenverschiebung pro Leistung angibt, beschrieben [119].

Um den Einfluss der Nichtlinearitäten unterschiedlicher Umgebungsatmosphären zu verdeutlichen, werden hier die entsprechenden Werte für die in den Experimenten verwendeten Resonatorlängen von 5,5 m (siehe Abschnitt 5.3.4) und 6,5 m (siehe Abschnitt 6.3.4) angegeben. Es werden dabei die Umgebungsatmosphären Luft und Helium verglichen. Durch den nichtlinearen Brechungsindex der Luft von $3 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ [130] ergibt sich der SPM-Koeffizient γ_{Luft} zu $1,3 \cdot 10^{-10} \text{ 1/W}$ (für 5,5m) bzw. zu $1,6 \cdot 10^{-10} \text{ 1/W}$ (für 6,5m). Im Vergleich dazu ergeben sich bei Annahme einer Heliumatmosphäre mit einem nichtlinearen Brechungsindex von $0,4 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^2/\text{W}$ [132] die berechneten SPM-Koeffizienten γ_{Helium} zu $0,17 \cdot 10^{-10} \text{ 1/W}$ bzw. $0,2 \cdot 10^{-10} \text{ 1/W}$. Die Verwendung einer Heliumatmosphäre in einem Resonatoraufbau ergibt daher gegenüber Luft eine ca. 8-fache Reduzierung der Nichtlinearitäten.

Zusätzliche Nichtlinearitäten ergeben sich in der Scheibe und werden durch

$$\gamma_{\text{Scheibe}} = 4 \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot d_{\text{Scheibe}} \cdot \frac{n_{2,\text{Scheibe}}}{A_{\text{Scheibe}}} \quad (4-11)$$

beschrieben [119], wo d_{Scheibe} die Scheibendicke und A_{Scheibe} die Modenquerschnittsfläche am Ort der Scheibe ist. Der Einfluss der Nichtlinearitäten in der Scheibe ist im Vergleich zu den Nichtlinearitäten der Luft sehr gering, da die Dicke der Scheibe d_{Scheibe} sehr viel kleiner ist als die Modengröße auf derselbigen. Zur Verdeutlichung des geringeren Einflusses der Nichtlinearitäten der Scheibe gegenüber dem Einfluss der Umgebungsatmosphäre sind unter Annahme eines Pumpfleckdurchmessers von 2,3 mm die berechneten SPM-Koeffizienten in Tabelle 7 zusammengestellt. Aufgrund des unbekanntenen nichtlinearen Brechungsindex n_2 von Yb:SSO kann der SPM-Koeffizient für dieses Material nicht berechnet werden.

In den passiv modengekoppelten Versuchen (Abschnitte 5.3.4 und 6.3.4) wurden gezielt Nichtlinearitäten durch eine dünne Quarzglasplatte (Dicke = 3 mm) in den Resonator eingebracht, um eine Balance zwischen SPM und negativer GDD zu erzeugen. Die in der Quarzglasplatte erzeugte Nichtlinearität ist durch

$$\gamma_{\text{Quarz}} = 4 \cdot \frac{2 \cdot \pi}{\lambda} \cdot d_{\text{Quarz}} \cdot \frac{n_{2,\text{Quarz}}}{A_{\text{Quarz}}} \quad (4-12)$$

gegeben [119], wo d_{Quarz} die Dicke und A_{Quarz} die Modenquerschnittsfläche am Ort der dünnen Quarzglasplatte ist. Daraus resultiert mit einem nichtlinearen Brechungsindex

von $n_2 = 2,46 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ [135] der SPM-Koeffizient γ_{Quarz} zu $0,45 \cdot 10^{-10} \text{ 1/W}$, der im Vergleich zu γ_{Scheibe} einen großen Einfluss hat.

Tabelle 7: SPM-Koeffizient der Scheibe γ_{Scheibe} im Vergleich zu γ_{Atm} .

Kristallmaterial	n_2 [$10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$]	d_{Scheibe} [cm]	γ_{Scheibe} [1/W]	γ_{Luft} [1/W]	γ_{Helium} [1/W]
Yb:SSO	---	0,015	---	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$0,17 \cdot 10^{-10}$
Yb:CALGO	9,0 [133]	0,035	$1,3 \cdot 10^{-12}$		
Yb:CaF ₂	1,9 [134]	0,02	$2,2 \cdot 10^{-12}$	bzw.	bzw.
Yb:Lu ₂ O ₃	8,6 [135]	0,02	$10 \cdot 10^{-12}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$0,2 \cdot 10^{-10}$

In dieser Arbeit hatte der Einfluss der Nichtlinearitäten keine bemerkbaren Auswirkungen auf den Laserbetrieb. Da jedoch zukünftig die Ausgangsleistungen skaliert und die Intensitäten erhöht werden sollen, werden im Folgenden mögliche Ansätze zur Kompensation der Einflüsse der Nichtlinearitäten diskutiert:

- Betreiben des Resonators in einer Schutzgasatmosphäre (z. B. Helium). Nachteilig bei der Verwendung von Helium ist die aufgrund seines Atomgewichts technisch schwierige Handhabung.
- Betreiben des Lasers in einem Hochvakuum, mit z. B. einem konstanten Druck von 0,5 mbar. Hier wirkt sich jedoch die fehlende Kühlung der optischen Komponenten durch die fehlende Konvektion der erzeugten Wärme auf den Laserbetrieb aus. Hierfür wurde eine vakuumtaugliche Kammer, die auch mit Helium geflutet werden kann, konstruktiv ausgearbeitet – dies für zukünftige Versuchsaufbauten.
- Verwendung eines hohen Auskoppelgrades, um die Intensität und damit korrelierend die Nichtlinearitäten der Luft im Resonator zu verringern. Damit jedoch weiterhin eine ausreichende Verstärkung des laseraktiven Mediums trotz der hohen Transmission des Auskoppelgrades besteht, müssen mehrere Resonatorumläufe realisiert werden. Dies kann z. B. durch eine aktive Multipasszelle (engl. Active Multipass Cell – kurz: AMC) erfolgen [29].

4.2 Berechnung der Temperaturen an den Oberflächen der Kristalle

Zu hohe Temperaturwerte an der Oberfläche der Scheibenlaserkristalle können zu einer Zerstörung der Kristalle führen. Daher wurden die entstehenden Temperaturen bei Beaufschlagung der Scheiben mit der Pumpstrahlung ermittelt. Zur Berechnung der Temperaturen an der Oberfläche der Scheibenlaserkristalle wurde eine Finite-Elemente-Methode (FEM) in COMSOL Multiphysics durchgeführt. Die berechneten Werte werden im Folgenden diskutiert und mit den entsprechenden Messungen verglichen.

Abbildung 10 stellt einen kontaktierten Scheibenlaserkristall auf einer Wärmesenke dar. Die Wärmesenke besteht entweder aus Kupfer oder Diamant. Die Scheibenlaserkristalle sind auf einer Seite mit einer antireflektierenden Schicht (AR) und auf der Gegenseite mit einer hochreflektierenden Schicht (HR) für die jeweilige Pump- und Laserwellenlänge beschichtet. Die HR-beschichtete Seite der Scheibe wird auf die Wärmesenke kontaktiert. Die Rückseite der Wärmesenke wird vollflächig wassergekühlt. Eine für den Scheibenlaserbetrieb effiziente Kühlung wird beeinflusst durch die Wärmeleitfähigkeit des laseraktiven Materials, den Wärmewiderstand der HR-Beschichtung und die Kontaktierung des Kristalls. Als mögliche Arten der Kontaktierung für Scheibenlaserkristalle haben sich das (Hart- bzw. Weich-)Löten und das Kontaktieren mittels eines UV-aushärtbaren Klebstoffes bewährt [30].

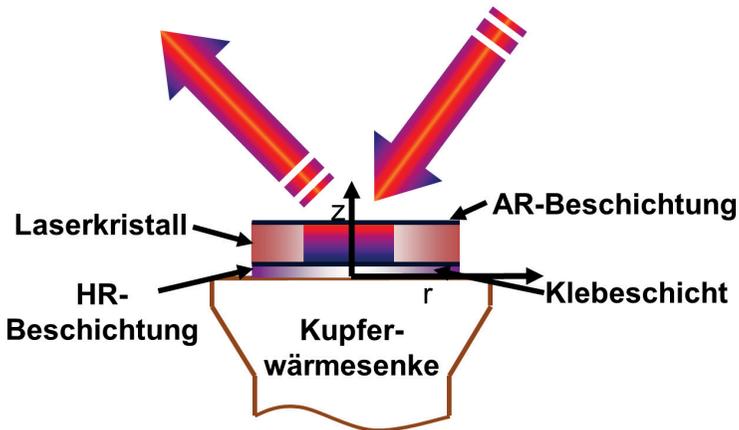


Abbildung 10: Darstellung eines auf eine Kupferwärmesenke geklebten Scheibenlaserkristalls

Zur Berechnung der Temperaturverteilung wurde für die Kontaktierung der Scheibe auf die Kupferwärmesenke eine Klebschichtdicke von $0,2 \mu\text{m}$ eines UV-aushärtenden Klebstoffs [136] mit einer thermischen Wärmeleitfähigkeit von $0,25 \text{ W}/(\text{mK})$ (Herstellerangabe) angenommen. Die Kühlwassertemperatur an der Rückseite der Wärmesenke betrug $15 \text{ }^\circ\text{C}$. Dies entspricht der experimentell verwendeten Kühltemperatur. Für die Berechnungen wurden Pumpleistungsdichten von $1,8 \text{ kW}/\text{cm}^2$, $4,2 \text{ kW}/\text{cm}^2$, $5,5 \text{ kW}/\text{cm}^2$ und $7,7 \text{ kW}/\text{cm}^2$ angenommen.

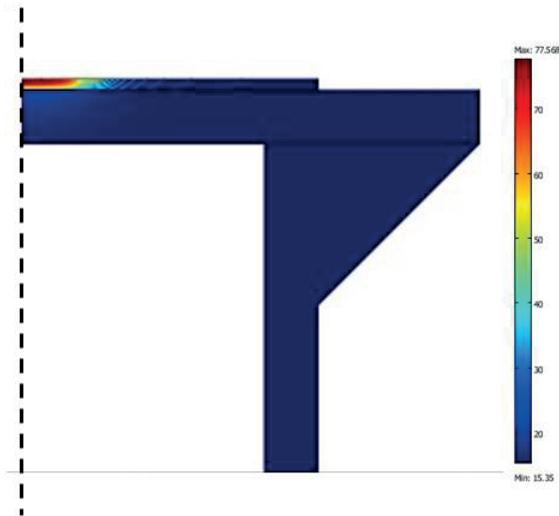


Abbildung 11: Exemplarische Darstellung des Temperaturverlaufes eines $200 \mu\text{m}$ dicken $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ -Kristalls

In Abbildung 11 wird der simulierte Temperaturverlauf einer $200 \mu\text{m}$ dicken $\text{Yb}:\text{CaF}_2$ -Scheibe exemplarisch dargestellt (Pumpleistungsdichte: $4,2 \text{ kW}/\text{cm}^2$, Pumpfleckdurchmesser: $3,6 \text{ mm}$; Quantendefekt: $5,6 \%$). Aus dem Quantendefekt und der Pumpleistung wurde eine Wärmeerzeugung im Material von $9,5 \text{ W}$ und daraus eine Wärmequelle von $1,13 \cdot 10^{10} \text{ W}/\text{cm}^3$ berechnet.

Tabelle 8 stellt die Dicke der verwendeten Materialien, den Quantendefekt sowie die daraus berechneten Wärmeerzeugungen im Material und den Wärmequellen zusammen. Als Scheibendicke wurden die in den Untersuchungen verwendeten Scheiben und die Dicken der in zukünftigen Versuchen zu verwendenden Scheiben angenommen.

Tabelle 8: Zusammenstellung der berechneten Parameter für den simulierten Temperaturverlauf

	Dicke [μm]	Quantendefekt [%]	Wärmeerzeugung [W]	Wärmequelle [W/m³]
Yb:SSO	100	5,8	9,7	$9,6 \cdot 10^9$
	150	5,8	9,7	$6,5 \cdot 10^9$
Yb:CALGO	220	6,8	11,4	$5,1 \cdot 10^9$
	350	6,8	11,4	$3,2 \cdot 10^9$
Yb:CaF₂	200	5,6	9,5	$4,6 \cdot 10^9$
	250	5,6	9,5	$3,7 \cdot 10^9$
Yb:Lu₂O₃	200	5,6	9,5	$4,6 \cdot 10^9$
	250	5,6	9,5	$3,7 \cdot 10^9$

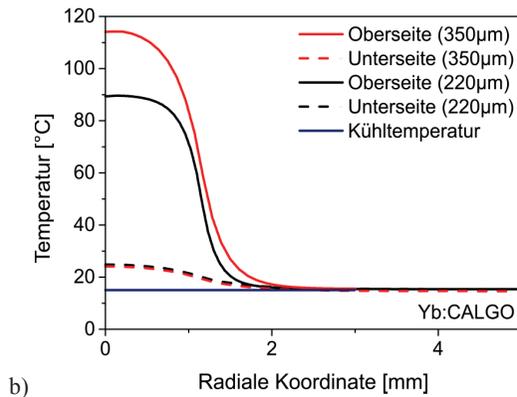
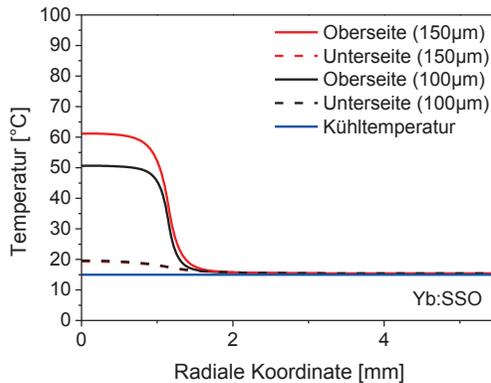
In Abbildung 12 sind die simulierten Temperaturverläufe für die Materialien Yb:SSO, Yb:CALGO, Yb:CaF₂ und Yb:Lu₂O₃ bei einer Pumplleistungsdichte von 4,2 kW/cm² und einem Pumpfleckdurchmesser von 3,6 mm dargestellt. Die durchgezogene blaue Linie zeigt die angenommene Kühltemperatur von 15 °C. Dargestellt sind die Temperaturverläufe an der Oberfläche der Scheibe (AR-beschichtete Seite) und an der Unterseite der Scheibe (HR-beschichtete Seite). Die höchsten Temperaturwerte treten im Bereich des Pumpflecks auf der Scheibe auf. Die Temperatur fällt am Außenrand des Pumpflecks ab. Der Temperaturverlauf ist bei den verschiedenen Lasermaterialien nahezu identisch, unterscheidet sich jedoch in den maximal auftretenden Temperaturen.

Die Verringerung der Scheibendicke

- von 150 μm auf 100 μm erzeugt an der Oberseite des *Yb:SSO*-Kristalls eine Verringerung der maximalen Temperatur um nahezu 10 °C.
- von 350 μm auf 220 μm erzeugt an der Oberseite des *Yb:CALGO*-Kristalls eine Reduzierung der maximalen Temperatur um beinahe 25 °C. Allerdings erzeugt die 350 μm dicke Scheibe sehr viel Wärme im Lasermaterial, was zu einer maximalen Temperatur von 118 °C führt.
- von 250 μm auf 200 μm erzeugt an der Oberseite des *Yb:CaF₂*-Kristalls nur eine Verringerung der Temperatur um 5 °C.

- von 250 μm auf 200 μm erzeugt an der Oberseite des $\text{Yb:Lu}_2\text{O}_3$ -Kristalls ebenfalls eine Verringerung der Temperatur um ungefähr 5 $^\circ\text{C}$.

Die Temperaturen auf der Unterseite der Lasermaterialien sind durch die flächige Kühlung nahe an der Kühlwassertemperatur und daher unkritisch für den Laserprozess.



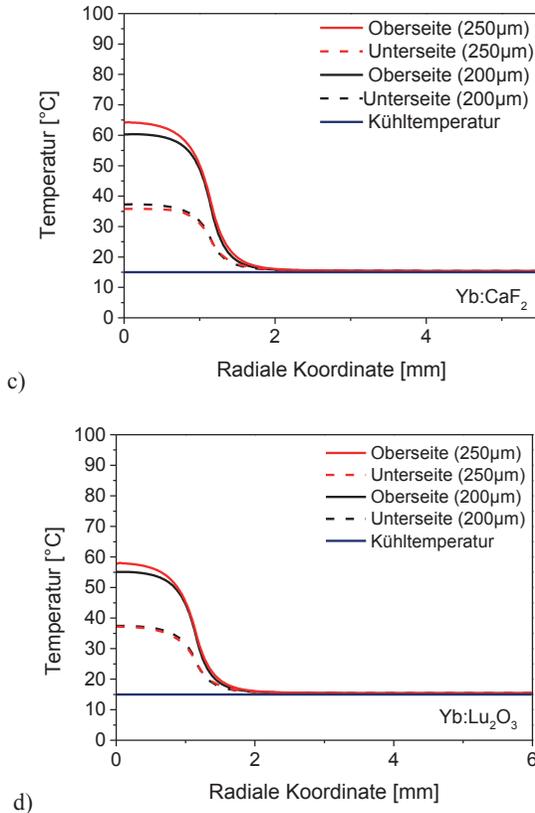
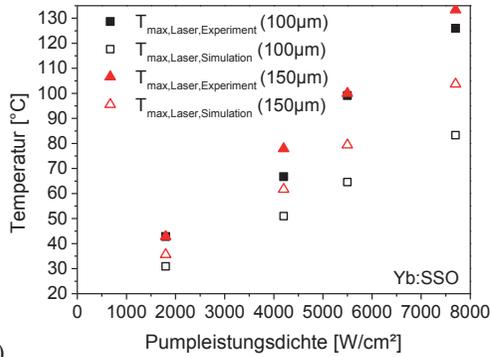


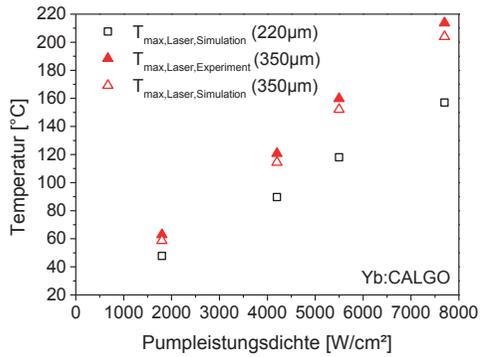
Abbildung 12: Berechneter Temperaturverlauf an der Ober- und Unterseite der verschiedenen Ytterbium-dotierten Scheibenlaserkristalle bei einer Pumpleistungsdichte von $4,2 \text{ kW/cm}^2$: a) Yb:SSO; b) Yb:CALGO; c) Yb:CaF₂; d) Yb:Lu₂O₃

Der Vergleich der berechneten Daten mit den Messwerten der Temperatur bei den genannten Pumpleistungsdichten bei einem Pumpfleckdurchmesser von $2,3 \text{ mm}$ ist in Abbildung 13 dargestellt.

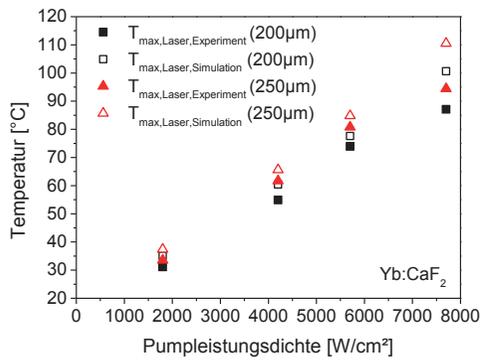
Die berechneten Temperaturen entsprechen weitgehend den Messergebnissen. Auftretende Abweichungen resultieren aus einer schlechten Kontaktierung (z. B. abweichende Klebschichtdicke) und/oder einer mangelnden Kristallqualität (Politur, lokale Defekte im Kristall etc.).



a)



b)



c)

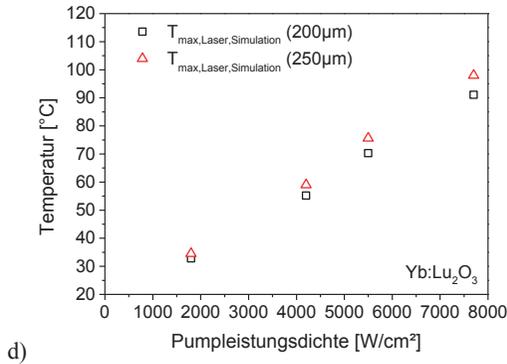


Abbildung 13: Vergleich der simulierten und experimentell ermittelten Temperaturen an der Oberfläche der Scheiben für Pumpleistungsdichten von 1,8 kW/cm², 4,2 kW/cm², 5,5 kW/cm² und 7,7 kW/cm²: a) Yb:SSO; b) Yb:CALGO; c) Yb:CaF₂; d) Yb:Lu₂O₃

Um das Potenzial zu höheren Ausgangsleistungen aufzuzeigen, wurden zusätzliche Untersuchungen für Yb:Lu₂O₃ bei einem Pumpfleckdurchmesser von 5 mm durchgeführt. Das Kristallmaterial wurde für eine bessere Wärmeableitung auf eine Diamantwärmesenke geklebt. Die Simulation der Temperaturverläufe und die Messdaten wurden bei Pumpleistungsdichten von 0,9 kW/cm², 1,1 kW/cm², 1,3 kW/cm², 1,5 kW/cm², 1,7 kW/cm² und 1,9 kW/cm² ermittelt. Diese Pumpleistungsdichten entsprachen den experimentell verwendeten. Die Verwendung höherer Pumpleistungsdichten wurden aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden Menge an Scheiben und des Risikos der Zerstörung vermieden.

Abbildung 14 zeigt die deutliche Abweichung der simulierten Temperaturwerte von den entsprechenden Messdaten. Deutlich sichtbar ist diese Abweichung bei der 200 μm dicken Yb:Lu₂O₃-Scheibe. Für diese Abweichungen können eine dickere Klebschichtdicke und/oder eine schlechte Kristallqualität verantwortlich sein. In den in Abschnitt 8.3.1 beschriebenen Versuchen wurde die schlechte Kristallqualität des Materials bestätigt. Das Material wies lokale Inhomogenitäten auf, wodurch sehr viel höhere Temperaturen an der Oberfläche der 200 μm dicken Scheibe im Vergleich zu der mit einer Dicke von 250 μm entstanden.

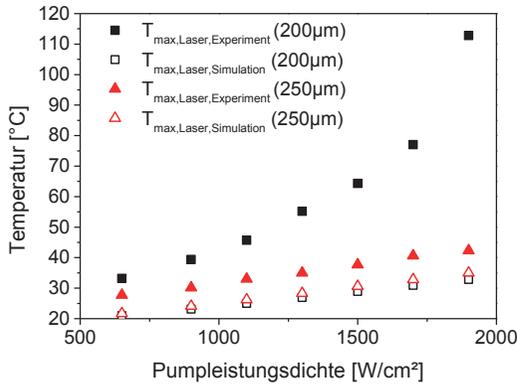


Abbildung 14: Simulierte und gemessene Temperaturen an der Oberfläche verschiedener dicker Yb:Lu₂O₃-Scheiben (geklebt auf Diamantwärmesenke; Pumpfleckdurchmesser von 5 mm)

4.3 Berechnung der Phasenfrontdeformation

Aufgrund der ungleichmäßigen Temperaturverteilung im Laserkristall (siehe Abbildung 12) ergeben sich sowohl geometrische Deformationen der Scheibe als auch eine inhomogene Wärmeausdehnung von Laserkristall und Wärmesenke. Die Deformationen sowie die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex führen zu Änderungen der Brechungsindizes innerhalb der Scheibe. Diese beiden Vorgänge verursachen eine örtlich variierende optische Phasenfrontdeformation $\Delta L_{opt}(\vec{x})$ mit einem sphärischen und einem nicht-sphärischen Anteil. Um diese für einen effektiven Grundmode-Scheibenlaserbetrieb kompensieren zu können, wurden die auftretenden Phasenfrontdeformationen berechnet.

Bei Annahme einer homogenen Verteilung der Wärmequelle innerhalb des Pumpflecks wird die optische Phasenfrontdeformation

$$\Delta L_{opt} = \kappa_{th-opt} \cdot \frac{2}{3} \cdot \Delta T_{max} \cdot d_{Kristall}, \quad (4-13)$$

mit dem thermo-optischen Koeffizienten

$$\kappa_{th-opt} = \left[\frac{dn}{dT} + (n-1) \cdot \alpha_{th} \right] \quad (4-14)$$

und der Temperaturänderung im Kristall

$$\Delta T_{max} = \frac{1}{2} \cdot I_{W\u00e4rme} \cdot R_{th,Kristall}, \quad (4-15)$$

mit $R_{th,Kristall} = d_{Kristall}/\kappa_{undotiert}$ und $I_{W\u00e4rme} = (P_{abs} \cdot \eta_{th})/(\pi \cdot r^2 \cdot P_{pump})$, n\u00e4herungsweise abgesch\u00e4tzt [137].

In Tabelle 9 sind die berechneten thermo-optische Koeffizienten κ_{th-opt} f\u00fcr die verschiedenen Yb-dotierten Kristallmaterialien aufgef\u00fchrt.

Tabelle 9: Berechnung von κ_{th-opt}

	Yb:SSO	Yb:CALGO	Yb:CaF ₂	Yb:Lu ₂ O ₃	Yb:YAG
n	1,84 [55]	1,89 [48]	1,43 [43]	1,91 [15]	1,8 [25]
α_{th} [10^{-6} 1/K]	5,2 [138]	16,2 (σ) [44]	19 [43]	8,6 [15]	6,7 [7]
dn/dT [10^{-6} 1/K]	-6,3 [55]	6,3 (σ) [44]	-11,3 [40]	9,1 [49]	8,6 [7]
κ_{th-opt} [10^{-6} 1/K]	-1,9	20,7	-3,7	17,2	13,8

Tabelle 10 stellt die abgesch\u00e4tzten Werte ΔL_{opt} f\u00fcr eine angenommene Pumpleistungsdichte von 4,2 kW/cm² zusammen.

Diese Absch\u00e4tzung zeigt, dass die optische Phasenfrontdeformation im Vergleich zu einer 180 μ m dicken Yb:YAG-Scheibe

- bei Yb:SSO entgegengesetzt ist,
- bei Yb:CALGO bei einer Scheibendicke von 220 μ m vergleichbar ist, jedoch bei einer Scheibendicke von 350 μ m ungef\u00e4hr dreimal so gro\u00df ist,
- bei Yb:CaF₂ wie bei Yb:SSO entgegengesetzt ist,
- bei Yb:Lu₂O₃ halb so gro\u00df ist.

Tabelle 10: Zusammenfassung der abgeschätzten Werte von ΔL_{opt} nach (4-13)

Material	$d_{Scheibe}$ [μm]	ΔT [K]	ΔL_{opt} [nm]
Yb:SSO	100	16,5	-2,1
	150	24,5	-4,8
Yb:CALGO	220	27,6	83,7
	350	43,9	212
Yb:CaF ₂	200	29,9	-12,5
	250	37,4	-19,5
Yb:Lu ₂ O ₃	200	19	43,1
	250	23,5	67,4
Yb:YAG	180	49,2	82,2

Die Abschätzung von ΔL_{opt} vernachlässigt jedoch bestimmte Einflussfaktoren der örtlich variierenden optischen Phasenfrontdeformationen. Durch eine FEM-Analyse wurde daher ΔL_{opt} genauer bestimmt. Diese berücksichtigt zusätzlichen Faktoren wie z. B. die mechanischen Verspannungen der Scheibe und der Wärmesenke sowie die Wärmeausdehnung der Klebschichtdicke. Sie wird durch

$$\Delta L_{opt}(r) = 2 \left[\int_0^{d_{Scheibe}} \left(n + \frac{dn}{dT} (T(z,r) - T_0) + \Delta n_s(r,z) - 1 \right) \cdot (1 + \varepsilon_z(r,z)) dz - z_0(r) \right] \quad (4-16)$$

berechnet [139]. n ist der Brechungsindex bei der Referenztemperatur T_0 , dn/dT die thermo-optische Konstante, Δn_s die Änderung der Brechungsindizes bedingt durch Spannungen, ε_z die Beanspruchung in z -Richtung, z_0 die Veränderung der Position der HR-Seite von der ursprünglichen Lage und $d_{Scheibe}$ die Dicke der Scheibe.

Bei der FEM-Berechnung wurde entsprechend den Versuchen eine Pumpleistungsdichte von $4,2 \text{ kW/cm}^2$ bei einem Pumpfleckdurchmesser von $3,6 \text{ mm}$ angenommen. Die Ergebnisse wurden mit entsprechenden Messungen verglichen. Für die empirische Bestimmung der optischen Phasenfrontdeformation während des Dauerstrich-

Laserbetriebs wurden interferometrische Messungen mit einem UV-Interferometer durchgeführt. Dieses hochpräzise Interferometer mit einer Messgenauigkeit von bis zu 5 nm basiert auf einem Twyman-Green-Interferometer mit polarisationsoptischem Common-Path-Strahlengang bei einer Wellenlänge von 375 nm.

Zur Bestimmung der Größe ΔL_{opt} wurde für jeden Kristall zuerst der kalte Scheibenlaserkristall bei einer Pumpleistungsdichte von Null vermessen und als Referenz herangezogen. Die Beurteilung des Einflusses wurde anhand einer Vergleichsmessung einer Yb:YAG-Scheibe mit einer Dicke von 180 μm und einer Dotierung von 10 at.-% durchgeführt. Eine Messung von Yb:SSO war mit dem Interferometer und der damit zur Verfügung stehenden Wellenlänge von 375 nm aufgrund der Absorption des Kristallmaterials nicht möglich (siehe Abbildung 15).

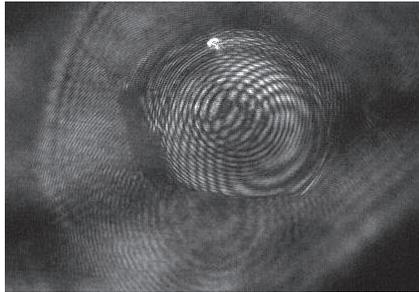


Abbildung 15: Interferenzbild bei Yb:SSO. Aufgrund der Absorption des Kristallmaterials bei der Wellenlänge des UV-Interferometers war für dieses Material keine Messung der optischen Phasenfrontdeformation möglich.

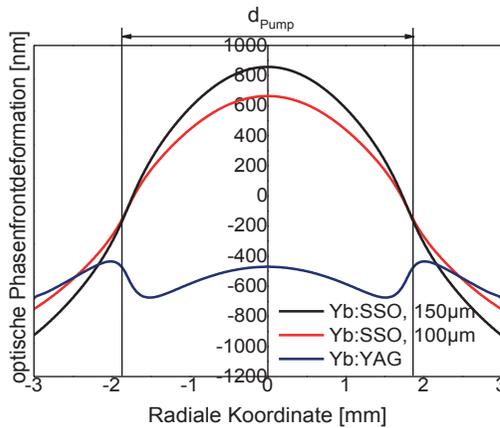
Abbildung 16 zeigt die gemessenen und die aus der Simulation berechneten optischen Phasenfrontdeformationen bei einem Doppeldurchgang durch die Scheibe. Simulation und Messungen stimmen nahezu überein. Der Anteil der Phasenfrontdeformation in z-Richtung ist bei Yb:YAG 150 nm. Im Vergleich dazu ergeben sich

- 600 nm ($d_{\text{Scheibe}} = 100 \mu\text{m}$) bzw. 850 nm ($d_{\text{Scheibe}} = 150 \mu\text{m}$) für Yb:SSO,
- 200 nm ($d_{\text{Scheibe}} = 350 \mu\text{m}$) für Yb:CALGO,
- 450 nm ($d_{\text{Scheibe}} = 200 \mu\text{m}$) bzw. 1000 nm ($d_{\text{Scheibe}} = 250 \mu\text{m}$) für Yb:CaF₂,
- 1000 nm ($d_{\text{Scheibe}} = 200 \mu\text{m}$) bzw. 1200 nm ($d_{\text{Scheibe}} = 250 \mu\text{m}$) für Yb:Lu₂O₃.

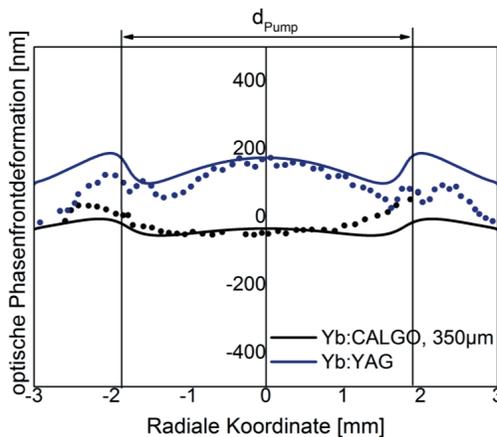
Die dargestellten Gesamtänderungen der Phasenfrontdeformationen bei Yb:SSO, Yb:CaF₂ und Yb:Lu₂O₃ sind deutlich größer im Vergleich zu Yb:YAG, was unter anderem auf den höheren thermischen Wärmeausdehnungskoeffizienten α_{th} zurückzuführen ist (siehe Tabelle 9). Das negative Vorzeichen von $\kappa_{\text{th-opt}}$ der Materialien Yb:SSO

und Yb:CaF_2 wird durch die Abweichung der Stufenform im Verlauf des Pumpfleckbereichs der Phasenfrontdeformation gegenüber Yb:YAG sichtbar.

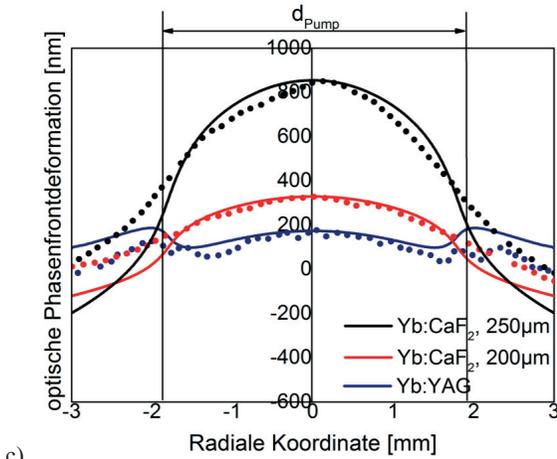
Für einen effizienten Grundmode-Betrieb muss für Dauerstrich-Ausgangsleistungen mit mehreren hundert Watt eine Kompensation der auftretenden optischen Phasenfrontdeformationen erfolgen. Die auftretenden asphärischen Anteile der örtlichen Verteilung von ΔL_{opt} können durch verformbare Spiegel kompensiert werden [140], während die sphärischen Anteile durch eine Resonatorauslegung beeinflusst werden können.



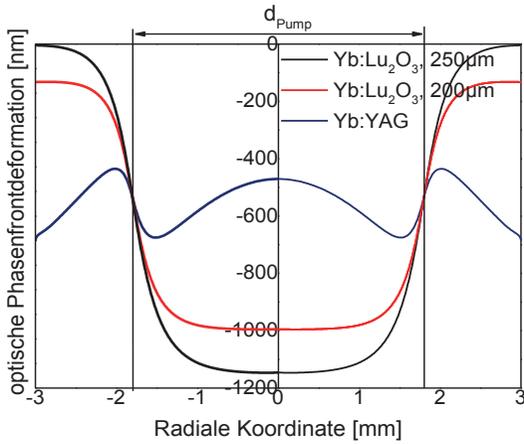
a)



b)



c)



d)

Abbildung 16: Vergleich der optischen Phasenfrontdeformation von Yb-Kristall und Yb:YAG: Messdaten (gepunktete Linie) und Simulation (durchgezogene Linie). a) Yb:SSO; b) Yb:CALGO; c) Yb:CaF₂; d) Yb:Lu₂O₃

5 Der Yb:Sc₂SiO₅ Scheibenlaser

5.1 Materialeigenschaften

Das Ytterbium-dotierte Scandium-Siliziumoxid (Sc₂SiO₅) gehört zu der Gruppe der Oxyorthosilikate. Dieses Kristallmaterial weist gute thermo-mechanische Eigenschaften wie z. B. eine gute thermische Wärmeleitfähigkeit von $\kappa_{\text{undotiert}} = 7,5 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ bei 30 °C, einen negativen thermischen Koeffizienten des Brechungsindex von $-6,3 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ (b-Achse) und eine große Emissionsbandbreite von 54 nm (FWHM) auf [39]. Die Brechungsindizes für die verschiedenen Kristallachsen sind bei einer Wellenlänge von 632,8 nm: $n_x = 1,82$, $n_y = 1,84$, $n_z = 1,86$ [138].

In Tabelle 11 sind physikalische Stoffeigenschaften von Yb:SSO zusammengefasst. Der Schmelzpunkt und die spezifische Wärmekapazität sind wichtige Parameter für die Kristallzucht aus der Schmelze, um den technologischen Aufwand, wie z. B. das Aufbringen der notwendigen Heizleistung, zu ermitteln. Die thermische Wärmeleitfähigkeit ist für den Wärmeabtransport im Laserprozess entscheidend.

Tabelle 11: Zusammenfassung physikalischer Stoffeigenschaften von Yb:SSO [39, 141]

Dichte	Thermische Wärmeleitfähigkeit (undotiert)	Spezifische Wärmekapazität	Schmelztemperatur
3,52 g/cm ³	7,5W/(m·K) (b-Achse)	161 J/(mol·K)	2193 K

Abbildung 17 zeigt das Termschema von Yb:SSO bei Raumtemperatur sowie die möglichen Übergänge für das optische Pumpen und den Laserprozess. Bei einer Pumpwellenlänge von 976 nm liegt der größte Absorptionsquerschnitt bei $9,44 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ und die Absorptionsbandbreite bei 24 nm (FWHM) [39]. Weitere Absorptionsmaxima liegen bei 910 nm und 956 nm. Für die Emissionsspektren werden in der Literatur zwei leicht abweichende Angaben gemacht. Gaumé et al. [142] haben für eine 1 at.-%-dotierte Probe vier Maxima bei 995, 1035, 1061 und 1087 nm gemessen. Zheng et al. [39] bestimmten die vier Emissionsmaxima bei Wellenlängen von 1006, 1036, 1062 und 1087 nm für eine 5-at.-%-dotierte Probe, basierend auf der Fächbauer-Ladenburg-Methode [143]. Diese Diskrepanz der Emissionsmaxima wird höchstwahrscheinlich durch Reabsorption in den gemessenen Kristallproben bei höheren Dotierungen hervorgerufen. Das Hauptemissionsmaximum wurde in beiden genannten Literaturstellen bei einer Wellenlänge von 1036 nm mit einem Emissionsquerschnitt von $4,4 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2$ gemessen. Die Emissionsbandbreite, welche für die Erzeu-

gung von ultrakurzen Pulsen wesentlich ist, ist mit 54 nm (FWHM) im Vergleich zu Yb:YAG ($\Delta\lambda = 10$ nm) sehr breit.

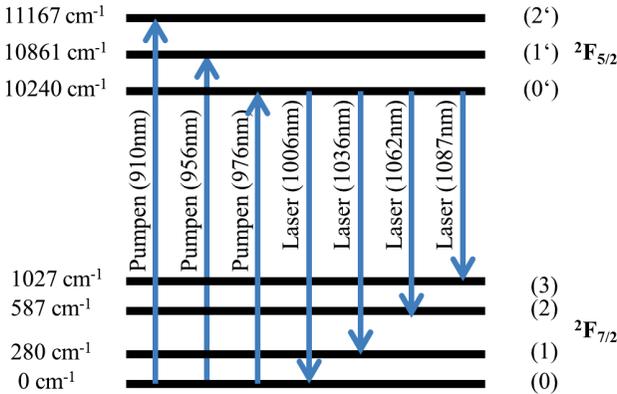


Abbildung 17: Termschema von Yb:SSO bei Raumtemperatur (nicht maßstabgetreu) [39]. Die Pfeile stellen mögliche Übergänge für das optische Pumpen und den Laserprozess dar. Die Energiewerte sind in Wellenzahlen [cm^{-1}] angegeben.

Der Einfluss der Dotierungskonzentration auf die thermische Wärmeleitfähigkeit wurde bisher bei Yb:SSO nicht analysiert. Im Key Laboratory of Transparent and Optofunctional Inorganic Materials, Shanghai wurde eine thermische Wärmeleitfähigkeit für eine undotierte Kristallprobe von 7,5 W/(m·K) und für eine 5-at.-%-dotierte Probe von 3,648 W/(m·K) gemessen. Yb:YAG hat im Vergleich dazu eine thermische Wärmeleitfähigkeit von 10,7 W/(m·K) (undotiert) bzw. 7 W/(m·K) bei einer Yb-Dotierung von 5-at.-% [25]. In beiden Fällen nimmt die thermische Wärmeleitfähigkeit mit der Dotierungskonzentration ab. Dies wirkt sich negativ auf die Wärmeableitung von hoch dotierten Materialien im Laserbetrieb aus.

5.2 Übersicht und Kontaktierung des Versuchsmaterials

Das verwendete Kristallmaterial Yb:SSO wurde vom Key Laboratory of Transparent and Optofunctional Inorganic Materials, Shanghai bereitgestellt. Das Wachstum der Kristalle erfolgte durch die Czochalski-Methode für die Verwendung in dünnen Mikrochip-Lasern [39]. Die Politur des Kristalls erfolgte ebenfalls durch dieses Institut. Die Probe hatte eine nominelle Dotierungskonzentration von 3-at.-%, eine Scheibendicke von 150 μm und einen Scheibendurchmesser von 7 mm. Der Kristall war in der b-Achse geschnitten.

Die berechnete optimale Scheibendicke [144] für eine Yb^{3+} -Dotierung von 3-at.-% beträgt $120\ \mu\text{m}$. Die Anforderungen an die Politur⁷ [145] der Kristallscheiben wurden mit einer Ebenheit von $\lambda/10$ und mit einer Oberflächenrauheit von $\text{RMS} < 0,3\ \text{nm}$ spezifiziert (im weiteren Laserpolitur (LP4) genannt). Die Politur der Scheibe erfolgte jedoch auf eine Dicke von $150\ \mu\text{m}$ und erfüllte nicht die Anforderungen an eine Laserpolitur LP4 (siehe Abbildung 18 (a)). Dadurch können (Streu-)Verluste auftreten, welche sich durch Effizienzmindernungen im Laserbetrieb auswirken. So ist neben der Kristallqualität, die durch die Zucht der Kristalle beeinflusst wird, eine gute Politur der Scheiben entscheidend für einen effizienten Laserprozess.

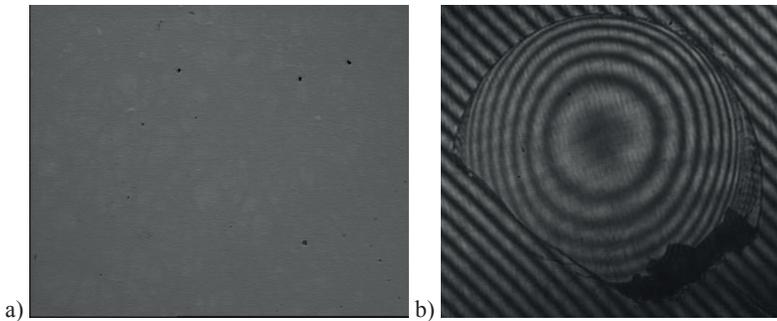


Abbildung 18: Mikroskopische Aufnahme (a) und Interferenzbild (b) der verwendeten Yb:SSO-Scheibe

Die Kontaktierung des Yb:SSO-Kristalls erfolgte auf eine Kupferwärmesenke mit einem handelsüblichen UV-aushärtbaren Klebstoff. Die Wärmeleitfähigkeit dieses Klebstoffes ist laut Herstellerangabe $0,25\ \text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$. Um vergleichbare Laserwirkungsgrade wie z. B. beim Löten zu erzielen, ist eine Klebschichtdicke von weniger als ca. $2\ \mu\text{m}$ erforderlich [30]. Für detaillierte Informationen zur Klebung von Scheiben wird auf [30, 136] verwiesen⁸. Für den Klebevorgang wurde die Scheibe zunächst auf ein YAG-Substrat (Krümmungsradius $R_{x,y} = 2,05\ \text{m}$) diffusionsgebondet. Idealerweise sind nach dem Bonden keine Interferenzen zwischen den optischen Komponenten sichtbar. Die Kristallscheibe hat danach im optimalen Fall den gleichen Krümmungsradius wie das YAG-Substrat und behält diesen definierten Radius des Substrates nach der Klebung auf der Wärmesenke und dem Ablösen des YAG-Substrates bei. Interferometrisch wurde nach der Klebung ein konkaver Krümmungsradius von $2\ \text{m}$ und $1,2\ \text{m}$ in der x- und y-Richtungsachse der Scheibe gemessen (Abbildung 18 (b)).

⁷ Die Anforderungen an Polituren für optische Komponenten beschreibt die ISO-Norm 10 110 [145].

⁸ Das Kontaktieren der Scheiben mittels Klebstoff ist patentgeschützt [136].

Die gemessene Asymmetrie in der x- und y-Richtungsachse der Scheibe alleine betrug $1,6 \text{ m}/1,1 \text{ m} = 1,45$. Diese blieb auch nach der Klebung erhalten, was auf eine unzureichende Diffusionsbondung der Scheibe auf das Substrat schließen lässt. Da im Zuge der Kontaktierungsarbeiten die Scheibe zerbrach, stand der ursprüngliche Durchmesser von 7 mm der Scheibe für die experimentellen Untersuchungen nicht mehr zur Verfügung.

Tabelle 12: Zusammenfassung der Kristallparameter der verwendeten Yb:SSO-Scheibe

Dot. [at.-%]	Scheibenform	Scheibendicke [μm]	Scheiben- \emptyset [mm]	Kontaktierungsart	Verwendung des Kristalls
3	Plan – plan parallel	150	7	Klebung auf Cu-Wärmesenke	Charakterisierung und Laserexperimente

In Tabelle 12 und Tabelle 13 sind die Materialparameter und die Krümmungsradien der interferometrischen Messungen zusammengefasst.

Tabelle 13: Interferometrisch bestimmter Krümmungsradius der verwendeten Yb:SSO-Scheibe

Nach Politur	Nach Beschichtung	Nach Kontaktierung	Verwendung des Kristalls
$R_x = 2,8 \text{ m}$, $R_y = 1,1 \text{ m}$	$R_x = 1,6 \text{ m}$, $R_y = 1,1 \text{ m}$	$R_x = 2,0 \text{ m}$, $R_y = 1,2 \text{ m}$	Bruch der Laserscheibe bei Kontaktierung

Für weitere Untersuchungen wurde höher dotiertes Yb:SSO-Kristallmaterial mit einer Dotierung von 5-at.-% ebenfalls vom Key Laboratory of Transparent and Optofunctional Inorganic Materials, Shanghai bereitgestellt (siehe Tabelle 14). Die Proben – alle aus demselben Kristallboule – wurden von zwei unterschiedlichen Firmen zu jeweils drei Scheiben poliert. Die berechnete optimale Scheibendicke für eine Yb³⁺-Dotierungen von 5-at.-% beträgt $85 \mu\text{m}$ [144].

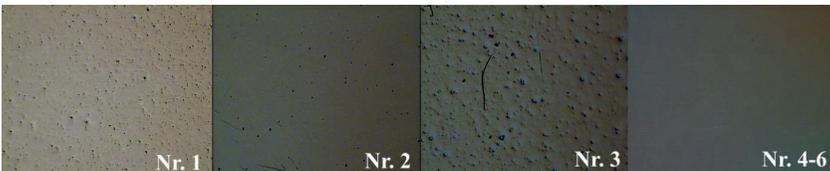


Abbildung 19: Mikroskopische Aufnahmen der polierten Scheiben. Scheibe Nr. 4 exemplarisch dargestellt für Scheiben Nr. 4-6

Die Politurergebnisse der ersten Firma entsprachen nicht den oben genannten Anforderungen (siehe Abbildung 19, Nr. 1-3). Dadurch konnte lediglich die Scheibe Nr. 2 für erste Dauerstrich-Laserversuche eingesetzt werden, während die Scheiben Nr. 1 und 3 nicht geeignet waren für den Einsatz im Laserbetrieb. Dagegen entsprachen die Politurergebnisse des Forschungsinstituts für mineralische und metallische Werkstoffe Idar-Oberstein (FEE) (siehe Abbildung 19, Nr. 4-6) für alle Kristallscheiben den Anforderungen an eine Laserpolitur (LP4). Die Scheiben wurden auf eine Dicke von 100 μm poliert. Dieser Wert liegt nahe der berechneten optimalen Scheibendicke. Eine Untersuchung dieser Scheiben konnte in dieser Arbeit allerdings nicht mehr erfolgen.

Tabelle 14: Ergebnisse des vorhandenen Testmaterials

Nr.	Dot. [at.-%]	Scheiben- form	Scheiben- dicke [μm]	Scheiben- \emptyset [mm]	Kontaktierungs- art	Verwendung des Kristalls
1	5	Plan – plan parallel	130	10	---	Kein Laserbetrieb
2	5	Plan – plan parallel	130	10	Klebung auf Dia- mantwärmesenke	Dauerstrich- Laserversuche
3	5	Plan – plan parallel	130	10	Klebung auf Cu- Wärmesenke	Kein Laserbetrieb
4-6	5	Plan – Keil 0,1°	100	9	---	Noch unbeschichtet

Da Scheibe Nr. 2 aus Tabelle 14 für erste Dauerstrich-Laserversuche eingesetzt wurde, sind in Tabelle 15 die Messungen der Krümmungsradien in den beiden Richtungsachsen dargestellt. Für die Beurteilung der Klebung dieser Scheibe wurde hierbei das Interferenzbild herangezogen. Bei einer optimalen Kontaktierung besteht das Interferenzmuster aus konzentrischen Kreisen. Die Mitte der Scheibe und der Mittelpunkt der konzentrischen Kreise sind deckungsgleich. Je dünner die erzielte Klebschichtdicke ist, desto weniger konzentrische Kreise sind im Interferenzmuster erkennbar. Das Interferenzbild (siehe Tabelle 15) zeigt jedoch keine Deckungsgleichheit der Kristallmitte mit der Mitte der Kreise des Interferenzmusters. Somit stellt dies ein schlechtes Kontaktierungsergebnis dar. Die lokale Auswertung des Krümmungsradius in der rechten oberen Ecke der Scheibe ergab einen Wert von 2,5 m in der x- und y-Achse. Dieser Bereich der Scheibe wurde für die Scheibenlaserversuche verwendet.

Tabelle 15: Interferometrische Bestimmung der Krümmungsradien und optische Beurteilung der Scheibenoberflächen von Scheibe Nr. 2 aus Tabelle 14

Nach Politur	Nach Kontaktierung	Anmerkungen	Interferenzbild der geklebten Scheibe
R _X = 3,7 m, R _Y = 3,7 m	R _X = 2,5 m, R _Y = 2,5 m (lokale Auswertung)	Schlechte Politur, schlechte Kontaktierung; Bruch des Kristalls	

5.3 Experimentelle Untersuchungen

5.3.1 Fluoreszenz- und Laserbetrieb

Im Folgenden werden die mit Yb:SSO im Fluoreszenz- und im Laserbetrieb erzielten Ergebnisse diskutiert. Durch die Bestimmung der Absorptionseffizienz kann ermittelt werden, ob ein effizienter Laserbetrieb mit hohen Wirkungsgraden möglich ist. Weiterhin wurde die Temperaturentwicklung an der Oberfläche des Scheibenlaserkristalls mit steigender Pumpleistungsdichte analysiert. Durch die Kenntnis der Temperaturentwicklung kann die Zerstörung des Kristalls durch eine Überhitzung verhindert und die maximale Pumpleistungsdichte ermittelt werden.

Der Scheibenlaserkristall wurde mit einem fasergekoppelten Diodenlaser gepumpt. Die Zentralwellenlänge der Pumpquelle war 976 nm mit einer Emissionsbandbreite von 4 nm (FWHM) und einer nominellen maximalen Ausgangsleistung von 1,2 kW. Die Transportfaser hatte einen Durchmesser von 600 µm und eine Numerische Apertur (NA) von 0,22. Der Pumpfleck auf der Scheibe wurde durch die Abbildungsoptiken des Scheibenlasermoduls [146] auf einen Durchmesser von 2,3 mm gesetzt. Die Messung der Emissionswellenlänge im Laserbetrieb erfolgte in einem multimodigen I-förmigen Resonator ($M^2 \approx 10$) mit einem Gesamtabstand zwischen Scheibe und Auskoppler von 200 mm (siehe Abbildung 20). Dieses Resonator-Design wurde auch für die weiteren Untersuchungen in diesem Kapitel verwendet. Die (Emissions-) Spektren wurden in den Untersuchungen mit einem handelsüblichen USB-Spektrometer (Ocean Optics HR 4000; Messbereich 900 nm bis 1100 nm) aufgenommen.

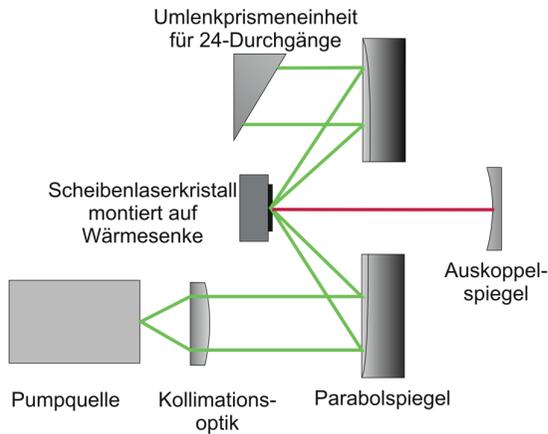


Abbildung 20: Schematische Darstellung der Pumpkavität und des I-förmigen Resonators

In Abbildung 21 sind die Emissionsspektren im Fluoreszenz- und im Laserbetrieb dargestellt. Die gemessene Laserwellenlänge war 1036 nm (siehe Abbildung 21 (b)). Im Fluoreszenzbetrieb wurden die Maxima der Emissionswellenlänge bei 980 nm, 995 nm, 1036 nm und 1061 nm gemessen. Diese stimmen mit den Angaben in [39] überein. Das Maximum in Abbildung 21 (a) bei 976 nm entspricht der Emissionswellenlänge des Diodenlasers.

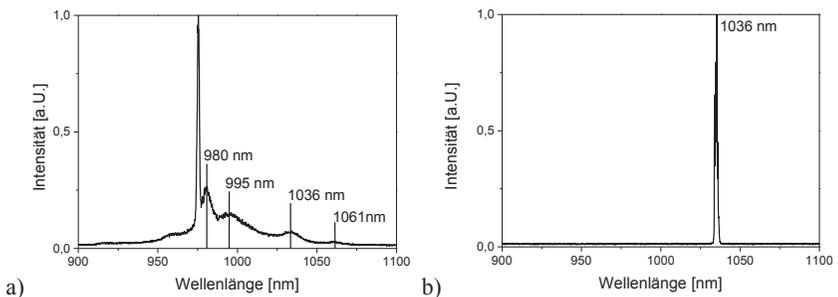


Abbildung 21: Spektren im Fluoreszenzbetrieb (a) und im Laserbetrieb (b) von Yb:SSO (gemessen mit einem USB-Spektrometer)

Das Lasermaterial wurde auf die Absorptionseffizienz der Pumpstrahlung bei 12 Pumpstrahldurchgängen durch das Scheibenlasermodul untersucht. Nach [7] wird für einen effizienten Laserbetrieb eine Absorptionseffizienz in der Scheibe von größer 90 % gefordert. Für die Bestimmung der absorbierten Pumpstrahlung wurde die

transmittierte Leistung nach 12 Pumpstrahldurchgängen durch Abnahme des Rückspiegels gemessen. Daraus berechnet sich eine Absorptionseffizienz von 80 %. Nach einem vollständigen Durchlauf der Pumpstrahlung durch das Scheibenlasermodul mit 24 Pumplichtdurchgängen ergibt sich daraus eine Absorptionseffizienz von 96 %. Diese Absorptionseffizienz ermöglicht somit einen effizienten Laserbetrieb.

Die Temperatur an der Scheibenoberfläche wurde in dieser Arbeit mit einer Infrarot-Wärmebildkamera (Jenoptik Vario Cam; Spektralbereich zwischen 8 und 13 μm) gemessen. Da der Emissionsfaktor auch oberflächen- und materialabhängig ist, wurde durch Kalibrierung der Kamera der Emissionsfaktor des Scheibenlasermaterials bestimmt, um eine exakte Temperaturmessung zu gewährleisten.

Abbildung 22 stellt die gemessene Temperatur an der Vorderseite des Scheibenlaserkristalls in Abhängigkeit von der Pumpleistungsdichte dar.

- Die Temperatur im Fluoreszenzbetrieb erreicht bei einer maximalen Pumpleistungsdichte von $7,7 \text{ kW/cm}^2$ eine Temperatur von $60 \text{ }^\circ\text{C}$.
- Die maximal gemessene Temperatur im Laserbetrieb bei einer Pumpleistungsdichte von $5,5 \text{ kW/cm}^2$ beträgt $100 \text{ }^\circ\text{C}$ und im Fluoreszenzbetrieb $55 \text{ }^\circ\text{C}$.

Aufgrund dieser Messungen wurden in weiteren Versuchen Pumpleistungsdichten größer als $5,5 \text{ kW/cm}^2$ und damit Temperaturen an den Scheibenlaseroberflächen größer $100 \text{ }^\circ\text{C}$ vermieden, um eine Zerstörung der Kristalle zu verhindern.

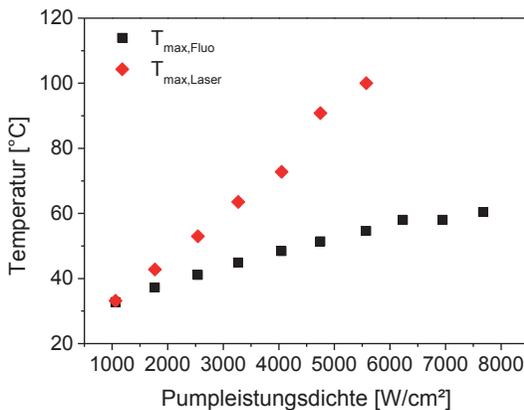


Abbildung 22: Temperaturmessungen an der Oberfläche der Scheibe im Fluoreszenz- und Laserbetrieb als Funktion der Pumpleistungsdichte nach 12 Pumpstrahldurchgängen durch das Scheibenlasermodul

Bei Yb:SSO wurden im Fluoreszenzbetrieb niedrigere Temperaturen gemessen als im Laserbetrieb. Bei Yb:YAG ist dieses Verhalten umgekehrt; die Temperaturen im Fluoreszenzbetrieb sind höher als im Laserbetrieb [147]. Gemäß [148] ist die mittlere Fluoreszenzwellenlänge λ_F , die Laserwellenlänge λ_{Laser} sowie der Quantendefekt ($\eta = 1 - \frac{\lambda_{\text{Pump}}}{\lambda_{\text{Laser}}}$) entscheidend für die thermische Belastung im Kristallmaterial. Während dem sowohl die mittleren Fluoreszenzwellenlängen als auch die Laserwellenlängen von Yb:SSO und Yb:YAG vergleichbar sind⁹, ist der Unterschied im Quantendefekt aufgrund der stark unterschiedlichen Pumpwellenlängen (940 nm für Yb:YAG sowie 976 nm für Yb:SSO) gross. Die bei Yb:SSO festgestellten niedrigeren Temperaturwerte im Fluoreszenzbetrieb sind daher erklärbar durch dessen niedrigeren Quantendefekt. Vorteilhaft ist das Temperaturverhalten von Yb:SSO für den Laserbetrieb, da eine (unbeabsichtigte) Unterbrechung des Laserresonators nicht zu einer weiteren Temperaturerhöhung im Kristall führt.

5.3.2 Wellenlängendurchstimmbarkeit

Die Durchstimmbarkeit der Laserwellenlänge wurde gemessen, um anhand des breiten spektralen Verstärkungsprofils von Yb:SSO auf das Potenzial für die Erzeugung ultrakurzer Pulse zu schließen.

Unter Verwendung eines resonanten Reflexionsgitters (engl. **Resonant Reflection Grating Waveguide Structured mirror** – kurz: RR-GWS) [149] als wellenlängenselektives Element wurde die spektrale Durchstimmbarkeit der Laseremission bestimmt. Der Versuchsaufbau (Abbildung 23) besteht aus zwei planen hochreflektierenden Spiegeln ($R > 99,99\%$) als Resonatorenspiegel und einem resonanten Reflexionsgitter als Umlenkspiegel zur Durchstimmbarkeit der Wellenlänge unter verschiedenen Winkeln. Die Wellenlänge wurde mit dem Spektrometer gemessen und in Bezug zu den gemessenen Ausgangsleistungen gesetzt. Das Reflexionsgitter diente als Auskoppelspiegel mit einer Transmission von $0,3 \pm 0,2\%$. Die prinzipielle Wirkungsweise solcher selektiven Gitterelemente wurde von Vogel et al. [149] und Rumpel et al. [150] beschrieben. Das Reflexionsgitter war auf eine andere Referenzwellenlänge angepasst, sodass höhere Verluste auftraten und eventuell nicht die vollständige Breite der Wellenlängendurchstimmbarkeit gemessen werden konnte. Dieser Aufbau wurde auch für die Messung von Yb:CALGO (siehe Abschnitt 6.3.2) und Yb:CaF₂ (siehe Abschnitt 7.3.2) verwendet.

⁹ Die mittlere Fluoreszenzwellenlänge beträgt 1001 nm [55] für Yb:SSO und 1007 nm [148] für Yb:YAG. Die Laserwellenlängen belaufen sich auf 1036 nm und 1040 nm (siehe Tabelle 4).

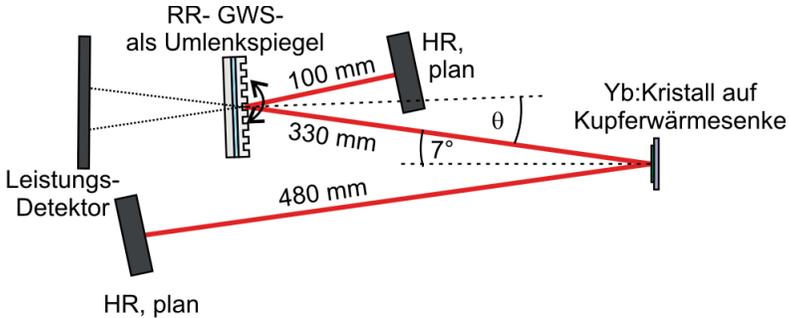


Abbildung 23: Versuchsaufbau zur Bestimmung der Wellenlängendurchstimmbarkeit mit einem RR-GWS

In Abbildung 24 ist die spektrale Durchstimmbarkeit von Yb:SSO über insgesamt 80 nm in einem Emissionsbereich zwischen 990 und 1070 nm dargestellt. Die höchste Ausgangsleistung wurde bei einer Wellenlänge von 1036 nm festgestellt, entsprechend [39]. Die Fluktuationen der Ausgangsleistungen vor allem im kurzwelligen Wellenlängenbereich zwischen 1000 und 1030 nm sind nicht konsistent mit dem Emissionsspektrum [39] und beruhen auf der Winkelempfindlichkeit des RR-GWS bei der Justage [150].

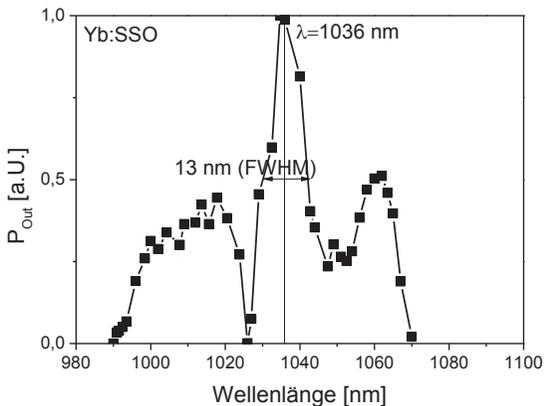


Abbildung 24: Wellenlängendurchstimmbarkeit eines Yb:SSO Scheibenlasers

Das Maximum im Bereich der Wellenlänge von 1036 nm weist eine spektrale Bandbreite von 13 nm (FWHM) auf (siehe Abbildung 24). Alleine schon daraus berechnet sich unter Annahme einer sech²-förmigen Pulsform eine theoretisch mögliche Puls-

dauer von 87 fs. Diese theoretisch erreichbare Pulsdauer von Yb:SSO verdeutlicht das Potenzial für ultrakurze Pulsdauern im Bereich kleiner 100 fs.

5.3.3 Dauerstrich-Laserbetrieb

Der Kristall Yb:SSO wurde im Dauerstrich-Scheibenlaserbetrieb in Multimode- und Grundmode-Konfiguration untersucht. Die Versuchsergebnisse werden im Folgenden diskutiert. Durch die Ergebnisse im Multimode-Betrieb soll das Potenzial des Materials hinsichtlich hohen Ausgangsleistungen gezeigt werden. Der Grundmode-Laserbetrieb ist Voraussetzung für den Aufbau eines stabilen passiv modengekoppelten Scheibenlaseroszillators (siehe Abschnitt 4.1).

Die verwendeten Aufbauten sind schematisch in Abbildung 20 und Abbildung 25 dargestellt. Versuche im Multimode-Betrieb wurden mit einem I-förmigen Resonator durchgeführt. Dieser bestand aus dem Scheibenlaserkristall und einem Auskoppelspiegel als Endspiegel. Für die Grundmode-Scheibenlaserversuche wurde ein V-förmiger Resonator verwendet. Als Endspiegel wurden ein HR-Spiegel sowie ein Auskoppelspiegel eingesetzt. Der Scheibenlaserkristall war der Umlenkspiegel. Pro Resonatorumlauf ergaben sich dadurch zwei Reflexionen auf der Scheibe, die idealerweise (resonatorinterne Verluste sind klein gegenüber der Verstärkung) zu einer größeren Verstärkung pro Resonatorumlauf im Vergleich zum I-förmigen Resonator führen.

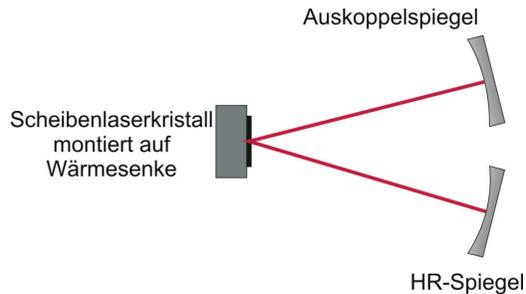


Abbildung 25: Schematische Darstellung des V-förmigen Resonators

5.3.3.1 Multimode-Betrieb

Für die Untersuchungen im Multimode-Betrieb wurde ein Hochleistungsdiodenlaser mit einer maximalen Ausgangsleistung von 1,2 kW bei einer Zentralwellenlänge von 976 nm sowie einer Emissionsbandbreite von 4 nm (FWHM) verwendet. Die Transportfaser des Diodenlasers hatte einen Durchmesser von 600 μm mit einer NA von

0,22. Der Pumpfleckdurchmesser wurde durch die Abbildungsoptiken zu 2,3 mm oder 2,9 mm eingestellt. Je größer der Pumpfleckdurchmesser gewählt wird, desto mehr Pumpleistung kann bei gleicher Pumpleistungsdichte verwendet werden. Der größtmögliche Pumpfleckdurchmesser war aufgrund der nutzbaren Fläche des Kristalls auf 2,9 mm begrenzt. Die verwendete Yb:SSO-Scheibe ist in Tabelle 12 beschrieben. Bei einem Pumpfleckdurchmesser von 2,3 mm betrug die Gesamtlänge zwischen der Scheibe und dem Endspiegel 400 mm ($M^2 \approx 6$). Durch die Vergrößerung des Pumpfleckdurchmessers auf 2,9 mm war eine minimale Anpassung der Gesamtlänge für eine gleichbleibende Beugungsmaßzahl (M^2) notwendig.

Durch Variation des Auskoppelgrades wurde festgestellt, dass die optimale Transmission des Auskoppelspiegels 2 % beträgt. Abbildung 26 stellt die damit gemessene Ausgangsleistung über der Pumpleistung dar. Bei einem Pumpfleckdurchmesser

- von 2,3 mm wurde eine Ausgangsleistung von 75 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 25 % gemessen. Die Laserschwelle lag bei einer Leistung von 40 W.
- von 2,9 mm wurde eine Ausgangsleistung von 280 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 38 % gemessen. Die Laserschwelle lag bei einer Leistung von 75 W [151].

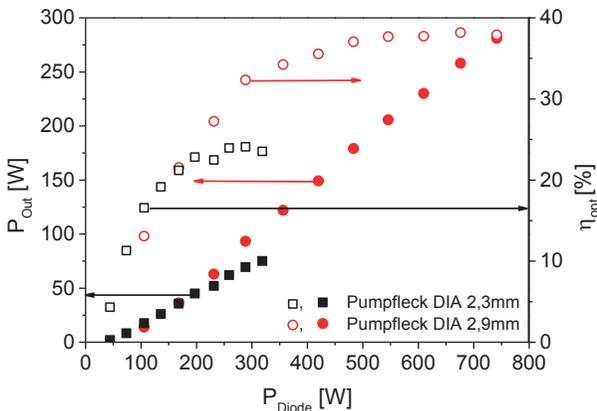


Abbildung 26: Leistungskennlinie des Yb:SSO-Scheibenlasers mit 3-at.-% Dotierung (Tabelle 12)

Die resonatorinternen Verluste können durch Messung der Ausgangsleistungen bei verschiedenen Auskoppelspiegel unterschiedlicher Transmissionen bestimmt werden [147]. Mithilfe dieses Verfahrens wurden resonatorinterne Verluste von 0,6 % festgestellt. Die resonatorinternen Verluste liegen bei Verwendung einer Yb:YAG-Scheibe

typischerweise bei 0,2 % [152]. Diese resonatorinternen Verluste sind unter anderem von der Kristallqualität und der Politur der verwendeten Scheiben abhängig, welche bei Yb:SSO optimiert werden müssen.

Zum Vergleich zur 3-at.-%-dotierten Scheibe wurde die 5-at.-%-dotierte Yb:SSO-Scheibe im Multimode-Scheibenlaserbetrieb eingesetzt. Der Versuchsaufbau war ebenfalls ein I-förmiger Resonator mit einer Beugungsmaßzahl von $M^2 \approx 6$. Der Pumpfleckdurchmesser wurde auf 1,6 mm, 1,9 mm oder 2,3 mm eingestellt. Der größtmögliche Pumpfleckdurchmesser war hier durch den nutzbaren Bereich der 5-at.-%-dotierten Scheibe auf 2,3 mm begrenzt (siehe Kapitel 5.2).

Die optimale Transmission des Auskoppelspiegels wurde zu 3 % ermittelt. Abbildung 27 stellt die gemessenen Ausgangsleistungen bei verschiedenen Pumpfleckdurchmessern dar. Die Versuchsergebnisse waren:

- Mit einem Pumpfleckdurchmesser von 2,3 mm wurde eine maximale Ausgangsleistung von 181 W ($\eta_{\text{opt}} = 38 \%$) erzielt.
- Mit den Pumpfleckdurchmessern von 1,6 mm bzw. 1,9 mm wurden Ausgangsleistungen von 83 W bzw. 128 W bei optischen Wirkungsgraden von 32 % bzw. 36 % erreicht.
- Die Laserschwellen lagen bei $22,6 \text{ W}$ (1,6 mm), $41,7 \text{ W}$ (1,9 mm) und 51 W (2,3 mm).
- Die resonatorinternen Verluste wurden nach [147] zu 0,75 % bestimmt.

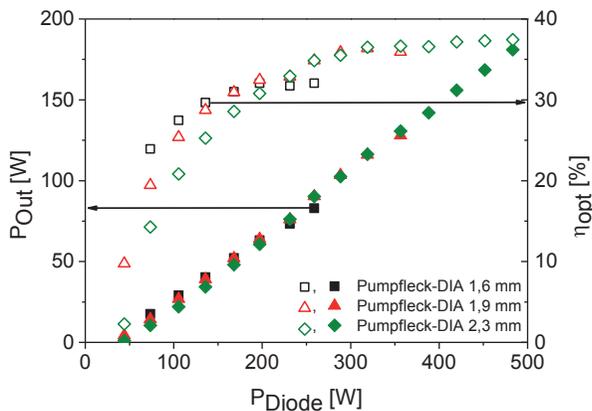


Abbildung 27: Leistungskennlinie des Yb:SSO-Scheibenlasers mit 5-at.-% Dotierung (Tabelle 14, Nr. 2) bei verschiedenen Pumpfleckdurchmessern

Die optischen Wirkungsgrade der Scheibenlaser mit den 3- und 5-at.-%-dotierten Scheiben waren nahezu identisch. Die resonatorinternen Verluste waren bei Verwendung der 5-at.-%-dotierten Scheibe höher. Eine Optimierung der Politur und der Kristallqualität ist generell bei diesen Kristallen notwendig, um die resonatorinternen Verluste zu verringern und den optischen Wirkungsgrad zu steigern. Durch die höhere Kristalldotierung von 5-at.-% und die dadurch mögliche Verringerung der Scheibendicke können zukünftig bei einer guten Kristallqualität und Laserpolitur der Scheibenoberflächen höhere Ausgangsleistungen und optische Wirkungsgrade erwartet werden.

5.3.3.2 Grundmode-Betrieb

Für die Untersuchung des Grundmode-Betriebs wurde ein V-förmiger Resonator mit einer Gesamtlänge von 800 mm zwischen den Endspiegeln ausgelegt. Die Endspiegel waren ein HR-Spiegel mit einem konkaven Krümmungsradius von 2 m und ein planer Auskoppelspiegel mit einer Transmissionen von 1,5 % bzw. 2 %. Für diese Versuche wurde ein fasergekoppelter Diodenlaser mit einer Ausgangsleistung von 40 W und einer Zentralwellenlänge von 976 nm bei einer Bandbreite von 10 nm (FWHM) verwendet. Daher wurde ein Pumpfleckdurchmesser von 1 mm gewählt, was eine maximale Pumpleistungsdichte von 5,1 kW/cm² ermöglicht. Die Transportfaser des Diodenlasers hatte einen Kerndurchmesser von 200 µm und eine NA von 0,22. Da Yb:SSO eine große Absorptionsbandbreite hat, konnte dieser breitbandige Diodenlaser ohne Effizienzverluste zum optischen Pumpen des Kristallmaterials verwendet werden.

In Abbildung 28 sind die erzielten Ausgangsleistungen im Grundmode-Scheibenlaserbetrieb dargestellt. Mit dem ermittelten optimalen Auskoppelgrad von $T_{OC} = 2\%$ wurde eine maximale Ausgangsleistung von 10 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 25 % erreicht. Die Beugungsmaßzahl wurde zu $M^2 < 1,1$ gemessen.

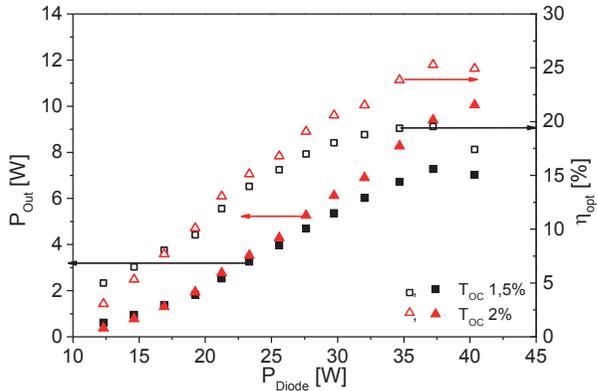


Abbildung 28: Leistungsmessung im Grundmode-Scheibenlaserbetrieb ($M^2 < 1,1$) von Yb:SSO mit 3 - at.-% Dotierung

In Abbildung 29 ist das Emissionsspektrum dargestellt. Die gemessene Zentralwellenlänge lag bei 1036 nm. Bei der Verwendung des Auskoppelgrades von 1,5 % trat zusätzlich Emission bei einer Laserwellenlänge von 1060 nm auf. Bei dieser Laserwellenlänge ist der Emissionsquerschnitt geringer als bei 1036 nm [39], wodurch die Oszillation auf dieser Wellenlänge bevorzugt unterdrückt wird. Jedoch steigen mit kleineren Reflexionsgraden des Auskoppelspiegels die resonatorinternen Verluste an, weshalb hier die Laserwellenlänge bei 1060 nm anschwingen konnte.

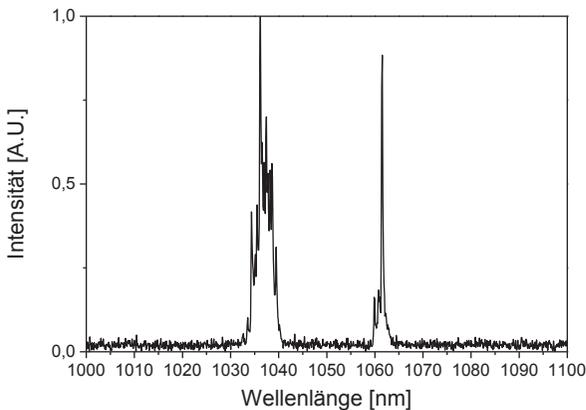


Abbildung 29: Gemessenes Emissionsspektrum im Grundmode-Scheibenlaserbetrieb ($M^2 < 1,1$) von Yb:SSO mit 3-at.-% Dotierung

Zusammenfassend können bezüglich Yb:SSO folgende Aussagen gemacht werden:

- Mit Ausgangsleistungen von bis zu 280 W mit einer 3-at.-%-dotierten Scheibe bzw. 180 W mit einer 5-at.-%-dotierten Scheibe bei optischen Wirkungsgraden von 38 % konnte die Hochleistungstauglichkeit demonstriert werden.
- Mit einer maximalen Ausgangsleistung von 10 W und einem optischen Wirkungsgrad von 25 % konnte der Grundmode-Laserbetrieb ($M^2 < 1,1$) bei einem Pumpfleckdurchmesser von 1 mm gezeigt werden.

5.3.4 Passiv modengekoppelter Yb:SSO Scheibenlaseroszillator

Bei den Untersuchungen zur Erzeugung ultrakurzer Pulse wurde die passive Modenkopplung mittels eines SESAM realisiert. Der Aufbau hierfür ist in Abbildung 30 dargestellt. Der in diesen Untersuchungen verwendete Yb:SSO-Kristall hatte eine Yb³⁺-Dotierung von 3-at.-% bei einer Scheibendicke von 150 µm (siehe Tabelle 12).

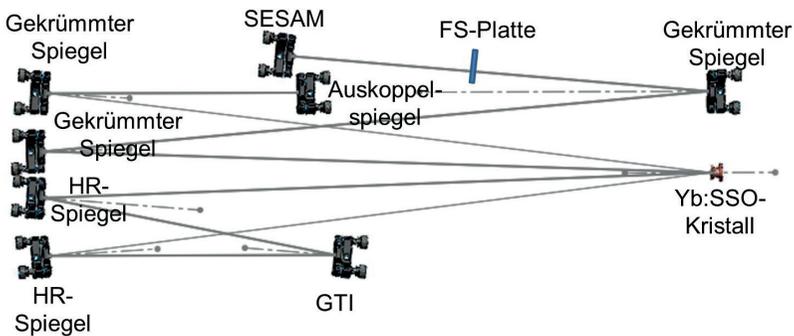


Abbildung 30: Schematischer Aufbau des modengekoppelten Scheibenlaseroszillators. Die FS-Platte ist eine in den Resonator eingebrachte 3 mm dünne Quarzglasplatte.

Der Pumpfleckdurchmesser wurde mit der Abbildungsoptik des Scheibenlasermoduls auf 2,3 mm eingestellt. Der verwendete Diodenlaser hatte eine Zentralwellenlänge von 976 nm bei einer Emissionsbandbreite von 4 nm (FWHM). Lediglich 230 W der nominell zur Verfügung stehenden 1,2 kW an Ausgangsleistung wurden für diese Untersuchungen verwendet. Dies entsprach einer Pumpleistungsdichte von 5,5 kW/cm².

Abbildung 30 zeigt den Aufbau für den Grundmode-Laserbetrieb ($M^2 < 1,1$). Der Modendurchmesser auf der Scheibe beträgt 1,8 mm, was ungefähr 80 % des Pumpfleckdurchmessers (hier: $d_{\text{Pump}} = 2,3$ mm) entspricht. Die wegen der Dotierungskonzentration von 3-at.-% geringen Verstärkung der Yb:SSO-Scheibe wurde mithilfe eines

Doppeldurchgangs der Laserstrahlung – vier Reflexionen pro Resonatorumlauf – durch die Scheibe kompensiert. Die Gesamtlänge des Resonators betrug 5,5 m, die daraus resultierende Pulsrepetitionrate 27 MHz.

Als sättigbarer Halbleiterspiegel wurde ein SAM¹⁰ der Firma BATOP verwendet. Um einen Soliton-modengekoppelten Laserbetrieb zu gewährleisten, wurde ein Ausgleich der Selbstphasenmodulation (SPM) und der negativen Dispersion (GDD) im Resonator durch Verwendung von GTI-Spiegel vorgenommen.

Die optimale Transmission des Auskoppelspiegels wurde empirisch bestimmt und betrug 6 %. Der hier verwendete SAM war auf ein wassergekühltes Kupferelement geklebt und hatte laut Herstellerangaben eine Modulationstiefe von 0,5 %, eine Sättigungsfluenz von 90 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ und nichtsättigbare Verluste von 0,5 %. Die Beschichtung des SAM war in einem Wellenlängenbereich zwischen 980 nm und 1080 nm hochreflektierend ausgelegt. Bei einer Wellenlänge von 1040 nm wurde ein Reflexionsgrad von $R > 97\%$ angegeben. Durch zwei GTI-Spiegel wurde eine negative Dispersion von -500 fs^2 pro Resonatorumlauf eingebracht. Die zusätzlich in den Resonator eingebrachte 3 mm dünne Quarzglasplatte (FS) trug zur notwendigen Selbstphasenmodulation bei. Dies erfolgte, um die negative Dispersion im Resonator für einen stabilen modengekoppelten Betrieb auszugleichen.

Mit diesem Resonatoraufbau wurde im Dauerstrich-Laserbetrieb mit einem HR-Spiegel an Stelle des SAM eine maximale CW-Ausgangsleistung von 30 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 14 % ermittelt. Die gemessene Beugungsmaßzahl betrug $M^2 < 1,1$. Die gemessene Emissionswellenlänge lag bei 1036 nm.

Mit dem SAM als Endspiegel wurde reproduzierbar ein stabiles modengekoppeltes System aufgebaut. Abbildung 31 zeigt die gemessenen mittleren Ausgangsleistungen (P_{Out}) und die optischen Wirkungsgrade (η_{opt}) als Funktion der Pumpleistung (P_{Diode}). Im modengekoppelten Scheibenlaserbetrieb wurde eine maximale mittlere Ausgangsleistung von 27,8 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 12,7 % erzielt. Die gemessene Beugungsmaßzahl war $M^2 < 1,1$ [67].

¹⁰ Bezeichnung der Firma BATOP für den sättigbaren Halbleiterspiegel; allgemein: SESAM.

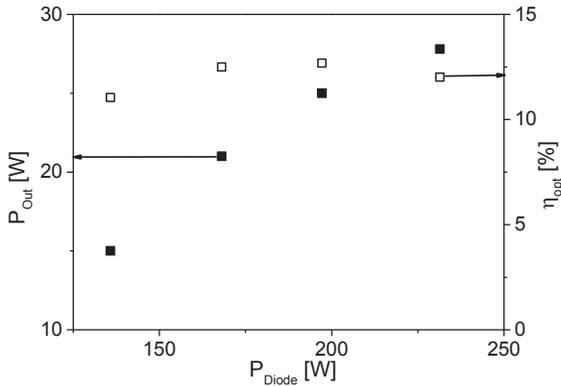


Abbildung 31: Leistungsmessung des passiv modengekoppelten Scheibenlaseroszillators mit einer Transmission des Auskoppelspiegels von 6 %

Die Autokorrelation des gemessenen Pulses sowie das optische Spektrum sind in Abbildung 32 dargestellt. Die mittels Autokorrelation ermittelte Pulsdauer war 298 fs. Gemessen wurde eine spektrale Bandbreite von 4,3 nm (FWHM) bei einer Zentralwellenlänge von 1036 nm, die zu einem Zeit-Bandbreite-Produkt (TBP) von 0,36 führt. Dieser Wert liegt nahe an dem theoretisch bestmöglichen Wert von 0,315 für einen bandbreitelimierten sech²-förmigen Puls. Durch die Messung über einen Autokorrelationsbereich von 50 ps erfolgte die Bestätigung, dass es sich bei den Pulsen um Einzelpulse innerhalb dieses Zeitbereichs handelt.

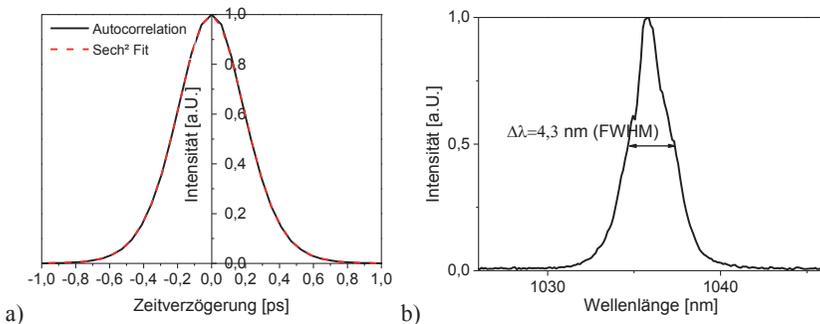


Abbildung 32: Autokorrelation (a) und Emissionsspektrum (b) bei einer Ausgangsleistung von 27,8 W und einer Pulsdauer von 298 fs

Aus der mittleren Leistung und der Repetitionsrate ergibt sich eine Pulsenergie von 1,03 μJ . Die Pulsspitzenleistung beträgt daher 3,46 MW.

In diesem Abschnitt wurde mit Yb:SSO zusammenfassend eine mittlere Ausgangsleistung von $27,8\text{ W}$ bei einem optischen Wirkungsgrad von $12,7\%$ bei einer Pulsdauer von 298 fs demonstriert.

Das Potenzial zur Erzeugung von Pulsdauern kleiner als 300 fs wurde somit bestätigt. Die anhand des breiten Emissionsspektrums theoretisch mögliche Pulsdauer von kleiner 100 fs (siehe Abschnitt 5.3.2) konnte hier nicht erreicht werden. Dafür müssen Scheiben mit besserer Kristallqualität und verbesserten Politurergebnissen verwendet werden. Außerdem ist ein SESAM mit höheren Modulationstiefen und niedrigeren nichtsättigbaren Verlusten notwendig [5]. Zusätzlich kann durch eine genauere Kontrolle der negativen Dispersion und der Nutzung weiterer Quarzglasplatten mit verschiedenen Dicken der Ausgleich zwischen SPM und GDD optimiert werden.

6 Der Yb:CaGdAlO₄ Scheibenlaser

6.1 Materialeigenschaften

Das Ytterbium-dotierte Calcium-Gadolinium-Aluminiumoxid gehört zur Kristallfamilie der Vanadate mit der Struktur ABCO₄: A = Ca²⁺, Sr²⁺, Ba²⁺; B = ein Lanthanid; C = Al³⁺, Gd³⁺. Die Struktur von CaGdAlO₄ entspricht einer quadratischen Zelle mit den Abmaßen $a = 3,66$ Ångstrom und $c = 12,01$ Ångstrom [44]. Die Ionenradien von Ca²⁺ und Gd³⁺ liegen mit 1,18 Ångstrom und 1,11 Ångstrom nahe beieinander [68]. Die Substitution der Gd³⁺-Ionen ist aufgrund derselben Wertigkeit der Yb³⁺- und der Gd³⁺-Ionen stark dominierend. Dies führt zu einer inhomogenen Verbreiterung des Emissionsspektrums, was vorteilhaft für die Erzeugung ultrakurzer Pulse ist [48]. Da der Kristall einachsig doppelbrechend ist, sind die Materialeigenschaften von der Orientierung des elektrischen Feldes abhängig. Ist das elektrische Feld eines im Kristall propagierenden Strahls parallel zur c-Achse des Kristalls, so liegt eine Polarisation bzw. Orientierung in π -Richtung vor. Ist es senkrecht zur c-Achse, so liegt eine Orientierung in σ -Richtung vor [44]. Im Emissionsquerschnitt des in σ -Richtung orientierten Kristalls (siehe Abbildung 33) ist ein Plateau zu erkennen, welches zwischen 990 nm und 1050 nm verläuft und vorteilhaft für die Erzeugung ultrakurzer Pulsdauern ist [133].

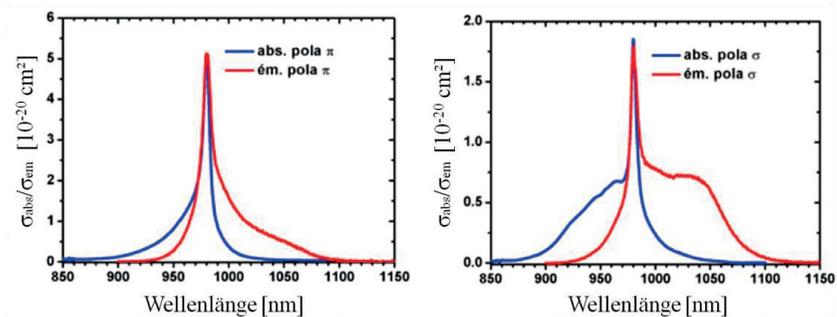


Abbildung 33: Emissions- und Absorptionsquerschnitt eines 3,5-at.-%-dotierten Yb:CALGO-Kristalls (π - und σ -Orientierung) [133]

In Tabelle 16 sind die die physikalischen Eigenschaften von Yb:CALGO, die unter anderem für die Kristallzucht wichtig sind (siehe Kapitel 2.1), zusammengefasst. Die Brechungsindizes auf den verschiedenen Kristallachsen sind $n_a = 1,893$ und $n_c = 1,892$ bei einer Wellenlänge von 1040 nm [153].

Tabelle 16: Zusammenfassung physikalischer Eigenschaften von Yb:CALGO

Dichte	Thermische Wärmeleitfähigkeit (undotiert)	Spezifische Wärmekapazität	Schmelztemperatur
5,94 g/cm ³	11,4 W/(m·K)	420 J/(kg·K)	2113 K [154]

Abbildung 34 stellt die möglichen Pump- und Laserübergänge von Yb:CALGO dar. Aufgrund der Pumpwellenlänge von 979 nm und der Laserwellenlänge von 1050 nm [48] weist Yb:CALGO einen Quantendefekt von 6,8 % auf. Weiterhin besteht eine gute thermische Wärmeleitfähigkeit von 11,4 W/(m·K) im undotierten Kristall [58]. Mit der Dotierung des Kristalls sinkt die thermische Wärmeleitfähigkeit. In einem 2-at.-%-dotierten Yb:CALGO-Kristall wurde eine thermische Wärmeleitfähigkeit von 6,9 W/(m·K) (π -Orientierung) bzw. 6,3 W/(m·K) (σ -Orientierung) gemessen [58].

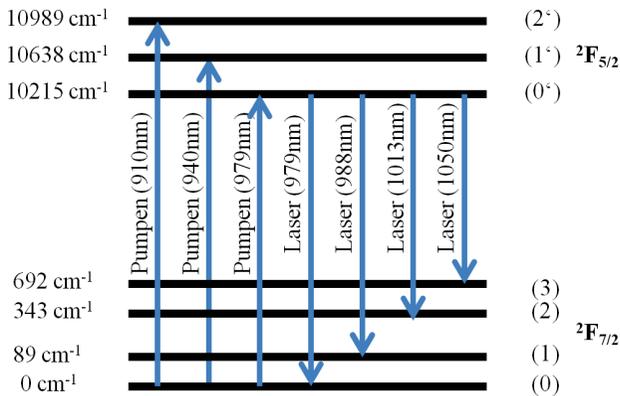


Abbildung 34: Termschema von Yb:CALGO bei Raumtemperatur (nicht maßstabsgetreu) [155]. Die Pfeile stellen mögliche Übergänge für das optische Pumpen und den Laserprozess dar. Die Energiewerte sind in Wellenzahlen [cm⁻¹] angegeben.

6.2 Übersicht und Kontaktierung des Versuchsmaterials

Für die Versuche mit Yb:CALGO wurde Kristallmaterial vom Forschungsinstitut für mineralische und metallische Werkstoffe, Idar Oberstein (FEE), sowie von der École Nationale Supérieure de Chimie de Paris verwendet. Das Testmaterial stand in einer Yb³⁺-Dotierung von 2-at.-% und 3,5-at.-% zur Verfügung. Die berechnete optimale Scheibendicke für diese Dotierungen ist 120 μm (2-at.-%) bzw. 70 μm (3-at.-%) [144].

Die Politur der Scheiben konnte für beide Yb³⁺-Dotierungen allerdings nur auf eine größere Dicke von 350 µm erfolgen. Tabelle 17 gibt einen generellen Überblick über die verwendeten Scheibengeometrien, die Kontaktierungsarten sowie die Verwendung dieser Materialien.

Tabelle 17: Überblick über das Versuchsmaterial

Nr.	Dot. [at.-%]	Scheibenform	Scheibendicke [µm]	Scheiben-Ø [mm]	Kontaktierungsart	Verwendung des Kristalls
1	2	Plan – plan parallel	350	6	Klebung auf Cu-Wärmesenke	Zucht durch Chimie Paris. Dauerstrich-Laserexperimente
2	2	Plan – plan parallel	350	6	Klebung auf Cu-Wärmesenke	Zucht durch FEE. Dauerstrich-Laserexperimente
3	2	Plan – plan parallel	350	6	Klebung auf Diamantwärmesenke	Zucht durch Chimie Paris. Dauerstrich-Laserexperimente
4	2	Plan – plan parallel	350	6	Klebung auf Diamantwärmesenke	Zucht durch FEE. Dauerstrich-Laserexperimente
5	2	Plan – Keil 0,1°	350	6	Klebung auf Diamantwärmesenke	Zucht durch FEE. Charakterisierung und Laserexperimente

Für Untersuchungen in einem passiv modengekoppelten Scheibenlaser wurde eine Scheibenoberfläche mit einem Keil von 0,1° poliert. Die gekeilte Seite dient der Vermeidung von Interferenzeffekten, die zu einer Destabilisierung des modengekoppelten

Prozesses führen würden. Des Weiteren wird dadurch die Ausbildung eines Etalons vermieden.

Für die Versuche wurden die Scheiben entweder auf eine Kupfer- oder auf eine Diamantwärmesenke geklebt. Die Diamantwärmesenke ermöglicht im Vergleich zur Kupferwärmesenke aufgrund der besseren thermischen Wärmeleitfähigkeit ($2000 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ [156] zu $400 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ [157]) eine effizientere Wärmeabfuhr. Zusätzlich entsteht durch das hohe Elastizitätsmodul von 1250 GPa [156] von Diamant im Vergleich zu Kupfer mit 130 GPa [157] eine kleinere Verbiegung der Wärmesenke. Die Diamantwärmesenke ist jedoch im Preisvergleich um ca. das 4-fache teurer.

In Tabelle 18 sind die Kontaktierungsergebnisse der auf einer Diamantwärmesenke kontaktierten Scheiben (Nr. 4 bzw. Nr. 5) zusammengefasst. Für den Klebevorgang wurden die Scheiben zunächst auf ein YAG-Substrat mit einem Krümmungsradius von $2,05 \text{ m}$ diffusionsgebondet. Die Kontaktierung der aufgelisteten Kristalle wurde anhand der konzentrischen Kreise des Interferenzmusters als geeignet für die Laserversuche beurteilt.

Tabelle 18: Auswertung der konkaven Krümmungsradien der auf einer Diamantwärmesenke kontaktierten Scheiben

Nr.	Kristall-Parameter	Krümmungsradien nach Kontaktierung	Interferenzbild nach Kontaktierung
4	2-at.-%, Dicke $350 \mu\text{m}$, Durchmesser 6 mm , plan-plan/parallel	$R_X = 2,65 \text{ m}$, $R_Y = 1,85 \text{ m}$	
5	2-at.-%, Dicke $350 \mu\text{m}$, Durchmesser 6 mm , plan-Keil $0,1^\circ$	$R_X = 2,54 \text{ m}$, $R_Y = 1,9 \text{ m}$	

6.3 Experimentelle Untersuchungen

6.3.1 Fluoreszenz- und Laserbetrieb

Die Absorptionseffizienz und das Temperaturverhalten im Fluoreszenz- und im Laserbetrieb von Yb:CALGO an der Scheibenoberfläche wurde wie in Abschnitt 5.3.1 beschrieben bestimmt. Zusätzlich erfolgte der Vergleich des Temperaturverhaltens an der Scheibenoberfläche bei Kontaktierung von zwei vergleichbaren Yb:CALGO-Scheiben auf einer Kupfer- und einer Diamantwärmesenke, um den Einfluss der Wärmesenke auf die Wärmeentwicklung und auf die Effizienz des Laserbetriebs zu ermitteln.

Die Versuche erfolgten mit einem fasergekoppelten Diodenlaser mit einer Zentralwellenlänge von 976 nm und einer Emissionsbandbreite von 4 nm (FWHM). Der Durchmesser des Pumpflecks war 2,3 mm. Die Laserexperimente wurden in einem multimodigen I-förmigen Resonator mit einem Gesamtabstand zwischen Scheibe und Auskoppler von 200 mm ($M^2 \approx 10$) durchgeführt. Der für die Untersuchungen verwendete Scheibenlaserkristall ist in Tabelle 18, Scheibe Nr. 4, beschrieben.

Zur Bestimmung der Absorption wurde die nach 12 Pumplichtdurchgängen durch das Scheibenlasermodul transmittierte Leistung gemessen. Daraus ergab sich eine Absorptionseffizienz von 75 %, was nach 24 Pumplichtdurchgängen einer maximalen Absorptionseffizienz von nahezu 94 % entspricht.

Das gemessene Temperaturverhalten im Fluoreszenz- und Laserbetrieb an der Scheibenoberfläche ist in Abbildung 35 dargestellt. Bei einer Pumpleistungsdichte von 4,4 kW/cm² stieg die Temperatur im Laserbetrieb auf 100 °C an (Obergrenze zur Vermeidung von Schäden), während im Fluoreszenzbetrieb eine Temperatur von 63 °C gemessen wurde. Somit erreichte Yb:CALGO im Gegensatz zu Yb:SSO schon bei kleineren Pumpleistungsdichten höhere Temperaturen. Bei einer Pumpleistungsdichte von 6,8 kW/cm² wurde im Fluoreszenzbetrieb eine Temperatur von 78 °C gemessen. Auch im Fluoreszenzbetrieb erreichte Yb:CALGO verglichen mit Yb:SSO höhere Temperaturen. Um eine Zerstörung des Kristalls zu vermeiden, wurde Yb:CALGO im Laserbetrieb daher bei gleichen Pumpfleckdurchmessern mit geringeren Pumpleistungen als Yb:SSO betrieben.

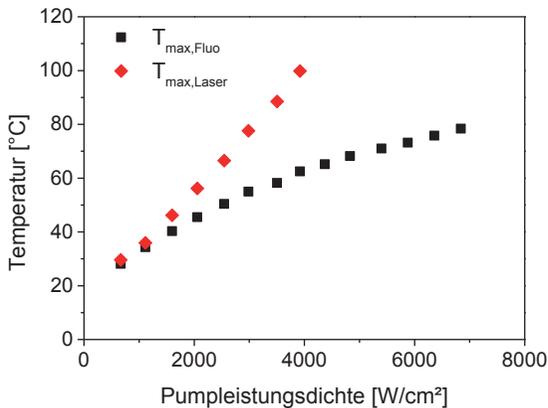


Abbildung 35: Temperaturentwicklung von Yb:CALGO (Tabelle 18, Nr. 4) an der Oberfläche der Scheibe als Funktion der Pumpleistungsdichte nach 12 Pumpstrahldurchgängen durch das Scheibenlasermodul

Yb:CALGO hatte wie Yb:SSO im Fluoreszenzbetrieb – im Gegensatz zu Yb:YAG [147] – eine geringere Temperatur als im Laserbetrieb. Vorteilhaft ist dieses Temperaturverhalten von Yb:CALGO für den Laserbetrieb, da eine (unbeabsichtigte) Unterbrechung des Laserresonators nicht zu einer weiteren Temperaturerhöhung im Kristall führt.

Der Vergleich der Ergebnisse der Klebung von zwei identischen Yb:CALGO-Scheibenlaserkristallen auf eine Kupfer- und auf eine Diamantwärmesenke ist in Abbildung 36 dargestellt. Bei der Klebung der Scheibe auf eine Kupferwärmesenke wurde bei einer Pumpleistungsdichte von $5,5 \text{ kW/cm}^2$ im Fluoreszenzbetrieb eine Temperatur an der Oberfläche des Kristalls von 90 °C gemessen. Im Vergleich dazu wurde auf einer Diamantwärmesenke eine niedrigere Temperatur von 72 °C ermittelt. Bei einer Pumpleistungsdichte von $1,1 \text{ kW/cm}^2$ waren die gemessenen Temperaturen der Wärmesenken mit 34 °C (Kupfer) und 36 °C (Diamant) annähernd gleich. Bei Pumpleistungsdichten von über 4 kW/cm^2 war eine Reduzierung der gemessenen Temperatur um ca. 18 % bei Klebung auf eine Diamantwärmesenke möglich. Daher wurden für die im folgenden beschriebenen Versuche die Yb:CALGO-Scheiben auf eine Diamantwärmesenke geklebt.

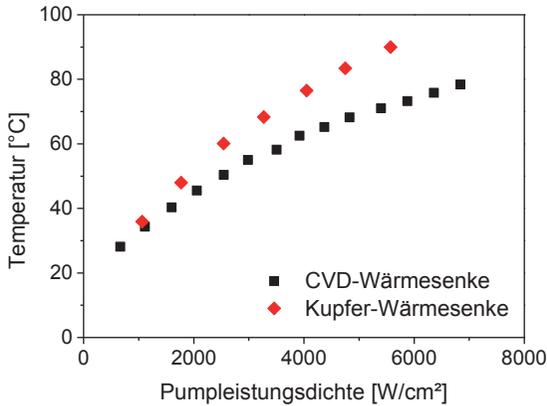


Abbildung 36: Vergleich der Temperaturen an der Scheibenoberfläche einer auf Kupfer- und einer auf Diamantwärmesenke geklebten Yb:CALGO-Scheibe im Fluoreszenzbetrieb als Funktion der Pumpleistungsdichte nach 12 Pumplichtdurchgängen

6.3.2 Wellenlängendurchstimmbarkeit

Der Messaufbau zur Bestimmung der Durchstimmbarkeit des Yb:CALGO Scheibenlasers ist in Abschnitt 5.3.2 beschrieben.

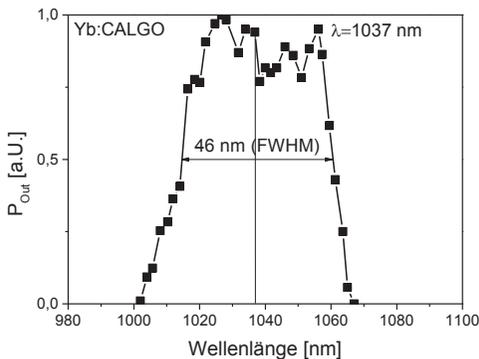


Abbildung 37: Wellenlängendurchstimmbarkeit eines Yb:CALGO Scheibenlasers

Die Durchstimmbarkeit der Emissionswellenlänge von Yb:CALGO wurde zu 65 nm im Bereich zwischen 1002 nm und 1067 nm gemessen (siehe Abbildung 37). In [158] wurde bereits eine Durchstimmbarkeit von Yb:CALGO im Scheibenlaserbetrieb von 90 nm berichtet. Diese breite Durchstimmbarkeit wurde hier aufgrund des selektiven Wellenlängengitters, das für eine Zentralwellenlänge von 1030 nm ausgelegt war,

nicht erreicht. Aus der gemessenen spektralen Bandbreite von 46 nm (FWHM) und einer Zentralwellenlänge von 1037 nm wurde bei Annahme einer sech²-förmigen Pulsform eine theoretische Pulsdauer von 25 fs berechnet. Yb:CALGO zeigt somit ein besseres Potenzial für eine kürzere Pulsdauer als Yb:SSO mit einer theoretisch erreichbaren Pulsdauer von 87 fs (siehe Abschnitt 5.3.2).

6.3.3 Dauerstrich-Laserbetrieb

Das Versuchsmaterial (siehe Tabelle 17) wurde im Dauerstrich-Laserbetrieb auf maximale Ausgangsleistungen und Wirkungsgrade untersucht. Der Versuchsaufbau war ein I-förmiger Resonator mit einem Gesamtabstand zwischen Scheibenlaserkristall und Auskoppelspiegel von 500 mm ($M^2 \approx 4$). Der Pumpfleckdurchmesser wurde mit 2,3 mm gewählt. Jeweils zwei identische Scheiben wurden auf Kupfer- (Scheibe Nr. 1 und Nr. 2) und Diamantwärmesenken (Scheibe Nr. 3 und Nr. 4) geklebt.

Der optimale Auskoppelgrad von 2 % wurde empirisch ermittelt. Die Messungen der Ausgangsleistung für die unterschiedlich kontaktierten Scheiben sind in Abbildung 38 dargestellt.

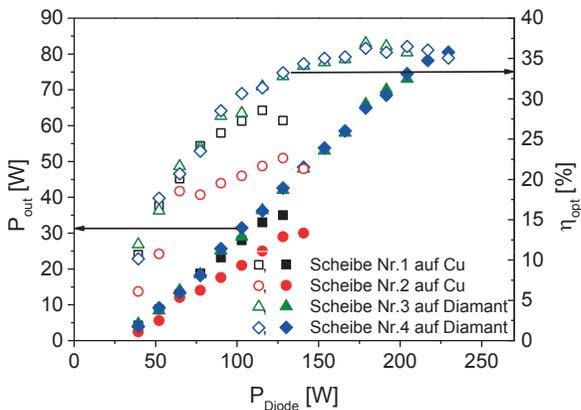


Abbildung 38: Vergleich der Leistungsmessungen verschieden kontaktierter Yb:CALGO-Scheiben (Tabelle 17, Nr. 1-4)

Die gemessenen Ausgangsleistungen waren

- für Scheibe 1 35 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 27,3 %,
- für Scheibe 2 33 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 28,6 %,
- für Scheibe 3 73 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 35,7 %,
- für Scheibe 4 80,5 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 36,5 %.

Diese Ergebnisse zeigen den Vorteil der Kontaktierung von Yb:CALGO auf einer Diamantwärmesenke. Durch Klebung der Scheiben auf Diamantwärmesenken wurden fast doppelt so hohe Ausgangsleistungen im Vergleich zu den auf Kupferwärmesenken kontaktierten Scheiben gemessen. Dazu trägt unter anderem die 4-fach so hohe thermische Wärmeleitfähigkeit von Diamant gegenüber Kupfer bei.

Die auf eine Kupferwärmesenke geklebten Scheiben zeigten bei den Leistungsmessungen eine Sättigung ab einem Wert von 35 W. Mit einer CCD-Kamera wurden Modenbilder mit zunehmender Pumpleistung aufgenommen. In Abbildung 39 ist die Deformation des Laserstrahls mit steigender Pumpleistung dargestellt. Dieser wirkt sich unterschiedlich stark in den beiden Kristallachsen π und σ aus. Die unterschiedlichen Deformationen in den Kristallachsen treten durch die verschiedenen thermischen Eigenschaften in diesen Achsen auf. Durch die Verwendung einer Diamantwärmesenke werden diese Deformationen der Moden mit steigender Pumpleistung aufgrund der Steifigkeit von Diamant unterbunden.

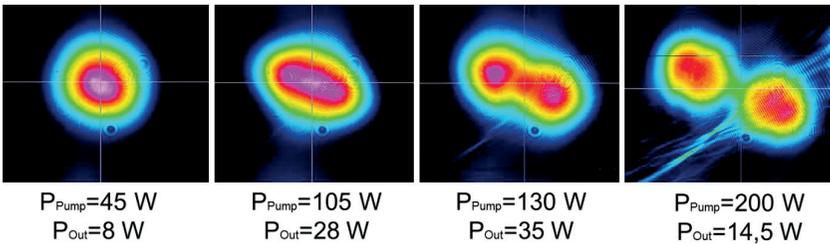


Abbildung 39: Veränderung des Strahlprofils des Yb:CALGO Scheibenlasers mit zunehmender Pumpleistung einer auf Kupferwärmesenke geklebten Scheibe

Mit diesen Erkenntnissen wurde die Scheibe Nr. 5 (Tabelle 17) auf eine Diamantwärmesenke geklebt und für weitere Versuche eingesetzt. Für den Multimode-Betrieb wurde der I-förmige Resonatoraufbau, wie oben beschrieben, verwendet. Die Pumpfleckdurchmesser wurden mit den Werten 2,3 mm, 2,9 mm und 3,6 mm variiert. Der Pumpfleckdurchmesser war wegen des Scheibendurchmessers von 6 mm auf 3,6 mm begrenzt.

Abbildung 40 zeigt die Ergebnisse der Leistungsmessung bei den unterschiedlichen Pumpfleckdurchmessern. Die gemessenen Ausgangsleistungen waren

- für einen Pumpfleckdurchmesser von 2,3 mm 81 W ($\eta_{\text{opt}} = 36,5\%$),
- für einen Pumpfleckdurchmesser von 2,9 mm 102 W ($\eta_{\text{opt}} = 37\%$),
- für einen Pumpfleckdurchmesser von 3,6 mm 152 W ($\eta_{\text{opt}} = 36,2\%$).

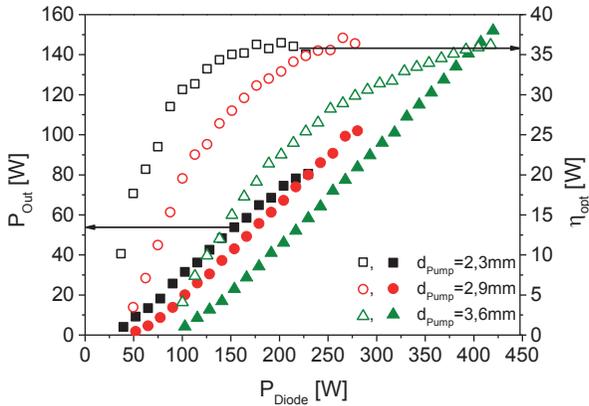


Abbildung 40: Leistungsverlauf des Yb:CALGO-Scheibenlasers (Tabelle 17, Nr. 5) mit verschiedenen Pumpfleckdurchmessern

Die optischen Wirkungsgrade waren bei den verschiedenen Pumpfleckdurchmessern nahezu konstant, was auf eine gute optische Oberflächenqualität der Scheibe und keine lokalen Defekte in der Kristallqualität schließen lässt. Die Ermittlung der resonatorinternen Verluste ergab einen Wert von 0,4 % [147]. Dies liegt nahe an den Verlusten eines konventionellen Scheibenlasers mit einer „guten“ Yb:YAG-Scheibe von typischerweise 0,2 % [152]. Die resonatorinternen Verluste von Yb:CALGO Lasern können durch eine bessere optische Politur und/oder Kristallqualität noch weiter optimiert werden.

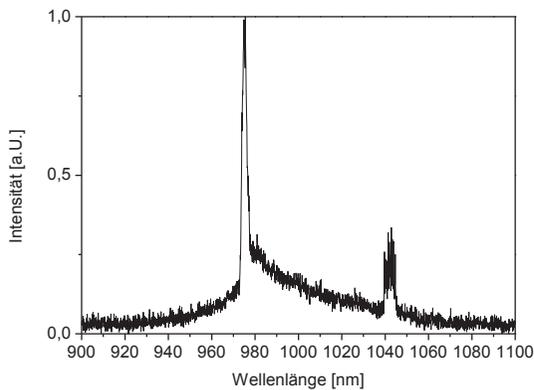


Abbildung 41: Gemessenes Emissionsspektrum mit der bei 1044 nm sichtbaren Laseremission. Die Emissionswellenlänge des Diodenlasers war 976 nm.

Abbildung 41 zeigt das Emissionsspektrum des Yb:CALGO Scheibenlasers. Die Emissionswellenlänge des Materials lag bei 1044 nm. Das Maximum bei 976 nm entspricht der Emissionswellenlänge des Diodenlasers.

6.3.4 Passiv modengekoppelter Yb: CALGO Scheibenlaseroszillator

Ein passiv modengekoppelter Scheibenlaseroszillator wurde zur Erzeugung ultrakurzer Pulsdauern mit Yb:CALGO aufgebaut. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 42 dargestellt. Der verwendete Scheibenlaserkristall war Scheibe Nr. 5 aus Tabelle 17. Dieser zeigte in Abschnitt 6.3.3 mit einer Dauerstrich-Ausgangsleistung von 152 W in einem multimodigen Resonatoraufbau sein Potenzial für hohe Dauerstrichleistungen.

Der Pumpfleckdurchmesser wurde durch die Abbildungsoptik des Scheibenlasermoduls auf 2,9 mm eingestellt. Der verwendete Diodenlaser hatte eine Zentralwellenlänge von 976 nm bei einer Emissionsbandbreite von 4 nm (FWHM). Die verwendete Pumpleistung von 230 W ergab mit dem verwendeten Pumpfleckdurchmesser von 2,9 mm eine maximale Pumpleistungsdichte von 3,5 kW/cm².

Der für den passiv modengekoppelten Laserbetrieb notwendige Grundmode-Betrieb wurde durch einen Modendurchmesser auf der Scheibe von 2,1 mm (ungefähr 75 % des Pumpfleckdurchmessers) sichergestellt. Durch einen Doppeldurchgang der Laserstrahlung durch die Scheibe (entspricht vier Reflexionen pro Resonatorumlauf) wurde die geringe optische Verstärkung kompensiert. Die Gesamtlänge des Resonators war 6,5 m, was einer Pulsrepetitionrate von 23 MHz entspricht.

Für die passive Modenkopplung wurde ein SAM der Firma BATOP verwendet. Dieser war auf ein wassergekühltes Kupferelement geklebt und hatte laut Herstellerangaben eine Modulationstiefe von 0,5 %, eine Sättigungsfluenz von 90 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ sowie nichtsättigbare Verluste von 0,5 %. Das SAM war in einem Wellenlängenbereich zwischen 980 nm und 1080 nm hochreflektierend beschichtet. Bei der Wellenlänge von 1040 nm war die Reflexion > 97 %.

Durch zwei GTI-Spiegel wurde zur Erzeugung möglichst kurzer Pulse eine negative Dispersion von -1000 fs² pro Resonatorumlauf eingebracht. Dieser Wert an negativer Dispersion wurde empirisch ermittelt. Der Ausgleich zwischen negativer Dispersion und SPM ermöglichte einen stabilen modengekoppelten Betrieb.

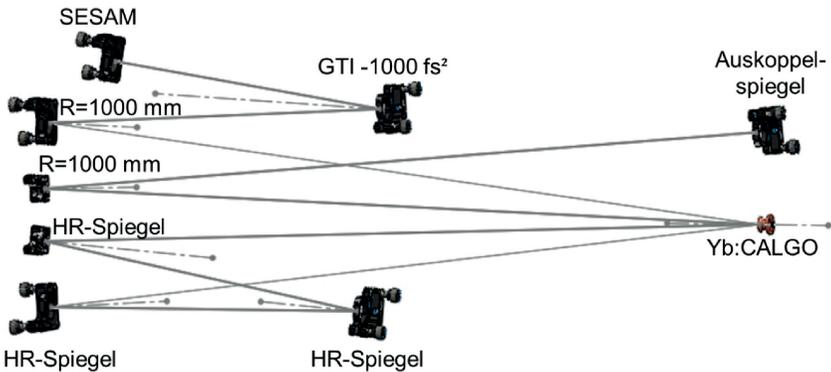


Abbildung 42: Aufbau des passiv modengekoppelten Yb:CALGO-Scheibenlaseroszillators

Die empirisch ermittelte optimale Transmission des Auskoppelspiegels betrug 6 %. Es wurde bei dieser Transmission des Auskoppelspiegels im Dauerstrich-Laserbetrieb eine maximale Ausgangsleistung von 50 W bei einer optischen Effizienz von 22 % gemessen (Abbildung 45). Die Beugungsmaßzahl war $M^2 = 1,1$.

Durch die Verwendung eines SAM anstelle des HR-Endspiegels wurde ein passiv modengekoppelter Betrieb mit einer gemessenen mittleren Ausgangsleistung von 28 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 13 % realisiert (Abbildung 45). Die gemessene Beugungsmaßzahl betrug $M^2 = 1,1$. Die Autokorrelation des gemessenen Pulses und das Emissionsspektrum sind in Abbildung 43 dargestellt. Mittels einer Autokorrelation wurde eine Pulsdauer von 300 fs bestimmt. Gemessen wurde eine spektrale Bandbreite von 4 nm (FWHM) bei einer Zentralwellenlänge von 1041 nm. Daraus resultiert ein Zeit-Bandbreite-Produkt (TBP) von 0,33, das nahe an dem theoretischen Wert von 0,315 für einen bandbreitelimitierten Puls liegt (Annahme: sech²-förmige Pulsform). Durch die Erweiterung des Autokorrelationsbereiches auf 50 ps wurde bestätigt, dass es sich bei den Pulsen um Einzelpulse innerhalb dieses Zeitbereichs handelt. Aus der mittleren Leistung und der Repetitionsrate ergibt sich eine Pulsenergie von 1,3 μ J. Die Pulsspitzenleistung beträgt damit 4,3 MW.

Eine kürzere Pulsdauer konnte durch das Einbringen zusätzlicher Nichtlinearitäten einer 3 mm dünnen Quarzglasplatte mit einem nichtlinearen Brechungsindex von $n_2 \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ erzeugt werden. Dadurch wurde eine Pulsdauer von 197 fs bei einer mittleren Ausgangsleistung von 20 W erzielt (Abbildung 45). Die gemessene Beugungsmaßzahl war $M^2 = 1,1$. Die Autokorrelation des gemessenen Pulses und das Emissionsspektrum sind in Abbildung 44 dargestellt. Die gemessene Emissionswellen-

länge betrug 1040,5 nm bei einer Emissionsbandbreite von 6 nm (FWHM). Daraus berechnet sich ein Zeit-Bandbreite-Produkt (TBP) von 0,33. Aus der Repetitionsrate und der Pulsdauer resultieren eine Pulsenergie von 0,9 μ J und eine Pulsspitzenleistung von 4,6 MW.

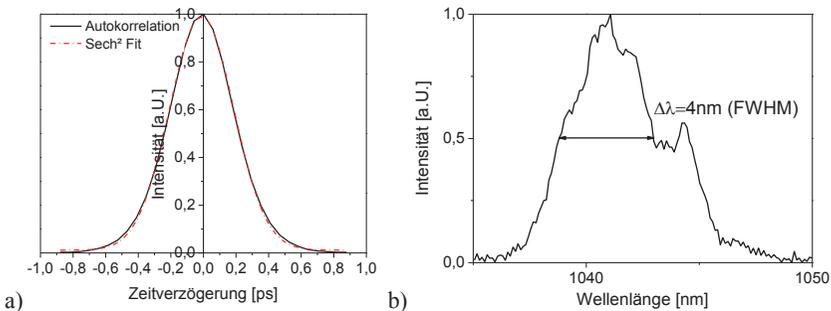


Abbildung 43: Autokorrelation (a) und Emissionsspektrum (b) bei einer mittleren Ausgangsleistung von 28 W ($\eta_{\text{opt}} = 13\%$) und einer Pulsdauer von 300 fs

In Abbildung 45 ist der Vergleich der Leistungsmessungen des Dauerstrich-Laserbetriebs gegenüber dem passiv modengekoppelten Laserbetrieb mit und ohne zusätzlichen Nichtlinearitäten (Quarzplatte) dargestellt. Das Einbringen des sättigbaren Halbleiterspiegels verursachte eine Senkung der mittleren Ausgangsleistung von 44 % gegenüber dem Dauerstrich-Laserbetrieb. Zusätzliche Leistungsverluste entstanden durch die Quarzglasplatte. Die passiven Verluste des sättigbaren Absorbers bzw. der Quarzglasplatte wirkten sich bei Yb:CALGO im Vergleich zu Yb:SSO deutlich in einer Abnahme der Leistung aus. Yb:SSO hatte im Dauerstrich-Laserbetrieb eine Ausgangsleistung von 30 W und im passiv modengekoppelten Betrieb eine Ausgangsleistung von 28 W. Trotz niedrigerer resonatorinterner Verluste von Yb:CALGO mit 0,4 % gegenüber Yb:SSO mit 0,6 % waren die Auswirkungen in den Ausgangsleistungen durch zusätzlich eingebrachte Verlustelemente größer. In der Untersuchung von Yb:CALGO im Dauerstrich-Laserbetrieb war die Ausgangsleistung 50 W und im passiv modengekoppelten Betrieb 28 W bzw. 20 W. Der Grund liegt wahrscheinlich in der Kristallstruktur oder in der Polarisation des im Resonator umlaufenden Laserstrahls. Der umlaufende Laserstrahl war möglicherweise nicht vollständig linear polarisiert (Polarisation wurde nicht bestimmt), wodurch es zu Reflexionsverlusten an Grenzflächen wie z. B. der Quarzglasplatte oder der Scheibe kam.

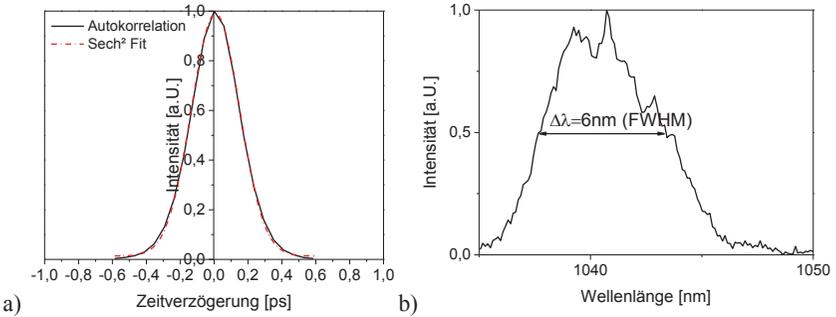


Abbildung 44: Autokorrelation (a) und Emissionsspektrum (b) bei einer mittleren Ausgangsleistung von 20 W ($\eta_{\text{opt}} = 9\%$) und einer Pulsdauer von 197 fs mit zusätzlich eingebrachter Quarzglasplatte für eine kürzere Pulsdauer

Zusammenfassend konnte eine

- Pulsdauer von 300 fs bei einer Ausgangsleistung von 28 W gezeigt werden.
- Pulsdauer von 197 fs bei einer Ausgangsleistung von 20 W gezeigt werden.

Die Erzeugung einer Pulsdauer kleiner 100 fs, die theoretisch in Abschnitt 6.3.2 anhand der Durchstimmbarkeit von Yb:CALGO ermittelt wurde, konnte nicht gezeigt werden. Um eine kürzere Pulsdauer zu ermöglichen, muss die Kristallqualität von Yb:CALGO optimiert werden. Außerdem müssen die nichtsättigbaren Verluste des SESAM minimiert werden.

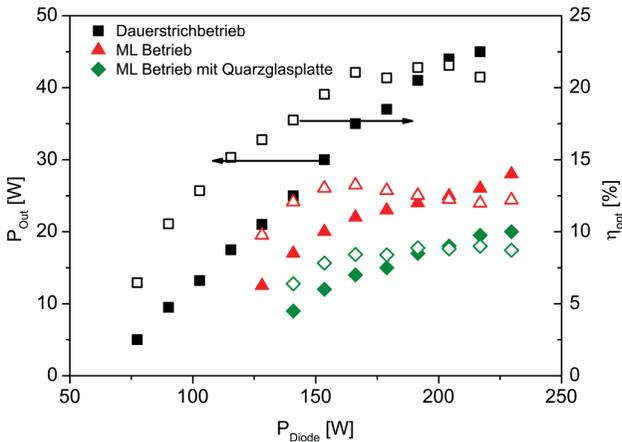


Abbildung 45: Vergleich der Leistungen im Dauerstrich- und passiv modengekoppelten Laserbetrieb (mit und ohne Quarzglasplatte)

7 Der Yb:CaF₂ Scheibenlaser

7.1 Materialeigenschaften

Das Ytterbium-dotierte Calciumfluorid gehört zur Familie der Fluoride. Die Kristallstruktur von Fluoriden ist kubisch. Die Strukturformel ist $\text{Ca}_{1-x}\text{RE}_x\text{F}_{2+x}$ [43]. Jede zweite Lücke der F⁻-Ionen wird durch ein Ca²⁺-Ion ersetzt. Diese Strukturmatrix führt zu dominanten Defektstrukturen, die in [43, 159] ausführlich diskutiert werden.

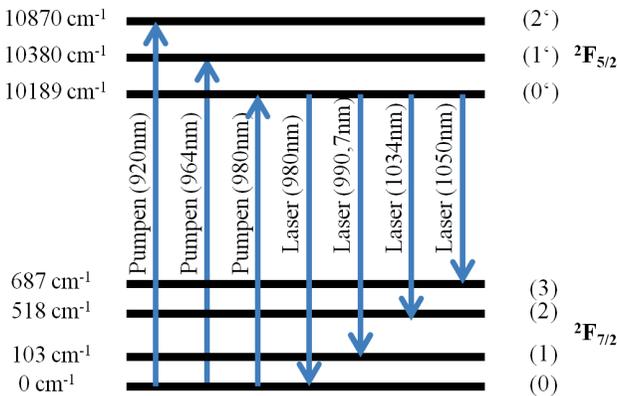


Abbildung 46: Termschema von Yb:CaF₂ bei Raumtemperatur (nicht maßstabsgetreu) [160, 161]. Die Pfeile stellen mögliche Übergänge für das optische Pumpen und den Laserprozess dar. Die Energiewerte sind in Wellenzahlen [cm^{-1}] angegeben.

In Abbildung 46 sind die möglichen Übergänge für das optische Pumpen und den Laserübergang von Yb:CaF₂ bei Raumtemperatur dargestellt. Die in dieser Arbeit verwendete Pumpwellenlänge liegt bei 980 nm mit einem Absorptionsquerschnitt von $0,54 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$. Vorteilhaft für den Einsatz dieses Kristallmaterials im modengekoppelten Laserbetrieb ist das breite Emissionsspektrum von $\Delta\lambda = 72 \text{nm}$.

Tabelle 19: Zusammenfassung physikalischer Eigenschaften von Yb:CaF₂ [43]

Dichte	Thermische Wärmeleitfähigkeit (undotiert)	Spezifische Wärmekapazität	Schmelztemperatur
3,18 g/cm ³	9,71 W/(m·K)	854 J/(kg·K)	1633 K

Für die Zucht eines Yb:CaF₂-Einkristalls aus der Schmelze ist unter anderem der niedrige Schmelzpunkt und die niedrige Dichte vorteilhaft (Tabelle 19) – siehe Kapitel 2.1. Der Brechungsindex von Yb:CaF₂ ist 1,43 [43].

Die thermische Wärmeleitfähigkeit beträgt im undotierten Kristall 9,7 W/(m·K) [160]. Diese wird durch die Dotierungskonzentration beeinflusst. Die Abhängigkeit der Dotierungskonzentration von der thermischen Wärmeleitfähigkeit wurde durch experimentelle Untersuchungen in [162] ermittelt. Auch wurde diese Abhängigkeit durch ein theoretisches Modell von Gaumé et al. [163] beschrieben. Die Berechnung der thermischen Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit von der Dotierungskonzentration für Dotierungen kleiner 10-at.-% erfolgt bei Raumtemperatur für Yb:CaF₂ nach [163] zu

$$\kappa = K \cdot \sqrt{\frac{\kappa_{\text{undotiert}}}{N_{\text{Dot}}}} \cdot \arctan\left(\frac{\sqrt{\kappa_{\text{undotiert}} \cdot N_{\text{Dot}}}}{K}\right), \quad (7-1)$$

wo $\kappa_{\text{undotiert}}$ die thermische Wärmeleitfähigkeit für den undotierten CaF₂-Kristall, N_{Dot} die Dotierungskonzentration und K ein konstanter Faktor von 0,28 für eine Temperatur von 300 K ist. Die nach diesem Modell errechneten Werte wurden mit experimentell ermittelten Daten in [134] verglichen und unterscheiden sich nur geringfügig von diesen.

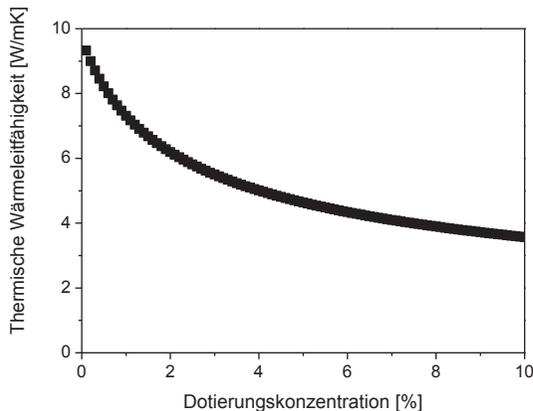


Abbildung 47: Abnahme der thermischen Wärmeleitfähigkeit von Yb:CaF₂ Yb³⁺-Dotierung bis 10-at.-%

In Abbildung 47 ist die mit (7-1) berechnete Abnahme der thermischen Wärmeleitfähigkeit mit der Dotierungskonzentration dargestellt. Der Wert der thermischen Wär-

meleitfähigkeit von 9,7 W/(mK) für einen undotierten Kristall sinkt auf etwa 4 W/(mK) bei einer Dotierungskonzentration von 10-at.-%. Für eine gute Wärmeabfuhr im Laserbetrieb sind deshalb Yb:CaF₂-Kristalle mit einer geringeren Dotierungskonzentration zu bevorzugen.

7.2 Übersicht und Kontaktierung des Versuchsmaterials

Das zur Verfügung stehende Yb:CaF₂-Testmaterial stammte aus einem Kristallboule mit einer Höhe von 10 mm und einem Durchmesser von 13 mm. Die nominelle Yb³⁺-Dotierung betrug 4,5-at.-%.

Tabelle 20: Zusammenfassung des vorhandenen Testmaterials

Nr.	Dot. [at.-%]	Scheiben- form	Schei- ben- dicke [μm]	Scheiben- Ø [mm]	Kontaktie- rungsart	Verwendung des Kristalls
P1	4,5	Plan – Keil 0,1°	250	11,5	Klebung auf Cu- Wärmesenke	Scheibe ist bei der Kon- taktierung zerbrochen. Erste Laserexperimente in CW-Multimode- Scheibenlaserkonfigura- tion
P2	4,5	Plan – Keil 0,1°	250	11,5	Klebung auf Cu- Wärmesenke	Scheibe ist bei der Kon- taktierung zerbrochen. Erste Laserexperimente in CW-Multimode- und Grundmode- Scheibenlaserkonfigura- tion
P3	4,5	Plan – Keil 0,1°	250	11,5	Klebung auf Cu- Wärmesenke	Charakterisierung und Laserexperimente. Zer- störung der Scheibe im Laserbetrieb
P6	4,5	Plan – plan parallel	200	11,5	Klebung auf Cu- Wärmesenke	Charakterisierung und Laserexperimente. Zer- störung der Scheibe im Laserbetrieb

Dieses Kristallmaterial wurde ohne Kodotierung gezogen [164]. Üblicherweise wird bei der Dotierung eines zweiwertigen Ions (hier: CaF_2) mit einem dreiwertigen Ion (hier: Yb^{3+}) ein einwertiges Ausgleichsion wie z. B. Na^{1+} verwendet [165]. Diese Kodotierungen werden zur Reduzierung von interionischen Prozessen wie Kreuzrelaxation oder Upconversion eingesetzt [43]. Die Kristallzucht wurde hier jedoch ohne eine Kodotierung durchgeführt, um eine möglichst große Emissionsbandbreite des Kristalls zu erzielen. Dadurch entsteht eine minimale Beeinträchtigung in den optischen und thermo-optischen Eigenschaften [166].

Aus dem oben beschriebenen Kristallboule wurden Scheiben mit einem Durchmesser von 10,5 mm und einer Dicke von 200 μm bzw. 250 μm poliert. Die berechnete optimale Scheibendicke [144] liegt bei einer 4,5-at.-%-Dotierung bei 60 μm . Dies konnte wegen der geringen Härte nach Mohs von 4 (im Vergleich dazu: Härte nach Mohs von Yb:YAG beträgt 8,5) nicht realisiert werden. Tabelle 20 fasst die Scheibengeometrien, die Kontaktierungsarten und die Verwendung des vorhandenen Materials zusammen.

Abbildung 48 zeigt die Oberfläche der polierten Scheiben P3 (250 μm Scheibendicke) und P6 (200 μm Scheibendicke). Die Oberflächenqualitäten der Scheiben P1 und P2 entsprachen qualitativ den Scheiben P3 und P6. Die Oberflächen zeigten eine ungleichmäßige Politur mit Kratzern und Unebenheiten infolge der geringen Härte des Materials. Auch wenn die Anforderungen einer Laserpolitur (LP4) bei diesen Scheiben nicht erfüllt wurden, konnten weitere Untersuchungen durchgeführt werden. Zukünftig muss für einen effizienten Laserbetrieb eine hinreichend gute Politur realisiert werden.

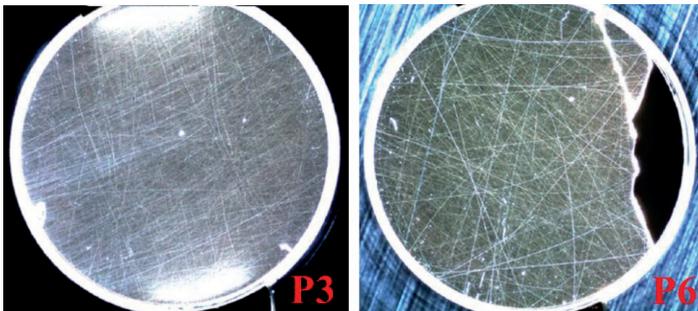


Abbildung 48: Aufnahmen der Oberflächenqualitäten von P3 und P6 nach der Politur

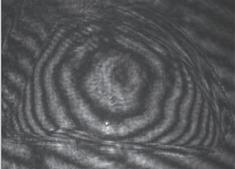
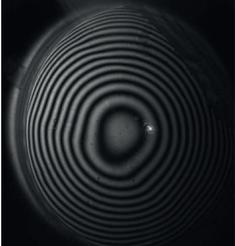
Die Oberflächenkrümmungen der Scheiben wurden nach der Beschichtung interferometrisch zu ungefähr 1 m bestimmt. Für den Klebevorgang wurden die Scheiben zunächst auf ein YAG-Substrat mit einem Krümmungsradius von 2,05 m diffusionsgebondet. Der Krümmungsradius wurde nahe an den Oberflächenkrümmungen der

Scheiben gewählt, um zusätzliche Spannungen im Kristall durch das Aufzwingen eines stark abweichenden Krümmungsradius zu vermeiden. Die Klebung der Scheiben erfolgte auf Kupferwärmesenken mit planen Oberflächen.

In Tabelle 21 sind die Krümmungsradien und die Interferenzmuster der kontaktierten Scheibenlaserkristalle dargestellt. Die Interferenzmuster zeigen im äußeren Bereich eine von der idealen Form konzentrischer Interferenzringe abweichende Deformation. Dadurch wird nicht der Multimode-, jedoch der Grundmode-Betrieb beeinträchtigt. So konnten die Versuche im Grundmode-Betrieb nur bei einem Pumpfleckdurchmesser von 1 mm durchgeführt werden.

Generell war die Handhabung der Yb:CaF₂-Scheiben durch die geringere Härte und den hohen thermischen Ausdehnungskoeffizienten von $19 \cdot 10^{-6}$ 1/K im Vergleich zu Yb:YAG mit $6,7 \cdot 10^{-6}$ 1/K schwieriger. Das Material neigte zu einer größeren Spaltbarkeit und Rissanfälligkeit. Größere Temperaturschwankungen, wie z. B. beim Reinigen mit Aceton oder Isopropanol, oder das Unterbrechen des Laserresonators führten zu einem Bruch des Kristalls. Nahezu alle Kristallscheiben zerbrachen während der Handhabung oder der Versuche, sodass die ursprüngliche Scheibenform mit einem Durchmesser von 11,5 mm nicht erhalten blieb. Versuche im passiv modengekoppelten Scheibenlaserbetrieb wurden durchgeführt, konnten jedoch durch den Verlust des Scheibenmaterials nicht abgeschlossen werden. Kristalle mit einer Yb-Dotierung von 2-at.-% und 3-at.-% sind für weitere Versuche sinnvoll.

Tabelle 21: Zusammenfassung der konkaven Krümmungsradien und die dazugehörigen Interferenzmuster der vorhandenen Yb:CaF₂-Scheiben

Nr.	Krümmungsradien nach Beschichtung	Krümmungsradien nach Kontaktierung	Interferenzbild nach Kontaktierung
P1	$R_X = 0,9 \text{ m}$, $R_Y = 0,83 \text{ m}$	$R_X = 3,2 \text{ m}$, $R_Y = 2,9 \text{ m}$	
P2	$R_X = 1,09 \text{ m}$, $R_Y = 0,69 \text{ m}$	$R_X = 2,83 \text{ m}$, $R_Y = 2,0 \text{ m}$	
P3	$R_X = 1,1 \text{ m}$, $R_Y = 0,7 \text{ m}$	$R_X = 2,9 \text{ m}$, $R_Y = 2,0 \text{ m}$	
P6	$R_X = 0,7 \text{ m}$, $R_Y = 0,45 \text{ m}$	$R_X = 2,2 \text{ m}$, $R_Y = 2,15 \text{ m}$	

7.3 Experimentelle Untersuchungen

7.3.1 Fluoreszenz- und Laserbetrieb

Die Scheiben P3 (Scheibendicke 250 μm) und P6 (Scheibendicke 200 μm) (siehe Tabelle 20) wurden hinsichtlich der Absorptionseffizienz untersucht. Zusätzlich wurden die Temperaturen an der Scheibenoberfläche mit steigender Pumpleistungsdichte gemessen.

Zur Versuchsdurchführung wurde ein fasergekoppelter Diodenlaser mit einer Zentralwellenlänge von 976 nm und einer Emissionsbandbreite von 4 nm (FWHM) verwendet. Für diese Versuche wurde ein multimodiger I-förmiger Resonatoraufbau mit einem Gesamtabstand zwischen Scheibe und Auskoppelspiegel von 200 mm ($M^2 \approx 10$) verwendet.

Bei 12 Pumplichtdurchgängen durch das Scheibenlasermodul wurde eine Absorptionseffizienz von 60 % für die 200 μm (P6) und von 75 % für die 250 μm dicke Scheibe (P3) ermittelt. Daraus resultiert eine Absorptionseffizienz von 84 % bzw. 94 % nach 24 Pumplichtdurchgängen. Eine größere Scheibendicke lässt einen höheren Wert der absorbierten Pumpleistung erwarten. Dies konnte durch die Absorptionseffizienz der Scheibe P3 im Vergleich zur Scheibe P6 bestätigt werden.

Abbildung 49 stellt den Zusammenhang zwischen den gemessenen Oberflächentemperaturen und den Pumpleistungsdichten dar. Die Scheibendicken wirkten sich auf die gemessenen Temperaturen an der Scheibenoberfläche aus. Die dünnere Scheibe P6 erreichte im Fluoreszenz- und im Laserbetrieb geringere Temperaturen als P3. Deswegen werden generell dünnere Scheiben mit einer höheren Yb³⁺-Dotierung bevorzugt, um eine gute Wärmeabfuhr mit einer guten Absorptionseffizienz zu kombinieren. Bei Yb:CaF₂ nimmt jedoch mit höheren Dotierungskonzentrationen die thermische Wärmeleitfähigkeit stark ab (siehe Abschnitt 7.1). Daher muss zur Erzielung einer hohen Ausgangsleistung bei guter Strahlqualität ein Kompromiss zwischen diesen Parametern stattfinden.

Bei einer Pumpleistungsdichte von 7,7 kW/cm² wurde im Fluoreszenzbetrieb eine maximale Temperatur von 32 °C (P6) und 35 °C (P3), im Laserbetrieb von 87 °C (P6) und 94 °C (P3) gemessen. Yb:CaF₂ hat im Vergleich zu Yb:SSO und Yb:CALGO die niedrigsten bisher gemessenen Temperaturwerte an den Oberflächen der Scheiben bei vergleichbaren Pumpleistungsdichten. Besonders im Fluoreszenzbetrieb erwärmt sich Yb:CaF₂ nur noch nahezu handwarm. Wie bei Yb:SSO und Yb:CALGO ermittelt, waren auch bei Yb:CaF₂ die Oberflächentemperaturen im Fluoreszenzbetrieb geringer als

im Laserbetrieb. Dies ist vorteilhaft, um durch eine (ungewollte) Unterbrechung des Resonators eine exzessive Wärmeezeugung im Kristall zu vermeiden.

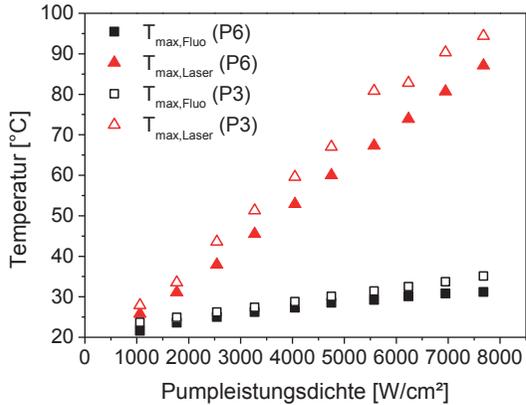


Abbildung 49: Gemessene Temperaturen an der Oberfläche von Yb:CaF₂ (P3 und P6) im Fluoreszenz- und Laserbetrieb

Anhand dieser Messungen konnte eine maximale Pumpleistungsdichte von 7,7 kW/cm², die im Fluoreszenz- und Laserbetrieb verwendet werden darf, ermittelt werden.

7.3.2 Wellenlängendurchstimmbarkeit

In Abschnitt 5.3.2 wurde der Aufbau zur Messung der Wellenlängendurchstimmbarkeit dargestellt. Die Wellenlängendurchstimmbarkeit von Yb:CaF₂ betrug 92 nm in einem Wellenlängenbereich zwischen 993 nm und 1085 nm (siehe Abbildung 50). Die Fluktuationen (Abweichungen im Spektrum), vor allem im kurzwelligen Wellenlängenbereich, stimmten nicht mit dem Emissionsspektrum aus Literaturangaben überein [134], sondern wurden durch die Justageungenauigkeiten des Winkels der Gitterspiegel verursacht [150].

Aus der gemessenen spektralen Bandbreite von 43 nm (FWHM) und einer Zentralwellenlänge von 1033 nm wurde bei Annahme einer sech²-förmigen Pulsform eine theoretische Pulsdauer von 26 fs berechnet. Yb:CaF₂ und Yb:CALGO mit einer berechneten Pulsdauer von 25 fs (siehe Abschnitt 6.3.2) zeigten vergleichbare theoretische Werte für die ermittelte Pulsdauer.

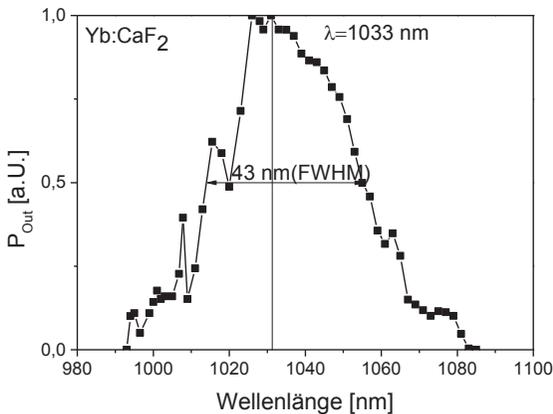


Abbildung 50: Wellenlängendurchstimmbarkeit eines Yb:CaF₂ Scheibenlasers

7.3.3 Dauerstrich-Laserbetrieb

Zuerst wurden in einem Multimode-Scheibenlaserresonator das Verhalten und die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse im Dauerstrich-Laserbetrieb untersucht. Da die verfügbaren Yb:CaF₂-Scheibenkristalle leicht spaltbar und stark rissanfällig waren, wurden diese Versuche zunächst bei einem Pumpfleckdurchmesser von 1 mm durchgeführt. Um das vollständige Potenzial zur Erzeugung hoher Ausgangsleistungen mit Yb:CaF₂ zu zeigen, wurden anschließend Hochleistungslaserversuche mit einem Pumpfleckdurchmesser von 3,6 mm durchgeführt. Weiterhin wurden die Scheiben im Grundmode-Betrieb getestet. Dieser wurde aufgrund der Deformationen der Scheiben (siehe Abschnitt 7.2) nur mit einem Pumpfleckdurchmesser von 1 mm durchgeführt. Im Laufe dieser Versuche kam es zur Spaltung bzw. zum vollständigen Verlust der Scheiben, weshalb die Ergebnisse nicht vollständig sind.

Die Versuche im Multimode- und im Grundmode-Betrieb wurden mit einem fasergeführten Diodenlaser mit einer Ausgangsleistung von 40 W bei einer Zentralwellenlänge von 976 nm und einer Emissionsbandbreite von 10 nm (FWHM) durchgeführt. Die Transportfaser hatte einen Kerndurchmesser von 200 μm bei einer NA von 0,22. Der Pumpfleckdurchmesser war 1 mm, wodurch eine maximale Pumpleistungsdichte von 5,1 kW/cm² erreicht wurde. Für die Hochleistungslaserversuche wurde der fasergeführte Diodenlaser mit einer nominellen Ausgangsleistung von 1,2 kW bei einer Zentralwellenlänge von 976 nm und einer Emissionsbandbreite von 4 nm (FWHM) verwendet.

7.3.3.1 Multimode-Betrieb

Zur Untersuchung der verschiedenen Scheiben P1, P2, P3 und P6 (siehe Tabelle 20) wurde ein multimodiger I-förmiger Resonator mit einer Gesamtlänge von 200 mm ($M^2 \approx 6$) aufgebaut. Der Auskoppelspiegel war mit einem Radius von 0,5 m konkav gekrümmt. Der optimale Auskoppelgrad von 2 % wurde für diesen Resonatoraufbau empirisch ermittelt. In Abbildung 51 ist die Leistungskennlinie des Yb:CaF₂ Scheibenlasers dargestellt.

In Tabelle 22 sind die Versuchsergebnisse zusammengefasst. Die resonatorinternen Verluste wurden nach [147] berechnet. Die Scheiben P6 (Dicke 200 μm) und P2 (Dicke 250 μm) zeigten die höchsten Ausgangsleistungen. Bei gleichen Scheibendicken wurden Abweichungen in den Ausgangsleistungen von bis zu 21 % festgestellt. Diese sind auf Inhomogenitäten im Kristallmaterial (z. B. Schlieren, Einschlüsse und ungewollte Verunreinigungen) sowie auf eine inhomogene Verteilung der Yb³⁺-Dotierungskonzentrationen im Kristall zurückzuführen. Weiterhin werden diese durch die Oberflächenqualitäten und die Kontaktierung beeinflusst. Die im Vergleich zu Yb:YAG mit 0,2 % [152] hohen resonatorinternen Verluste von 0,5 % bzw. 0,6 % zeigen, dass bezüglich der Kristallqualität und in den Handhabungsprozessen wie Politur und Kontaktierung noch Optimierungsbedarf besteht.

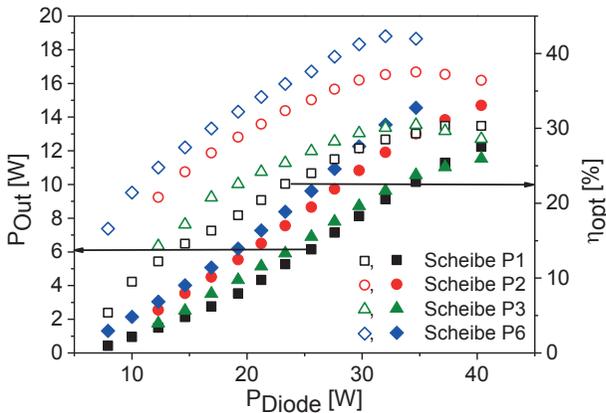


Abbildung 51: Leistung im Multimode-Scheibenlaserbetrieb von Yb:CaF₂ bei einem Pumpfleckdurchmesser von 1 mm ($T_{OC} = 2\%$)

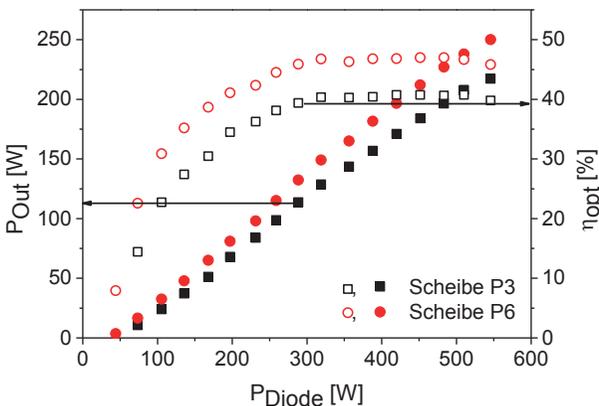
Tabelle 22: Zusammenfassung der Versuchsergebnisse im Multimode-Dauerstrichbetrieb

Nr.	$P_{\max, \text{out}}$ [W]	η_{opt} [%]	Laserschwelle [W]	resonatorinterne Verluste [%]
P1	12,5	31	8,7	0,5
P2	14,7	37,5	6,7	0,5
P3	11,5	30,5	7	0,6
P6	14,6	42,3	6,4	0,5

Yb:CaF₂ wurde weiterhin auf das Potenzial für den Hochleistungslaserbetrieb untersucht. Diese Versuche wurden mit den Scheiben P3 und P6 durchgeführt. Der Pumpfleckdurchmesser wurde auf 3,6 mm erhöht. Für die Versuche wurde ein I-förmiger Resonator mit einer Gesamtlänge von 200 mm aufgebaut ($M^2 \approx 20$). Der empirisch bestimmte optimale Auskoppelgrad betrug 2 %. Das Potenzial zu hohen Ausgangsleistungen konnte mit

- 220 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 40 % für P3 und
- 250 W bei einem optischem Wirkungsgrad von 47 % für P6

gezeigt werden. P3 zeigte zunächst eine geringere Effizienz, die jedoch durch Optimierung der Lage des Pumpflecks auf der Scheibe gesteigert werden konnte. Dies weist erneut auf Inhomogenitäten im Kristall hin und verdeutlicht nochmals die Optimierungsmöglichkeiten bei der Kristallzucht.

**Abbildung 52:** Leistung des Multimode-Laserbetriebs mit den Scheiben P3 und P6 (Tabelle 20) bei einem Pumpfleckdurchmesser von 3,6 mm ($T_{\text{oc}} = 2\%$)

7.3.3.2 Grundmode-Betrieb

Die Grundmode-Versuche wurden mit P2, P3 und P6 durchgeführt. Scheibe P1 wurde bei den Multimode-Scheibenlaserversuchen wahrscheinlich durch eine zu hohe Wärmeerzeugung im Kristall (z. B. aufgrund schlechter Kristallqualität) zerstört. Die Versuche wurden bei einem Pumpfleckdurchmesser von 1 mm durchgeführt, da durch die Deformationen der Scheiben (siehe Interferenzbilder in Tabelle 21) kein Grundmodebetrieb mit größeren Pumpfleckdurchmesser möglich war. Die Deformationen störten die Ausbildung des TEM₀₀-Modes, wodurch höhere Moden anschwingen konnten.

Der Grundmode-Scheibenlaserresonator wurde mit einem V-förmigen Aufbau, einem konkav gekrümmten Endspiegel ($R = 2$ m) und einem planen Auskoppelspiegel, realisiert. Die Scheibe war als Umlenkspiegel eingesetzt. Der optimale Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels wurde empirisch bestimmt und betrug 3 %. Die Gesamtlänge des Resonators betrug 880 mm bei Abständen von 400 mm zwischen Scheibe und gekrümmtem HR-Spiegel und von 480 mm zwischen Scheibe und Auskoppelspiegel. Mit einem V-förmigen Resonatoraufbau wird durch den Doppeldurchgang durch die Scheibe eine im Vergleich zum I-förmigen Aufbau höhere Verstärkung pro Resonatorumlauf erreicht.

Abbildung 53 zeigt die Messergebnisse. Die gemessenen Ausgangsleistungen waren

- 13 W für Scheibe P2 bei einem optischen Wirkungsgrad von 34 %,
- 10,5 W für Scheibe P6 bei einem optischen Wirkungsgrad von 26,3 %,
- 5,3 W für Scheibe P3 bei einem optischen Wirkungsgrad von 17,5 %.

Die gemessene Beugungsmaßzahl betrug $M^2 < 1,1$. Die Zentralwellenlänge war 1033 nm (Abbildung 54).

Der Verlauf des gemessenen Emissionsspektrum in Abbildung 54 deutet darauf hin, dass während des Laserbetriebs in der Scheibe Etaloneffekte auftraten. Die Berechnung von $\lambda^2/(2 \cdot n \cdot \Delta\lambda_{\text{emi}})$ mit der Laserwellenlänge $\lambda = 1033$ nm, dem Brechungsindex $n = 1,43$ und der spektralen Emissionsbandbreite $\Delta\lambda_{\text{emi}} \approx 2$ nm (aus Abbildung 54) ergibt einen Wert von 190 μm , der nahe an der Scheibendicke des verwendeten 200 μm dicken Yb:CaF₂-Kristalls liegt. Dies bestätigt die Vermutung eines auftretenden Etaloneffekts, welcher aufgrund der schlechten Politur und der schlechten Beschichtung entstehen konnte.

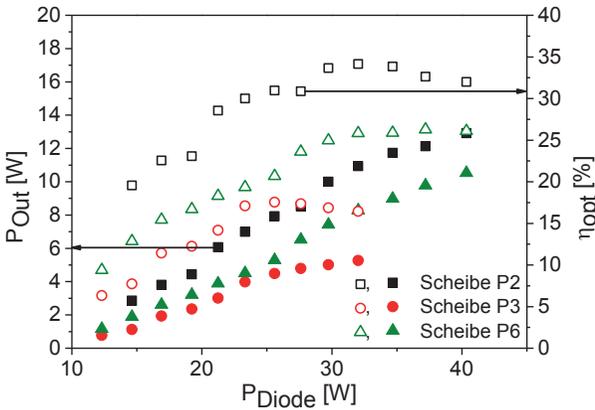


Abbildung 53: Leistung im Grundmode-Betrieb mit Yb:CaF₂ (Tabelle 20) bei einem Pumpfleckdurchmesser von 1 mm ($T_{OC} = 3\%$)

Mit Scheibe P2 wurden die höchsten Ausgangsleistungen erzielt. Im Vergleich dazu war die mit Scheibe P3 erreichbare Ausgangsleistung um 59 % niedriger. Das schlechte Ergebnis mit P3 ist, wie bereits erwähnt, auf lokale Kristalldefekte zurückzuführen.

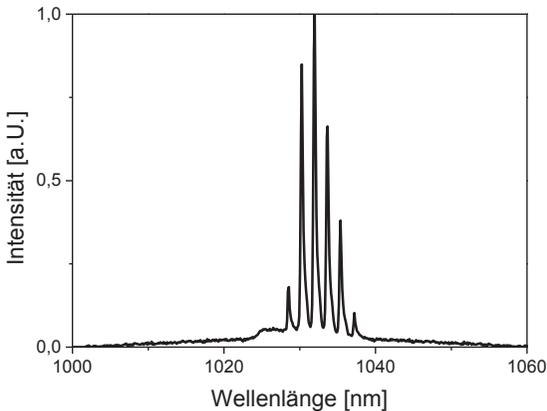


Abbildung 54: Emissionsspektrum von Yb:CaF₂ (Tabelle 20, P6) im Grundmode-Laserbetrieb

Die in diesem Kapitel dargestellten Versuchsergebnisse zeigen das Potenzial von Yb:CaF₂ für hohe Ausgangsleistungen und zur Erzeugung ultrakurzer Pulse. Anhand der ermittelten resonatorinternen Verluste und des unterschiedlichen Leistungsverhaltens der Scheiben wurde deutlich, dass in der Kristallzucht und in den Handhabungs-

prozessen (z. B. Politur und Kontaktierung) noch Optimierungsbedarf besteht. Um die Scheiben bei der Kontaktierung nicht zusätzlich mit externen Spannungen übermäßig zu belasten, sollte zukünftig ein Klebstoff mit einem niedrigeren Schrumpfungswert bei der Aushärtung gewählt werden. Außerdem sollten weitere Versuche mit optimierten Dotierungskonzentrationen von 2-at.-% und 3-at.-% erfolgen. Die dafür berechnete optimale Scheibendicke ist 220 μm für eine 2-at.-%- bzw. 160 μm für eine 3-at.-%-Yb-Dotierung.

8 Der Yb:Lu₂O₃ Scheibenlaser

8.1 Materialeigenschaften

Das Ytterbium-dotierte Lutetiumoxid (Yb:Lu₂O₃) gehört zu der Gruppe der Sesquioxide. Dieses Material zeichnet sich durch einen niedrigen Quantendefekt von 5,6 %, eine hohe thermische Wärmeleitfähigkeit von 12,2 W/(m·K) (undotierter Kristall) bei Raumtemperatur [21] und ein breites Emissionsspektrum ($\Delta\lambda = 13$ nm (FWHM)) aus.

Tabelle 23: Zusammenfassung physikalischer Eigenschaften von Yb:Lu₂O₃ [15]

Dichte	Thermische Wärmeleitfähigkeit (undotiert)	Spezifische Wärmekapazität	Schmelztemperatur
9,42 g/cm ³	12,6 W/(m·K)	240 J/(g·K)	2430 K

Tabelle 23 stellt die Zusammenfassung physikalischer Eigenschaften dar. Aus der Sellmeier-Gleichung $n^2=3,62004+0,0412526/(\lambda^2-0,0239454)-0,0086344 \cdot \lambda^2$ [21] folgt für den Brechungsindex für Yb:Lu₂O₃ bei einer Emissionswellenlänge von 1033 nm ein Wert von 1,91.

Abbildung 55 zeigt das Termschema von Yb:Lu₂O₃ bei Raumtemperatur. Die Emissionswellenlängen liegen bei 1033 nm und 1080 nm mit Emissionsquerschnitten von $1,28 \cdot 10^{-20}$ cm² bzw. $0,43 \cdot 10^{-20}$ cm². Das Material kann bei einer Absorptionswellenlänge von 976 nm (Null-Phononen-Linie) oder 949 nm gepumpt werden. Die Absorptionsbandbreite bei 976 nm ist mit 2,1 nm (FWHM) sehr schmalbandig im Vergleich zu ~ 5 nm (FWHM) bei 949 nm [17]. Bei der Emissionswellenlänge von 1033 nm beträgt der Quantendefekt bei einer Pumpwellenlänge von 976 nm 5,6 % und bei 949 nm 8,2 %. Der Absorptionsquerschnitt bei 949 nm ist mit einem Wert von $0,95 \cdot 10^{-20}$ cm² ungefähr dreimal niedriger als bei 976 nm mit $3,1 \cdot 10^{-20}$ cm². Aufgrund des höheren Absorptionsquerschnittes und des niedrigeren Quantendefekts ist die Null-Phononen-Linie bei 976 nm als Anregungsübergang zum optischen Pumpen zu bevorzugen.

Die Abhängigkeit der thermischen Wärmeleitfähigkeit von der Dotierungskonzentration ist im Vergleich zu Yb:YAG in Abbildung 56 dargestellt. Der Kationenradius von Lutetium ist mit 0,86 Ångstrom [167] vergleichbar dem Radius von Yb³⁺ mit 0,868 Ångstrom, sodass die Phononen-Streuung an den Dotierionen sehr niedrig ist und deshalb die thermische Wärmeleitfähigkeit mit wachsender Dotierungskonzentration nur wenig abnimmt. Die starke Abnahme der thermischen Wärmeleitfähigkeit von

Yb:YAG wird durch eine stärkere Störung des Kristallgitters durch die Dotierung verursacht, die zu einer deutlich reduzierten Weglänge der Phononen führt [147].

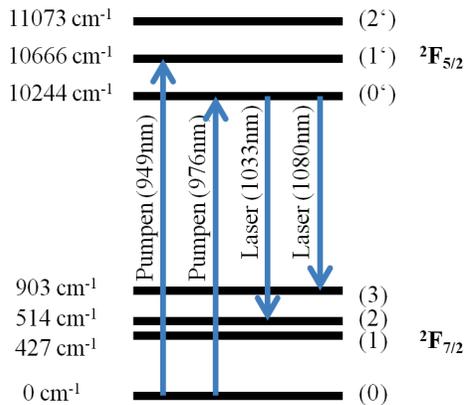


Abbildung 55: Termschema von Yb:Lu₂O₃ bei Raumtemperatur (nicht maßstabgetreu) [167]. Die Pfeile stellen mögliche Übergänge für das optische Pumpen und den Laserprozess dar. Die Energiewerte sind in Wellenzahlen [cm⁻¹] angegeben.

Bisherige Ergebnisse im Laserbetrieb (Abschnitt 2.4) zeigen das Potenzial dieses Materials für den Einsatz im Hochleistungslaserbetrieb. Allerdings stellt der hohe Schmelzpunkt des Materials (Tabelle 23) eine Herausforderung für die Zucht in ausreichender Menge dar. Diese erfolgte bisher mit der Czochalski-Methode oder der Heat-Exchange-Methode (HEM) [47, 168] aus der Schmelze. Als Alternative hierzu sind Sesquioxid-Keramiken interessant, die durch Vakuumsintern und Heißpressen bei Prozesstemperaturen um die 700 °C hergestellt werden können [86]. Keramiken lassen sich bereits in ausreichender Quantität - aber noch nicht mit hinreichender Qualität - herstellen. Sowohl die Zucht von Einkristall-Sesquioxiden als auch die Herstellung von keramischen Materialien sind zum jetzigen Zeitpunkt noch in der Entwicklungsphase und müssen optimiert und weiterentwickelt werden [169].

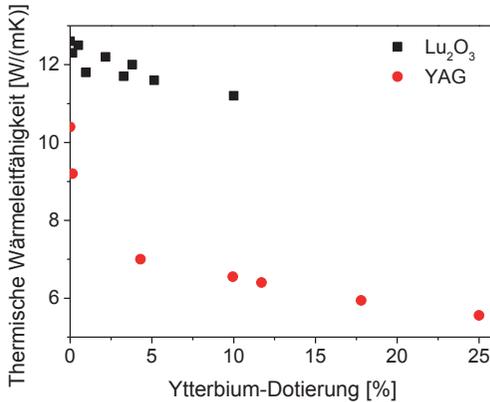


Abbildung 56: Thermische Wärmeleitfähigkeit in Abhängigkeit von den Dotierungskonzentrationen von Yb:Lu₂O₃ im Vergleich zu Yb:YAG bei 300 °K. Die Werte für Yb:Lu₂O₃ sind aus [15] entnommen; die Werte für Yb:YAG wurden anhand eines Modells nach [25] berechnet.

8.2 Übersicht und Kontaktierung des Versuchsmaterials

Das einkristalline Versuchsmaterial wurde vom Institut für Laserphysik Hamburg (ILP) gezüchtet. Die Yb-Dotierung der Kristalle betrug 3-at.-% und 5-at.-%. Die berechneten optimalen Scheibendicken sind für 3-at.-% 80 µm und für 5-at.-% 50 µm [144]. Die Kristalle konnten jedoch vom Hersteller aufgrund prozess-technischer Herausforderungen vorerst lediglich auf eine Scheibendicke von 200 µm und 250 µm poliert werden. Die Politur der Scheiben erfolgte für einen effizienten Laserbetrieb nach den Anforderungen der Laserpolitur (LP4). Eine Zusammenfassung über das vorhandene Testmaterial ist in Tabelle 24 gegeben.

Die Scheiben wurden auf eine Diamantwärmesenke mit einem konkaven Krümmungsradius von 2,2 m geklebt. Die Handhabung der Yb:Lu₂O₃-Scheiben ist vergleichbar unproblematisch wie die von Yb:YAG. Daher waren die Kontaktierung und die Reinigung der Scheiben ohne Materialverluste durchführbar.

Tabelle 24: Zusammenfassung über die verwendeten Yb:Lu₂O₃ Scheiben

Nr.	Dot. [at.-%]	Scheibenform	Scheibendicke [µm]	Scheiben-Ø [mm]	Kontaktierungsart	Verwendung des Kristalls
1	3	Plan – plan parallel	200	11,3	Klebung auf CVD-Wärmesenke	Charakterisierung und Dauerstrich-Laserexperimente
2 bzw 2*	3	Plan – plan parallel	250	11,3	Klebung auf CVD-Wärmesenke	Charakterisierung und Dauerstrich-Laserexperimente
3	5	Plan – plan parallel	250	7	Klebung auf CVD-Wärmesenke	Charakterisierung und Dauerstrich-Laserexperimente

Die Krümmungsradien der Scheiben und die Interferenzmuster sind in Tabelle 25 dargestellt. Die Interferenzbilder bestätigen die gute Kontaktierung der Scheiben. Die Scheiben Nr. 1 und Nr. 2 haben eine symmetrische Krümmung in den beiden Richtungsachsen. Sie sind daher besonders für den Einsatz im Grundmodebetrieb und damit für den passiv modengekoppelten Scheibenlaserbetrieb geeignet. Das Interferenzbild und die Auswertung der Scheibenkrümmung von Scheibe Nr. 3 weisen eine Asymmetrie in die beiden Richtungsachsen auf. Diese Asymmetrie muss für einen effizienten Grundmode-Betrieb im Resonatordesign berücksichtigt und durch die Auslegung des Resonators kompensiert werden.

Die Scheiben Nr. 2 und Nr. 2* sind in ihren Materialparametern und Krümmungsradien identisch. Die identischen Scheiben Nr. 2* und Nr. 2 werden in den Versuchen verwendet, um die Reproduzierbarkeit der Ergebnisse zu bestätigen.

Tabelle 25: Zusammenfassung der konkaven Krümmungsradien für die verwendeten Yb:Lu₂O₃-Kristalle

Nr.	Krümmungsradien nach Beschichtung	Krümmungsradien nach Kontaktierung	Interferenzbild nach Kontaktierung
1	$R_X = 1,53 \text{ m}, R_Y = 1,46 \text{ m}$	$R_X = 1,83 \text{ m}, R_Y = 1,81 \text{ m}$	
2	$R_X = 2,84 \text{ m}, R_Y = 2,1 \text{ m}$	$R_X = 1,82 \text{ m}, R_Y = 1,78 \text{ m}$	
3		$R_X = 2,89 \text{ m}, R_Y = 1,76 \text{ m}$	

8.3 Experimentelle Untersuchungen

8.3.1 Fluoreszenz- und Laserbetrieb

Die Oberflächentemperaturen der Yb:Lu₂O₃-Scheibenlaserkristalle mit den Dicken von 200 μm und 250 μm (Tabelle 24, Nr. 1 und Nr. 2) wurden bei steigender Pumpleistungsdichte gemessen. Dies erfolgte zur Bestimmung der maximalen Pumpleistungsdichte, um eine exzessive Wärmeentwicklung und damit die Zerstörung der

Scheibe zu vermeiden. Zusätzlich wurde die Absorptionseffizienz der Kristalle ermittelt.

Für die Untersuchungen wurde zum optischen Pumpen der Kristalle ein Hochleistungsdiodelaserstack mit einer Zentralwellenlänge von 969 nm verwendet. Durch eine Erhöhung der Kühlwassertemperatur auf 40°C wurde die Zentralwellenlänge des Diodelaserstacks auf 976 nm verändert. Die Pumpquelle hatte eine nominelle Ausgangsleistung von 2 kW und wurde durch die Verwendung von Volume Bragg Gratings (VBG) auf eine Emissionsbandbreite von 0,24 nm (FWHM) wellenlängenstabilisiert. Aufgrund der zur Verfügung stehenden höheren Pumpleistung wurde durch die Abbildungsoptik ein Pumpfleckdurchmesser von 5 mm eingestellt. Die transmittierte Leistung nach 12 Pumpstrahldurchgängen wurde durch die Abnahme des Rückspiegels des Scheibenlasermoduls gemessen und daraus die Absorptionseffizienz der Kristalle im Fluoreszenzbetrieb bestimmt. Die Temperaturmessungen an der Scheibenoberfläche im Laserbetrieb erfolgten mit einem I-förmigen Resonatordesign und einem Abstand zwischen Kristall und Auskoppelspiegel von 200 mm.

Zur Bestimmung der Absorption wurde die transmittierte Pumpleistung nach 12 Pumplichtdurchgängen durch das Scheibenlasermodul gemessen. Bei diesen 12 Durchgängen betrug die Absorptionseffizienz 68 % für den 200 µm dicken Kristall und 73 % für den 250 µm dicken Kristall, was nach 24 Pumplichtdurchgängen eine gesamte Absorptionseffizienz von 85 % bzw. 91 % ergibt. Diese hohe Absorption der Kristalle sollte einen effizienten Laserbetrieb ermöglichen.

Das Temperaturverhalten der Yb:Lu₂O₃-Scheiben im Fluoreszenz- und im Laserbetrieb zeigt Abbildung 57. Da nur wenige Scheiben für die Untersuchungen zur Verfügung standen und eine Schädigung vermieden werden sollte, wurden die Messungen nur bei kleinen Pumpleistungsdichten bis maximal 1,9 kW/cm² durchgeführt.

Die gemessenen Oberflächentemperaturen in Abhängigkeit der Pumpleistungsdichte sind in Abbildung 57 dargestellt. Die Oberflächentemperaturen der Scheiben betragen bei einer Pumpleistungsdichte von 1,9 kW/cm² im Laserbetrieb 113 °C (Dicke der Scheibe 200 µm) bzw. 42 °C (Dicke 250 µm). Im Fluoreszenzbetrieb waren diese bei einer Pumpleistungsdichte von 1,3 kW/cm² 71 °C (200 µm) bzw. 38 °C (250 µm).

Im Laserbetrieb waren die Temperaturen geringer als im Fluoreszenzbetrieb. Dieses Temperaturverhalten entspricht dem Temperaturverhalten von Yb:YAG [147]. Yb:SSO, Yb:CALGO und Yb:CaF₂ zeigten hierzu ein konträres Verhalten. Bei den Laserexperimenten mit Yb:Lu₂O₃ waren daher (unbeabsichtigte) Unterbrechungen des

Resonators zu vermeiden, um das Lasermaterial thermisch nicht unnötig zu beanspruchen und dadurch eventuell zu beschädigen.

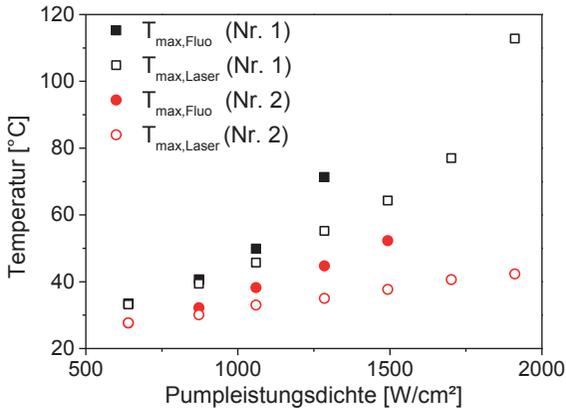


Abbildung 57: Temperatur an der Oberfläche der Yb:Lu₂O₃-Scheiben (Tabelle 24, Nr. 1 und Nr. 2)

Auffallend in Abbildung 57 ist, dass sich die Scheibe mit der Dicke von 200 µm im Vergleich zur 250 µm dicken Scheibe sehr stark erwärmt. Dünnere Scheibenlaserkristalle haben üblicherweise eine geringere Oberflächentemperatur. Diese starke Erwärmung resultierte entweder aus einer schlechten Kontaktierung des Scheibenlaserkristalls und/oder aus einer schlechten Kristallqualität.

In Abbildung 58 werden Aufnahmen der Pumpfleckdurchmesser der unterschiedlichen Scheiben vergleichend dargestellt. Die Inversion innerhalb des Pumpflecks in der 200 µm dicken Scheibe wurde azentrisch abgeräumt, was durch dunkle und helle Flächen an den Pumpfleckrändern erkennbar ist (Abbildung 58 a). In Abbildung 58 b) wurde die Inversion innerhalb des Pumpflecks gleichmäßig abgeräumt, was durch eine gleichmäßige Intensitätsverteilung innerhalb des Pumpflecks erkennbar ist. Die lokalen sichtbaren Wärmezentren in der 200 µm dicken Scheibe wurden durch Inhomogenitäten im Material verursacht und führten zu den gemessenen hohen Oberflächentemperaturen (siehe Abbildung 58).

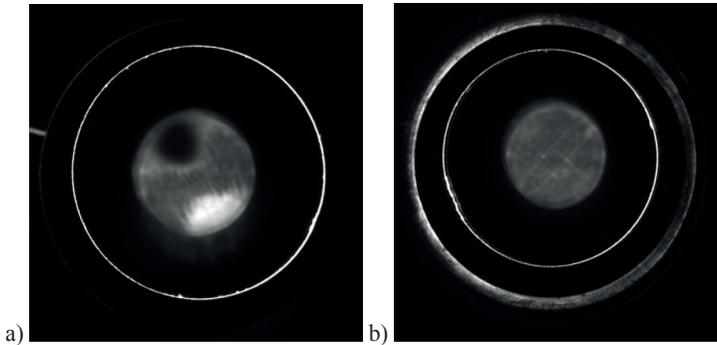


Abbildung 58: Aufnahmen der gepumpten Yb:Lu₂O₃-Scheiben

8.3.2 Dauerstrich-Laserbetrieb

Yb:Lu₂O₃ wurde im Dauerstrich-Laserbetrieb untersucht, um die Hochleistungstauglichkeit dieses Materials zu zeigen. Die Versuche wurden mit den in Tabelle 24 beschriebenen Kristallen durchgeführt. Unter anderem wurden die Ergebnisse im Hochleistungsbetrieb zweier identischer Scheibenlaserkristalle (Tabelle 24, Nr. 2 und Nr. 2*) miteinander verglichen. Zusätzlich wurde die Hochleistungstauglichkeit der Scheibe Nr. 3 (Tabelle 24) mit einer höheren Yb³⁺-Dotierung von 5-at.-% untersucht.

Für diese Versuche wurde der in Abschnitt 8.3.1 erwähnte Hochleistungsdiodelaserstack verwendet. Der multimodige V-förmige Resonator hatte eine Gesamtlänge von 1000 mm ($M^2 \approx 20$). Die Endspiegel waren ein planer HR-Spiegel und ein planer Auskoppelspiegel. Der Scheibenlaserkristall diente als Umlenkspiegel. Der Pumpfleckdurchmesser wurde durch die Abbildungsoptiken des Scheibenlasermoduls auf 5 mm eingestellt.

In Abbildung 59 ist die gemessene Ausgangsleistung (P_{out}) über der Pumpleistung (P_{Diode}) für die beiden Scheiben Nr. 2 und Nr. 2* dargestellt. Der experimentell bestimmte optimale Transmissionsgrad des Auskoppelspiegels betrug 3 %. Mit diesem optimalen Auskoppelgrad wurde mit der Scheibe Nr. 2 eine maximale Ausgangsleistung von 520 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 54 % gemessen. Mit der Scheibe Nr. 2* wurde eine leicht höhere Ausgangsleistung von 540 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 56,2 % erzielt. Dieser Unterschied in der Ausgangsleistung von ca. 3,5 % resultierte aus einer besseren Wärmeabfuhr des Kristalls. Die Ursache hierfür ist z. B. eine dünnere Klebschichtdicke, eine bessere optische Politur und/oder bessere Kristalleigenschaften (wie z. B. geringere Inhomogenitäten des Kristallmate-

rials). Die mit den Scheiben Nr. 2 und Nr. 2* erzielten Messergebnisse waren reproduzierbar.

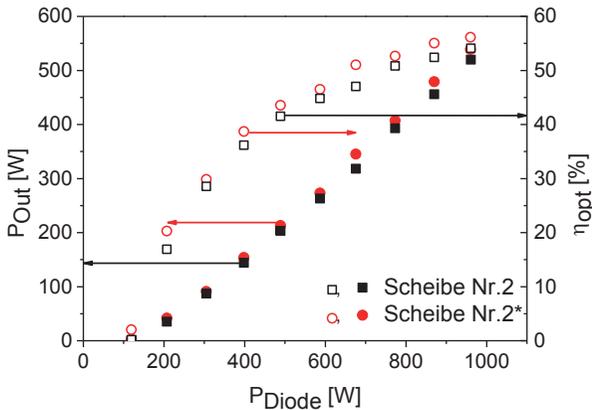


Abbildung 59: Mit zwei identischen Yb:Lu₂O₃-Scheiben (siehe Tabelle 24, Nr. 2 und Nr. 2*) erzielten Laser-Ausgangsleistungen

Es wurde weiterhin das Verhalten einer mit 5-at.-% dotierten Scheibe bei gleichbleibender Scheibendicke von 250 μm (Tabelle 24, Nr. 3) in dem oben beschriebenen V-förmigen Resonator untersucht. Dabei wurde erwartet, dass bei gleicher Scheibendicke, aber einer höheren Dotierung und damit einer größeren absorbierten Pumpleistung im Vergleich zu den 3-at.-%-dotierten Scheiben eine höhere Ausgangsleistung erzielt werden könne.

Die experimentell bestimmte optimale Transmission des Auskoppelspiegels betrug 4,5 %. In dieser Konfiguration wurde eine Ausgangsleistung von 670 W bei einem optischen Wirkungsgrad von 66 % erzielt (siehe Abbildung 60). Mit dieser Scheibe wurde die höchste Ausgangsleistung der untersuchten Yb:Lu₂O₃-Scheibenlaserkristalle erzielt. Damit wurde obige Annahme bestätigt.

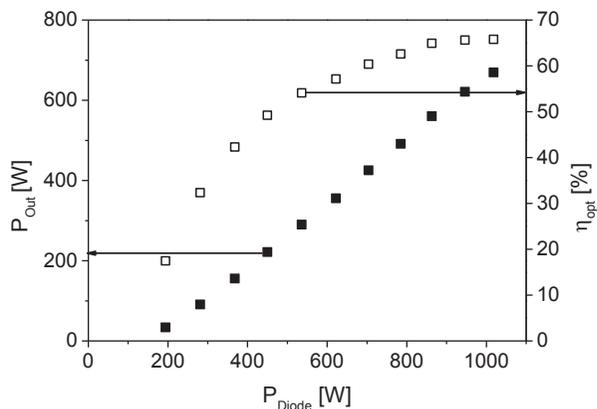


Abbildung 60: Bei Verwendung des Yb:Lu₂O₃-Kristalls mit einer Dotierung von 5-at.-% (Tabelle 24, Nr. 3) erzielten Laser-Ausgangsleistung

Die Hochleistungstauglichkeit von Yb:Lu₂O₃ im Multimode-Scheibenlaserresonator wurde somit durch

- eine Ausgangsleistung von 540 W mit einer 3-at.-%-dotierten Scheibe,
 - eine Ausgangsleistung von 670 W mit einer 5-at.-%-dotierten Scheibe
- gezeigt.

9 Das Potenzial von Yb:YAl₃(BO₃)₄ und epitaktisch gewachsenes Yb:KY(WO₄)₂ / Yb:KLu(WO₄)₂

In den vorangegangenen Kapiteln wurde das Potenzial von Yb:SSO, Yb:CALGO, Yb:CaF₂ und Yb:Lu₂O₃ in ultrakurzgepulsten Scheibenlasersystemen verifiziert. Für die Kristallmaterialien Yb:YAl₃(BO₃)₄ und epitaktisch gewachsenes KLu(WO₄)₂/Yb:KLu(WO₄)₂ (KYW/Yb:KYW) wurden erste Vorbereitungen getroffen, jedoch konnten im Rahmen der vorliegenden Arbeit keine experimentellen Untersuchungen mehr durchgeführt werden. Im Folgenden werden deshalb nur die Materialeigenschaften dieser Kristallmaterialien aufgeführt und bewertet.

9.1 Materialeigenschaften von Yb:YAl₃(BO₃)₄

Das Ytterbium-dotierte Yttrium-Aluminium-Borat (kurz: Yb:YAB) hat die Strukturformel RM₃(BO₃)₄. Der Radius von Yb³⁺ (0,86 Ångstrom) ist vergleichbar mit dem Radius des Y³⁺-Ions (0,893 Ångstrom). Daher sollte eine einfache Herstellung von Kristallen mit hoher Qualität möglich sein [51]. Jedoch tritt bei der Kristallzucht aus der flüssigen Schmelze (Tabelle 26) [36] häufig das Problem der Zwillingbildung auf [170, 171]. Dabei verwachsen zwei Kristalle mit der gleichen chemischen Zusammensetzung und kristallografischen Struktur, wodurch ein zusätzliches Symmetrieelement (z. B. Zwillingsebene oder Zwillingssachse) entsteht. Dieser Mechanismus kann sowohl in dotierten als auch in undotierten YAl₃(BO₃)₄-Kristallen auftreten.

Tabelle 26: Zusammenfassung physikalischer Eigenschaften von Yb:YAl₃(BO₃)₄ [172]

Dichte	Thermische Wärmeleitfähigkeit (5,6-at.-%)	Spezifische Wärmekapazität	Schmelztemperatur
3,844 g/cm ³	4,7 W/(m·K)	760 J/(g·K)	1393 K

Tabelle 26 fasst die physikalischen Eigenschaften von Yb:YAB zusammen. Die thermische Wärmeleitfähigkeit für einen 5,6-at.-%-dotierten Yb:YAl₃(BO₃)₄-Kristall beträgt 4,7 W/(m·K) [58].

Das Termschema ist in Abbildung 61 für eine Temperatur von 77 K angegeben. Yb:YAl₃(BO₃)₄ weist eine Absorptionswellenlänge von 973 nm [25] auf und ist mit einer Absorptionsbandbreite von 20 nm (FWHM) vorteilhaft für die Verwendung von breitbandigen Laserdioden. Die Emissionswellenlänge liegt bei 1040 nm und die

Emissionsbandbreite beträgt 30 nm (FWHM). Die polarisationsabhängigen Absorptions- und Emissionsquerschnitte für eine Pumpwellenlänge von 976 nm und eine Laserwellenlänge von 1040 nm sind:

- $\sigma_{\text{abs,pump}}(\sigma) = 3,1 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\sigma_{\text{abs,pump}}(\pi) = 0,4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$,
- $\sigma_{\text{emi,laser}}(\sigma) = 0,8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, $\sigma_{\text{emi,laser}}(\pi) = 0,45 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ [173].

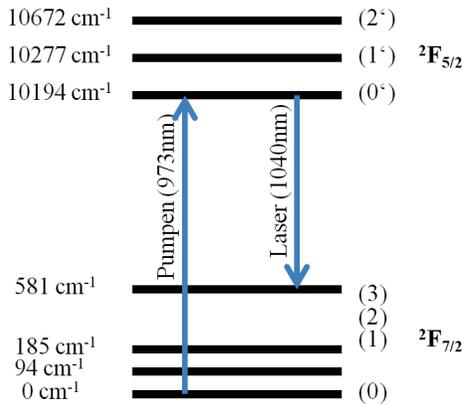


Abbildung 61: Termschema von Yb:YAl₃(BO₃)₄ bei 77°K [36] (nicht maßstabgetreu). Die Pfeile stellen die möglichen Übergänge für das optische Pumpen und den Laserprozess dar. Die Energiewerte sind in Wellenzahlen [cm⁻¹] angegeben.

Der Einfluss der Dotierung des Kristalls zeigt sich insbesondere in der Form und Lage des Transmissions- und Fluoreszenzspektrums. Z. B. verschiebt sich mit wachsender Yb³⁺-Konzentration das Absorptionsmaximum zu kürzeren Wellenlängen [174]. Der polarisationsabhängige Brechungsindex beträgt 1,69 (σ) und 1,79 (π) [21].

Yb:YAl₃(BO₃)₄ eignet sich aufgrund der großen Emissionsbandbreite von 30 nm für die Erzeugung ultrakurzer Pulsdauern [51]. Dieses Material wird wegen des Merkmals der doppelbrechenden Phasenanpassung jedoch auch zur resonatorinternen Selbstfrequenzverdopplung verwendet [173].

9.2 Materialeigenschaften von Yb:KY(WO₄)₂ und Yb:KLu(WO₄)₂

Sowohl Yb:KYW als auch Yb:KLuW gehören zur Familie der Doppel-Wolframate. Beides sind Kristalle mit monokliner Gitterstruktur [104]. In Abbildung 62 ist die Nomenklatur der Kristallachsen von Wolframat-Kristallen dargestellt. Die optischen

Hauptachsen des Kristalls sind mit N_m , N_p oder N_g bezeichnet. Die Achsen a und c liegen in der Ebene N_m - N_g und weichen von der orthogonalen Orientierung der optischen Hauptachsen ab [104]. Sämtliche physikalischen Eigenschaften sind richtungsabhängig (anisotrop).

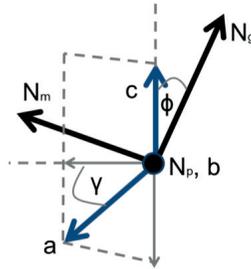


Abbildung 62: Darstellung der Kristallachsen von Wolframat-Kristallen [104]

Für eine detaillierte Beschreibung des Wachstums und der Herstellung solcher Kristalle wird auf Romanyuk [175] verwiesen. Die Dotierung von KLuW bzw. KYW mit Yb³⁺-Ionen ist durch die vergleichbaren Atomradien und Massen von Ytterbium und Lutetium bzw. Yttrium vorteilhaft für die mechanischen und thermo-optischen Eigenschaften. Dadurch können hohe Dotierungskonzentrationen im Bereich von 20-at.-% realisiert werden.

Abbildung 63 zeigt die Energieniveauschemata von Yb:KLuW und Yb:KYW. In Tabelle 4 und Tabelle 27 sind wesentliche Parameter dieser Materialien aufgeführt. Für weiterführende Diskussionen zu den Material- und Lasereigenschaften sei auf Kuleshov et al. [37], Rivier et al. [42] oder Petrov et al. [176] verwiesen.

Yb:KYW und Yb:KLuW zeigten im Scheibenlaser bereits ein gutes Potenzial für hohe Ausgangsleistungen bei kurzer Pulsdauer [177, 97]. Durch epitaktisch gewachsene Ytterbium-dotierte Wolframate (hier: KLuW/Yb:KLuW und KYW/Yb:KYW) können dünne homogene Kristallschichten im Bereich von 10 bis 50 µm mit hohen Dotierungskonzentrationen hergestellt werden. Das epitaktische Wachstum der Ytterbium-dotierten Schichten erfolgt auf einem passiven Substrat.

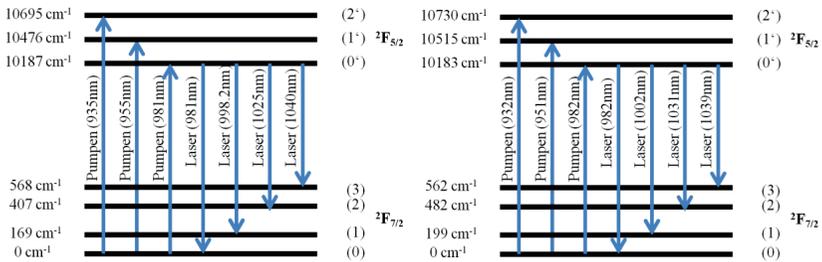


Abbildung 63: Termschema für die beiden Multiplets ${}^2F_{5/2}$ und ${}^2F_{7/2}$ von Yb:KYW (links) bei 77 K [178] und von Yb:KLuW (rechts) bei 300 K [179] (nicht maßstabgetreu). Die Pfeile stellen mögliche Übergänge für das optische Pumpen und den Laserprozess dar. Die Energiewerte sind in Wellenzahlen [cm^{-1}] angegeben.

Im Hochleistungslaserbetrieb kann das undotierte, passive Substrat als Wärmesenke eingesetzt werden, um eine bessere Wärmeabfuhr zu gewährleisten und damit die Temperatur im Kristall zu verringern. Daher hat das epitaktische Wachstum von Wolframat ein gutes Potenzial sich im Scheibenlaserbetrieb zu etablieren [98].

Tabelle 27: Zusammenfassung physikalischer Eigenschaften (Durchschnittswerte) von Yb:KYW [180, 181] und Yb:KLuW [42, 182]

	Dichte	Thermische Wärmeleitfähigkeit (undotiert)	Spezifische Wärmekapazität	Schmelztemperatur
Yb:KYW	6,61 g/cm^3	3,3 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	397 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	1318 K
Yb:KLuW	7,8 g/cm^3	3,35 $\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$	324,4 $\text{J}/(\text{kg}\cdot\text{K})$	1363 K

In Kooperation mit einem Kristallhersteller wird epitaktisch gewachsenes KLuW/Yb:KLuW-Wolframat mit einer Substratdicke von 100 μm und einer 20-at.-%-dotierten Ytterbium KLuW-Schicht hergestellt. Die Schichtdicke soll 11 μm betragen und auf ein passives Substrat mit 150 μm aufgebracht werden. Bereits realisiert wurde ein epitaktisch gewachsener KYW/Yb:KYW-Kristall mit einer Ytterbium-Dotierung von 5-at.-%. Die Substratdicke beträgt 300 μm und die dotierte Kristallschicht wurde auf 25 μm poliert.

10 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen der vorgestellten Arbeit wurden Ytterbium-dotierte Kristallmaterialien für den Einsatz in ultrakurz gepulsten Scheibenlasersystemen analysiert. Folgende Laserkristalle wurden nach Materialeigenschaften wie z. B. der thermischen Wärmeleitfähigkeit und der Emissionsbandbreite, die hohe Ausgangsleistungen und ultrakurze Pulsdauern im Bereich von Piko(10^{-12})- und Femtosekunden (10^{-15}) ermöglichen, selektiert und eingehender analysiert: Yb:Sc₂SiO₅, Yb:CaGdAlO₄, Yb:CaF₂ und Yb:Lu₂O₃.

Die Scheibenlasertechnologie zeichnet sich durch hohe Ausgangsleistungen in Kombination mit einer guten Strahlqualität und hohen optischen Wirkungsgraden aus. Das Schlüsselement ist das Kristallmaterial in Form einer Scheibe mit Dicken von typischerweise 100 bis 300 μm und Durchmessern von 6 bis 20 mm. Die Kombination des Scheibenlasers mit einem sättigbaren Halbleiterspiegel (SESAM) ist prädestiniert für kompakte Ultrakurzpuls-Lasersysteme, die hohe Pulsenergien und hohe Ausgangsleistungen bei beugungsbegrenzter Strahlqualität ermöglichen. Das Konzept des SESAM-modengekoppelten Scheibenlasers hat den Vorteil einer einfachen Leistungsskalierung über die Flächen der Moden auf der Scheibe und dem SESAM [5, 6].

Im experimentellen Teil der Arbeit erfolgte die Charakterisierung der Kristallmaterialien durch die Bestimmung der Absorptionseffizienzen, der Temperaturen an der Oberfläche der Scheiben im Fluoreszenz- und Laserbetrieb und der Messung der Durchstimmbarkeit der Laserwellenlänge.

Die Absorptionseffizienzen der verwendeten Kristallmaterialien wurden zu größer 90 % bestimmt, was auf ein effizientes Verhalten im Laserbetrieb schließen lässt (Annahme von Voß [7]). Des Weiteren wurden Messungen der Temperaturen an der Oberfläche der Scheiben im Fluoreszenz- und Laserbetrieb durchgeführt, um ein exzessives Aufheizen der Scheiben frühzeitig zu detektieren und damit einer möglichen Zerstörung der Kristalle entgegenzuwirken. Die Temperaturmessungen bei den Scheiben Yb:Sc₂SiO₅, Yb:CaGdAlO₄ und Yb:CaF₂ ergaben höhere Werte im Laser- als im Fluoreszenzbetrieb. Bei Yb:Lu₂O₃ wurden höhere Temperaturen im Fluoreszenz- als im Laserbetrieb ermittelt, was vergleichbar mit dem Verhalten von Yb:YAG ist [147]. Vorteilhaft ist das Temperaturverhalten von Yb:Sc₂SiO₅, Yb:CaGdAlO₄ und Yb:CaF₂ für den Laserbetrieb, da eine (unbeabsichtigte) Unterbrechung des Laserresonators nicht zu einer weiteren Temperaturerhöhung in der Scheibe führt.

Mit der Messung der Durchstimmbarkeit der Laserwellenlänge wurde das Potenzial der Kristallmaterialien für die Erzeugung ultrakurzer Pulse gezeigt. Es konnten Werte von 80 nm für Yb:Sc₂SiO₅, 65 nm für Yb:CaGdAlO₄ und 92 nm für Yb:CaF₂ bestimmt werden. Mit Yb:YAG wurde in einem vergleichbaren Aufbau eine Durchstimmbarkeit von 46 nm demonstriert [150]. Aus diesen experimentellen Ergebnissen folgen theoretische Pulsdauern von 87 fs für Yb:SSO, 25 fs für Yb:CALGO und 26 fs für Yb:CaF₂. Dies zeigt die Fähigkeit dieser Kristallmaterialien zur Erzeugung ultrakurzer Pulse.

Die gewählten Laserkristalle wurden im Weiteren auf ihr Verhalten im Dauerstrich-Hochleistungslaserbetrieb untersucht. Die Hochleistungstauglichkeit wurde in einem multimodigen I-förmigen Resonator mit Ausgangsleistungen von 280 W für Yb:Sc₂SiO₅, 152 W für Yb:CaGdAlO₄, 250 W für Yb:CaF₂ und 670 W für Yb:Lu₂O₃ demonstriert.

Die Erzeugung von ultrakurzen Pulsdauern erfolgte mit den Materialien Yb:Sc₂SiO₅ und Yb:CaGdAlO₄ in einem passiv mittels eines SESAM modengekoppelten Scheibenlaser. In dieser Konfiguration wurde mit Yb:Sc₂SiO₅ eine Pulsdauer von 298 fs bei einer mittleren Ausgangsleistung von 27,8 W realisiert. Mit Yb:CaGdAlO₄ wurde eine Pulsdauer von 300 fs bei einer mittleren Ausgangsleistung von 28 W und eine kürzere Pulsdauer von 197 fs bei 20 W realisiert. Die berechneten Werte für das Zeit-Bandbreite-Produkt (TBP) waren nahe an dem theoretischen Wert von 0,315 für sech²-Pulse. Die gemessenen Beugungsmaßzahlen betragen über den gesamten Leistungsbeereich $M^2 < 1,1$.

Für die durchgeführten Versuche im Hochleistungsdauerstrichbetrieb sowie im passiv modengekoppelten Scheibenlaserbetrieb konnte das grundsätzliche Potenzial der Kristalle noch nicht vollständig ausgeschöpft werden. Das Kristallmaterial hatte keine optimale Qualität in Bezug auf Wachstum, Politur und Beschichtung. Die vorhandene Menge an Laserkristallen war zudem begrenzt. Um einen Materialverlust zu vermeiden, wurden – abweichend von den berechneten optimalen Scheibendicken – dickere Scheiben poliert. Die in dieser Arbeit beschriebenen Optimierungsmöglichkeiten in Bezug auf Zucht, Politur, Handhabung, Präparation und Kontaktierung der Kristalle sollten in zukünftigen Arbeiten umgesetzt werden, um höhere Ausgangsleistungen und bessere optische Wirkungsgrade im Scheibenlaserbetrieb zu erzielen:

- Für eine bessere Kristallqualität von Yb:SSO wird derzeit in Zusammenarbeit mit einem Kristallhersteller der Wachstumsprozess optimiert. Neues Material wurde bereitgestellt, das im Vergleich zum bisherigen Material eine bessere Kristallqualität und eine höhere Dotierungskonzentration von 5-at.-% (bisher:

3 - at.-%) aufweist. Die Politur der Kristalle erfolgte in guter Qualität mit optimierten Scheibendicken von 100 μm .

- Yb:CaGdAlO₄ wurde mit einer höheren Dotierungskonzentration von 5-at.-% (bisher: 2-at.-%) bereitgestellt und auf Scheibendicken von 220 μm poliert. Dieses Material weist Einschlüsse auf, die mit dem Kristallhersteller analysiert werden sollten, um zukünftig bessere Kristallqualitäten zu erzielen.
- Das Kristallmaterial Yb:CaF₂ wurde mit optimierten Dotierungskonzentrationen von 2-at.-% und 3-at.-% sowie Scheibendicken von 275 μm in Auftrag gegeben.
- Yb:Lu₂O₃ ist mit Scheibendicken von 200 und 250 μm und einer Dotierungskonzentration von 3-at.-% für weitere Versuche vorhanden. Zur Realisierung von passiv modengekoppelten Scheibenlaseroszillatoren mit hoher Ausgangsleistung ist eine schmalbandige fasergekoppelte Pumpquelle (spektrale Bandbreite von < 1 nm (FWHM)) mit einer Wellenlänge von 976 nm notwendig.

Mit diesen Maßnahmen können weitere Analysen dieser Ytterbium-dotierten Kristallmaterialien für den Einsatz in ultrakurz-gepulsten Scheibenlasersystemen erfolgen. Damit sind weitere Optimierungsschritte möglich, um das Kristallmaterial schlussendlich in kommerziellen Ultrakurzpuls-Scheibenlasersystemen einsetzen zu können.

11 Literatur- und Quellenverzeichnis

- [1] HÜGEL, H.; GRAF, TH.: *Laser in der Fertigung*. Springer Vieweg (2014).
- [2] WEBER, R.; HAFNER, M.; MICHALOWSKI, A.; GRAF, TH.: *Minimum damage in CFRP laser processing*. Physics Procedia 12 (2), 302-310 (2011).
- [3] KRAMME, R.: *Medizintechnik – Verfahren, Systeme, Informationsverarbeitung*. Springer Medizin Verlag, Heidelberg (2007).
- [4] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. Springer Series in Optical Sciences, 6th, rev. and updated ed. 2006.
- [5] KELLER, U.: *Ultrafast solid-state laser oscillators: a success story for the last 20 years with no end in sight*. Applied Physics B100, 15-28 (2010).
- [6] GIESEN, A.; HÜGEL, H.; VOSS, A.; WITIG, K.; BRAUCH, U.; OPOWER, H.: *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Applied Physics B: Lasers and Optics 58(5), 365-372 (1994).
- [7] VOß, A.: *Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG*. Dissertation, Universität Stuttgart (2002).
- [8] KILLI, A.; STOLZENBURG, C.; ZAWISCHA, I.; SUTTER, D.; KLEINBAUER, J.; SCHAD, S.; BROCKMANN, R.; WEILER, S.; NEUHAUS, J.; KALFHUES, S.; MEHNER, E.; BAUER, D.; SCHLUETER, H.; SCHMITZ, C.: *The broad applicability of the disk laser principle - from CW to ps*. Proceedings of SPIE - Int. Soc. Opt. Eng., 71931-71939 (2009).
- [9] SARACENO, C.J.; EMAURY, F.; HECKL, O.H.; BAER, C.R.E.; HOFFMANN, M.; SCHRIEBER, C.; GOLLING, M.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.: *275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment*. Optics Express Vol. 20, No. 21, 23535-23541 (2012).
- [10] PRONIN, O.; BRONS, J.; GRASSE, C.; PERVAK, V.; BOEHM, G.; AMANN, M.C.; KALASKNIKOV, V. L.; APOLINSKI, A.; KRAUSZ, F.: *High-power 200 fs Kerr-lens*

- mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator*. Optics Letters Vol. 36, No. 24, 4746-4749 (2011).
- [11] STIFTERVERBAND FÜR DIE DEUTSCHE WISSENSCHAFT E.V.: <http://www.deutscher-zukunftspreis.de>. (2014).
- [12] OSTENDORF, A.: *Lasertechnik - Mit neuen Strahlquellen und erweiterten Parametern zu innovativen Anwendungen*. Akademie-Journal 1 (2004).
- [13] ALTUCCI, C.; NEBBIOSO, A.; BENDETTI, R.; ESPOSITO, R.; CARAFA, V.; CONTE, M.; MICCIARELLI, M.; ALTUCCI, L.; VELOTTA, R.: *Nonlinear protein – nucleic acid crosslinking induced by femtosecond UV laser pulses in living cells*. Laser Physics Letters Vol. 9, No. 3, 234-239 (2012).
- [14] GRAF, TH.; WEBER, R.; ONUSEIT, V.; HAFNER, M.; FREITAG, C.; FEUER, A.: *Laser applications from production to machining of composite materials*. European Automotive Laser Applications (Automotive-Circle, 2012).
- [15] PETERS, R.: *Ytterbium-dotierte Sesquioxide als hocheffiziente Lasermaterialien*. Dissertation, Universität Hamburg (2009).
- [16] KASAMATSU, T.; SEKITA, H.; KUWANO, Y.: *Temperature dependence and optimization of 970-nm diode-pumped Yb:YAG and Yb:LuAG lasers*. Applied Optics Vol. 38, No. 24, 5149-5153 (1999).
- [17] WEICHELT, B.; VOSS, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, TH.: *Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line*. Optics Letters Vol. 37, No. 15, 3045-3047 (2012).
- [18] TRAEGER, F.: *Handbook of laser and optics*. Springer Handbooks, 2nd ed. 2012, XXXII (2012).
- [19] HERZFELD, J.; KORN, O.: *Chemie der seltenen Erden*. Salzwasser Verlag (2012).
- [20] KAMINSKI, A.A.: *Laser crystals and ceramics: recent advances*. Laser&Photon Rev. 1, No. 2, 93-117 (2007).

-
- [21] KLOPP, P.: *New Yb³⁺-doped laser materials and their application in continuous-wave and mode-locked lasers*. Dissertation, Humboldt-Universität Berlin (2006).
- [22] SMAKULA, A.: *Einkristalle*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH, Softcover reprint of the original 1st ed. 1961 (2013).
- [23] BRENIER, A.; BOULON, G.: *Overview of the best Yb³⁺-doped laser crystals*. Journal of Alloys and Compounds 323-324, 210-213 (2010).
- [24] GREENWOOD, N.N.; EARNSHAW, A.: *Chemie der Elemente*. VCH, 1. Auflage, Weinheim (1988).
- [25] CONTAG, K.: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb:YAG-Scheibenlasers*. Dissertation, Universität Stuttgart (2002).
- [26] FREDRICH-THRONTON, S.: *Nonlinear losses in single crystalline and ceramic Yb:YAG thin-disk lasers*. Dissertation, Universität Hamburg (2010).
- [27] GIESEN, A.; SPEISER, J.: *Fifteen years of work on thin-disk lasers: results and scaling laws*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics Vol. 13, No. 3, 598-609 (2007).
- [28] AUS DER AU, J.; SPÜHLER, G.J.; SÜDMEYER, T.; PASCHOTTA, R.; HÖVEL, R.; MOSER, M.; ERHARD, S.; KARSZEWSKI, M.; GIESEN, A.; KELLER, U.: *16.2 W average power from a diode-pumped femtosecond Yb:YAG thin disk laser*. Optics Letters Vol. 25, No. 11, 859-861 (2000).
- [29] BAUER, D.; ZAWISCHA, I.; SUTTER, D. H.; KILLI, A.; DEKORSY, T.: *Mode-locked Yb:YAG thin-disk oscillator with 41 μ J pulse energy at 145 W average infrared power and high power frequency conversion*. Optics Express Vol. 20, No. 9, 9698-9704 (2012).
- [30] LARIONOV, M.: *Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für den Scheibenlaser*. Dissertation, Universität Stuttgart (2009).
- [31] SARACENO, C.J.; HECKL, O.H.; BAER, C.R.E.; SCHRIEBER, C.; GOLLING, M.; BEIL, K.; KRÄNKEL, C.; SÜDMEYER, T.; HUBER, G.; KELLER, U.: *Sub-100 fem-*

- tosecond pulses from a SESAM modelocked thin disk laser.* Applied Physics B 106, 559-562 (2012).
- [32] RICAUD, S.; JAFFRES, A.; WENTSCH, K.; SUGANUMA, A.; VIANA, B.; LOISEAU, P.; WEICHEL, B.; ABDOU AHMED, M.; VOSS, A.; GRAF, T.; RYTZ, D.; HÖNNINGER, C.; MOTTAY, E.; GEORGES, P.; DRUON, F.: *Femtosecond Yb:CaGdAlO₄ thin-disk oscillator.* Optics Letters Vol. 37, No. 19, 3984-3987 (2012).
- [33] CAMPOS, S.; PETIT, J.; VIANA, B.; JANDL, S.; VIVIEN, D.; FERRAND, D.: *Spectroscopic investigation of the laser materials Yb³⁺:RE₂SiO₅, RE=Y, Sc, Lu.* Solid State Laser and Amplifiers, Proceedings of SPIE Vol. 5640 (2004).
- [34] PETERS, R.; KRÄNKEL, C.; PETERMANN, K.; HUBER, G.: *Broadly tunable high-power Yb:Lu₂O₃ thin disk laser with 80% slope efficiency.* Optics Express Vol. 15, No. 11, 7075-7082 (2007).
- [35] PETIT, J.; GOLDNER, P.; VIANA, B.: *Laser emission with low quantum defect in Yb:CaGdAlO₄.* Optics Letters Vol. 30, No. 11, 1345-1347 (2005).
- [36] WANG, P.; DAWES, J.M.; DEKKER, P.; KNOWLES, D.S.; PIPER, J.A.: *Growth and evaluation of ytterbium-doped yttrium aluminum borate as a potential self-doubling laser crystal.* Journal of Optical Society America B Vol. 16, No. 1, 63-69 (1999).
- [37] KULESHOV, N.V.; LAGATSKY, A.A.; PODLIPENSKY, A.V.; MIKHAILOV, V.P.; HUBER, G.: *Pulsed laser operation of Yb-doped KY(WO₄)₂ and KGd(WO₄)₂.* Optics Letters Vol. 22, No. 17, 1317-1319 (1997).
- [38] WANG, K.; WANG, J.: *Spectroscopic properties of ytterbium doped KLu(WO₄)₂.* Journal of Rare Earths Vol. 29, No. 4, 359-362 (2010).
- [39] ZHENG, L.; XU, J.; ZHAO, G.; SU, L.; WU, F.; LIANG, X.: *Bulk crystal growth and efficient diode-pumped laser performance of Yb³⁺:Sc₂SiO₅.* Applied Physics B 91, 443-445 (2008).
- [40] CAMY, P.; DOUALAN, J.L.; BENAYAY, A.; VON EDLINGER, M.; MÉNARD, V.; MONCORGÉ, R.: *Comparative spectroscopic and laser properties of Yb³⁺-doped CaF₂, SrF₂ and BaF₂ single crystals.* Applied Physics B 89, 539-542 (2007).

-
- [41] LIU, J.; MATEOS, X.; ZHANG, H.; LI, J.; WANG, J.; PETROV, V.: *High-power laser performance of Yb:YAl₃(BO₃)₄ crystals cut along the crystallographic axes*. IEEE Journal of quantum electronics Vol. 43, No. 5, 385-390 (2007).
- [42] RIVIER, S.: *New active three-level laser materials and their use with innovative geometries for efficient continuous-wave and mode-locked coherent sources*. Dissertation, Freie Universität Berlin (2008).
- [43] SIEBOLD, M.; BOCK, S.; SCHRAMM, U.; XU, B.; DOUALAN, J.L.; CAMY, P.; MONCERGÉ, R.: *Yb:CaF₂-a new old laser crystal*. Applied Physics B 97, 327-338 (2009).
- [44] PETIT, J.; VIANA, B.; GOLDNER, P.: *High thermal conductivity and low quantum defect in Yb:CaGdAlO₄, a new infrared laser material for high power applications*. Advanced Solid-State Photonics (2005).
- [45] LIAO, J.; LIN, Y.; CHEN, Y.; LUO, Z.; MA, E.; GONG, X.; TANG, Q.; HUANG, Y.: *Radiative-trapping and fluorescence-concentration quenching effects of Yb:YAl₃(BO₃)₄ crystals*. Journal of Optical Society of America B Vol. 23, No. 12, 2575-2580 (2006).
- [46] LAGATSKY, A.A.; KULESHOV, N.V.; MIKHAILOV, V.P.: *Diode-pumped cw lasing of Yb:KYW and Yb:KGW*. Optics Communications 165, 71-75 (1999).
- [47] PETERS, R.; KRÄNKEL, C.; PETERMANN, K.; HUBER, G.: *Crystal growth by the heat exchanger method, spectroscopic characterization and laser operation of high-purity Yb:Lu₂O₃*. Journal of Crystal Growth 210, 1934-1938 (2008).
- [48] PETIT, J.; GOLDNER, P.; VIANA, B.; DIDIERJEAN, J.; BALEMBOIS, F.; DRUON, F.; GEORGES P.: *Quest of athermal solid-state laser: case of Yb:CaGdAlO₄*. Proc. of SPIE 6190, 619003 (2003).
- [49] SÜDMEYER, T.; KRÄNKEL, C.; BAER, C.R.E.; HECKL, O.; SARACENO, C.J.; GOLLING, M.; PETERS, R.; PETERMANN, K.; HUBER, G.; KELLER, U.: *High-power ultrafast thin disk laser oscillators and their potential for sub-100-femtosecond pulse generation*. Applied Physics B 97, 281-295 (2009).

- [50] PETIT, V.; DOUALAN, J.L.; CAMY, P.; MÉNARD, V.; MONCORGÉ, R.: *CW and tunable laser operation of Yb³⁺ doped CaF₂*. Applied Physics B 78, 681-684 (2004).
- [51] KARAS, G.V.: *Trends in crystal growth research*. Nova Science Publisher (2005).
- [52] KRÄNKEL, C.: *Ytterbium-dotierte Borate und Vanadate mit großer Verstärkungsbandbreite als aktive Materialien im Scheibenlaser*. Dissertation, Universität Hamburg (2008).
- [53] DRUON, F.; BOUDEILE, J.; ZAOUTER, Y.; HANNA, M.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.: *New Yb-doped crystals for high-power and ultrashort lasers*. Proc. of SPIE Vol. 6400, 640000D (2006).
- [54] KISEL, V.E.; TROSHIN, A.E.; SHCHERBITSKY, V.G.; KULESHOV, N.V.: *Luminescence lifetime measurements in Yb³⁺-doped KY(WO₄)₂ and KGd(WO₄)₂*. Advanced Solid-State Photonics (2004).
- [55] CAMPOS, S.; DENOYER, A.; JANDL, S.; VIANA, B.; VIVIEN, D.; LOISEAU, P.; FERANND, B.: *Spectroscopic studies of Yb³⁺-doped rare earth orthosilicate crystals*. Journal of Physics: Condensed Matter 16, 4579-4590 (2004).
- [56] LOIKO, P.A.; FILIPPOV, V.V.; YUMASHEV, K.V.; KULESHOV, N.V.; PAVLYUK, A.A.: *Thermo-optic coefficients study on KGd(WO₄)₂ and KY(WO₄)₂ by a modified minimum deviation method*. Applied Optics Vol. 79, No. 6, 363-365 (2012).
- [57] VATNIK, S.; PUJOL, M.C.; CARVAJAL, J.J.; MATEOS, X.; AGUILÓ, M.; DIAZ, F.; PETROV, V.: *Thermo-optic coefficients of monoclinic KLu(WO₄)₂*. Applied Physics B 95, 653-656 (2009).
- [58] BOUDEILE, J.; PAPADOPOULOS, D.; DRUON, F.; HANNA, M.; GEORGES, P.; PETIT, P.O.; GOLDNER, P.; VIANA, B.: *Low-repetition-rate femtosecond operation in long cavity modelocked Yb:CALGO laser*. CLEO (2008).
- [59] DEKKER, P.; DAWES, J.: *Twining and "natural quasi-phase matching" in Yb:YAB*. Applied Physics B 83, 267-271 (2006).

- [60] VCT-AG: <http://www.vct-ag.com/flyer-Yb-MDT.pdf>. (2013).
- [61] LIJIE, Z.; MING, L.; YUMING, W.; JIANLI, L.; YINGWEI, W.; JINGHE, L.: *Crystal growth and spectral properties of $\text{Yb}^{3+}:\text{KY}(\text{WO}_4)_2$* . Journal of Rare Earths 24, 125-128 (2006).
- [62] MATEOS, X.; PETROV, V.; AGUILÓ, M.; SOLÉ, R.M.; GAVALDÀ, J.; MASSONS, J.; DÍAZ, F.; GRIEBNER, U.: *Continuous-wave laser oscillation of Yb^{3+} in monoclinic $\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$* . IEEE Journal of Quantum Electronics Vol. 40, No. 8, 1056-1059 (2004).
- [63] LI, J.; LIANG, X.; HE, J.; ZHENG, L.; SU, L.; HU, J.: *Low threshold, high power passively mode-locked $\text{Yb}:\text{SSO}$ laser*. Proc. of SPIE 7912, 791228 (2011).
- [64] TAN, W.D.; TANG, D.; XU, X.; ZHANG, J.; XU, C.; XU, F.; ZHENG, L.; SU, L.; XU, J.: *Passive femtosecond mode-locking and cw laser performance of $\text{Yb}^{3+}:\text{Sc}_2\text{SiO}_5$* . Optics Express Vol. 18, No. 16, 16739-16744 (2010).
- [65] KELLER, U.; WEINGARTEN, K.J.; KÄRNTNER, F.X.; KOPE, D.; BRAUN, B.; JUNG, I.D.; FLUCK, R.; HÖNNINGER, C.; MATUSCHEK, N.; AUS DER AU, J.: *Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics Vol. 2, No. 3, 435-453 (1996).
- [66] WENTSCH, K.S.; WEICHEL, B.; ZHENG, L.; XU, J.; ABDOU-AHMED, M.; GRAF, TH.: *Continuous-wave Yb -doped Sc_2SiO_5 thin-disk laser*. Optics Letters Vol. 37, No. 1, 37-39 (2012).
- [67] WENTSCH, K.S.; ZHENG, L.; XU, J.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, TH.: *Passively mode-locked $\text{Yb}^{3+}:\text{Sc}_2\text{SiO}_5$ thin-disk laser*. Optics Letters Vol. 37, No. 22, 4750-4752 (2012).
- [68] PETIT, P.O.; GOLDNER, P.; VIANA, B.; BOUDEILE, J.; DIDIERJEAN, J.; BALEMBOIS, F.; DRUON, F.; GEORGES, P.: *Diode pumping of $\text{Yb}^{3+}:\text{CaGdAlO}_4$* . Proc. of SPIE Vol. 6998, 69980 (2008).

- [69] ZAOUTER, Y.; DIDIERJEAN, J.; BALEMBOIS, F.; LECLIN, G.L.; DRUON, F.; GEORGES, P.; PETIT, J.; GOLDNER, P.; VIANA, B.: *47-fs diode-pumped Yb³⁺:CaGdAlO₄ laser*. Optics Letters Vol. 31, No. 1, 119-121 (2006).
- [70] GREBORIO, A.; GUANDALINI, A.; AUS DER AU, J.: *Sub-100 fs pulses with 12.5 W from Yb:CALGO based oscillators*. Proc. of SPIE Vol. 8235, 823511 (2012).
- [71] RICAUD, S.; JAFFRES, A.; LOISEAU, P.; VIANA, B.; WEICHELDT, B.; ABDOU-AHMED, M.; VOSS, A.; GRAF, T.; RYTZ, D.; DELAIGUE, M.; MOTTAY, E.; GEORGES, P.; DRUON, F.: *Yb:CaGdAlO₄ thin-disk laser*. Optics Letters Vol. 36, No. 21, 4134-4136 (2011).
- [72] DIEBOLD, A.; EMAURY, F.; SCHRIBER, C.; GOLLING, M.; SARACENO, C.J.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.: *SESAM mode-locked Yb:CaGdAlO₄ thin disk laser with 62 fs pulse generation*. Optics Letters Vol. 38, No. 19, 3842-3845 (2013).
- [73] LUCCA, A.; JACQUEMET, M.; DRUON, F.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.; CAMY, P.; DOUALAN, J. L.; MONCORGÉ, R.: *High-power tunable diode-pumped Yb³⁺:CaF₂ laser*. Optics Letters Vol. 29, No. 16 (2004).
- [74] LUCCA, A.; DRUON, F.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.; CAMY, P.; PETIT, V.; DOUALAN, J. L.; MONCORGÉ, R.: *Yb:CaF₂ femtosecond laser*. Advanced Solid-State Photonics (2005).
- [75] FRIEBEL, F.; DRUON, F.; BOUDEILE, J.; PAPADOPOULOS, D. N.; HANNA, M.; GEORGES, P.; CAMY, P.; DOUALAN, J.L.; BENAYAD, A.; MONCORGÉ, R.; CAS-SAGNE, C.; BOUDEBS, G.: *Diode-pumped 99 fs Yb:CaF₂ oscillator*. Optics Letters Vol. 34, No. 9, 1474-1476 (2009).
- [76] SEVILLANO, P.; MACHINET, G.; DUBRASQUET, R.; CAMY, P.; DOUALAN, J.L.; MONCORGE, R.; GEORGES, P.; DRUON, F.; DESCAMPS, D.; CORNIER, E.: *Sub-50fs, Kerr-lens mode-locked Yb:CaF₂ laser oscillator delivering up to 2.7 W*. Advanced Solid-State Laser Conference, AF3A.6, Paris (2013).
- [77] WENTSCH, K.S.; WEICHELDT, B.; GÜNSTER, S.; DRUON, F.; GEORGES, P.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, TH.: *Yb:CaF₂ thin-disk laser*. Optics Express Vol. 22, No. 2, 1524-1532 (2014).

-
- [78] PETERS, R.; PETERMANN, K.; HUBER, G.: *A new mixed sesquioxide Yb:LuScO₃: spectroscopic properties and highly efficient thin-disk laser operation*. Advanced Solid-State Photonics (2009).
- [79] HECKL, O.H.; PETERS, R.; BAER, C.R.E.; SARACENO, C.J.; SÜDMEYER, T.; PETERMANN, K.; KELLER, U.; HUBER, G.: *Continuous-wave Yb-doped sesquioxide thin disk lasers with up to 300 W output power and 74 % efficiency*. Advanced Solid-State Photonics (2010).
- [80] MARCHESE, S.V.; BAER, C.R.E.; PETERS, R.; KRÄNKEL, C.; ENGQVIST, A.G.; GOLLING, M.; MAAS, D.J.H.C.; PETERMANN, K.; SÜDMEYER, T.; HUBER, G.; KELLER, U.: *Efficient femtosecond high power Yb:Lu₂O₃ thin disk laser*. Optics Express Vol. 15, No. 25, 16966-16971 (2007).
- [81] KRÄNKEL, C.; BAER, C.R.E.; HECKL, O.H.; GOLLING, M.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.; PETERS, R.; PETERMANN, K.; HUBER, G.: *Shortest pulse duration of mode-locked thin disk lasers: ultrafast Yb:LuScO₃ laser generates 227-fs Pulses*. Conference on Lasers and Electro-Optics, p. paper CMBB3, Baltimore (USA) (2009).
- [82] BAER, C.R.E.; KRÄNKEL, C.; HECKL, O.H.; GOLLING, M.; SÜDMEYER, T.; PETERS, R.; PETERMANN, K.; HUBER, G.; KELLER, U.: *227-fs Pulses from a mode-locked Yb:LuScO₃ thin disk laser*. Optics Express Vol. 17, No. 13, 10725-10730 (2009).
- [83] PASCHOTTA, R.; KELLER, U.: *Passive mode locking with slow saturable absorbers*. Applied Physics B 73, 653-662 (2001).
- [84] 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*. Optics Letters Vol. 35, No. 13, 2302-2304 (2010).
- [85] WEICHEL, B.; WENTSCH, K.S.; VOSS, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, TH.: *A 670 W Yb:Lu₂O₃ thin-disk laser*. Laser Physics Letters Vol. 9, No. 2, 110-115 (2012).

- [86] TAKAICHI, K.; YAGI, H.; SHIRAKAWA, A.; UEDA, K.; HOSOKAWA, S.; YANAGITANI, T.; KAMINSKI, A.A.: *Lu₂O₃:Yb³⁺ ceramics- a novel gain material for high-power solid-state lasers*. Physica status solidi (a) 202, No. 1, R1-R3 (2005).
- [87] SANGHERA, L.; FRANTZ, J.; KIM, W.; VILLALOBOS, G.; BAKER, C.; SHAW, B.; SADOWSKI, B.; HUNT, M.; MIKLOS, F.; LUTZ, A.; AGGARWAL, I.: *10 % Yb³⁺-Lu₂O₃ ceramic laser with 74% efficiency*. Optics Letters Vol. 36, No. 4, 576-579 (2011).
- [88] TOKURAKAWA, M.; TAKAICHI, K.; SHIRAKAWA, A.; UEDA, K.; YAGI, H.; HOSOKAWA, S.; YANAGITANI, T.; KAMINSKI, A.A.: *Diode-pumped mode-locked Yb³⁺:Lu₂O₃ ceramic laser*. Optics Express Vol. 14, No. 26, 12832-12835 (2006).
- [89] DEKKER, P.; DAWES, J.M.; PIPER, J.A.; LIU, Y.; WANG, J.: *1.1 W cw self-frequency-doubled diode-pumped Yb:YAl₃(BO₃)₄ laser*. Optics Communications 195, 431-436 (2001).
- [90] LIU, J.; MATEOS, X.; ZHANG, H.; LI, J.; WANG, J.; PETROV, V.: *High-power laser performance of Yb:YAl₃(BO₃)₄ crystals cut along the crystallographic axes*. IEEE Journal of Quantum Electronics Vol. 43, No. 5, 385-390 (2007).
- [91] DEKKER, P.; BURNS, P.A.; DAWES, J.M.; PIPER, J.A.; LI, J.; HU, X.; WANG, J.: *Widely tunable yellow-green lasers based on the self-frequency-doubling material Yb:YAB*. Journal of the Optical Society of America B Vol. 20, No. 4, 706-712 (2003).
- [92] LEDERER, M.J.; HILDEBRANDT, M.; KOLEV, V.Z.; LUTHER-DAVIES, B.; TAYLOR, B.; DAWES, J.; DEKKER, P.; PIPER, J.; TAN, H.H.; JAGADISH, C.: *Passive mode-locking of a self-frequency-doubling Yb:YAl₃(BO₃)₄ laser*. Optics Letters Vol. 27, No. 6, 436-439 (2002).
- [93] RIVIER, S.; GRIEBNER, U.; V. PETROV, V.; ZHANG, H.; LI, J.; WANG, J.; LIU, J.: *Sub-90 fs pulses from a passively mode-locked Yb:YAl₃(BO₃)₄ laser*. Applied Physics B 93, 753-757 (2008).

-
- [94] WEICHEL, B; RUMPEL, M.; VOSS, A.; GROSS, A.; WESEMANN, V.; RYTZ, D.; ABDU AHMED, M.: *Yb:YAl₃(BO₃)₄ as gain material in thin-disk oscillators: demonstration of 109 W of IR output power*. Optics Express Vol. 21, No. 22, 25708-25714 (2013).
- [95] GRIEBNER, U.; RIVIER, S.; MATEOS, X.; PETROV, V.; ZORN, M.; WEYERS, M.; SOLÉ, R.; GAVALDÀ, JNA.; AGUILÓ, M.; MASSONS, J.; DÍAZ, F.: *Passively mode-locked Yb:KLu(WO₄)₂ laser*. CLEO (2005).
- [96] PALMER, G.; SCHULTZE, M.; SIEGEL, M.; EMONS, M.; BÜNTING, U.; MORGNER, U.: *Passively mode-locked Yb:KLu(WO₄)₂ thin-disk oscillator operated in the positive and negative dispersion regime*. Optics Letters Vol. 33, No. 14, 1608-1610 (2008).
- [97] BRUNNER, F.; SÜDMEYER, T.; INNERHOFER, E.; MORIER-GENOUD, F.; PASCHOTTA, R.; KISEL, V. E.; SHCHERBITSKY, V.G.; KULESHOV, N.V.; GAO, J.; CONTAG, K.; GIESEN, A.; KELLER, U.: *240-fs pulses with 22 W average power from a mode-locked thin-disk Yb:KY(WO₄)₂ laser*. Optics Letters Vol. 27, No. 12, 1162-1165 (2002).
- [98] AZNAR, A.; SOLÉ, R.; AGUILÓ, M.; DIAZ, F.; GRIEBNER, U.; GRUNWALD, R.; PETROV, V.: *Growth, optical characterization, and laser operation of epitaxial Yb:KY(WO₄)₂/KY(WO₄)₂ composites with monoclinic structure*. Applied Physics Letters Vol. 85, No. 19, 4313-4315 (2004).
- [99] RIVIER, S.; MATEOS, X.; PETROV, V.; GRIEBNER, U.; AZNAR, A.; SILVESTRE, O.; SOLE, R.; AGUILO, M.; DIAZ, F.; ZORN, M.; WEYERS, M.: *Mode-locked laser operation of epitaxially grown Yb:KLu(WO₄)₂ composites*. Optics Letters Vol. 30, No. 18 (2005).
- [100] RIVIER, S.; MATEOS, X.; SILVESTRE, O.; PETROV, V.; GRIEBNER, U.; PUJOL, M.C.; AGUILO, M.; DIAZ, F.; VERNAY, S.; RYTZ, D.: *Thin-disk Yb:KLu(WO₄)₂ laser with single-pass pumping*. Optics Letters Vol. 33, No. 7, 735-737 (2008).
- [101] HAUS, H.A.: *Parameter ranges for cw passive mode locking*. IEEE Journal of Quantum Electronics Vol. QE-12, No. 3, 169-176 (1976).

- [102] KILLI, A.: *Cavity-Dumping in solitär modengekoppelten Femtosekunden-Laserszillatoren*. Dissertation, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg (2005).
- [103] RUBBÜLDT, P.: *Design und Analyse kompakter, diodengepumpter Femtosekunden-Laser*. Dissertation, Fraunhofer Institut Aachen (2004).
- [104] PALMER, G.: *Hoch-Energie Ytterbium-Laserszillatoren mit Cavity-Dumping*. Dissertation, Leibniz-Universität Hannover (2009).
- [105] HAUS, H.A.: *Noise of mode-locked lasers*. IEEE Journal of Quantum Electronics Vol. 29, No. 3, 983-996 (1993).
- [106] KRENNRICH, D.: *Erzeugung und Charakterisierung ultrakurzer Lichtimpulse von diodengepumpten modengekoppelten Festkörperlasern mit Neodym dotierten Lasermaterialien im Wellenlängenbereich*. Dissertation, Technische Universität Kaiserslautern (2005).
- [107] KELLER, U.: *Recent developments in compact ultrafast lasers*. Nature Vol. 424, 831-838 (2003).
- [108] ZORN, M.; KLOPP, P.; SAAS, F.; GINOLAS, A.; KRÜGER, O.; GRIEBNER, U.; WEYERS, M.: *Semiconductor components for femtosecond semiconductor disk lasers grown by MOVPE*. Journal of Crystal Growth 310, 5187-5190 (2008).
- [109] FERMAN, M.E.; GALVANAUSKAS, A.; SUCHA, G.: *Ultrafast Lasers - Technology and Applications*. Marcel Dekker AG (2003).
- [110] SPÜHLER, G.J.; WEINGARTEN, K.J.; GRANGE, R.; KRAINER, L.; HAIML, M.; LIVERINI, V.; GOLLING, M.; SCHÖN, S.; KELLER, U.: *Semiconductor saturable absorber mirror structures with low saturation fluence*. Applied Physics B 81, 27-32 (2005).
- [111] SARACENO, C.J.; SCHRIEBER, C.; MANGOLD, M.; HOFFMANN, M.; HECKL, O.H.; BAER, C.R.E.; GOLLING, M.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.: *SESAMs for high-power oscillators: design and guidelines and damage threshold*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electron Vol. 18, No. 1, 29-41 (2012).

-
- [112] ECKER, I.: *Molekularstrahlepitaxie GaAs-basierender Mischungshalbleiter für 1030 nm - nahe Laserdiodenemission*. Dissertation, Universität Ulm, Cuvillier Verlag Göttingen (2004).
- [113] GRANGE, R.; HAIML; KELLER, U.: *Optical characterization of semiconductor saturable absorbers*. Applied Physics B 79, 331-339 (2004).
- [114] GRANGE, R.; HAIML, M.; PASCHOTTA, R.; SPÜHLER, G.J.; KRAINER, L.; GOLING, M.; OSTINELLI, O.; KELLER, U.: *New regime of inverse saturable absorption for self-stabilizing passively mode-locked lasers*. Applied Physics B 80, 151-158 (2005).
- [115] HÖNNINGER, C.; PASCHOTTA, R.; MORIER-GENOUD, F.; MOSER, M.; KELLER, U.: *Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking*. Journal of Optical Society of America B Vol. 16, No. 1, 46-56 (1999).
- [116] BAUER, D.: *Modengekoppelte Scheibenlaseroszillatoren für Materialbearbeitung*. Dissertation, Universität Konstanz (2012).
- [117] KÄRTNER, F.; AUS DER AU, J.; KELLER, U.: *Mode-locking with slow and fast saturable absorbers – what’s the difference?*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electron Vol. 4, No. 2, 159-168 (1998).
- [118] PASCHOTTA, R.; KELLER, U.: *Passive mode locking with slow saturable absorbers*. Applied Physics B 73, 653-662 (2001).
- [119] SARACENO, C.J.: *Cutting-edge high-power ultrafast oscillators: pushing the limits of SESAM modelocked thin-disk lasers*. Dissertation, Swiss Federal Institute of Technology Zurich (2012).
- [120] AGRAWAL, G.: *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, San Diego (1995).
- [121] KÄRTNER, F.X.; JUNG, I.D.; KELLER, U.: *Soliton mode-locking with saturable absorbers*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electron Vol. 2, No. 3, 540-556 (1996).
- [122] SALEH, B. E. A; TEICH, M. C.: *Fundamentals of Photonics*. 2nd Edition. John Wiley & Sons (2007).

- [123] GOSTEVA, A.: *Dispersion management and characterization*. Dissertation, Swiss Federal Institute of Technology Zurich (2006).
- [124] PERVAK, V.; TEISSET, C.; SUGITA, A.; NAUMOV, S.; KRAUSZ, F.; APOLONSKI, A.: *High-dispersive mirrors for femtosecond lasers*. Optics Express Vol. 16, No. 14, 10220-10231 (2008).
- [125] GIRES, F.; TOURNOIS, P.: *Interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulées en fréquence*. C. R. Acad. Sci. Paris Vol. 258, 6112-6115 (1964).
- [126] MAGNI, V.: *Multielement stable resonators containing a variable lens*. Journal of Optical Society of America A 4, 1962-1969 (2007).
- [127] GRAF, TH.: *Laser: Grundlagen der Laserstrahlquellen*. Vieweg+Teubner Verlag (2009).
- [128] DELOACH, L.D.; PAYNE, S.A.; CHASE, L.L.; SMITH, L.K.; KWAY, W.L.; KRUPKE, W.F.: *Evaluation of absorption and emission properties of Yb³⁺ doped laser crystals for laser application*. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electron Vol. 29, No. 4, 1179-1191 (1993).
- [129] KOCHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*. Springer Series in Optical Sciences (2006).
- [130] KELLER, U.: *Ultrafast solid-state lasers*. Progress in Optics 46, Elsevier B.V. (2004).
- [131] PASCHOTTA, R.; BRUNNER, F.; INNERHOFER, E.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.: *Ultrashort pulses with high average power*. Proceedings of SPIE Vol. 5137 (2003).
- [132] 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, N₂ and O₂ by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses*. Journal of Optical Society of America B Vol. 14, No. 3, 650-660 (1997).

-
- [133] RICAUD, S.: *Lasers femtoseconde de forte puissance moyenne à base de cristaux dopés à l'ytterbium*. Dissertation, Université Paris Sud 11, Paris (2013).
- [134] DRUON, F.; RICAUD, S.; PAPADOPOULOS, D.N.; PELLEGRINA, A.; CAMY, P.; DOUALAN, J.L.; MONCORGÉ, R.; COURJARD, A.; MOTTAY, E.; GEORGES, P.: *On Yb:CaF₂ and Yb:SrF₂: review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance*. Optical Materials Express Vol. 1, No. 3, 489-502 (2011).
- [135] SENATSKY, YU.; 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 Vol. 1, No. 10, 500-506 (2004).
- [136] HUONKER, M.; SCHMITZ, C.; VOSS, A.: *Laserverstärkeranordnung*. Europäisches Patent, EP 1 178 579 A2 (2002).
- [137] INJEYAN, H.; GOODNO, G.D.: *High-power Laser Handbook*. Gebundene Ausgabe, The McGraw-Hill (2011). (Chapter 10: Thin-disc laser.)
- [138] ZHENG, L.: *Persönliche Mitteilung*. Key Laboratory of Transparent and Opto-functional Inorganic Materials Shanghai Institute of Ceramics, Chinese Academy of Sciences (10/2013).
- [139] MENDE, J.; SCHMID, E.; SPEISER, J.; SPINDLER, G.; GIESEN, A.: *Thin-disk laser – Power scaling to the kW regime in fundamental mode operation*. Proc. Of SPIE Vol. 7193, 71931 (2009).
- [140] PIEHLER, S.; WEICHEL, B.; VOSS, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, TH.: *Power scaling of fundamental-mode thin-disk lasers using intracavity deformable mirrors*. Optics Letters Vol. 37, No. 24, 5033-5035 (2012).
- [141] GAUME, R.: *Relations structures-propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Elaboration et characterization de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion*. Dissertation, L'Université Pierre et Marie Curie Paris (2002).

- [142] GAUME, R.; VIANA, B.; DEROUET, J.; VIVIEN, D.: *Spectroscopic properties of Yb-doped scandium based compounds Yb:CaSc₂O₄, Yb:SrSc₂O₄, Yb:Sc₂SiO₅*. Optical Material 22, 107-115 (2003).
- [143] FOWLER, W.B.; DEXTER, D.L.: *Relation between absorption and emission probabilities in luminescent centers in ionic solids*. Physical Review Vol. 128, No. 5, 2154-2165 (1962).
- [144] CONTAG, K.; ERHARD, S.; GIESEN, A.: *Calculations of optimum design parameters for Yb:YAG thin-disk lasers*. OSA Tops 34, 124-130 (2000).
- [145] NORM: DIN ISO 10110: *Optik und Photonik – Erstellung von Zeichnungen für optische Elemente und Systeme*. (2008).
- [146] ERHARD, S.: *Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser*. Dissertation, Universität Stuttgart (2002).
- [147] STEWEN, C.: *Scheibenlaser mit Kilowatt-Dauerstrichleistung*. Dissertation Universität Stuttgart (2000).
- [148] CHÉNAIS, S.; DRUON, F.; FORGET, S.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.: *On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials*. Progress in Quantum Electronics Vol. 30, 89-153 (2006).
- [149] VOGEL, M.M.; RUMPEL, M.; WEICHEL, B.; VOSS, A.; HAEFNER, M.; PRUSS, C.; OSTEN, W.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, TH.: *Single-layer resonant waveguide grating for polarization and wavelength selection in Yb:YAG thin-disk lasers*. Optics Express Vol. 20, No. 4, 4024-4031 (2012).
- [150] RUMPEL, M.; VOSS, A.; MOELLER, M.; HABEL, F.; MOORMANN, C.; SCHACHT, M.; GRAF, TH.; ABDOU AHMED, M.: *A linearly polarized narrow-linewidth and tunable Yb:YAG thin-disk laser*. Optics Letters Vol. 37, No. 20, 4188-4190 (2012).
- [151] WENTSCH, K.S.; ZHENG, L.; XU, J.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, TH.: *CW and femtosecond mode-locked operation of Yb:Sc₂SiO₅ in thin-disk laser configuration*. Oral Presentation, Paper ID number 1765458, Advanced Solid State Lasers (ASSL) Congress (2013).

-
- [152] VOSS, A.: *Persönliche Mitteilung*. Institut für Strahlwerkzeuge, Universität Stuttgart, Deutschland (06/2012).
- [153] BOUDEILE, J.; DIDIERJEAN, J.; CAMY, P.; DOUALAN, J.L.; BENAYAD, A.; MÉNARD, V.; MONCORGÉ, R.; DRUON, F.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.: *Thermal behavior of ytterbium-doped fluorite crystals under high power pumping*. Optics Express Vol. 16, No. 14, 10098-10109 (2008).
- [154] KLEPTSYN, V.; GUENRIKHSO, V.; LISASKAS, V.; BUTKUTE, R.; VENGALIS, B.; SAMOJLENKOV, S.; GORBENKO, O.; KAUL, A.: *High temperature superconducting thin films on CaGdAlO₄ substrates*. Journal of Crystal Growth Vol. 196, No. 1, 122-125 (1999).
- [155] BOUDEILE, J.: *Développement de nouvelles sources laser femtosecondes à base de cristaux dopés ytterbium et pompés par diode laser*. Dissertation, Université Paris-SUD 11, Paris (2008).
- [156] ELEMENT SIX: <http://www.e6.com>. (2012).
- [157] ROSS, E.; MAILE, K.: *Werkstoffkunde für Ingenieure: Grundlagen, Anwendung, Prüfung*. Springer Taschenbuch, 2. Auflage, Berlin Heidelberg (2004).
- [158] BEIL, K.; DEPPE, B.; KRÄNKEL, C.: *Yb:CaGdAlO₄ thin-disk laser with 70 % slope efficiency and 90 nm wavelength tuning range*. Optics Letters Vol. 38, No. 11, 1966-1968 (2013).
- [159] PETIT, V.; CAMY, P.; DOUALAN, J.L.; MONGORGÉ, R.: *Refined analysis of the luminescent centers in the Yb³⁺:CaF₂ laser crystal*. Journal of Luminescence Vol. 122-123, 5-7 (2007).
- [160] MONCORGÉ, R.; CAMY, P.; DOUALAN, J.L.; BRAUD, A.; MARGERIE, J.; RAMIREZ, L.P.; JULLIEN, A.; DRUON, F.; RICAUD, S.; PAPADOPOULOS, D.N.; GEORGES, P.: *Pure and Yb³⁺ doped fluorites (Ca, Sr, Ba)F₂: A renewal for the future high intensity laser chains*. Journal of Luminescence 2011.09.038 (2011).
- [161] ITO, M.; GOUTAUDIER, C.; GUYOT, Y.; LEBBOU, K.; FUKUDA, T.; BOULON, G.: *Crystal growth, Yb³⁺ spectroscopy, concentration quenching analysis and po-*

- tentiality of laser emission in $Ca_{1-x}Yb_xF_{2+x}$* . Journal of Physics: Condensed Matter 16, 1501-1521 (2004).
- [162] POPOV, P.A.; FEDOROV, P.P.; NAKLADOV, A.N.; KUZNETSOV, S.V.; OSIKO, V.V.; BASIEV, T.T.: *Thermal conductivity of single crystals of $Ca_{1-x}Yb_xF_{2+x}$ solid solutions*. Doklady Physics Vol. 52, No. 4, 198-200 (2008).
- [163] GAUMÉ, R.; VIANA, B.; VIVIEN, D.; ROGER, J.-P.; FOURNIER, D.: *A simple model for the prediction of thermal conductivity in pure and doped insulating crystals*. Applied Physics Letters 83, No. 7, 1355-1357 (2011).
- [164] SIEBOLD, M.: *Persönliche Mitteilung*. Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Deutschland (12/2013).
- [165] MAHLAB, E.; VOLTERRA, V.; LOW, W.; YARIV, A.: *Orthorhombic electron spin resonance spectrum of U^{3+} in CaF_2* . Physical Review Vol. 131, No. 3, 920-922 (1963).
- [166] PETIT, V.; CAMY, P.; DOUALAN, J.L.; PORTIER, X.; MONCORGÉ, R.: *Spectroscopy of $Yb^{3+}:CaF_2$ from isolated centers to clusters*. Physical Review B 78, 085131 (2008).
- [167] PETERS, V.: *Growth and spectroscopy of ytterbium-doped sesquioxides*. Dissertation, Universität Hamburg (2001).
- [168] PETERS, V.; PETERMANN, K.; HUBER, G.; LARIONOV, M.; SPEISER, J.; GIESEN, A.: *Growth of sesquioxides for high power thin-disk-laser applications*. Advanced Solid-State Lasers Conference (2002).
- [169] VELAZQUEZ, M.: *Persönliche Mitteilung*. Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux, France (04/2012).
- [170] DEKKER, P.; DAWES, J.: *Twinning and "natural quasi-phase matching" in $Yb:YAB$* . Applied Physics B 83, 267-271 (2006).
- [171] ZHAO, S.; WANG, J.; SUN, D.; HU, X.; LIU, H.: *Twin structure in $Yb:YAl_3(BO_3)_4$ crystal*. Journal of Applied Crystallography 34, 661-662 (2001).

-
- [172] LEONYUK, N.I.; KOPORULINA, E.V.; MALTSEV, V.V.; LI, J.; ZHANG, H.J.; ZHANG, J.X.; WANG, J.Y.: *Growth and characterization of (Tm,Y)Al₃(BO₃)₄ and (Yb,Y)Al₃(BO₃)₄ crystals*. Journal of Crystal Growth 277, 252-257 (2005).
- [173] DEKKER, P.; BLOWS, J.; WANG, P.; DAWES, J.; PIPER, J.; OMATSU, T.; LIU, Y.; WANG, J.: *Yb:YAl₃(BO₃)₄: an efficient green self-frequency-doubled laser source*. OSA TOPS Vol. 50, Advanced Solid-State Lasers (2001).
- [174] LI, J.; WANG, J.Y.; CHENG, X. F.; HU, X. B.; WANG, X. Q.: *The influence of Yb³⁺ concentration on Yb:YAl₃(BO₃)₄*. Crystal Research and Technology Vol. 38, No. 10, 890-895 (2003).
- [175] ROMANYUK, Y.: *Liquid-phase epitaxy of doped KY(WO₄)₂ layers for waveguide lasers*. Dissertation, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (2005).
- [176] PETROV, V.; PUJOL, M.C.; MATEOS, X.; SILVESTRE, Ò.; RIVIER, S.; AGUILÓ, M.; SOLÉ, R.M.; LIU, J.; GRIEBNER, U.; DÍAZ, F.: *Growth and properties of KLu(WO₄)₂, and novel ytterbium and thulium lasers based on this monoclinic crystalline host*. Laser&Photonics Rev. 1, No. 2, 179-212 (2007).
- [177] ERHARD, S.; GAO, J.; GIESEN, A.; CONTAG, K.; LAGATSKY, A.A.; ABDOLVAND, A.; KULESHOV, N.V.; AUS DER AU, J.; SPÜHLER, G.J.; BRUNNER, F.; PASCHOTTA, R.; KELLER, U.: *High power Yb:KGW and Yb:KYW thin disk laser operation*. OSA Trends in Optics and Photonics (TOPS), Conf. Lasers and Electro-Optics, Tech. Dig., Postconference Edition, Washington D.C. (2001).
- [178] MATEOS, X.; SOLÉ, R.; GAVALDÀ, J.; AGUILÓ, M.; MASSONS, J.; DÍAZ, F.: *Crystal growth, optical and spectroscopic characterization of monoclinic KY(WO₄)₂ co-doped with Er³⁺ and Yb³⁺*. Optical Materials 28, 423-431 (2006).
- [179] WANG, K.; WANG, J.: *Spectroscopic properties of ytterbium doped KLu(WO₄)₂*. Journal of Rare Earths Vol. 29, No. 4, 359-362 (2011).
- [180] DRUON, F.; BALEMBOIS, F.; GEORGES, P.: *New laser crystals for the generation of ultrashort pulses*. Comptes Rendus Physique 8, 153-164 (2007).
- [181] AGGARWAL, R.L.; RIPIN, D.J.; OCHOA, J.R.; FAN, T.Y.: *Measurement of thermo-optic properties of Y₃Al₅O₁₂, Lu₃Al₅O₁₂, YAlO₃, LiYF₄, BaY₂F₈, KGd(WO₄)₂*

and KY(WO₄)₂ laser crystals in the 80-300 K temperature range. Journal of Applied Physics 98, 103514 (2005).

- [182] RIVIER, S.; MATEOS, X.; SILVESTRE, O.; PETROV, V.; GRIEBNER, U.; PUJOL, M.C.; AGUILO, M.; DIAZ, F.; VERNAY, S.; RYTZ, D.: *Thin-disk Yb:KLu(WO₄)₂ laser with single-pass pumping.* Optics Letters Vol. 33, No. 7, 735-737 (2008).

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

Gorritz, Michael

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

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO₂-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 CO₂-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 CO₂-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 CO₂-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 CO₂- 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

Laserschweißtauglichkeit 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 3-519-06227-8

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO₂-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 CO₂-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

Pließ, Wilfried

Zerstörungsschwellen und Degradation von CO₂-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 verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-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 CO₂-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 Zerspansung
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 CO₂-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

Bahn Müller, 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 Weichlötlens 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-Doppelfokus-
technik – Steigerung von Prozesssicherheit, Fle-
xibilität 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 ke-
ramischen 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 Metal-
len mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan

Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Sys-
temkonzept und experimentelle Verifizierung
2004, 115 Seiten, ISBN 3-8316-0376-6

Klaus Goth

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumini-
umguß- und Knetlegierungen mit CO₂-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 Präzi-
sion 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 Aluminium-
gusslegierungen 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 Laserstrahl-tiefschweißen von Stahl

2005, 163 Seiten, ISBN 3-8316-0493-2

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpuls-verstärkern im Scheibenlaserdesign

2005, 172 Seiten, ISBN 3-8316-0508-4

Jiancun Gao

Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheiben-laser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzver-dopplung

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 Laser-pulsen

2005, 116 Seiten, ISBN 3-8316-0573-4

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit vari-ablem Laserstrahldurchmesser in modularen Fert-igungssystemen

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 La-sermaterialbearbeitung

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 Nahteigen-schaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

2009, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-0854-6

Mikhail Larionov

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristal-len 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 La-serstrahlung mit der Methode der zweiten Mo-mente

2009, 176 Seiten, ISBN 978-3-8316-0896-6

Thomas Kübler

Modellierung und Simulation des Halbleiterschei-benlasers

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 Aluminiumlegierun-gen 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 Getriebebau – 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

