

Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

S. Piehler
Resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen
in hochbrillanten Scheibenlasern

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.

Resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen in hochbrillanten Scheibenlasern

von Dr.-Ing. Stefan Piehler
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

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

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Alois Herkommer

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

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2017

D 93

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

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2017

ISBN 978-3-8316-4690-6

Printed in Germany

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

Inhalt

Inhalt	5
Liste der verwendeten Symbole	7
Kurzfassung	13
Extended Abstract	15
1 Einleitung	21
1.1 Skalierungsproblematik bei hochbrillanten Scheibenlasern	21
1.2 Deformierbare Spiegel für den resonatorinternen Einsatz	26
1.3 Ziele und Aufbau der Arbeit	29
2 Grundlagen	31
2.1 Thermische Effekte im Scheibenlaserkristall	31
2.2 Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall	36
2.3 Methoden zur Resonatormodellierung	42
2.4 Auswirkung resonatorinterner Wellenfrontstörungen	46
2.4.1 Sphärische Wellenfrontstörungen	47
2.4.2 Asphärische Wellenfrontstörungen	49
3 Resonatorinterne Kompensation von Wellenfrontstörungen	53
3.1 Kompensation sphärischer Wellenfrontstörungen	54
3.2 Kompensation asphärischer Wellenfrontstörungen	56
4 Flächenlastspiegel für den resonatorinternen Einsatz	63
4.1 Flächenlastspiegel - Grundprinzip und Auslegung	63
4.2 Sphärische Flächenlastspiegel	67
4.2.1 Auslegung	68
4.2.1.1 Sphärische Flächenlastspiegel homogener Dicke . .	68
4.2.1.2 Sphärische Flächenlastspiegel mit optimierter Di-	
ckenverteilung	70
4.2.2 Charakterisierung	74
4.2.2.1 Sphärische Flächenlastspiegel mit homogener Dicke	76

4.2.2.2	Sphärische Flächenlastspiegel mit optimierter Dickenverteilung	80
4.3	Asphärische Flächenlastspiegel	86
4.3.1	Auslegung	86
4.3.2	Charakterisierung	91
5	Experimentelle Demonstration der resonatorinternen Störungskompensation	96
5.1	Sphärische Kompensation	97
5.2	Asphärische Kompensation	106
5.3	Kombinierte sphärische und asphärische Kompensation	114
6	Zusammenfassung und Ausblick	123
	Literaturverzeichnis	129
	Danksagung	136

Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bedeutung	Einheit
a	Plattenradius	m
A	Feldamplitude	W/m
A_1	Komponente einer Strahltransfermatrix	
B_1	Komponente einer Strahltransfermatrix	
c_0	Polynomkoeffizient	
c_1	Polynomkoeffizient	
c_2	Polynomkoeffizient	
c_3	Polynomkoeffizient	
c_4	Polynomkoeffizient	
C_1	Komponente einer Strahltransfermatrix	
d_0	Kristalldicke	m
$d_{00,L}$	Durchmesser der Grundmode an beliebiger Stelle z_L im Resonator	m
dn/dT	Thermooptischer Koeffizient	$1/K$
D_1	Komponente einer Strahltransfermatrix	
D_g	Vorgegebene Brechkraft	$1/m$
r	Radiale Koordinate	m
w_{Pump}	Pumpfleckradius	m
c_{SG}	Supergauß-Exponent	
d_P	Pumpfleckdurchmesser	m
dpt	Dioptrie ($1 \text{ dpt} = 1 \text{ m}^{-1}$)	$1/m$
D	Brechkraft	$1/m$
D_{Disk}	Effektive Brechkraft der Scheibe	$1/m$
D_S	Brechkraft eines sphärischen Aberrators	$1/m$
D_x	Brechkraft in x-Richtung	$1/m$
D_y	Brechkraft in y-Richtung	$1/m$
D^*	Thermisch induzierte Brechkraft pro Leistung	W/m

E	Elastizitätsmodul	N/mm^2
E_0	Feldverteilung	V/m
E_{Mode}	Feldverteilung der Resonatormode	V/m
E_i	Feldverteilung der i-ten Mode	V/m
f	Brennweite	m
F_0	Biegesteifigkeit	Nm
$F_{opt}(r)$	Optimierte Biegesteifigkeitsverteilung	Nm
$F(r)$	Lokale Biegesteifigkeit	Nm
g_1	Resonatorparameter	
g_2	Resonatorparameter	
$g_{1g2,soll}$	Vorgegebener Betriebspunkt bzw. Resonatorstabilität	
h	Plattendicke	m
$h(r)$	Dickenverteilung	m
h_{rs}	Reststegdicke	m
h_{SG}	Stufenhöhe der Supergauß-Verteilung	m
\hbar	Planck'sches Wirkungsquantum ($\approx 6,626 \cdot 10^{-34} Js$)	Js
i	Imaginäre Einheit	
I	Leistungsdichte bzw. Intensität	W/m^2
I_0	Spitzenintensität	W/m^2
K	Propagationsmatrix	
K_1	Propagationsmatrix des 1. Elements	
K_2	Propagationsmatrix des 2. Elements	
K_n	Propagationsmatrix des n. Elements	
\tilde{L}	Effektive Resonatorlänge	m
$L_{0,Kristall}$	Geometrische Länge bei Durchgang durch Kristall (homogene Temperaturverteilung)	m
L_1	Länge im Resonator	m
L_2	Länge im Resonator	m
L_3	Länge im Resonator	m
$L_{Kristall}$	Geometrische Länge bei Durchgang durch Kristall	m
M^2	Beugungsmaßzahl	
M_x^2	Beugungsmaßzahl in x-Richtung	
M_y^2	Beugungsmaßzahl in y-Richtung	

M_R^2	Geometrisch gemittelte Beugungsmaßzahl	
M_1	Strahltransfermatrix	
M_2	Strahltransfermatrix	
M_3	Strahltransfermatrix	
M_K	Strahltransfermatrix eines sphärischen Kompensators	
M_S	Strahltransfermatrix eines sphärischen Aberrators	
M_r	Radiales Biegemoment	Nm
M_t	Tangentiales Biegemoment	Nm
n_0	Brechungsindex des Kristallmaterials bei homogener Temperatur	
$n_{Kristall}$	Brechungsindex des Kristallmaterials	
n_{Luft}	Brechungsindex Luft	
N_F	Fresnelzahl	
OPD	Optische Pfadlängendifferenz	m
OPD_{Fit}	Fitfunktion zur Anpassung an gemessene OPD	m
$OPD_{Kristall}$	OPD bei Durchgang durch Kristall	m
OPD_{Luft}	OPD durch aufsteigende warme Luft vor der Scheibe	m
OPD_{RS}	OPD aufgrund der Verschiebung der Kristallrückseite	m
OPL	Optische Pfadlänge	m
OPL_0	Optische Pfadlänge im ungepumpten Laserkristall	m
p	Flächenlast	N/mm^2
p_g	Vorgegebener Druck	N/mm^2
P_h	Heizleistung	W
P_{Pump}	Pumpleistung	W
q	Komplexer q-Parameter	m
r_a	Nutaußenradius	m
r_i	Nutinnenradius	
r_{max}	Nutzbarer Radius	m
r_t	Radiale Koordinate des Sphärisch/asphärischen Übergangs	m
R	Krümmungsradius	m
$R_{0,Disk}$	Effektiver Krümmungsradius der Scheibe	m

R_{Disk}	Krümmungsradius der ungepumpten Scheibe	m
$R_{Disk,g1g2}$	Krümmungsradius der Scheibe am Rand des Stabilitätsbereichs	m
R_g	Vorgegebener Krümmungsradius	m
R_k	Kantenverrundung	m
R_x	Krümmungsradius in x-Richtung	m
R_y	Krümmungsradius in y-Richtung	m
S	Optischer Pfad	m
T	Temperatur	K
T	Strahltransfermatrix für einfachen Durchgang durch Resonator	
T	Transmissionsgrad	
T_0	Kristalltemperatur im ungepumpten Zustand	K
T_{Luft}	Temperatur der Umgebungsluft	K
U	Umlaufmatrix	
V_B	Beugungsverluste	
w_{00}	Strahlradius der Grundmode	m
$w_{00,D}$	Strahlradius der Grundmode auf der Scheibe	m
w_a	asphärische Komponente der Verformung	m
w_g	Vorgegebene Verformungskurve	m
w_{max}	Deformationshöhe im Zentrum	m
w_{Mess}	Gemessene Oberflächendeformation	m
w_{MM}	Strahlradius eines Multimodestrahls	m
w_p	Parabolischer Anteil der Verformung	m
w_{SG}	Radius der Supergauß-Verteilung	m
w_{soll}	Vorgegebene Sollverformungskurve	m
$w(r)$	Lokale Verformung	m
x	Raumkoordinate	m
x_0	Mittelpunkt bzgl. der x-Achse	m
y	Raumkoordinate	m
y_0	Mittelpunkt bzgl. der y-Achse	m
z_{RS}	Rückseitenverschiebung	m
z	Raumkoordinate	m
z_0	Rückseitenlage	m

z_K	Stelle, an der eine Phasenkompensation eingebracht wird	m
z_L	Stelle im Resonator	m
z_m	Koordinate der Mittelebene einer Platte	m
z_S	Stelle, an der eine Phasenverschiebung auftritt	m
Δ_{cav}	Auflösung der Brechkrafteinstellung (konkav)	$1/m$
Δ_{vex}	Auflösung der Brechkrafteinstellung (konvex)	$1/m$
Δn	Brechungsindexänderung	
Δn_{TO}	Thermooptische Brechungsindexänderung	
Δn_σ	Spannungsinduzierte Brechungsindexänderung	
Δ_p	Auflösung der Druckeinstellung	N/mm^2
ΔL	Längenänderung des Kristalls	m
$\Delta\Phi$	Phasenänderung im Laserkristall	
$\Delta\Phi_{Korr}$	Phasenverschiebung durch Korrektor/Kompensator	
ε_{Th}	Wärmeausdehnungskoeffizient	$1/K$
η_{QD}	Quantendefekt bzw. Stokes-Wirkungsgrad	
λ	Wellenlänge	m
λ_{Mess}	Wellenlänge des Messlasers	m
λ_L	Wellenlänge der Laserstrahlung	m
λ_p	Wellenlänge der Pumpstrahlung	m
Λ	Eigenwert	
Φ	Phasenverteilung nach Durchgang durch gepumpten Kristall	
Φ_0	Phasenverteilung nach Durchgang durch ungepumpten Kristall (bzw. vor Störung)	
ν	Poissonzahl	
ν_L	Frequenz der Laserstrahlung	$1/s$
ν_P	Frequenz der Pumpstrahlung	$1/s$
ρ	Normierter Radius	
σ_r	Radiale Zugspannungen	N/mm^2
$\sigma_{r,max}$	Maximale radiale Zugspannung	N/mm^2
σ_t	Tangentiale Zugspannungen	N/mm^2
$\sigma_{t,max}$	Maximale tangentielle Zugspannung	N/mm^2
\mathfrak{P}	Propagationsoperator	

Abkürzung	Bedeutung
ADM	engl.: <u>A</u> spherically <u>D</u> eformable <u>M</u> irror (Asphärisch deformierbarer Spiegel)
ASE	engl.: <u>A</u> mplified <u>S</u> pontaneous <u>E</u> mission (Verstärkte Spontanemission)
CO ₂	Kohlenstoffdioxid
DM	engl.: <u>D</u> eformable <u>M</u> irror (Deformierbarer Spiegel)
GdVO ₄	Gadolinium-Orthovanadat
HG	Hermite-Gauß
HR	Hochreflektiv
IFSW	Institut für Strahlwerkzeuge
LAM	Laseraktives Medium
LG	Laguerre-Gauß
LuAG	Lutetium-Aluminium Granat (Lu ₃ Al ₅ O ₁₂)
MMDM	engl.: <u>M</u> icromachined <u>D</u> eformable <u>M</u> irror (Mikromembranspiegel)
MOFA	engl.: <u>M</u> aster <u>O</u> scillator <u>F</u> iber <u>A</u> mplifier
Nd	Neodym
P/V	Peak-to-Valley
SDM	engl.: <u>S</u> pherically <u>D</u> eformable <u>M</u> irror (Sphärisch deformierbarer Spiegel)
SLDM	engl.: <u>S</u> urface- <u>L</u> oad <u>D</u> eformable <u>M</u> irror (Flächenlastspiegel)
YAG	Yttrium-Aluminium-Granat (Y ₂ Al ₅ O ₁₂)
Yb	Ytterbium
YVO ₄	Yttrium-Orthovanadat

Kurzfassung

Die Leistungsskalierung von Scheibenlasern hoher Brillanz ist durch thermisch induzierte Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall limitiert. Durch die sphärische Komponente dieser Wellenfrontstörungen wird - analog zur klassischen „thermischen Linse“ - eine Abhängigkeit der Strahlqualität von der Pumpleistung hervorgerufen, durch die asphärische Komponente entstehen hauptsächlich pumpleistungsabhängige Beugungsverluste. Durch Verringerung der im laseraktiven Medium erzeugten Wärmelast, beispielsweise durch Optimierung der Kühlung oder Zero-Phonon-Pumpen, lassen sich diese Störungen betragsmäßig zwar verringern, Ausgangsleistungen im kW-Bereich mit beugungsbegrenzter Strahlqualität über den gesamten Leistungsbereich sind allerdings ohne Kompensation der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen nicht möglich.

Die vorliegende Arbeit befasst sich daher mit der resonatorinternen Kompensation dieser charakteristischen Wellenfrontstörungen. Ziel war es, mittels geeigneter deformierbarer Spiegel im Resonator eine Kompensation der beiden Komponenten der Wellenfrontstörungen zu erreichen, so dass bei Ausgangsleistungen im Kilowatt-Bereich eine beugungsbegrenzte Strahlqualität erreicht werden kann, die von der Pumpleistung unabhängig ist.

Hierfür wurden auf dem Flächenlastprinzip basierende Spiegel eingesetzt, deren Deformation durch Anlegen eines pneumatischen Drucks an eine dünne Spiegelmembran erzeugt wird. Auf Basis der Kirchhoff'schen Plattentheorie wurden die Dickenverteilungen der Spiegelmembranen so ausgelegt, dass die resultierende Deformation jeweils einer Komponente der Wellenfrontstörungen entspricht. Anhand von interferometrischen Messungen der Oberflächendeformation der entwickelten sphärisch und asphärisch deformierbaren Spiegel bei unterschiedlichen Drücken konnte gezeigt werden, dass die Oberflächenform der jeweiligen Spiegeltypen in sehr guter Näherung den angestrebten Sollverformungen entspricht. Der Einsatz der beiden Spiegeltypen in unterschiedlichen Resonatoren hat darüber hinaus gezeigt, dass auch die Beschichtungsqualität der deformierbaren Spiegel den Anforderungen an Resonatorspiegel genügt.

Für Ausgangsleistungen bis zu ca. 1 kW konnte gezeigt werden, dass der resonatorinterne Einsatz eines sphärisch deformierbaren Spiegels eine Einstellung und Stabilisierung der Strahlqualität ermöglicht. Der asphärische Spiegel bewirkt einerseits eine Kompensation der entsprechenden asphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen, andererseits wurde darüber hinaus eine Stabilisierung gegenüber Instabilitäten der Modenposition auf der Scheibe beobachtet. Insgesamt konnte für ein Zero-Phonon-gepumptes Scheibenlasersystem eine Ausgangsleistung von 1077 W bei einer Beugungsmaßzahl von $M_R^2 = 1,23$ (bzw. $M_x^2 = 1,27$ und $M_y^2 = 1,19$) gezeigt werden, wobei durch den sphärischen Flächenlastspiegel eine Stabilisierung der Strahlqualität auf $M^2 < 1,5$ über den gesamten Leistungsbereich demonstriert wurde.

Für ein breitbandig bei 940 nm gepumptes Scheibenlasersystem konnte durch gleichzeitigen Einsatz eines sphärischen und eines asphärischen Flächenlastspiegels eine Ausgangsleistung von 1036 W bei einer Beugungsmaßzahl von $M_R^2 = 1,29$ erreicht werden. Auch hier konnte mittels des sphärischen Flächenlastspiegels die Beugungsmaßzahl stabilisiert und mit $M^2 < 1,3$ nahezu beugungsbegrenzt und über den gesamten Leistungsbereich konstant gehalten werden.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse zeigen, dass Flächenlastspiegel eine effektive Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen innerhalb des Laserresonators ermöglichen. Besonders vielversprechend erscheint die Kombination dieses Kompensationsansatzes mit einer zusätzlichen Verringerung der Wärmelast im laseraktiven Medium, die beispielsweise durch Zero-Phonon-Pumpen erreicht werden kann. Hierdurch sollten sich Grundmode-Scheibenlaser im Multi-kW Bereich realisieren lassen, deren Strahlqualität über den gesamten Leistungsbereich konstant und nahezu beugungsbegrenzt ist.

Extended Abstract

Power scaling of high-brightness solid-state lasers is limited by wavefront distortions caused by thermal effects in the laser crystal. The magnitude of these pump-power dependent aberrations is significantly reduced for thin-disk lasers owing to the efficient cooling concept. However, when it comes to fundamental-mode operation, even the comparably weak residual wavefront distortions in thin-disk laser crystals have significant impact on output power and beam quality. By optimization of the cooling of the laser crystal or pumping at the zero-phonon-line, the heat load and hence the magnitude of thermally induced wavefront distortions can be further reduced. Accordingly, output powers in the kW-range have been demonstrated with almost diffraction-limited beam quality at a specific operating point of the laser. However, it is not possible to constantly maintain diffraction-limited beam quality throughout the full power range without effective compensation of the thermally induced wavefront distortions in the thin-disk laser crystal.

This thesis aims at the development of a suitable method for the compensation of thermally induced aberrations in thin-disk lasers. The approach pursued for this purpose is the intra-cavity use of deformable mirrors designed for the compensation of the characteristic wavefront distortions present in thin-disk lasers. The main objective is the demonstration of a kW-level thin-disk laser with almost diffraction-limited and above all constant beam quality throughout the full power range.

The basic shape of thermally induced wavefront distortions generated in pumped thin-disk laser crystals is well-known from literature. In general, these aberrations can be separated in a spherical and an aspherical component. The spherical component leads to a dependency of beam quality of the output beam on pump power, in analogy to the “thermal lensing”-effect known from other types of solid-state lasers. The aspherical component causes a slight degeneration of beam quality, but mainly generates diffraction losses which reduce the overall efficiency and can lead to a suppression of the laser oscillation especially in fundamental-mode operation. Although both effects can be reduced by a decrease of heat load in the laser crystal, they cannot be suppressed completely. Therefore, intra-cavity compensation of these distortions inevitably becomes necessary beyond some point.

The compensation of the spherical component of the thermally induced wavefront distortions can be achieved by using a spherically deformable mirror featuring a controllable refractive power. Accordingly, an aspherically deformable mirror can be used for the compensation of the aspherical wavefront distortions, if the phase modulation generated by the mirror is exactly inverse to the wavefront distortion. The spherical mirror can be placed at an almost arbitrary position within the laser cavity, whereas some restrictions apply for the position of the aspherical mirror. As a deformable mirror is a phase-only modulator, perfect compensation of wavefront distortions can only be achieved if the compensating mirror is placed in a conjugate plane of or close to the source of the distortion, so that the change of the intensity distribution of the distorted wave caused by propagation is negligibly small. If these conditions are met, an effective intra-cavity compensation of the aspherical wavefront distortions can be achieved by using a deformable mirror which induces a phase distortion which is the inverse of the shape of the a priori known wavefront distortions generated in the thin-disk laser crystal. The diffraction losses caused by the aspherical component of the thermally induced wavefront distortions hence can be effectively reduced. This could be verified in this thesis using a diffractive model of a thin-disk laser cavity.

As the gain in thin-disk laser crystals is usually very small in comparison to e.g. rod- or fiber-shaped gain media, laser operation is very sensitive to cavity losses. Therefore, for the use in high-power resonators, the deformable mirrors should feature a very high reflectivity in the range of $R > 99.95\%$. Furthermore, for an effective compensation of wavefront distortions, the deviations of the mirror surface from the ideal shape should be negligibly small, i.e. preferably less than $1/20$ of the laser wavelength. The approach for the implementation of such high-quality mirrors chosen in this thesis is the concept of deformable mirrors based on the deformation of a thin membrane caused by a distributed surface load, i.e. pneumatic or hydraulic pressure, as this type of mirrors has shown promising performances in previous experiments. With only one degree of freedom, however, a “surface-load deformable mirror” (SLDM) has to be designed specifically for the targeted application. It is therefore beneficial to make use of the separability of spherical and aspherical wavefront distortions and compensate for these distortions separately using two discrete mirrors. Accordingly, in this thesis, different types of SLDMs have been designed for the compensation of the spherical distortions as well as for the typical super-Gaussian-shaped aspherical distortions which are characteristic for homogeneously pumped thin-disk laser crystals.

The shape of deformation of SLDMs is primarily depending on the distribution of the thickness of the mirror membrane. In this thesis, a formalism based on Kirchhoff-Love plate theory is elaborated which allows the calculation of the thickness distribution of a mirror membrane from a given desired deformation curve of the mirror surface at a defined pressure applied from the back side of the membrane. This formalism was used in order to specifically design and manufacture mirrors for the given compensation tasks: Mirrors which feature an almost ideal parabolic shape of deformation on the one hand, and mirrors featuring super-Gaussian deformations on the other.

Different types of SLDMs have been fabricated from high-quality HR-coated laser mirrors by an ultrasonic lapping process. Interferometric characterization of the surface deformation under load of different samples of these mirrors have shown excellent agreement of the measured surface shapes and the desired shapes of deformation used as target functions for the mirror design. For spherically deformable mirrors, diffraction-limited performance (i.e. peak-to-valley deviations of less than $\lambda/20$) could be demonstrated for refractive powers of up to ± 0.2 dpt at beam diameters of up to 7 mm. This is more than sufficient for the compensation of the spherical component of the thermally induced wavefront distortions in thin-disk lasers, which typically range to some mdpt/kW/cm². It could be shown that with slightly higher deviations from ideal parabolic deformations, refractive powers of up to ± 1 dpt and/or larger useable diameters should be possible as well. Similar results have been demonstrated for the aspherically deformable mirrors: The deviation of the measured surface shape from the given super-Gaussian functions of 8th order as well as the residual surface distortion at zero pressure were measured to be well below $\lambda/20$.

In order to evaluate the intra-cavity performance of these mirrors as well as to verify the approach pursued for the distortion compensation, a series of experiments was carried out. Firstly, the controllability of the operating point of a laser resonator by the intra-cavity use of a spherically deformable mirror was investigated. In order to reduce overall thermal effects and specifically the influence of the aspherical component of the wavefront distortions in the thin-disk laser crystal, a zero-phonon-pumped setup was used for these experiments. Nevertheless, a well-pronounced thermal lensing behavior, i.e. a distinct dependency of the beam quality of the output beam on pump power, could be observed. With the use of a spherically deformable mirror as cavity end-mirror, the beam quality of the output beam could be controlled reproducibly at different levels of output power of up to 1.1 kW by tuning the refractive power of the deformable mirror. This enabled al-

most diffraction-limited beam quality ($M^2 < 1.5$) of the output beam, which could be kept mostly constant throughout the full power range. At the maximum output power of 1077 W, a beam quality of $M_x^2 = 1.27$ and $M_y^2 = 1.19$ was measured in this experiment.

The investigations on the compensation of the aspherical component of the thermally induced wavefront distortions were carried out on a thin-disk laser resonator designed for fundamental-mode operation. The aspherically deformable mirror was used as an end-mirror in close proximity to the laser crystal in this cavity. A standard pumping scheme at a central wavelength of 940 nm was applied for pumping the Yb:YAG crystal. The surface shape of the deformable mirror used in these experiments was designed to match the corresponding component of the wavefront distortions in the thin-disk laser crystal. Without using the aspherically deformable mirror, increasing fluctuations of the output power could be observed at pump powers of above 800 W, leading to a decrease of overall efficiency and hence limiting output power to below 400 W. These fluctuations were attributed to wavefront distortions generated in the air in front of the laser crystal due to convective flow caused by the hot surface of the disk. By using the aspherically deformable mirror and optimizing the magnitude of deformation in order to achieve maximum output power, a significant reduction of these fluctuations could be observed. This enabled a more than two-fold increase of output power to about 815 W with a measured beam quality of the output beam of $M_x^2 = 1.38$ and $M_y^2 = 1.17$, respectively.

With the successful demonstration of a separate compensation of both spherical and aspherical wavefront distortions, a third series of experiments was carried out in order to demonstrate the combined intra-cavity compensation of both components simultaneously. For this purpose, a thin-disk laser pumped at 940 nm was implemented, with the cavity designed for low-order multimode operation ($M^2 < 3$). Similar to the experiments on aspherical compensation, a decrease of overall efficiency was observed at pump powers above 800 W when no compensating mirrors were used. By replacing the end-mirror of the cavity by an aspherically deformable mirror, which was placed in proximity to the thin-disk laser crystal, this decrease of efficiency could be effectively compensated for. As the pressures and hence the magnitudes of surface deformation applied to the deformable mirror were found to correspond well to the measured magnitude of the corresponding thermally induced wavefront distortions in the thin-disk laser crystal, it can be concluded that an actual distortion compensation was achieved in this experiment.

Subsequently, one of the folding mirrors of the cavity was replaced with a spherically deformable mirror, enabling the reproducible control of the beam quality of the output beam at different power levels of up to 1 kW. The simultaneous optimization of both output power (using the aspherically deformable mirror) and beam quality (using the spherically deformable mirror) has enabled an output power of up to 1036 W at an almost diffraction-limited performance ($M_R^2 < 1.29$). The dependency of beam quality on pump power could be effectively suppressed by control of the refractive power of the spherically deformable mirror, leading to a beam quality which was constant and almost diffraction-limited ($M_R^2 < 1.3$) throughout the full power range.

In summary, these experimental observations allow the conclusion that the deformable mirrors presented in this thesis enable an effective intra-cavity compensation of thermally induced wavefront distortions and hence offer significant advantages for the operation of high-power, high-brightness lasers. Both the stabilization and increased efficiency observed when using an intra-cavity aspherically deformable mirror as well as the possibility of controlling the operating point of the laser cavity by using a spherically deformable mirror offer the potential to overcome the typical limitations of solid-state lasers imposed by thermal lensing effects.

Based on the observations described in this thesis, it is to be expected that the combination of intra-cavity compensation schemes and zero-phonon-pumping will enable thin-disk laser systems generating output powers in the multi-kW-level with constant and diffraction-limited beam quality once sufficiently powerful stabilized pump diodes are available. Apart from continuous-wave applications, this is of utmost interest for the development of laser systems generating ultrashort pulses at high average powers. Stable single-transversal-mode operation is a prerequisite for stable generation of pulses in modelocked oscillators. The benefits of a controlled intra-cavity stabilization of the operating point of such an oscillator are therefore obvious.

Furthermore, extra-cavity applications such as the compensation of wavefront distortions in high-power laser amplifiers and beam delivery optics are of growing interest, as both continuous-wave and pulsed laser systems generating average powers in the kW-range are on the verge of entering the industrial environment. The deformable mirrors presented in this thesis offer a simple, cost-effective and above all powerful solution for these applications.

1 Einleitung

1.1 Skalierungsproblematik bei hochbrillanten Scheibenlasern

Thermisch induzierte Wellenfrontstörungen stellen eine der großen Herausforderungen für die Entwicklung von Hochleistungslasern dar. Die Ursachen und Auswirkungen dieser Effekte auf die Eigenschaften verschiedenster Laserstrahlquellen und der durch sie erzeugten Laserstrahlung sind daher ständiger Gegenstand der Forschung. Die fortschreitende Optimierung von Laserstrahlquellen hinsichtlich einer Verringerung thermisch induzierter Störungen hat in der Regel bei jedem erfolgten Optimierungsschritt signifikante Vorteile für die Anwendung gebracht.

Am Beispiel der Festkörperlaser, die aufgrund deutlicher anwendungstechnischer Vorteile im Vergleich zu im industriellen Umfeld weiterhin sehr weit verbreiteten CO₂-Lasern einen wachsenden Anteil von Anwendungen in der Materialbearbeitung mit laserbasierten Fertigungsanlagen abdecken, lässt sich dies belegen. So hat nicht zuletzt die starke Limitierung von Ausgangsleistung und Strahlqualität durch thermische Effekte im laseraktiven Medium, die häufig unter dem Sammelbegriff „thermische Linse“ zusammengefasst werden, dazu geführt, dass blitzlampengepumpte Festkörperlaser nach und nach durch hocheffiziente diodengepumpte Festkörperlaser ersetzt werden. Das schmalbandige und auf das Absorptionsspektrum des jeweiligen laseraktiven Mediums angepasste Emissionsspektrum der zum Pumpen verwendeten Diodenlaser ermöglicht eine starke Verringerung der im laseraktiven Medium in Wärme umgesetzten Leistung. Durch die Vergrößerung des Verhältnisses von gekühlter Oberfläche zu Volumen des laseraktiven Mediums und die damit verbundene effizientere Kühlung konnte insbesondere durch die Konzepte des Faserlasers [1, 2] und des Scheibenlasers [3] eine deutliche Erweiterung der aufgrund thermisch induzierter Effekte vorgegebenen Skalierungsgrenzen erreicht werden.

Beim Faserlaser wird die Strahlqualität im Wesentlichen durch die Strahlführung in der aktiven Faser bestimmt und ist damit weitgehend unabhängig von thermisch induzierten Aberrationen. Im Dauerstrichbetrieb konnten mit speziellen Fa-

serdesigns inzwischen Ausgangsleistungen im Multi-kW-Bereich bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität erreicht werden [2, 4]. Eine weitere Skalierung der Ausgangsleistung bei gleichbleibender Strahlqualität kann im Prinzip durch nachgeschaltete Verstärkerstufen oder durch inkohärente spektrale [5] oder kohärente Kopplung mehrerer Strahlquellen [6] erreicht werden. Aufgrund der vergleichsweise geringen effektiven Modenquerschnittsflächen im Faserkern wird jedoch ein grundlegendes Skalierungslimit für Faserlaser deutlich: Das Einsetzen von nichtlinearen Effekten, beispielsweise von stimulierter Raman-Streuung und stimulierter Brillouin-Streuung limitiert die erreichbaren Intensitäten bzw. Fluenzen im Faserkern, so dass insbesondere im Pulsbetrieb nur moderate Pulsenergien extrahierbar sind.

Beim Scheibenlaser treten diese Effekte durch die verhältnismäßig große Modenfläche und die geringe Propagationslänge im laseraktiven Medium nicht, bzw. erst bei um einige Größenordnungen höheren Leistungen bzw. Pulsenergien auf, so dass sich scheibenlaserbasierte Ultrakurzpuls-Oszillatoren bis zu hohen mittleren Leistungen von einigen 100 W [7, 8, 9, 10, 11] betreiben lassen. Durch die hocheffiziente rückseitige Kühlung der üblicherweise nur ca. 100-200 μm dünnen Laserkristalle findet der Wärmefluss hauptsächlich in Strahlrichtung statt. Die sich dadurch ausbildenden thermisch induzierten Aberrationen wie z.B. die klassische „thermische Linse“, eine pumpleistungsabhängige thermisch induzierte Brechkraft aufgrund der temperaturbedingten Änderung des Brechungsindex wie sie bei stab- oder quaderförmigen laseraktiven Medien durch den hauptsächlich quer zur Strahlrichtung ausgeprägten Wärmefluss entsteht, werden dadurch um Größenordnungen reduziert [12, 13].

Die Skalierung der Ausgangsleistung wird beim Scheibenlaser hauptsächlich über die Fläche des gepumpten Bereichs erreicht. Abgesehen von praktischen Einschränkungen wie der Verfügbarkeit von großflächigen Scheibenlaserkristallen von ausreichender Qualität wird die maximale Größe des Pumpspots und damit die Leistungsskalierbarkeit einzig durch das Anschwingen parasitärer Moden innerhalb des Scheibenlaserkristalls quer zur Laserstrahlachse, die sog. ASE (engl. amplified spontaneous emission) limitiert. Simulationen, in denen dieser Effekt berücksichtigt wird, haben gezeigt, dass unter idealen Voraussetzungen im Dauerstrichbetrieb dennoch mehr als 40 kW aus einer Scheibe extrahierbar sein sollten [14, 15]. Mit derzeit ca. 10 kW, die im Labor im Multimodebetrieb mit einer Scheibe demonstriert wurden [16, 17], ist die Leistungsskalierbarkeit des Scheibenlasers also noch längst nicht ausgereizt. Durch den Einsatz mehrerer Scheiben in einem Resonator lässt sich die Ausgangsleistung außerdem weiter skalieren.

Beugungsbegrenzte Strahlqualität bietet für die Lasermaterialbearbeitung offensichtliche Vorteile wie beispielsweise kleinere erreichbare Fokusburchmesser oder größere Arbeitsabstände. Darüber hinaus ist ein grundmodenaher Laserbetrieb allerdings auch für die Entwicklung von scheibenlaserbasierten Ultrakurzpuls-Oszillatoren von großer Relevanz, da für stabiles Modenkoppeln ein Laserbetrieb mit nur einer oszillierenden Transversalmode notwendig ist, was sich am einfachsten im Grundmodebetrieb erreichen lässt.

Zur Erzeugung beugungsbegrenzter Strahlung aus einem Scheibenlaserresonator wird in der Regel der Durchmesser der Grundmode durch eine geeignete Resonatorauslegung an den Durchmesser des gepumpten Bereichs auf der Scheibe angepasst. Da höhere Moden (zumindest bei den häufig im Scheibenlaserdesign eingesetzten Yb-dotierten Materialien, die ausgeprägtes Quasi-Dreineiveau-Verhalten aufweisen) aufgrund ihres größeren Durchmessers signifikant höhere Verluste durch Reabsorption außerhalb des Pumpspots erfahren, werden diese entsprechend unterdrückt bzw. am Anschwingen gehindert. Hierbei kommt nun - wenn auch in geringerer Größenordnung - analog zu Stablasersystemen der Effekt zum tragen, dass sich aufgrund der sphärischen Komponenten der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im laseraktiven Medium der Durchmesser der Grundmode und damit der Überlapp mit dem gepumpten Bereich auf der Scheibe mit der Pumpleistung leicht ändert. Nimmt der Grundmodendurchmesser ab, können eventuell höhere Moden anschwingen, was zu einer Erhöhung der Beugungsmaßzahl führt. Nimmt der Grundmodendurchmesser dagegen zu, erfährt die Grundmode signifikante Reabsorptionsverluste und die Gesamteffizienz des Laserbetriebs verringert sich. Werden die hierdurch erzeugten Verluste zu groß, wird der Laserbetrieb unterdrückt. Durch die pumpleistungsabhängige Brechkraft der „thermischen Linse“ verschiebt sich zudem der Arbeitspunkt des Resonators, was dazu führen kann, dass der Stabilitätsbereich des Resonators verlassen wird und der Laserbetrieb ebenfalls zum Erliegen kommt. Ein stabiler Grundmodebetrieb ist also auch beim Scheibenlaser nur für einen bestimmten Leistungsbereich möglich.

Desweiteren treten aufgrund des relativ scharf begrenzten gepumpten Bereichs am Rand des Pumpspots starke Temperatur- und damit Brechungsindexgradienten im Scheibenlaserkristall auf, die asphärische Wellenfrontstörungen und damit neben einer geringfügigen Verschlechterung der Strahlqualität hauptsächlich Beugungsverluste verursachen, die mit der Pumpleistung anwachsen ([18] bzw. Kapitel 2). Diese zusätzlichen Verluste bewirken im günstigen Fall eine Verringerung des Wirkungsgrads, im ungünstigen Fall reicht die Verstärkung im laseraktiven Medium nicht, um den Laserbetrieb aufrecht zu erhalten.

Zur Leistungsskalierung im Grundmodebetrieb sind deshalb effektive Strategien notwendig, mit deren Hilfe eine Verringerung oder eine Kompensation der thermisch induzierten Effekte erreicht werden kann.

Seit der ersten Demonstration des Scheibenlasers wurden im Zuge der Leistungsskalierung daher mehrere Ansätze verfolgt, um eine Verringerung der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall zu erreichen. Im Wesentlichen zielen die bisher demonstrierten Ansätze darauf ab, die Ursache der Wellenfrontstörungen - die Wärmelast im Laserkristall - zu verringern. Einerseits kann dies durch eine verbesserte Kühlung des Laserkristalls erreicht werden, z.B. durch die Verwendung dünnerer Scheiben bei gleichzeitiger Erhöhung der Anzahl an Pumplichtdurchgängen und/oder Anpassung der Dotierungskonzentration des Kristalls [14] oder durch die Verwendung transparenter Wärmesenken zur beidseitigen Kühlung des laseraktiven Mediums [19, 20]. Zur Diskussion der jeweiligen Vor- und Nachteile dieser Lösungen sei auf die entsprechenden Veröffentlichungen verwiesen.

Abgesehen von einer Verbesserung der Kühlung kann eine Verringerung der Wärmelast auch durch eine Verringerung der im Laserkristall in Wärme umgesetzten Anteile der Pump- und Laserleistung erreicht werden. Durch Optimierung der Laserkristallqualität hinsichtlich einer Verringerung absorbierender Defekte und Verunreinigungen, sowie der Verringerung der Absorption an HR- und AR-Beschichtungen kann eine Verringerung der durch Absorption von Pump- und Laserstrahlung in den Laserkristall eingebrachten Wärmeleistung erreicht werden.

Der Großteil der im laseraktiven Medium erzeugten Wärme wird allerdings durch die strahlungslosen Übergänge zwischen Pumpband und oberem Laserniveau sowie zwischen unterem Laserniveau und Grundzustand und somit letztendlich durch die Energiedifferenz zwischen Pump- und Laserphotonen hervorgerufen, ausgedrückt durch den Quantendefekt

$$\eta_{QD} = \frac{\hbar\nu_L}{\hbar\nu_P} = \frac{\lambda_P}{\lambda_L}. \quad (1.1)$$

Die untere Grenze für die im laseraktiven Medium in Wärme umgesetzte Leistung ergibt sich nach [21] zu

$$P_h = (1 - \eta_{QD}) \cdot P_{Pump}. \quad (1.2)$$

Durch langwelligeres Pumpen kann demnach eine deutliche Reduktion der Wärmelast im Kristall erreicht werden. Das am häufigsten im Scheibenlaser eingesetzte Kristallmaterial Yb:YAG kann beispielsweise neben dem „klassischen“ Absorptionsband bei 940 nm auch bei 969 nm gepumpt werden. Da die laseraktiven Ionen im Kristall hierbei direkt ins obere Laserniveau angeregt werden und somit keine phononischen Übergänge innerhalb des oberen Multipletts stattfinden, wird diese Art des Pumpens oft als „Zero-Phonon-Line“- oder „Direct in-band“-Pumpen bezeichnet. Der Quantendefekt lässt sich dadurch von ca. 91,3% auf 94,1% erhöhen, was einer Verringerung des in Wärme umgesetzten Anteils der Pumpstrahlung von ca. 8,7% auf ca. 5,9% und damit einer Reduzierung der Wärmelast um fast ein Drittel entspricht [22]. Dementsprechend ist eine deutliche Verringerung der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Vergleich zum „klassischen“ Pumpen zu erwarten. Der Pumpübergang bei 969 nm ist mit einer Halbwertsbreite von ca. 1 bis 2 nm allerdings im Vergleich zum relativ breitbandigen Pumpübergang um 940 nm sehr viel schmaler. Daher kann dieses Pumpband nur mit entsprechend schmalbandig emittierenden und wellenlängenstabilisierten Pumpdioden effektiv genutzt werden.

Durch Einsatz von mittels Volume-Bragg-Gittern stabilisierten Pumpdioden [23] konnten am IFSW 742 W nahezu beugungsbegrenzter Strahlung aus einer Yb:LuAG-Scheibe extrahiert werden [22]. Darüber hinaus wurde basierend auf dem selben Ansatz ein grundmodenaher Betrieb ($M^2 = 1,38$) bei einer Ausgangsleistung von 4 kW und gleichzeitig hoher optisch-optischer Effizienz von mehr als 55% demonstriert [24, 17]. Insbesondere bei letzterem Ergebnis zeigt sich aber, dass selbst durch die im Vergleich zum konventionellen Pumpen verringerte Wärmelast eine ausgeprägte sphärische thermische Linse erzeugt wird, die eine starke Variation der Strahlqualität in Abhängigkeit der Pumpleistung verursacht - im publizierten Beispiel eine Änderung von $M^2 = 5$ bei niedrigen Pumpleistungen zu $M^2 = 1,38$ bei der höchsten Pumpleistung.

Durch die Verringerung der Wärmelast im laseraktiven Medium - sei es durch effektivere Kühlung oder durch Reduktion der Wärmeerzeugung - lässt sich das Problem der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen also zu höheren Leistungen hin verlagern. Zwar kann bei einer geeigneten Resonatorauslegung auch bei hohen Ausgangsleistungen Grundmodebetrieb erreicht werden, die grundlegende Problematik der Pumpleistungsabhängigkeit der Strahlqualität lässt sich aufgrund der sphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen allerdings dadurch nicht lösen. Zudem erschweren bei hohen Leistungen die asphärischen Anteile der Wellenfrontstörungen aufgrund der quadratisch mit der Pumpleistung

anwachsenden Beugungsverluste [14] in zunehmendem Maße einen stabilen Grundmodebetrieb.

Um also einen Grundmodebetrieb mit gleichbleibender Strahlqualität über den gesamten Pumpleistungsbereich bis hin zu Ausgangsleistungen im Multi-kW-Bereich zu erreichen, ist es notwendig, die thermisch induzierten Wellenfrontstörungen innerhalb des Resonators auszugleichen. Die Kompensation von Wellenfrontstörungen kann unter gewissen Voraussetzungen mittels deformierbarer Spiegel erreicht werden, die eine der Störung entgegengesetzte Phasenverschiebung verursachen. Kern dieser Arbeit ist die experimentelle Untersuchung dieses Kompensationsansatzes für Hochleistungs-Scheibenlaser im grundmodenahen Betrieb. Hierfür werden entsprechend leistungstaugliche und verlustarme deformierbare Spiegel benötigt. Von der Vielzahl an unterschiedlichen Bauformen deformierbarer Spiegel (für einen allgemeinen Überblick siehe beispielsweise [25]) eignet sich allerdings nur ein geringer Anteil tatsächlich für den resonatorinternen Einsatz. Im folgenden Abschnitt werden einige ausgewählte deformierbare Spiegel vorgestellt, für die ein resonatorinterner Einsatz bei Festkörperlaseren bereits demonstriert wurde.

1.2 Deformierbare Spiegel für den resonatorinternen Einsatz

Ein bereits im resonatorinternen Einsatz demonstrierter Spiegeltyp sind sog. Bimorphe Spiegel. Diese bestehen im Wesentlichen aus einer Spiegelmembran, die auf eine piezoelektrische Keramik aufgebracht wird. Die optischen Eigenschaften des Spiegels werden dabei hauptsächlich von der Spiegelmembran bestimmt, es ist also möglich, verlustarme hochreflektive Beschichtungen auf Glassubstraten zu verwenden. Die Piezokeramik wird beidseitig mit Elektroden versehen, so dass sich beim Anlegen einer Spannung ein lokales Biegemoment und somit eine Verformung der Spiegelmembran einstellt. Durch Strukturierung der Elektroden in einzeln ansteuerbare Elektrodensegmente können dabei unterschiedlichste Aktorenverteilungen realisiert werden, die eine Spiegelauslegung für den jeweiligen Anwendungsfall ermöglichen. Die hohe Aktorendichte, die mit diesem Spiegeltyp auf relativ einfache Weise erreicht werden kann, ermöglicht beispielsweise den Einsatz als resonatorinternen Strahlformungsspiegel zur Generierung von Resonatormoden mit in gewissem Rahmen frei formbarer, beispielsweise supergaußförmiger Intensitätsverteilung. Dies wurde für CO₂- [26], als auch für Nd:YAG-Stablasern [27] demonstriert. Dieser Spiegeltyp ist also prinzipiell auch für die resonatorinterne Kompensation der ther-

misch induzierten Wellenfrontstörungen beim Scheibenlaser geeignet. Dem Vorteil der hohen möglichen Aktorendichte und der Anpassbarkeit der Spiegelverformung an die Kompensationsaufgabe steht allerdings der Nachteil einer vergleichsweise aufwändigen Steuerungstechnik entgegen, da für jeden Freiheitsgrad eine steuerbare Spannungsversorgung mit je nach eingesetzter Piezokeramik und gewünschter Aktuationshöhe mehreren 100 V Ausgangsspannung benötigt wird.

Eine relativ kostengünstige Alternative mit ebenfalls hoher möglicher Aktorendichte stellen sogenannte Mikromembranspiegel (engl. micromachined membrane deformable mirrors, MMDMs) dar, bei denen eine dünne Spiegelmembran durch elektrostatische Kräfte lokal verformt wird. Der Einsatz dieses Spiegeltyps als resonatorinterner Spiegel zur Kompensation einer sphärischen thermischen Linse wurde für einen 120 mW Nd:YVO₄-Stablasers [28] sowie einen 15 W Nd:GdVO₄-Stablasers [29], als auch für einen Nd:YAG-Stablasers mit einer Ausgangsleistung von 200 W [30] demonstriert. Der hohen Aktorendichte und der kostengünstigen Herstellung mittels mikrotechnischer Fertigungsverfahren stehen allerdings aufgrund der als Spiegelmembran verwendeten Materialien eine vergleichsweise geringe Leistungstauglichkeit sowie eine geringe Langzeitstabilität gegenüber. So konnte beispielsweise in [29] eine starke thermisch induzierte Verformung der Spiegelmembran im Laserbetrieb festgestellt werden, während in [31] nach längerer Verwendung starke Alterungserscheinungen festgestellt wurden. Daher ist eine Verwendung dieses Spiegeltyps als resonatorinterner Kompensationsspiegel beim Scheibenlaser nach dem derzeitigen Stand der Technik nicht sinnvoll.

Im Kontext des Scheibenlasers wurden bisher im Wesentlichen zwei Spiegeltypen erfolgreich im resonatorinternen Betrieb eingesetzt. In [32] wurden thermisch deformierbare Spiegel untersucht. Bei diesen Spiegeln wurden auf der Rückseite einer dünnen Spiegelmembran elektrische Leiterbahnen angebracht, die als Widerstandsheizungen wirken. Diese ermöglichen wiederum eine lokale Wärmeeinbringung und somit eine lokale thermisch induzierte Deformation der Spiegelmembran. Bei geeigneter Ansteuerung können somit definierte Oberflächendeformationen generiert werden. Versuche zur resonatorinternen Strahlformung mit dem Ziel der Erzeugung von Resonatormoden mit vorgegebener Intensitätsverteilung zeigen die prinzipielle Eignung dieses Spiegeltyps für den Einsatz im Scheibenlaserresonator, wenn auch bei vergleichsweise niedrigen Ausgangsleistungen von bis zu 50 W. Neben Oberflächenstörungen der vergleichsweise dünnen Spiegelmembran, die aufgrund der anspruchsvollen Fertigungs- und Verbindungstechnik schwer zu vermeiden sind, wird allerdings auch bei diesem Spiegeltyp eine vergleichsweise aufwändige Steuerungstechnik zur elektrischen Ansteuerung der einzelnen Heizkreise benötigt.

In [33] wird zur Kompensation der asphärischen Komponente der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall der Einsatz von auf dem Flächenlastprinzip basierenden deformierbaren Spiegeln vorgeschlagen. Bei diesem Spiegeltyp wird eine Spiegelmembran durch Beaufschlagung mit Luftdruck verformt, wobei sich die Grundform der Deformation in gewissem Rahmen durch eine Strukturierung des Spiegelsubstrats beeinflussen lässt. Die zur Kompensation notwendige supergaußförmige Verformung des Spiegels wird im publizierten Beispiel durch eine rückseitige Ringnut im Spiegelsubstrat erreicht. Bei einer Ausgangsleistung im Bereich um 100 W konnte mittels dieser Spiegel eine leichte Verbesserung der optischen Effizienz gezeigt werden. Dieser Spiegeltyp zeichnet sich durch einen besonders einfachen Aufbau aus. Durch Verwendung von Standard-Spiegelsubstraten aus Quarzglas, die mit einer absorptionsarmen und hochreflektiven Beschichtung versehen sind, können auch nach der Bearbeitung der Spiegerrückseite optische Eigenschaften erreicht werden, die denen von Spiegeln für den resonatorinternen Betrieb entsprechen.

Flächenlastspiegel wurden im Vorfeld hauptsächlich als sphärisch deformierbare Spiegel, also als abbildende optische Elemente mit einstellbarer Brennweite benutzt, um beispielsweise als Teil eines Teleskops in fliegenden Optiken für CO₂-Laserschneidanlagen eine über das Bearbeitungsfeld konstante Fokusslage zu gewährleisten [34]. Im resonatorinternen Einsatz wurden ähnliche Flächenlastspiegel in CO₂-Laserresonatoren [35] zur Einstellung der Strahlqualität verwendet, während für Stablasers eine Kompensation der stark ausgeprägten sphärischen thermischen Linse im Laserkristall demonstriert werden konnte [36, 37].

Da bei Flächenlastspiegeln die Grundform der Oberflächendeformation bei Beaufschlagung mit Druck im Wesentlichen konstant bleibt und sich lediglich im Betrag (bzw. der Höhe der Verformung) ändert, verfügen Flächenlastspiegel über nur einen Freiheitsgrad. Daher sind Flächenlastspiegel ungeeignet für komplexe Strahlformungsaufgaben, bei denen eine Änderung der Spiegelgrundform notwendig ist. Zur Störungskompensation, bei der die Form der Störung im Wesentlichen konstant bleibt und nur mit einem Faktor skaliert wird, wie dies beispielsweise bei den thermisch induzierten Effekten im Scheibenlaserkristall der Fall ist, eignen sich Flächenlastspiegel dagegen potenziell sehr gut, da die Herstellung auf einfache Weise mittels gängiger Fertigungsverfahren erfolgen kann und damit auf die spezifische Kompensationsaufgabe abgestimmte Spiegel hoher optischer Qualität gefertigt werden können. Darüber hinaus bieten Flächenlastspiegel aufgrund des einzigen Freiheitsgrades - dem angelegten Druck - den Vorteil einer sehr einfachen

Steuerungstechnik, die in der Regel lediglich einen Druckregler bzw. ein einfaches Proportionalventil umfasst.

1.3 Ziele und Aufbau der Arbeit

Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Ausarbeitung und Umsetzung von deformierbaren Spiegeln, die für den Einsatz in Scheibenlaserresonatoren bei hohen Ausgangsleistungen geeignet sind. Aufgrund der vergleichsweise geringen Komplexität, der einfachen Ansteuerbarkeit und der potenziellen Hochleistungstauglichkeit wird hierfür das Prinzip der Flächenlastspiegel als Ansatz zur Umsetzung gewählt.

Der resonatorinterne Einsatz dieser Spiegel soll die Kompensation der sphärischen und asphärischen Komponenten thermisch induzierter Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall ermöglichen. Hierdurch soll die Erzeugung von Laserstrahlung demonstriert werden, deren Strahlqualität bis in den Kilowatt-Bereich unabhängig von der Pumpleistung und nahezu beugungsbegrenzt ist.

In der vorliegenden Arbeit wird aufbauend auf den aus der Literatur einschlägig bekannten, für den Scheibenlaser charakteristischen Wellenfrontstörungen das Vorgehen zur Auslegung von Flächenlastspiegeln zu deren Kompensation vorgestellt. Diese Auslegungsmethodik wird anschließend mittels einer umfassenden Charakterisierung der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten deformierbaren Spiegel validiert. Abschließend wird der Kompensationsansatz anhand von Experimenten zum resonatorinternen Einsatz der hier vorgestellten Flächenlastspiegel untersucht. Die vorliegende Arbeit ist zu diesem Zweck wie folgt aufgebaut:

In Kapitel 2 werden zunächst in kurzer Form die wesentlichen im Scheibenlaserkristall auftretenden thermischen Effekte beschrieben. Diese führen zu Wellenfrontstörungen, die sich in eine sphärische sowie eine asphärische Komponente separieren lassen. Zur Beschreibung und zum Verständnis der Auswirkungen dieser beiden Komponenten auf den Resonatorbetrieb sind geeignete Rechenmodelle notwendig, die in Abschnitt 2.3 kurz umrissen und in Abschnitt 2.4 schließlich auf die beiden charakteristischen Störungsanteile angewandt werden.

Die Resonatormodelle werden dann in Kapitel 3 dazu herangezogen, die Möglichkeit zur resonatorinternen Störungskompensation mittels geeigneter deformierbarer Spiegel rechnerisch zu evaluieren. Im Vordergrund steht hierbei die Fragestellung,

welche Form die jeweiligen deformierbaren Spiegel annehmen müssen und an welcher Stelle im Resonator die Spiegel platziert werden sollten, um eine möglichst effektive Kompensation zu erzielen.

Ausgehend von den Ergebnissen der Modellierung werden in Kapitel 4 die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten deformierbaren Flächenlastspiegel vorgestellt. Da für die unterschiedlichen Kompensationsaufgaben unterschiedliche Oberflächendeformationen erforderlich sind, wird erläutert, wie ausgehend von der Kirchhoff'schen Plattentheorie Flächenlastspiegel ausgelegt werden können, deren Deformation einer gegebenen Sollverformung entspricht. Im Rahmen dieser Arbeit wurden mehrere Flächenlastspiegel zur Kompensation von sphärischen sowie der für Scheibenlaser typischen asphärischen, in guter Näherung supergaußförmigen Wellenfrontstörungen, ausgelegt und gefertigt. Die Ergebnisse der interferometrischen Charakterisierung dieser Spiegel sind ebenfalls in Kapitel 4 dargestellt.

Die in Kapitel 4 vorgestellten Spiegel wurden schließlich in mehreren Experimenten zur Validierung des gewählten Ansatzes der resonatorinternen Störungskompensation innerhalb von Scheibenlaserresonatoren eingesetzt. Die Ergebnisse dieser Experimente werden in Kapitel 5 zusammengefasst.

2 Grundlagen

In diesem Kapitel werden zunächst einige grundlegende Sachverhalte und Ansätze dargestellt, die zum Verständnis des Problemfelds „thermisch induzierte Wellenfrontstörungen beim Scheibenlaser“ notwendig sind. Thermische Effekte, die bei Festkörperlaseren kaum zu vermeiden sind, verursachen im Allgemeinen Wellenfrontstörungen. Aufgrund der beim Scheibenlaser vorliegenden thermischen und mechanischen Randbedingungen nehmen diese Störungen eine für diesen Lasertypus charakteristische Form an, die in diesem Kapitel anhand einiger beispielhafter Messungen vorgestellt wird. Die rechnerische Separation dieser Wellenfrontstörungen in eine sphärische und eine asphärische Komponente bietet den Vorteil, dass sich deren Auswirkungen auf den Laserbetrieb jeweils anhand vergleichsweise einfacher Resonatormodelle beschreiben lässt. Die in diesem Kapitel beschriebenen scheibenlasertypischen Wellenfrontstörungen und die vorgestellten Modellierungsansätze bilden die Basis für die Erarbeitung und Untersuchung geeigneter Kompensationsmethoden in den folgenden Kapiteln.

2.1 Thermische Effekte im Scheibenlaserkristall

In den meisten Anwendungen werden Scheibenlaser mittels einer Pumpoptik, die eine Vielzahl von Pumpstrahlungsdurchgängen durch das nur einige 100 μm dicke laseraktive Medium (LAM) ermöglicht [38, 39], auf einem radial begrenzten Bereich longitudinal gepumpt. Die Intensitätsverteilung dieses räumlich begrenzten Pumpflecks lässt sich in radialer Richtung mittels Supergauß-Funktionen der Form

$$I(r) = I_0 \cdot e^{-2\left(\frac{r}{w_{\text{Pump}}}\right)^{c_{SG}}} \quad (2.1)$$

beschreiben, wobei w_{Pump} im Folgenden als Pumpfleckradius bezeichnet wird und I_0 die Spitzenintensität, d.h. die Intensität im Zentrum der rotationssymmetrischen Verteilung bei $r=0$ beschreibt. Der Exponent c_{SG} beeinflusst die Flankensteilheit dieser Verteilung, so dass einerseits für $c_{SG} = 2$ eine Gaußverteilung und im Grenzfall $c_{SG} \rightarrow \infty$ eine homogene Verteilung der Pumpleistung auf ein scharf begrenztes Gebiet mit Radius w_{Pump} vorliegt.

Bedingt durch die Energiedifferenz zwischen Pump- und Laserphotonen (mit durch das Planck'sche Wirkungsquantum \hbar und die jeweiligen Frequenzen ν_P und ν_L der Pump- bzw. Laserphotonen vorgegebenen Energien), steht nur ein Teil der durch Pumpen ins laseraktive Medium eingebrachten Energie für den Laserprozess zur Verfügung. Dieser Anteil lässt sich durch den sogenannten Quantendefekt [21],

$$\eta_{QD} = \frac{\hbar\nu_L}{\hbar\nu_P} = \frac{\lambda_P}{\lambda_L} \quad (2.2)$$

beschreiben, wobei λ_L und λ_P die Wellenlänge der emittierten Laserstrahlung bzw. der Pumpstrahlung bezeichnen. Die übrige Energie bewirkt zum überwiegenden Anteil die Anregung von Gitterschwingungen im Laserkristall und somit eine Erwärmung des laseraktiven Mediums (LAM). Zusätzlich wird das LAM noch geringfügig durch die im Idealfall geringe Absorption von Pump- und Laserstrahlung an Beschichtungen und an Kristalldefekten erwärmt. Aufgrund der effizienten rückseitigen Kühlung und der zumeist sehr geringen Dicke des laseraktiven Mediums stellt sich beim Scheibenlaser ein Wärmefluss in axialer Richtung, also parallel zur Symmetrieachse des Laserkristalls ein, so dass nur am Übergang zwischen Pumpfleck und ungepumptem Bereich ein ausgeprägter Temperaturgradient in radialer Richtung entsteht [3]. Insgesamt stellt sich dadurch im Laserkristall eine Temperaturverteilung ein, die in radialer Richtung im Wesentlichen der Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung entspricht, während in axialer Richtung ein annähernd parabolisches Temperaturprofil vorliegt. Dieses räumlich inhomogene Temperaturfeld $T(x, y, z)$ im Scheibenlaserkristall ruft nun mehrere Effekte hervor, deren optische Auswirkungen sich anhand der ortsabhängigen Änderung der optischen Pfadlänge eines den Kristall durchlaufenden Strahls gegenüber der Pfadlänge beim Durchgang durch den ungepumpten „kalten“ Laserkristall beschreiben lassen.

Durchläuft ein Strahl ein optisch inhomogenes Medium mit der räumlichen Brechungsindexverteilung $n(x, y, z)$, beträgt die optische Pfadlänge entlang des durchlaufenen Pfades $S(x, y, z)$

$$OPL = \int_S n(x(s), y(s), z(s)) ds. \quad (2.3)$$

Der optische Pfad S ist dabei durch das Fermat'sche Prinzip vorgegeben [40]. Aufgrund der geringen Kristalldicke kann beim Scheibenlaser die vereinfachende Annahme getroffen werden, dass parallel zur Kristallachse (im Folgenden als z -Achse bezeichnet) propagierende Strahlen innerhalb des Kristalls in guter Näherung achsparallel bleiben [14]. Damit vereinfacht sich die ortsabhängige Beschreibung der

optischen Pfadlänge beim Durchgang eines Strahls mit zunächst ebenen, senkrecht zur z-Achse stehenden Wellenfronten durch einen Scheibenlaserkristall zu

$$OPL(x, y, T(x, y, z)) \approx \int_0^{L_{Kristall}(x, y, T(x, y, z))} n_{Kristall}(T(x, y, z)) dz. \quad (2.4)$$

Hierbei ist $L_{Kristall}(x, y, T(x, y, z))$ die geometrische Weglänge beim Durchgang durch den Kristall und $n_{Kristall}(T(x, y, z))$ der lokale Brechungsindex des Kristalls. Im ungepumpten Laserkristall liegt eine näherungsweise homogene Temperaturverteilung mit $T(x, y, z) = T_0$ und damit eine homogene Brechungsindexverteilung $n_{Kristall}(T_0) = n_0$ vor. Die geometrische Weglänge $L_{0, Kristall}(x, y)$ ist aufgrund des Doppeldurchgangs durch den Scheibenlaserkristall die doppelte lokale Kristalldicke $d_0(x, y)$. Die optische Pfadlänge beträgt im ungepumpten Zustand also

$$OPL_0(x, y, T(x, y, z) = T_0) = \int_0^{L_{0, Kristall}(x, y)} n_0 dz = n_0 \cdot L_{0, Kristall}(x, y). \quad (2.5)$$

Das räumlich inhomogene Temperaturfeld $T(x, y, z)$ bewirkt eine ortsabhängige optische Pfadlängendifferenz

$$OPD(x, y, T(x, y, z)) = OPL(x, y, T(x, y, z)) - OPL_0(x, y). \quad (2.6)$$

Diese Pfadlängenänderung führt zu einer ortsabhängigen Phasenänderung

$$\begin{aligned} \Delta\Phi(x, y, T(x, y, z)) &= \Phi(x, y, T(x, y, z)) - \Phi_0(x, y) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} (OPL(x, y, T(x, y, z)) - OPL_0(x, y)) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda} OPD(x, y, T(x, y, z)) \end{aligned} \quad (2.7)$$

für einen den Kristall durchlaufenden Strahl und damit zur Verzerrung von dessen Wellenfronten, die sich im aus den im Folgenden beschriebenen Komponenten zusammensetzt (vgl. hierzu auch [14, 41]).

Die durch das Temperaturfeld hervorgerufene thermische Ausdehnung des Laserkristalls und der Wärmesenke bewirkt zum einen eine mechanische Durchbiegung des Verbunds aus Wärmesenke, Kontaktierungsschicht und Laserkristall, deren Betrag und Ausprägung im Wesentlichen von den konkreten mechanischen Randbedingungen wie z.B. der Geometrie und dem Material der Wärmesenke, dem Material und der Schichtdicke der Kontaktierungsschicht, etc. abhängt. In ihrer optischen Auswirkung lässt sich dieser Anteil der optischen Weglängenänderung mittels einer lokalen Verschiebung der als Resonatorspiegel wirkenden hochreflektiv beschichteten Scheibenrückseite im Vergleich zum ungepumpten Zustand beschreiben:

$$OPD_{RS}(x, y) = z_{RS}(x, y, T(x, y, z)) - z_0(x, y) \quad (2.8)$$

Desweiteren bewirkt die Temperaturverteilung $T(x, y, z)$ im gepumpten Scheibenlaserkristall eine optische Pfadlängenänderung, die aus der Längenänderung des Kristalls in z -Richtung $\Delta L(x, y, T(x, y, z))$ aufgrund von Wärmedehnung und der Änderung des Brechungsindex $\Delta n(T(x, y, z))$ des Kristalls hervorgeht. Die Längenänderung des Kristalls kann dabei näherungsweise mittels des linearen Wärmeausdehnungskoeffizienten in z -Richtung ϵ_{Th} beschrieben werden:

$$\begin{aligned} L_{Kristall}(x, y, (T(x, y, z))) &= L_{0,Kristall}(x, y) + \Delta L(x, y, T(x, y, z)) \\ &\approx L_{0,Kristall}(x, y) \cdot (1 + \epsilon_{Th} \cdot (T(x, y, z) - T_0)). \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die durch die Temperaturverteilung $T(x, y, z)$ hervorgerufene Änderung des Brechungsindex lässt sich wiederum in mehrere Anteile aufspalten: Der thermooptische Anteil $\Delta n_{TO}(T(x, y, z))$ lässt sich in linearer Näherung durch den thermooptischen Koeffizienten dn/dT ausdrücken:

$$\Delta n_{TO}(T(x, y, z)) = \frac{dn}{dT} \cdot (T(x, y, z) - T_0). \quad (2.10)$$

Darüber hinaus ruft die Wärmeausdehnung des Kristalls thermisch induzierte Spannungen im Kristall hervor, die wiederum zu spannungsinduzierter Doppelbrechung und damit zu einer polarisationsabhängigen Brechungsindexänderung $\Delta n_{\sigma}(T(x, y, z))$ führen [41]. Insgesamt resultiert aus der Temperaturverteilung $T(x, y, z)$ im gepumpten laseraktiven Medium also eine Brechungsindexverteilung

$$n_{Kristall}(T(x, y, z)) = n_0 + \Delta n_{TO}(T(x, y, z)) + \Delta n_{\sigma}(T(x, y, z)). \quad (2.11)$$

Aus der Kopplung des Real- und Imaginärteils des Brechungsindex ergibt sich aufgrund der Kramers-Kroning-Beziehung außerdem eine Abhängigkeit des Brechungsindex von der Besetzungsinversion im laseraktiven Medium. Da diese allerdings im Vergleich zu den übrigen Effekten um einige Größenordnungen geringer ausfällt [41], kann dieser Effekt in der Regel vernachlässigt werden.

Die optische Pfadlänge, die sich für einen den gepumpten Laserkristall durchlaufenden Strahl ergibt, lässt sich durch Einsetzen der geometrischen Pfadlänge nach Gl. (2.9) und des Brechungsindex nach Gl. (2.11) in Gl. (2.4) berechnen. Im Vergleich zum ungepumpten Laserkristall ergibt sich damit nach Gl. (2.6) die ortsabhängige optische Pfadlängendifferenz $OPD_{Kristall}(x, y, T(x, y, z))$. Die hier dargestellte Separation der thermisch induzierten optischen Pfadlängenänderung im gepumpten Laserkristall in deren einzelne Anteile ist zum Verständnis der Beiträge der einzelnen thermisch induzierten Effekte sinnvoll. Aufgrund der Verknüpfung

der Beiträge der Längen- und Brechungsindexänderung zur optischen Pfadlänge nach Gl. (2.4) sind die einzelnen Beiträge zur gesamten, durch die Temperaturverteilung $T(x,y,z)$ im gepumpten laseraktiven Medium hervorgerufenen optischen Pfadlängendifferenz in der Praxis allerdings nur schwer separierbar.

Neben den thermisch induzierten Effekten im Scheibenlaserkristall selbst ruft dessen Temperaturverteilung $T(x,y,z)$ zudem auch im den Laserkristall umgebenden Medium (z.B. Luft) Wellenfrontstörungen hervor: Da der Laserkristall beim Scheibenlaser zumeist rückseitig gekühlt wird, liegt die dem Resonator zugewandte Seite des laseraktiven Mediums frei, ist also abgesehen von Wärmeverlusten durch Strahlung und konvektivem Wärmeaustausch mit der Umgebungsluft thermisch isoliert. Dadurch werden im Laserbetrieb Spitzentemperaturen im Bereich von ca. 100 - 200 °C erreicht, so dass sich wiederum die Luft vor der Scheibe erwärmt und aufsteigt. Die resultierende Temperaturverteilung $T_{Luft}(x,y,z)$ führt aufgrund der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex der Luft vor der Scheibe zu einer optischen Weglängenänderung $OPD_{Luft}(x,y)$.

Anhand des strömungsmechanischen Modells der freien Konvektion an einer beheizten vertikalen Platte (vgl. beispielsweise [42]) lässt sich zeigen, dass unter der Annahme einer laminaren Strömung die optische Weglängenänderung $OPD_{Luft}(x,y)$ im stationären Zustand über einen weiten Bereich näherungsweise linear verläuft. Aufgrund des negativen Vorzeichens des thermooptischen Koeffizienten von Luft nimmt die optische Weglänge dabei in vertikaler Richtung nach oben hin ab. Da sich die optischen Auswirkungen dieses Effekts im stationären Zustand damit insgesamt mit denen einer optischen Keilplatte vergleichen lassen, wird dieser Effekt oft als „Luftkeileffekt“ bezeichnet. Bei hohen Temperaturdifferenzen zwischen Scheibenoberfläche und Umgebungsluft, insbesondere aber auch bei sprunghaften Änderungen der Pumpleistung und somit der Oberflächentemperatur des Scheibenlaserkristalls wird die Strömung der Luft vor der Scheibe allerdings turbulent. Dies kann im Resonatorbetrieb zu erheblichen Fluktuationen der Ausgangsleistung führen.

Die gesamten im laseraktiven Medium hervorgerufenen Wellenfrontstörungen lassen sich als Summe der einzelnen Komponenten beschreiben:

$$OPD_{Gesamt}(x,y) = OPD_{RS}(x,y) + OPD_{Kristall}(x,y) + OPD_{Luft}(x,y). \quad (2.12)$$

Die quantitative Bestimmung der in der gepumpten Scheibe sowie im umgebenden Medium thermisch induzierten Wellenfrontstörungen ist zwar prinzipiell mittels

numerischer Simulationen möglich (vgl. [43, 44, 14, 45]), aufgrund der Vielzahl an im Vorfeld nur ungenau bestimmbarer thermischen, mechanischen und optischen Randbedingungen allerdings sehr aufwändig und daher in allgemeiner Form nicht sinnvoll umsetzbar. Im Hinblick auf die Ableitung der Auswirkungen der Wellenfrontstörungen auf den Laserbetrieb und die Untersuchung von Möglichkeiten zur Kompensation mittels deformierbarer Spiegel ist es daher zweckmäßig, die tatsächlich vorliegenden Wellenfrontstörungen bei unterschiedlichen Pumpleistungsdichten am vorliegenden Aufbau, d.h. am gepumpten Scheibenlaserkristall, experimentell zu ermitteln.

2.2 Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall

Um die thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall quantitativ zu erfassen, wird die Wellenfront eines Messstrahls, der das laseraktive Medium idealerweise parallel zur Resonatorachse durchläuft, bei einer gegebenen Pumpleistungsdichte mittels eines geeigneten Sensors erfasst. Die so ermittelte Wellenfront des Messstrahls wird dann von der Wellenfront abgezogen, die beim Durchgang durch den ungepumpten Laserkristall gemessen wurde. Durch diese Referenzierung können Aberrationen, die der Messstrahl durch die im Strahlengang befindlichen optischen Elemente erfährt, aus der Wellenfrontmessung eliminiert werden. Als Ergebnis liegen dann die thermisch induzierten Wellenfrontstörungen vor. Die Umrechnung der ermittelten Phasenverteilung lässt sich nach Gleichung (2.7) in die optische Weglängendifferenz zwischen gepumptem und ungepumptem Laserkristall umrechnen.

Zur Wellenfrontmessung werden häufig Wellenfrontsensoren verwendet, die auf dem Shack-Hartmann-Prinzip beruhen [25]. Die laterale Auflösung solcher Wellenfrontsensoren reicht allerdings in der Regel nicht aus, um die Wellenfrontstörungen im Bereich des Pumpfleckrands aufzulösen. Daher bietet sich der Einsatz von interferometrischen Messverfahren an, deren laterale Auflösung im Prinzip nur durch die Auflösung des verwendeten Kamerachips und das Abbildungsverhältnis des Kameraobjektivs begrenzt wird.

Am IFSW wurde zu diesem Zweck ein spezielles Twyman-Green Interferometer entwickelt [46], das durch die kurze Messwellenlänge von 375 nm eine hochaufgelöste Messung thermisch induzierter Wellenfrontstörungen in Scheibenlaserkristallen während des Laserbetriebs ermöglicht. Mess- und Referenzstrahl durchlaufen bei

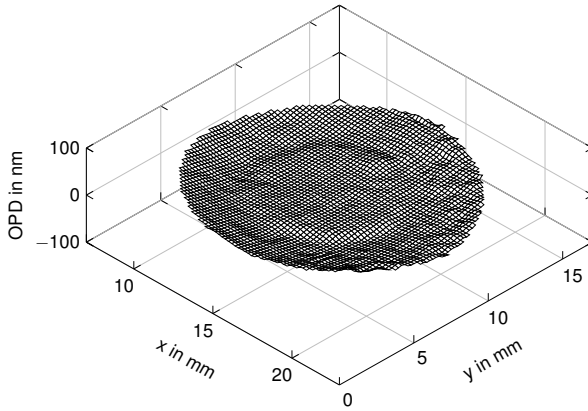


Bild 2.1: OPD bei einer Pumpleistungsdichte von $0,5 \text{ kW/cm}^2$

diesem Interferometer den selben optischen Weg, so dass eine weitgehende Unempfindlichkeit gegenüber Vibrationen und Turbulenzen erreicht werden kann. Dieses Interferometer wurde im Rahmen dieser und weiterer Arbeiten [47] genutzt, um die thermisch induzierten Wellenfrontstörungen verschiedener Scheibenlaserkristalle in Abhängigkeit der Pumpleistungsdichte zu untersuchen.

In den Bildern 2.1, 2.2 und 2.3 sind beispielhaft die im Laserbetrieb gemessenen Wellenfrontstörungen dargestellt, die bei einer auf einer Diamantwärmesenke montierten, $130\mu\text{m}$ dicken 10 at.% Yb:YAG-Scheibe auftreten. Die Scheibe wurde hierbei bei einer Wellenlänge von 940 nm in einem Pumpfleck von ca. 7 mm Durchmesser gepumpt. Die Form der gemessenen Wellenfrontstörungen ist dabei charakteristisch für rückseitig kontaktierte Scheibenlaserkristalle.

Anhand dieser Messungen wird deutlich, dass sich die auftretenden Wellenfrontstörungen im Wesentlichen in zwei ausgeprägte Komponenten separieren lässt: Eine paraboloid bzw. sphärische Komponente, die über die gesamte Scheibe auftritt, sowie eine asphärische Komponente, die qualitativ die Leistungsdichteverteilung der Pumpstrahlung wiedergibt.

Die sphärische Komponente der Wellenfrontstörungen resultiert größtenteils aus der mechanischen Verschiebung der Rückseite der Scheibe aufgrund thermischer Ausdehnung OPD_{RS} . Für rückseitig kontaktierte Scheibenlaserkristalle entsteht aufgrund thermischer Ausdehnung des Scheibenlaserkristalls im Allgemeinen eine konvexe Durchbiegung, die im Zentrum der Scheibe in guter Näherung parabolisch

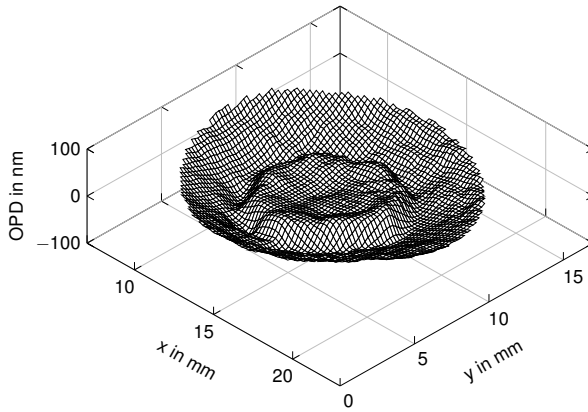


Bild 2.2: OPD bei einer Pumpleistungsdichte von $3,5 \text{ kW/cm}^2$

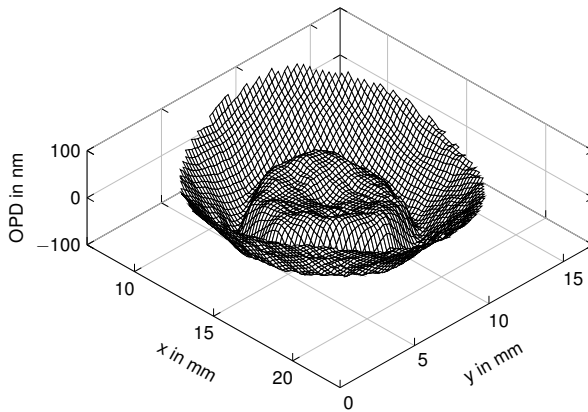


Bild 2.3: OPD bei einer Pumpleistungsdichte von $7,2 \text{ kW/cm}^2$

ausgeprägt ist. Aufgrund dieser Durchbiegung ergibt sich also eine negative thermisch induzierte Brechkraft (d.h. eine thermisch induzierte Streulinse) [21, 41, 48], deren betragsmäßige Ausprägung im Wesentlichen von der Steifigkeit des Gesamtverbunds aus Wärmesenke und Scheibenlaserkristall abhängt. Darüber hinaus stellt sich durch radiale Wärmeleitung innerhalb des Pumpflecks eine im Vergleich zur gesamten Temperaturverteilung des Kristalls vergleichsweise schwach ausgeprägte parabolische Temperaturverteilung ein, die eine parabolische Weglängenänderung bewirkt. Bei positivem Vorzeichen des thermooptischen Koeffizienten dn/dT entsteht dabei eine Wellenfrontstörung, die die Wirkung einer Sammellinse hervorruft. Aufgrund der geringen Scheibendicke und der damit vorwiegend axialen Wärmeleitung ist dieser Effekt allerdings bei Scheibenlasern im Allgemeinen nur sehr schwach ausgeprägt. Daher wird die sphärische Komponente der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen meist von der mechanischen Durchbiegung des Verbunds aus Wärmesenke und Scheibenlaserkristall dominiert und zeigt damit insgesamt die Wirkung einer pumpleistungsabhängigen Streulinse.

Die asphärische Komponente der Wellenfrontstörungen folgt in ihrer Form qualitativ der supergaußförmigen Verteilung der Pumpleistungsdichte im Laserkristall, da diese im Wesentlichen durch die axiale thermische Ausdehnung des Scheibenlaserkristalls sowie die dominante asphärische Komponente der thermisch induzierten Änderung des Brechungsindex hervorgerufen wird.

Um die Auswirkungen der einzelnen Komponenten auf den Laserbetrieb zu untersuchen, ist es zweckmäßig, die sphärische Komponente von der asphärischen rechnerisch zu separieren, indem eine parametrische Oberflächenfunktion definiert wird und mittels der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die Messdaten angepasst wird. Im Folgenden wird hierfür eine Funktion der Form

$$OPD_{Fit}(x, y) = \frac{(x - x_0)^2}{2R_x} + \frac{(y - y_0)^2}{2R_y} + h_{SG} \cdot e^{-2 \left(\frac{\sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}}{w_{SG}} \right)^{c_{SG}}} \quad (2.13)$$

verwendet, die sich aus einer Supergauß-Funktion mit dem Radius w_{SG} , dem Supergaußexponenten c_{SG} und der Stufenhöhe h_{SG} , sowie einer elliptischen Paraboloidfunktion mit den Krümmungsradien R_x sowie R_y zusammensetzt, die ihren gemeinsamen Mittelpunkt bei (x_0, y_0) haben. In Bild 2.4 sind beispielhaft Querschnitte durch die bei drei verschiedenen Pumpleistungsdichten gemessenen Wellenfrontstörungen sowie die resultierenden Anpassungsoberflächen dargestellt. Am Beispiel dieser Messung kann festgestellt werden, dass die Form der Wellenfrontstörung durch die gewählte Anpassungsfunktion in sehr guter Näherung wiedergegeben wird.

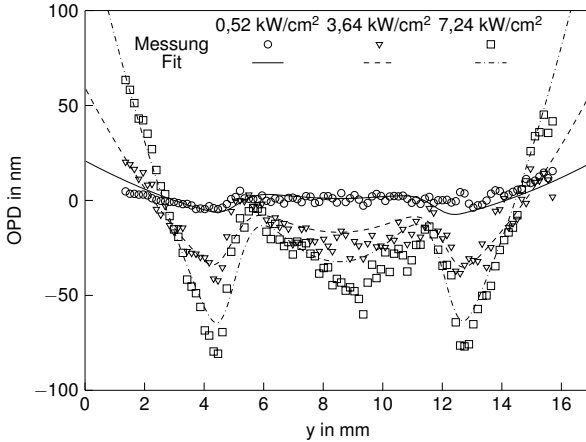


Bild 2.4: Querschnitt durch gemessene OPD bei unterschiedlichen Pumpleistungsdichten mit zugehörigen Fitfunktionen nach Gl. (2.13)

Falls die Messung der Wellenfrontstörungen bzw. der thermisch induzierten optischen Weglängenänderung bei einer von der Laserwellenlänge λ_L verschiedenen Wellenlänge λ_{Mess} erfolgt (wie es beispielsweise bei den hier dargestellten Messungen mit $\lambda_L = 1030$ nm, $\lambda_{Mess} = 375$ nm der Fall ist), muss dies bei der physikalischen Interpretation der Messergebnisse berücksichtigt werden. Während die thermisch-mechanischen Effekte, also die Durchbiegung des Verbunds aus Kühlkörper und Scheibe, von der Wellenlänge unabhängig sind, weisen der Brechungsindex des Kristalls und insbesondere der thermooptische Koeffizient dn/dT eine ausgeprägte Wellenlängenabhängigkeit auf, die im Vorfeld experimentell ermittelt und bei der Auswertung der gemessenen Wellenfrontstörungen hinsichtlich derer Auswirkungen auf den Laserstrahl berücksichtigt werden muss. Aus den jeweiligen bestangepassten Oberflächen nach Gl.(2.13) lässt sich nach Umrechnung der für die Laserwellenlänge wirksamen Wellenfrontstörung nun die Abhängigkeit der charakteristischen Parameter von der Pumpleistungsdichte darstellen.

Während die Parameter $w_{SG} \approx 4$ mm und $c_{SG} \approx 8$ über die Pumpleistung annähernd konstant bleiben, zeigt sich bei der Stufenhöhe der Supergaußverteilung h_{SG} sowie bei den aus den Krümmungsradien R_x und R_y bestimmten thermisch induzierten Brechkräften

$$D_x = \frac{2}{R_x} \quad \text{bzw.} \quad D_y = \frac{2}{R_y} \quad (2.14)$$

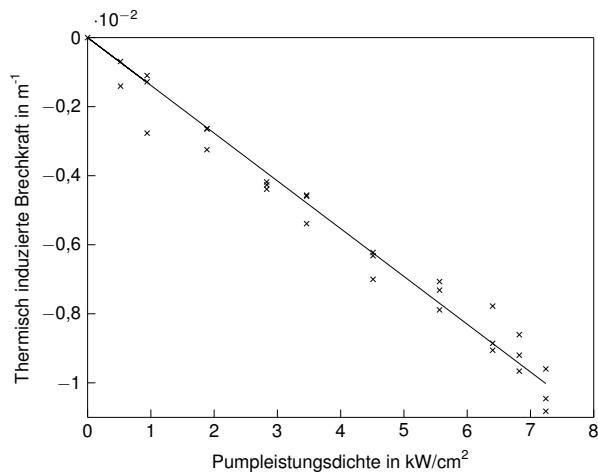


Bild 2.5: Abhängigkeit der thermisch induzierten Brechkraft von der Pumpleistungsdichte.

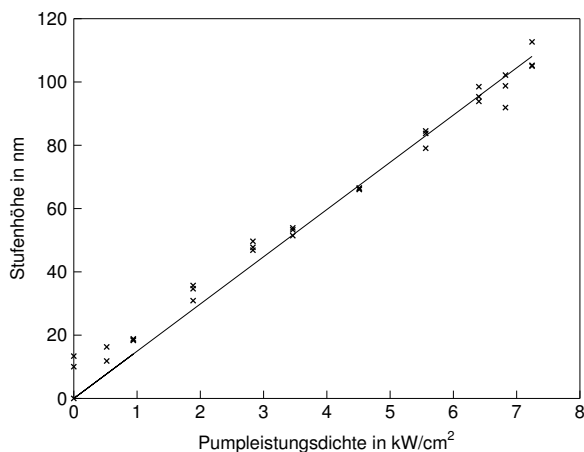


Bild 2.6: Stufenhöhe h_{SG} des Supergauß-Anteils der Wellenfrontstörungen.

ein linearer Zusammenhang mit der Pumpleistungsdichte (siehe Bilder 2.5 und 2.6).

Insgesamt ist der Betrag der thermisch induzierten Brechkraft am hier dargestellten Beispiel mit wenigen mdpt/kW/cm² um Größenordnungen geringer als beispiels-

weise bei stab- oder quaderförmigen seitlich gekühlten laseraktiven Medien, bei denen schon bei geringen Pumpleistungsdichten thermisch induzierte Brechkräfte von mehreren Dioptrien auftreten können [49]. Auch die asphärische Komponente der Wellenfrontstörungen fällt mit einer Stufenhöhe von etwa 100 nm bei einer Pumpleistungsdichte von ca. 7 kW/cm² vergleichsweise gering aus. Beide Effekte können je nach konkreter Scheibengeometrie und verwendeter Wärmesenke durchaus unterschiedlich ausfallen. In [50] wurde beispielsweise bei einer ähnlichen, ebenfalls auf einer Diamantwärmesenke montierten Scheibe bereits bei einer Pumpleistungsdichte von ca. 5,5 kW/cm² eine Stufenhöhe der asphärischen Wellenfrontstörungen von mehr als 100 nm gemessen. Da die gemessenen Wellenfrontstörungen insgesamt jedoch vergleichsweise gering ausfallen, muss untersucht werden, in welcher Weise und wie stark sich diese Störungen auf den Resonator bzw. den im Resonator umlaufenden Laserstrahl auswirken. Hierfür müssen geeignete Resonatormodelle herangezogen werden, in denen die beiden Komponenten der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen Berücksichtigung finden.

2.3 Methoden zur Resonatormodellierung

Als Moden eines optischen Resonators werden diejenigen elektromagnetischen Felder bezeichnet, deren Feldverteilung in einer beliebigen Bezugsebene innerhalb des Resonators nach einem vollständigen Umlauf durch den Resonator bis auf die Multiplikation mit einem Dämpfungsfaktor Λ unverändert bleiben. Der Umlauf durch den Resonator lässt sich im Allgemeinen mittels eines Propagationsoperators \mathfrak{P} beschreiben, der die Strahlpropagation durch bzw. über alle optischen Elemente und Propagationsstrecken eines Resonatorumlaufs ausgehend von einer festen Bezugsebene enthält. Für die Feldverteilung einer Resonatormode gilt also

$$\mathfrak{P}(E_{\text{Mode}}(x,y)) \stackrel{!}{=} \Lambda E_{\text{Mode}}(x,y). \quad (2.15)$$

Die Feldverteilung $E_{\text{Mode}}(x,y)$ einer Resonatormode ist damit eine Eigenlösung des Propagationsoperators \mathfrak{P} mit dem zugehörigen Eigenwert Λ .

Wird vorausgesetzt, dass ausschließlich ideale sphärische optische Elemente betrachtet werden, kann in paraxialer Näherung für die Beschreibung der Strahlpropagation im Resonator der Formalismus der Strahltransfermatrizen (auch „ABCD-Matrizen“) für Gaußstrahlen verwendet werden. Aus der Linksmultiplikation der Strahltransfermatrizen der einzelnen Resonatorelemente resultiert eine Umlaufmatrix, anhand derer sich die Stabilität des Resonators sowie der q-Parameter der

Gauß'schen Grundmode in der Bezugsebene bestimmen lässt [51, 52, 53]. Aus diesem q-Parameter kann dann der Verlauf des Radius der Grundmode im gesamten Resonator, insbesondere auch auf den optischen Elementen im Resonator, berechnet werden. Damit ist dieser Formalismus zur Auslegung von stabilen Resonatoren sehr gut geeignet. Darüber hinaus ist für Quasi-Dreiniveau-Scheibenlaser, bei denen außerhalb des gepumpten Bereichs aufgrund der thermischen Besetzung des unteren Laserniveaus Reabsorption der Laserstrahlung auftritt, eine grobe Abschätzung der zu erwartenden Strahlqualität möglich: Im Allgemeinen kann angenommen werden, dass der im Resonator oszillierende Laserstrahl aus einer inkohärenten Überlagerung mehrerer Transversalmoden besteht. Der Radius dieses Modengemisches w_{MM} ist mit dem Radius der zugrundeliegenden Grundmode w_{00} und der Beugungsmaßzahl M^2 gemäß

$$w_{MM} = \sqrt{M^2} \cdot w_{00} \quad (2.16)$$

verknüpft [53]. Aufgrund der Reabsorptionsverluste im ungepumpten Bereich des (Quasi-Dreiniveau-) Scheibenlaserkristalls nimmt der Radius des oszillierenden Modengemisches auf der Scheibe in etwa den Radius des gepumpten Bereichs w_{Pump} an. Damit kann überschlägig die Beugungsmaßzahl aus dem Verhältnis des berechneten Grundmoderadius $w_{00,D}$ auf der Scheibe zum Radius des Pumpflecks w_{Pump} zu

$$M^2 \approx \left(\frac{w_{Pump}}{w_{00,D}} \right)^2 \quad (2.17)$$

abgeschätzt werden. Diese Abschätzung sollte allerdings allenfalls als Anhaltspunkt für die Resonatorauslegung verstanden werden. Am realen Resonator hängt der tatsächliche Überlapp zwischen Grundmode und Pumpfleck, bei dem am Ausgangsstrahl eine bestimmte Beugungsmaßzahl gemessen werden kann, unter anderem von der vorliegenden Pumpleistungsdichteverteilung im Scheibenlaserkristall und der räumlichen Intensitätsverteilung des anschwingenden Modengemisches ab und muss daher am konkreten Aufbau experimentell ermittelt werden [14, 54].

Da die Resonatorstabilität und der Strahldurchmesser im Resonator in Abhängigkeit sphärischer Elemente berechnet werden, eignet sich dieser Ansatz in Analogie zur Betrachtung einer „klassischen“ thermischen Linse [55] gut zur Beschreibung der Auswirkungen sphärischer Wellenfrontstörungen. Für die Untersuchung der Auswirkungen asphärischer Wellenfrontstörungen ist diese Modellierung der Strahlpropagation allerdings nicht ausreichend, da die Darstellung asphärischer optischer Elemente mittels Strahltransfermatrizen im allgemeinen nicht möglich ist. Daher muss ein beugungsoptisches Propagationsmodell, beispielsweise auf Basis

des Fresnel- oder Collins-Integrals [52, 56] verwendet werden, um den Umlaufoperator eines gegebenen Resonators zu bestimmen. Das Resonatoreigenproblem nach Gleichung (2.15) stellt sich in diesem Fall als Integralgleichung dar, die nur für einfache Fälle analytisch lösbar ist. Daher existiert eine Vielzahl von numerischen Verfahren, mittels derer die Feldverteilungen von Resonatormoden bestimmt werden können.

Zur Betrachtung rotationssymmetrischer Systeme kann die beugungsoptische Strahlpropagation mittels des Fresnel- oder Collins-Integrals in Polarkoordinaten verwendet werden. Diese Darstellung bietet den Vorteil, dass sich die Strahlpropagation in diskretisierter Form als Matrizenmultiplikation eines diskretisierten elektrischen Feldes E und einer Propagationsmatrix K darstellen lässt. Damit kann ein vollständiger Resonatorumlauf ebenfalls als Matrixmultiplikation eines Feldes E mit einer Umlaufmatrix

$$U = K_n \cdot \dots \cdot K_2 \cdot K_1 \quad (2.18)$$

dargestellt werden. Die Lösung des Resonatoreigenproblems kann somit auf die Lösung eines numerisch relativ einfach lösbaren Matrizen-Eigenwertproblems reduziert werden [57, 53]. Die Feldverteilungen der einzelnen Resonatormoden sind dann durch die Eigenvektoren der Umlaufmatrix U gegeben, während die zugehörigen Eigenwerte Λ die Dämpfung pro Umlauf und somit die Beugungsverluste

$$V_B = 1 - \Lambda^2 \quad (2.19)$$

der jeweiligen Mode darstellen.

Wenn eine rotationssymmetrische Betrachtung nicht ausreicht, ist die analytische Lösung des allgemeinen Resonatoreigenproblems in der Regel nicht direkt möglich. Es existieren daher unterschiedliche Ansätze zur Lösung dieses Problems, die weitestgehend unabhängig von der konkreten Wahl des beugungsoptischen Propagationsmodells sind. Ohne Beschränkung der Allgemeingültigkeit kann man annehmen, dass das elektrische Feld in einer beliebigen Referenzebene als eine Linearkombination der Feldverteilungen der (ggf. unendlich vielen) Eigenlösungen des Propagationsoperators (also der Resonatormoden) dargestellt werden kann:

$$E(x, y) = \sum_{i=1}^{\infty} E_i(x, y) \quad (2.20)$$

Demnach entspricht ein Umlauf dieser Feldverteilung durch den Resonator wiederum der Multiplikation jeder Mode mit dem zugehörigen Eigenwert:

$$\mathfrak{P}(E(x, y)) = \sum_{i=1}^{\infty} \Lambda_i \cdot E_i(x, y) \quad (2.21)$$

Der bekannteste Ansatz zur Bestimmung der Feldverteilung der Grundmode eines gegebenen Resonators nach [58, 59], oft als „Fox-Li“-Algorithmus oder „Power method“ bezeichnet, nimmt nun an, dass eine einzelne Mode einen Eigenwert besitzt, der größer ist als die Eigenwerte der anderen Moden. Wenn also eine anfängliche (z.B. zufällige) Feldverteilung, die alle Moden enthält, ausreichend oft durch den Resonator propagiert wird, so setzt sich nach vielen Umläufen die Mode mit den geringsten Umlaufverlusten durch, da die anderen Moden eine höhere Dämpfung erfahren. Durch vielfach wiederholte Anwendung des Propagationsoperators auf die resultierende Feldverteilung des jeweils vorherigen Resonatordurchlaufs nähert sich die Feldverteilung also der Feldverteilung derjenigen Mode an, die den größten Eigenwert besitzt. Diese Feldverteilung stellt die Grundmode des Resonators dar. Mit diesem Ansatz lässt sich also unabhängig von der gewählten Propagationsmethode die Grundmode eines gegebenen Resonators und die zugehörigen Beugungsverluste pro Umlauf bestimmen. Da sich dieses Verfahren nur zur Ermittlung der Grundmode bzw. derjenigen Mode, die die geringsten Umlaufverluste aufweist, eignet, wurde der Fox-Li-Algorithmus später um die sog. „resonance excitation“-Methode erweitert [60], welche die Berechnung der Feldverteilung höherer Resonatormoden aus den bereits aus einem Fox-Li-Durchgang vorliegenden Feldverteilungen nach jedem Resonatorumlauf ermöglicht.

Die Grundannahme eines dominanten Eigenwerts trifft für reale Resonatoren allerdings im ungünstigen Fall, dass zwei oder mehrere Resonatormoden Eigenwerte besitzen, die annähernd gleich groß sind, nicht zu. In einem solchen Fall konvergiert der Fox-Li-Algorithmus daher erst nach einer großen Anzahl von Resonatorumläufen. Für den Fall, dass nur einige wenige Moden bis hin zur Modenordnung N berechnet werden sollen, z.B. für Scheibenlaserresonatoren, die nach Gl. (2.17) voraussichtlich grundmodig oder mit nur wenigen Transversalmoden anschwingen werden, ist daher das oft als „Prony-Methode“ [61, 62] bezeichnete Berechnungsverfahren vorteilhaft, das die Konvergenzprobleme der Fox-Li und resonance-excitation-Methoden vermeidet. Hierbei wird die Feldverteilung im Resonator als Linearkombination von N zunächst unbekannten Moden beschrieben. Die einmalige Anwendung des Propagationsoperators auf diese Feldverteilung entspricht dabei nach Gleichung (2.21) einer Multiplikation der jeweiligen Feldverteilung einer einzelnen Mode mit deren Eigenwert. Die wiederholte Anwendung des Propagationsoperators entspricht wiederum jeweils einer mehrfachen Multiplikation der Feldverteilungen der Moden mit den jeweils zugehörigen Eigenwerten. Somit kann anhand der Feldverteilungen von $2N$ Resonatorumläufen ein Gleichungssystem aufgestellt werden,

aus dem sich die ersten N Eigenlösungen des Umlaufoperators mit den zugehörigen Eigenwerten direkt berechnen lassen.

Mit diesen Methoden können zusammenfassend also die Feldverteilungen sowie die zugehörigen Beugungsverluste der transversalen Moden des Resonators aus einer beugungsoptischen Beschreibung des vollständigen Resonatorumlaufs durch einen Propagationoperator berechnet werden. Zusätzlich kommt es im Resonator mit gepumptem laseraktivem Medium zu Verstärkung, die je nach Intensitätsverteilung der jeweiligen Mode lokal gesättigt wird. Die tatsächliche Zusammensetzung des im Resonator erzeugten Modengemisches hängt demnach nicht allein von den beugungsoptischen Randbedingungen des Resonators ab, sondern zusätzlich von der räumlichen Struktur der verschiedenen Moden und der Verstärkung im laseraktiven Medium. Da im Rahmen dieser Arbeit allerdings Grundmodebetrieb angestrebt wird, spielt die Verstärkungsdynamik, die sich aus der Wechselwirkung mehrerer Moden mit der im laseraktiven Medium vorliegenden räumlichen Verteilung der Verstärkung ergibt, nur eine untergeordnete Rolle, so dass eine reine Betrachtung der Beugungsverluste sowie des Grundmodenradius auf der Scheibe ausreicht. Für eine umfassendere Betrachtung des Zusammenspiels zwischen oszillierender Modenzusammensetzung und Sättigung der Verstärkung sei daher auf einschlägige Literatur, z.B. [63, 64, 65, 66, 67] verwiesen.

In den folgenden Abschnitten werden die hier umrissenen Modellierungsansätze angewandt, um Aussagen über die Auswirkung der sphärischen und asphärischen Wellenfrontstörungen beim Scheibenlaser herzuleiten.

2.4 Auswirkung resonatorinterner Wellenfrontstörungen

Die im Vorfeld dargestellte Unterteilung der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen in eine sphärische und eine asphärische Komponente vereinfacht die Betrachtung der Auswirkungen der Wellenfrontstörungen auf den Resonatorbetrieb. Mit der Einschränkung, dass nur der Grundmodebetrieb betrachtet wird und somit die über die räumliche Verteilung der Verstärkung im laseraktiven Medium erzeugte Kopplung zwischen allen Moden des oszillierenden Modengemisches entfällt, können die Auswirkungen der einzelnen Komponenten der Wellenfrontstörungen getrennt voneinander untersucht werden. Der Einfluss der sphärischen Anteile der Wellenfrontstörungen kann somit mittels des Strahltransfermatrizen-Formalismus

beschrieben werden, so dass nur zur Betrachtung der Auswirkungen der asphärischen Anteile der Wellenfrontstörungen eine beugungsoptische Modellierung des Resonators vorgenommen werden muss.

2.4.1 Sphärische Wellenfrontstörungen

Wie anhand der beispielhaften Messungen der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall (siehe Abschnitt 2.2) deutlich wird, besteht eine lineare Abhängigkeit der im gepumpten Laserkristall thermisch induzierten Brechkraft von der Pumpleistung bzw. der Pumpleistungsdichte. Die sphärische Komponente der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen bewirkt also eine klassische thermische Linse im laseraktiven Medium und folgt daher den beispielsweise von Stablasern bekannten Gesetzmäßigkeiten.

Nach [53] ist die Breite des Stabilitätsbereichs bezüglich der Pumpleistung(-sdichte) invers proportional zur thermisch induzierten Brechkraft pro Leistung(-sdichte) D^* :

$$\Delta P_{\text{Pump}} \propto \frac{1}{D^*}, \quad (2.22)$$

also ergibt sich aufgrund der insgesamt vergleichsweise geringen thermischen Linsewirkung des laseraktiven Mediums beim Scheibenlaser je nach Resonatorauslegung ein sehr breiter Pumpleistungsbereich, über den der Resonator stabil bleibt. Allerdings ändert sich mit der Brechkraft der thermischen Linse und somit mit der Pumpleistung der Modendurchmesser im laseraktiven Medium, wie leicht mittels des Formalismus der Strahltransfermatrizen gezeigt werden kann. Die Strahlqualität des ausgekoppelten Laserstrahls ist damit ebenso wie beim Stablasers von der Pumpleistung(-sdichte) abhängig. Insbesondere im Hinblick auf den Grundmodebetrieb muss dieses Verhalten bei der Resonatorauslegung beachtet werden: Wenn der Durchmesser der Grundmode im Vergleich zum Durchmesser des Pumpspots zu gering wird, können höhere Moden anschwingen, so dass kein Grundmodebetrieb mehr vorliegt. Wird der Durchmesser dagegen zu groß, führt Reabsorption der Laserstrahlung im ungepumpten Bereich zu zusätzlichen Verlusten, die den Laserbetrieb stören oder gar unterdrücken können.

Für einen stabilen Grundmodebetrieb gibt es daher zwei Möglichkeiten der Resonatorauslegung: Einerseits kann der Resonator so ausgelegt werden, dass mit steigender Pumpleistung und damit einer betragsmäßig zunehmenden thermisch induzierten Brechkraft die Modengröße auf der Scheibe stetig ansteigt. Im Stabilitätsdiagramm nach [52, 53] bewegt sich der Arbeitspunkt in diesem Fall zu einem

der Ränder des Stabilitätsbereichs hin, an dem der Grundmodendurchmesser auf der Scheibe gegen unendlich geht. Damit gibt es notwendigerweise einen Betriebspunkt des Resonators, bei dem die thermisch induzierte Brechkraft gerade so groß ist, dass der Überlapp der Grundmode auf der Scheibe mit dem Pumpspot ausreicht, dass höhere Moden effektiv unterdrückt werden und gleichzeitig die Reabsorptionsverluste für die Grundmode gering sind. Nachteil dieser Art der Resonatorauslegung ist allerdings, dass bei niedrigen Pumpleistungen eine deutlich schlechtere Strahlqualität erzeugt wird, da erst am Betriebspunkt der für den Grundmodebetrieb notwendige Überlapp erreicht wird. Wird die Pumpleistung über den optimalen Betriebspunkt hinaus erhöht, wird die Grundmode zudem größer als der Pumpspot, was aufgrund der erhöhten Reabsorptionsverluste zu einer deutlichen Effizienzminderung führt. Bei weiterer Pumpleistungssteigerung wird der Resonator schließlich instabil und der Laserbetrieb kommt somit zum Erliegen. Wenn dies bei hoher Pumpleistung geschieht, ist eine Zerstörung des laseraktiven Mediums aufgrund der plötzlich wegfallenden Energieextraktion durch die Laserstrahlung wahrscheinlich.

Eine weitere Möglichkeit, stabilen Grundmodebetrieb zu erreichen, besteht darin, den Resonator so auszulegen, dass der Bereich der Pumpleistungen, für die ein grundmodenaher Betrieb erreicht werden soll, im Zentrum des Stabilitätsbereichs liegt. Da in diesem Bereich ein Extremum des Verlaufs der Modengröße über der Pumpleistung vorliegt, ist die Änderung des Grundmodendurchmessers mit der Pumpleistung minimal, so dass um den Extremalpunkt herum der Laser bei passender Grundmodengröße auf der Scheibe in stabilem Grundmode(-nahen) Betrieb läuft. Aufgrund des geringen Einflusses von Änderungen der Pumpleistung auf die Modengröße wird diese Art der Resonatorauslegung oft als „dynamisch stabil“ [55] bezeichnet. Im Fall des Grundmodebetriebs ist diese Bezeichnung allerdings irreführend, da der Pumpleistungsbereich, in dem tatsächlich stabiler Grundmodebetrieb erreicht wird, deutlich kleiner ist als der gesamte Stabilitätsbereich des Resonators, so dass auch hier größere Abweichungen der Pumpleistung vom optimalen Betriebspunkt zu signifikanten Änderungen der Grundmodengröße auf der Scheibe und damit zu den bereits genannten Effekten führen.

Beiden Auslegungsmethoden ist gemein, dass meist eine Vielzahl von Experimenten notwendig ist, um den gewünschten optimalen Betriebspunkt zu finden, da der zum Erreichen von stabilem Grundmodebetrieb notwendige Überlapp zwischen Grundmode und Pumpspot neben der Resonatorgeometrie, also der Art und Position der verwendeten Spiegel, unter anderem von der Leistungsdichteverteilung des Pumpspots abhängig ist.

Um die Abhängigkeit der Strahlqualität von der Pumpleistung aufzulösen und den experimentellen Aufwand zur Auslegung von Grundmoderesonatoren zu reduzieren bedarf es also einer Methode, mittels derer die Grundmodengröße auf der Scheibe während des Laserbetriebs in gewissem Rahmen beliebig verändert werden kann, ohne dafür den mechanischen Aufbau des Resonators wesentlich zu verändern und ohne zusätzliche Verluste in den Resonator einzubringen.

2.4.2 Asphärische Wellenfrontstörungen

Wird eine geeignete Beschreibungsform der Strahlpropagation und der elektrischen Felder im Resonator gewählt, können die im Resonator auftretenden Wellenfrontstörungen als Bestandteil des Umlaufoperators des Resonatoreigenproblems nach Gleichung (2.15) formuliert werden. Wellenfrontstörungen führen demnach zu einer Änderung des Propagationsoperators und damit implizit sowohl zu einer Änderung der Eigenlösungen, also der Feld- bzw. Intensitätsverteilungen der Resonatormoden, als auch zu einer Änderung der zugehörigen Eigenwerte.

Beim Auftreten von asphärischen Wellenfrontstörungen sind Hermite-Gauß (HG) bzw. Laguerre-Gauß-Moden (LG) keine Eigenlösungen des Resonatoreigenproblems. Am Beispiel eines Scheibenlaserresonators gemäß Abschnitt 5.2 kann die Änderung der Intensitätsverteilung der Grundmode (in diesem Fall am Ort einer auf der Vorderseite der Scheibe liegenden Referenzebene) in Abhängigkeit einer in der Scheibe erzeugten supergaußförmigen Wellenfrontstörung mit unterschiedlichen Stufenhöhen h_{SG} simuliert werden (siehe Bild 2.7 (a)).

Den hier dargestellten Simulationen liegt ein beugungsoptisches Propagationsmodell auf Basis des diskretisierten Collins-Integrals in Zylinderkoordinaten nach [57, 53] zugrunde. Die Berechnung des Kerns des diskretisierten Collins-Integrals erfolgte dabei auf rotationssymmetrischen Gebieten von jeweils 12 mm Radius, die in radialer Richtung in jeweils 1000 Elemente diskretisiert wurden. Die Wellenfrontstörung auf der Scheibe wurde als Supergauß-Funktion 8. Ordnung mit einem Radius w_{SG} von 3,5 mm angenommen. Um den Einfluss der Verstärkung im Pumpfleck auf die Intensitätsverteilung der Resonatormoden zu berücksichtigen, wurde zudem am Ort der Scheibe eine Supergauß-Funktion 12. Ordnung mit 5 mm Radius als „weiche Apertur“ eingeführt, mit der die Intensitätsverteilung des einfallenden Strahles zum Rand des gepumpten Bereichs hin gedämpft wird.

Anhand von Bild 2.7 (a) wird deutlich, dass die Intensitätsverteilung der Grundmode des Resonators mit zunehmender Stufenhöhe deutlich von der gaußförmigen

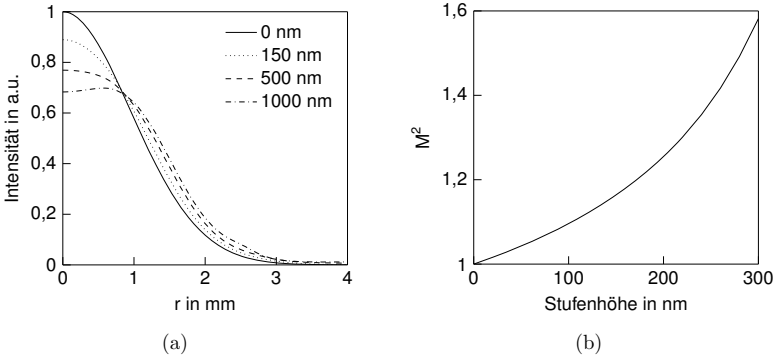


Bild 2.7: (a) Intensitätsverteilung der Grundmode des Resonators nach Abschnitt 5.2 bei unterschiedlichen Stufenhöhen der supergaufförmigen Wellenfrontstörung im Scheibenlaserkristall. (b) Änderung der Beugungsmaßzahl der Grundmode des Resonators in Abhängigkeit der Stufenhöhe der Wellenfrontstörung

Intensitätsverteilung der Grundmode der HG- bzw. LG-Moden abweicht. Da die HG- bzw. LG-Funktionen jeweils eine orthogonale Basis bilden, können die resultierenden Resonatormoden zu Interpretationszwecken durch kohärente Zerlegung als Linearkombination von HG- bzw. LG-Funktionen beschrieben werden. Demzufolge nähme mit zunehmender Stufenhöhe der Beitrag von HG- bzw. LG-Funktionen höherer Ordnung zu. Die asphärischen Anteile der Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall führen also bei unveränderter Kohärenz zu einer Erhöhung der Beugungsmaßzahl der tatsächlich oszillierenden Grundmode.

Die in Bild 2.7 (a) sichtbaren Änderungen der Intensitätsverteilung gehen mit einer Änderung des Strahldurchmessers und damit mit einer Änderung des Überlapps der Grundmode mit dem gepumpten Bereich einher. Im ungünstigen Fall kann sich dies auf die Effizienz des Laserbetriebs auswirken. Wie am dargestellten Beispiel ersichtlich wird, ist die Abweichung von einer idealen Gauß'schen Grundmode für kleine Stufenhöhen bis zu einigen 100 nm, wie sie bei realen Scheibenlasern üblicherweise auftreten, allerdings relativ gering. Die Beugungsmaßzahl der Grundmode erhöht sich am dargestellten Beispiel bei einer Stufenhöhe von 150 nm auf 1,16 (siehe Bild 2.7 (b)). Daher ist zu erwarten, dass die Verschlechterung der Strahlqualität, die durch eine Änderung der Modenform hervorgerufen wird, sich allenfalls geringfügig auf die Effizienz des Laserbetriebs auswirkt.

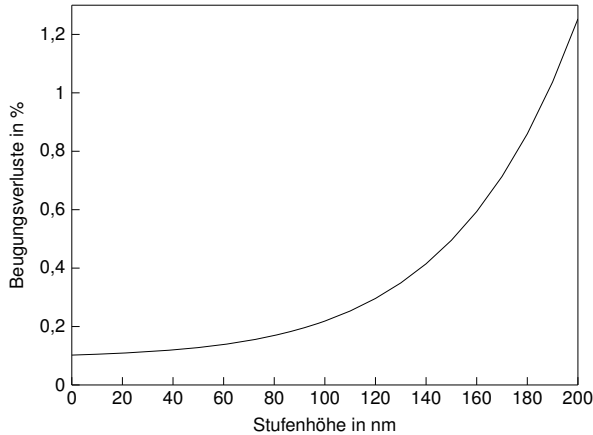


Bild 2.8: Beugungsverluste für die im Resonator nach Abschnitt 5.2 anschwingende Grundmode in Abhängigkeit der Stufenhöhe der supergaußförmigen Wellenfrontstörung im Scheibenlaserkristall

Neben der Änderung der Modenform haben die asphärischen Anteile der Wellenfrontstörung allerdings einen direkten Einfluss auf die Eigenwerte des Umlaufoperators und damit auf die Beugungsverluste, die für die einzelnen Moden bei einem Umlauf durch den Resonator auftreten. In Bild 2.8 sind die Beugungsverluste nach Gl. (2.19) dargestellt, die sich aus der beugungsoptischen Simulation des Resonators nach Abschnitt 5.2 unter den vorher genannten Annahmen in Abhängigkeit von der Stufenhöhe der supergaußförmigen Wellenfrontstörung im Scheibenlaserkristall für die Grundmode ergeben. Es wird deutlich, dass diese näherungsweise quadratisch mit der Stufenhöhe ansteigen. Im dargestellten Beispiel führt eine Stufenhöhe von 200 nm bereits zu einer Erhöhung der Beugungsverluste für die Grundmode um mehr als 1%. Aufgrund der beim Scheibenlaser vergleichsweise geringen Verstärkung pro Umlauf ist somit mit einer deutlich geringeren Gesamteffizienz zu rechnen.

Insgesamt haben die asphärischen Anteile der Wellenfrontstörung also neben einer geringfügigen Verschlechterung der Strahlqualität der Grundmode des Resonators hauptsächlich Beugungsverluste zur Folge, die zu einer Effizienzminderung und im ungünstigen Fall zur Unterdrückung des Laserbetriebs führen können.

Aus den hier dargestellten Betrachtungen folgt zusammenfassend, dass sich trotz der beim Scheibenlaser betragsmäßig vergleichsweise schwach ausgeprägten ther-

misch induzierten Wellenfrontstörungen deutliche Auswirkungen auf die Strahlqualität des erzeugten Laserstrahls sowie auf die Effizienz des Laserbetriebs zeigen. Während durch die sphärische „thermische Linse“ eine Abhängigkeit der Strahlqualität von der Pumpleistung entsteht, bewirken die asphärischen Anteile der Wellenfrontstörungen hauptsächlich Beugungsverluste. Im Hinblick auf einen stabilen Grundmodebetrieb bei hohen Ausgangsleistungen müssen also sowohl die sphärischen als auch die asphärischen Anteile der Wellenfrontstörungen kompensiert werden. Im folgenden Kapitel wird anhand von Resonatormodellen gezeigt, wie die Umsetzung dieser Kompensation erfolgen kann.

3 Resonatorinterne Kompensation von Wellenfrontstörungen

Erfährt eine elektromagnetische Welle

$$E_0(x, y, z_S) = A \cdot e^{i\Phi_0(x, y, z_S)} \quad (3.1)$$

auf ihrer Propagation entlang der z-Achse an einer Stelle z_S eine ortsabhängige Phasenverschiebung $\Delta\Phi(x, y, z_S)$, kann die dadurch verursachte Abweichung der Wellenfront im Vergleich zur ungestörten Wellenfront mit der Phasenverteilung $\Phi_0(x, y, z_S)$ (beispielsweise die Wellenfront einer idealen Kugelwelle) durch Einbringen einer exakt der Abweichung zur ungestörten Wellenfront entgegengesetzten Phasenschiebung

$$\Delta\Phi_{Korr} = -\Delta\Phi(x, y, z_S) \quad (3.2)$$

ausgeglichen werden:

$$E_0(x, y, z_S) \cdot \underbrace{e^{i\Delta\Phi(x, y, z_S)}}_{\text{Störung}} \cdot \underbrace{e^{-i\Delta\Phi(x, y, z_S)}}_{\text{Kompensation}} = E_0(x, y, z_S) \quad (3.3)$$

Zur Kompensation von Wellenfrontstörungen können im Prinzip sowohl refraktive, als auch diffraktive oder reflektive optische Elemente verwendet werden, die den zur Kompensation benötigten Phasenversatz $\Delta\Phi_{Korr}$ erzeugen, welcher der auszugleichenden Wellenfrontstörung genau entgegenwirkt. Innerhalb eines Laserresonators müssen allerdings optische Elemente verwendet werden, die vernachlässigbar geringe zusätzlichen Verluste in den Resonator einbringen sowie idealerweise selbst nur vernachlässigbar geringe thermisch induzierte Effekte hervorrufen. Da sich zudem die Form der zu kompensierenden Wellenfrontstörungen mit der Pumpleistungsdichte ändert, muss folglich der Phasenversatz, der durch das kompensierende Element erzeugt wird, ebenfalls veränderlich sein. Diese Anforderungen lassen sich nach dem gegenwärtigen Stand der Technik nur mit reflektiven optischen Elementen, also Spiegeln mit deformierbarer Oberfläche (kurz deformierbare Spiegel oder engl. „Deformable Mirrors“, DM) erfüllen. Die optische Pfadlänge und somit die durch den Spiegel eingebrachte ortsabhängige Phasenverschiebung ergibt sich dabei direkt aus der Form von dessen reflektierender Oberfläche.

Im Allgemeinen kann die Kompensation der Wellenfrontstörungen aufgrund geometrischer Einschränkungen nicht direkt an der Stelle durchgeführt werden, an der die Störungen auftreten. Ist die Stelle z_K , an der die Wellenfrontkorrektur vorgenommen werden soll, verschieden von z_S , muss berücksichtigt werden, dass sich durch die Propagation der (gestörten) Welle um den Weg $z_K - z_S$ sowohl die Phasenstörung als auch die Intensitätsverteilung ändert und eine entsprechende Kompensation folglich sowohl einer Phasen- als auch einer Amplitudenmodulation bedarf. Deformierbare Spiegel sind allerdings reine Phasenmodulatoren. Eine vollständige Kompensation von Wellenfrontstörungen durch adaptive Spiegel ist daher nur unter der Voraussetzung möglich, dass sich die Intensitätsverteilung durch die Propagation von z_S nach z_K nicht (oder nur unwesentlich) verändert.

3.1 Kompensation sphärischer Wellenfrontstörungen

Falls die Wellenfrontstörung sphärisch ist, ist die resultierende Wellenfront als Überlagerung zweier sphärischer Wellenfronten ebenfalls sphärisch. Die veränderte Krümmung der Wellenfront kann dann durch ein entsprechendes ideales sphärisches optisches Element ausgeglichen werden, sofern die Welle bei Propagation von z_S nach z_K aufgrund der geänderten Divergenz keine Modulation der Intensitätsverteilung durch Beugung oder Absorption an Aperturen erfährt. Für die resonatorinterne Kompensation bedeutet dies (in paraxialer Näherung), dass ein idealer sphärischer Kompensationsspiegel an jeder beliebigen Stelle im Resonator platziert werden kann.

In Bild 3.1 ist ein verallgemeinerter Fabry-Perot-Resonator dargestellt, bei dem mittels zwei diskreter Elemente einerseits eine (sphärische) Störung als auch eine (ebenfalls sphärische) Kompensation mit den entsprechenden Brechkraften D_S und D_K berücksichtigt werden. Die übrigen Elemente des Resonators inklusive der Brechkraften der Endspiegel sei in den Strahltransfermatrizen M_1 , M_2 und M_3 mit den jeweiligen Elementen A_1 , B_1 , C_1 , D_1 , etc., zusammengefasst. Die Strahltransfermatrizen für die Brechkraften der Störung D_S und des Kompensators D_K ergeben sich nach [52] zu

$$M_S = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -D_S & 1 \end{pmatrix} \quad \text{bzw.} \quad M_K = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -D_K & 1 \end{pmatrix} \quad (3.4)$$

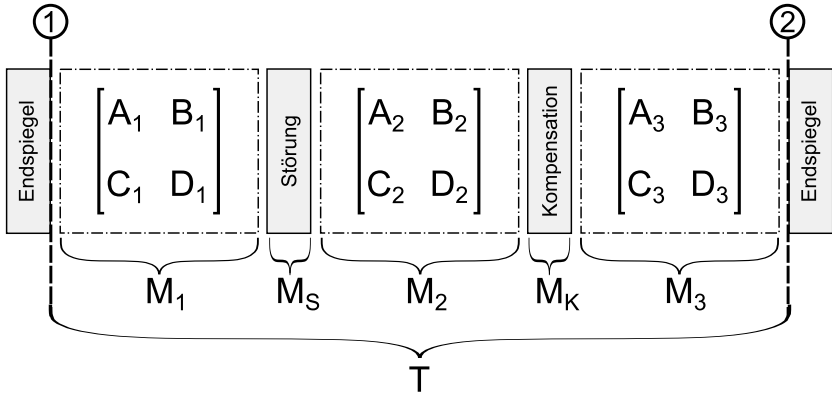


Bild 3.1: Allgemeiner Fabry-Perot-Resonator mit resonatorinterner (sphärischer) Störung und (ebenfalls sphärischer) Kompensation

Die Strahltransfermatrix T für einen einfachen Durchlauf durch den Resonator, ausgehend von Ebene 1 zur Ebene 2 lässt sich durch Linksmultiplikation der einzelnen Matrizen berechnen (hier sei jeweils die halbe Brechkraft des jeweiligen Endspiegels als dünne Linse in den entsprechenden Matrizen M_1 bzw. M_3 inbegriffen, siehe [52]):

$$T = M_3 \cdot M_K \cdot M_2 \cdot M_S \cdot M_1 = \begin{pmatrix} g_1 & \tilde{L} \\ \frac{g_1 g_2 - 1}{\tilde{L}} & g_2 \end{pmatrix} \quad (3.5)$$

mit

$$g_1 = C_1(B_2(A_3 - B_3 D_K) + B_3 D_2) + A_1(A_2(A_3 - B_3 D_K) - D_S(B_2(A_3 - B_3 D_K) + B_3 D_2) + B_3 C_2), \quad (3.6)$$

$$g_2 = D_1(B_2(C_3 - D_K D_3) + D_2 D_3) + B_1(A_2(C_3 - D_K D_3) - D_S(B_2(C_3 - D_K D_3) + D_2 D_3) + C_2 D_3) \quad (3.7)$$

und

$$\tilde{L} = D_1(B_2(A_3 - B_3 D_K) + B_3 D_2) + B_1(A_2(A_3 - B_3 D_K) - D_S(B_2(A_3 - B_3 D_K) + B_3 D_2) + B_3 C_2). \quad (3.8)$$

Aus diesen Gleichungen ist ersichtlich, dass die Parameter g_1 , g_2 und \tilde{L} sowohl von D_S als auch von D_K abhängen. Der Resonator ist stabil, falls die Bedingung

$$0 < g_1 g_2 < 1 \quad (3.9)$$

erfüllt ist [52]. Der Betriebspunkt im Stabilitätsbereich, an dem der Resonator betrieben wird, ist somit abhängig von beiden Brechkraften. Für jeden Betriebspunkt $g_1 g_2, \text{sol}$ kann in Abhängigkeit von D_S eine Lösung für D_K gefunden werden (auf deren Darstellung hier aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet wird). Folglich kann durch eine beliebig einstellbare Brechkraft D_K der gesamte Stabilitätsbereich des Resonators als Betriebspunkt $g_1 g_2, \text{sol}$ eingestellt werden. An den Rändern des Stabilitätsbereichs ($g_1 g_2 = 0$ und $g_1 g_2 = 1$) geht der Durchmesser der Grundmode im Resonator in einer beliebigen Ebene entweder gegen null oder unendlich [52] und nimmt innerhalb des Stabilitätsbereichs einen reellen Wert an. Da der Betriebspunkt des Resonators durch Einstellen von D_K beliebig gewählt werden kann, ist es folglich auch möglich, den Durchmesser $d_{0,L}$ der Grundmode an einer beliebigen Stelle z_L im Resonator innerhalb der durch das Verhalten an den Stabilitätsgrenzen vorgegebenen Randbedingungen gezielt zu variieren, insbesondere also auch die durch die Brechkraft D_S hervorgerufene Durchmesseränderung der Grundmode zu kompensieren.

Da wiederum die Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Strahls (unter Vernachlässigung der Auswirkungen asphärischer Wellenfrontstörungen und der räumlichen Verteilung der Verstärkung im laseraktiven Medium) beim Quasi-Dreineiveau-Scheibenlaser nach Gleichung (2.17) näherungsweise vom Überlapp der Grundmode mit dem gepumpten Bereich abhängt, kann also durch die einstellbare Brechkraft D_K eines sphärischen Kompensationsspiegels an beliebiger Stelle im Resonator gewährleistet werden, dass die Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Laserstrahls unabhängig von der sphärischen thermischen Linse und somit von der Pumpleistung ist.

3.2 Kompensation asphärischer Wellenfrontstörungen

Erfährt eine Welle asphärische Aberrationen, d.h. weicht die aberrierte Wellenfront von einer perfekt sphärischen Wellenfront ab, so ändert sich mit zunehmender Propagationsstrecke neben der Wellenfront auch die Intensitätsverteilung. Damit ist eine vollständige resonatorinterne Kompensation von thermisch induzierten Wellenfrontstörungen mittels einer reinen Phasenmodulation durch einen oder mehrere deformierbare Spiegel nur dann möglich, wenn sich die Intensitätsverteilung des im Resonator umlaufenden Strahls durch Propagation vom Ort, an dem die Störung auftritt zum Ort, an dem der Kompensator steht, nicht bzw. nur unwesentlich

ändert. Dies ist der Fall, wenn der Kompensator entweder im Nahfeldbereich der Störung steht [68] (also die Fresnel-Näherung des Beugungsintegrals gültig ist, d.h. für Fresnelzahlen $1 < N_F < 100$ [52]), oder eine phasen- und amplitudenrichtige Abbildung der Ebene z_S , in der die Störung auftritt auf die Ebene z_K , in der der Kompensator steht, vorliegt.

Der letztere Fall optisch konjugierter Ebenen kann beispielsweise mittels Abbildung durch ein ideales Relay-Teleskop erreicht werden, bei dem das Feld in der bildseitigen Brennebene des Teleskops in Amplitude und Phase exakt dem Feld in der objektseitigen Brennebene entspricht [52] (wenn etwaige Beugungseffekte an Aperturen des Abbildungssystems vernachlässigt werden). Durch das Einbringen (mindestens zweier) weiterer optischer Elemente in den Resonator entstehen allerdings zwangsläufig zusätzliche Verluste.

Daher ist für die resonatorinterne Kompensation asphärischer Wellenfrontstörungen die Platzierung des Kompensators in unmittelbarer Nähe des Laserkristalls bei einer geeigneten Resonatorauslegung im Allgemeinen einfacher zu realisieren. Dies ist insbesondere dann der Fall, wenn der Resonator so ausgelegt wird, dass im Resonatorarm, in dem der Strahl von der Störung zum Kompensationsspiegel propagiert, einen nahezu kollimierten Strahlverlauf aufweist, da sich dann aufgrund des geringen Divergenzwinkels ein größerer Nahfeldbereich ergibt.

Neben der optischen Nähe des asphärischen Kompensationsspiegels ergeben sich aus dem Laserbetrieb bei hoher Ausgangsleistung im kW-Bereich und gleichzeitig nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität der erzeugten Laserstrahlung weitere Randbedingungen: Um die Leistungsdichte auf dem Laserkristall auch bei hohen Leistungen unterhalb der Zerstörschwelle zu halten, muss ein möglichst großer Pumpfleckdurchmesser gewählt werden. Desweiteren muss ein genügend hoher Überlapp der Grundmode mit dem gepumpten Bereich auf der Scheibe gewährleistet sein, um eine effektive geometrische Modenselektion durch Reabsorptionsverluste für höhere Moden im ungepumpten Bereich der Scheibe zu erreichen. Ein möglicher Resonatoraufbau, mit der diese Randbedingungen erfüllt werden können, ist in Bild 3.2 dargestellt.

Bei dieser Art der Resonatorauslegung wird die konkave Krümmung der Scheibe ausgenutzt, um im Resonatorarm zwischen Scheibe und Kompensationsspiegel einen kollimierten Strahlverlauf zu gewährleisten. Einerseits ist also der Durchmesser des im Resonator umlaufenden Laserstrahls auf der Scheibe und auf dem Kompensationsspiegel nahezu identisch, andererseits begünstigt die starke Aufweitung des Strahls zum Scheibenlaserkristall hin den grundmodenahen Betrieb bei

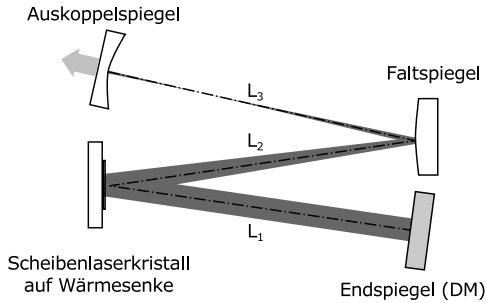


Bild 3.2: Allgemeiner Resonatoraufbau mit kollimiertem Strahlverlauf zwischen konkaver Scheibe und Endspiegel bzw. deformierbarem Spiegel (DM). Die Längen L_1 , L_2 , L_3 sowie der Krümmungsradius des Falts- und des Auskoppelspiegels werden so angepasst, dass der Durchmesser der Grundmode auf der Scheibe dem gewünschten Wert entspricht.

hohen Ausgangsleistungen. Zudem ist durch die kollimierte Strahlpropagation eine Änderung der Intensitätsverteilung erst bei vergleichsweise großen Abständen zwischen Scheibe und Kompensationsspiegel zu erwarten.

Zur Evaluierung dieser Art der Resonatorauslegung wurde ein beugungsoptisches Resonatormodell erstellt, das analog zum in Abschnitt 2.4.2 dargestellten Modell auf dem diskretisierten Collins-Integral in Zylinderkoordinaten basiert. Anhand dieses Modells können die Voraussetzungen hinsichtlich Form und Position des Kompensationsspiegels zur Kompensation der im Scheibenlaserkristall thermisch induzierten Wellenfrontstörungen überprüft werden. Die folgenden Darstellungen wurden aus Simulationen gewonnen, die auf den geometrischen Parametern des für die in Kapitel 5 dargestellten Experimente zur Kompensation asphärischer Wellenfrontstörungen genutzten Resonators für einen Pumpfleckdurchmesser von 7 mm basieren. Die übrigen Simulationsparameter (Anzahl der Diskretisierungselemente in radialer Richtung, Definition der weichen Apertur auf der Scheibe, etc.) wurden gemäß der Beschreibung in Abschnitt 2.4.2 gewählt.

Um den Einfluss des Abstandes zwischen Scheibenlaserkristall und Kompensationsspiegel zu evaluieren wurden unter der Annahme einer supergaußförmigen Wellenfrontstörung im Scheibenlaserkristall mit $c_{SG} = 8$ und $w_{SG} = 3,5$ mm die jeweils resultierenden Intensitäts- und Phasenverteilungen der Grundmode auf dem Endspiegel (bzw. Kompensationsspiegel) bei unterschiedlichen Abständen zwischen Scheibe und Endspiegel berechnet. Für Stufenhöhen der Störung h_{SG} von 200 nm bzw. 1000 nm ergeben sich die in Bild 3.3 dargestellten Intensitäts- und Phasenver-

teilungen der Grundmode auf dem Endspiegel. Es wird deutlich, dass sich die Form der supergaußförmigen Phasenstörung mit zunehmendem Abstand des Endspiegels von der Scheibe verändert. In den simulierten Phasenverteilungen am Endspiegel zeigt sich außerdem vor allem im Zentrum eine leichte Welligkeit. Diese ist ein Artefakt der numerischen Berechnung, das aus der eingeführten „weichen Apertur“ am Ort des Scheibenlaserkristalls resultiert. Abgesehen davon bleiben die Abweichungen von der ursprünglichen Störung für Abstände < 500 mm bei diesem Resonator vergleichsweise gering. Zudem ist festzustellen, dass bei der geringeren Stufenhöhe kaum eine Änderung der Intensitätsverteilung mit zunehmendem Abstand zu verzeichnen ist, während bei $h_{SG} = 1000$ nm bei Abständen über 300 mm bereits eine deutliche Veränderung zu verzeichnen ist.

In Bild 3.4 (a) ist die Wellenfront der Grundmode am Endspiegel für einen Abstand von 300 mm bei unterschiedlichen Stufenhöhen dargestellt. Durch Anfitzen von Supergauß-Funktionen an diese Phasenverteilungen kann gezeigt werden, dass die Stufenhöhe der Wellenfrontstörung in guter Näherung erhalten bleibt (siehe Bild 3.4 (b)). Die Parameter w_{SG} (Bild 3.4 (c)) sowie c_{SG} (Bild 3.4 (d)) der Fitfunktionen an die Phasenverteilung der am Endspiegel ankommenden Welle weichen geringfügig von den Parametern der vorgegebenen Störung ab, bleiben im Rahmen der Fitgenauigkeit allerdings weitestgehend konstant.

Diese Ergebnisse deuten darauf hin, dass bei dieser Resonatorauslegung eine effektive Kompensation der asphärischen Komponente der im Scheibenlaserkristall thermisch induzierten Wellenfrontstörungen tatsächlich durch Inversion der (bekannten) Wellenfrontstörung durch einen geeigneten Phasenmodulator in geringem Abstand zur Scheibe erreicht werden kann. Im hier dargestellten Fall sollte der Abstand zwischen Scheibe und Kompensationsspiegel nicht mehr als 500 mm betragen, da aufgrund der vorliegenden Messungen (siehe Abschnitt 2.2) und Messungen, die an vergleichbaren Systemen [50] im relevanten Pumpleistungsdichtebereich durchgeführt wurden, allenfalls von Störungen von maximal ca. 150 nm Stufenhöhe auszugehen ist.

Wird ein Kompensationsspiegel im Abstand von 300 mm zum Laserkristall eingesetzt, dessen Oberflächenform eine ortsabhängige Phasenschiebung erzeugt, die in ihrer Form exakt der (angenommenen) supergaußförmigen Phasenstörung im Scheibenlaserkristall entspricht (also $c_{SG} = 8$ und $w_{SG} = 3,5$ mm), ergeben sich aus dem beugungsoptischen Resonatormodell für unterschiedliche Stufenhöhen h_{SG} am Kompensationsspiegel sowie der Störung für die Grundmode des Resonators die in Bild 3.5 dargestellten Beugungsverluste.

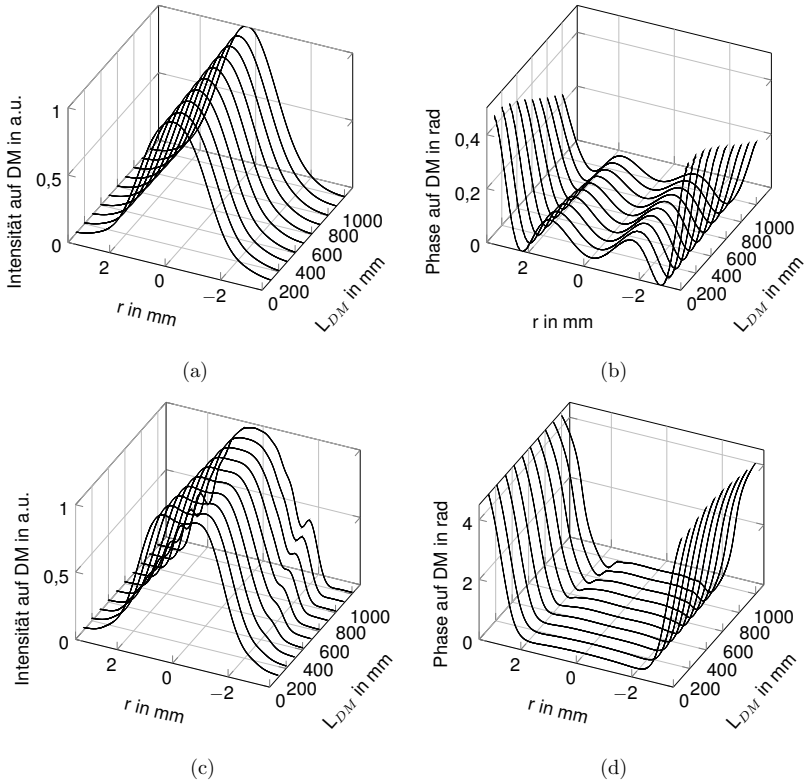


Bild 3.3: (a) Intensitätsverteilung und (b) Phase der Grundmode auf dem Endspiegel, bei unterschiedlichen Abständen L_{DM} zwischen Endspiegel und Scheibe, die sich für eine angenommene supergaußförmige Wellenfrontstörung im Scheibenlaserkristall ergeben ($h_{SG} = 200$ nm, $c_{SG} = 8$, $w_{SG} = 3,5$ mm). (c) Intensitätsverteilung und (d) Phase bei einer Stufenhöhe von $h_{SG} = 1000$ nm.

Hieran wird deutlich, dass zur Kompensation der asphärischen Anteile der Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall bei vorgegebenem (und unverändertem) Durchmesser des Pumpflecks im Prinzip ein Spiegel mit einem einzigen Freiheitsgrad - der Stufenhöhe h_{SG} der zugrundeliegenden (und im Vorfeld beispielsweise durch interferometrische Vermessung der Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall bekannten) Supergaßfunktion - ausreicht, um die Beugungsverluste, die durch diese pumpleistungsabhängigen Störungen für die Grundmode hervorgerufen werden, effektiv zu kompensieren.

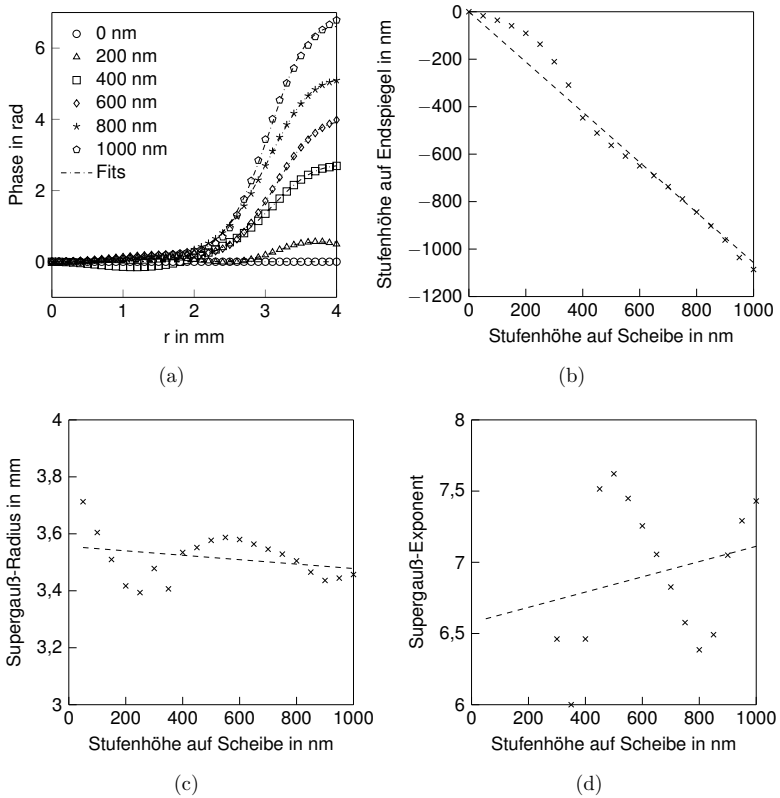


Bild 3.4: (a) Phase auf Endspiegel bei einem Abstand zwischen Endspiegel und Scheibe von 300 mm für unterschiedliche Stufenhöhen der Störung. (b) Stufenhöhe der Wellenfront auf Endspiegel im Vergleich zur Stufenhöhe der Störung. (c) Supergauß-Radius w_{SG} auf Endspiegel bei unterschiedlichen Stufenhöhen der Störung. (d) Supergauß-Exponent c_{SG} auf Endspiegel bei unterschiedlichen Stufenhöhen der Störung. Aufgrund der fitbedingten Schwankungen der in den Bildern (b) bis (d) dargestellten Werte wurden zur besseren Lesbarkeit lineare Fitfunktionen eingefügt (gestrichelte Linien).

Zur vollständigen Kompensation der sphärischen und asphärischen Komponenten der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall kann prinzipiell ein deformierbarer Spiegel verwendet werden, der über die notwendigen Freiheitsgrade verfügt, um die Oberflächenform an die jeweils bei einer bestimmten Pumpleistung(-sdichte) vorherrschenden Wellenfrontstörungen anzupas-

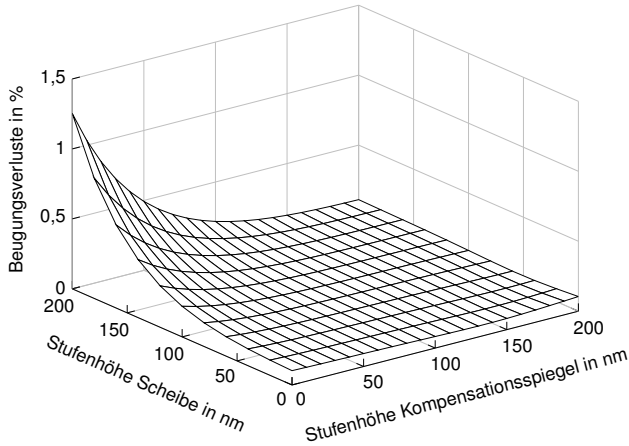


Bild 3.5: Beugungsverluste für die Grundmode bei unterschiedlichen Stufenhöhen der Störung und am Kompensationsspiegel im Abstand von 300 mm zur Scheibe. Die Form des Kompensationsspiegels entspricht dabei exakt der Form der (angenommenen) Störung im Scheibenlaserkristall.

sen. Da die Kompensation der sphärischen Komponente der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall allerdings prinzipiell an jeder Stelle im Resonator erfolgen kann, ist es sinnvoll, die Funktion der sphärischen und der asphärischen Kompensation auf zwei diskrete optische Elemente zu verteilen. Dadurch erhöht sich zwar die Anzahl der notwendigen Kompensationsspiegel auf zwei, allerdings reduziert sich auch die Anzahl der notwendigen Freiheitsgrade der jeweiligen Spiegel auf jeweils einen - und damit die Komplexität des Aufbaus und der Ansteuerung des jeweiligen Spiegels. Zur resonatorinternen Kompensation der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen beim Scheibenlaser werden deformierbare Spiegel benötigt, die den hohen Anforderungen hinsichtlich Oberflächen- und Beschichtungsqualität genügen, die an Spiegel zum resonatorinternen Einsatz in Hochleistungs-Scheibenlaserresonatoren gestellt werden. Wie bereits in Kap. 1.2 dargelegt, bieten Flächenlastspiegel aufgrund ihres einfachen Aufbaus bei geeigneter Auslegung hierfür einen vielversprechenden Ansatz. Im folgenden Kapitel wird daher die Auslegung von Flächenlastspiegeln beschrieben, die für die beiden Anwendungsfälle - die Kompensation sphärischer sowie asphärischer Wellenfrontstörungen - geeignet sein sollten.

4 Flächenlastspiegel für den resonatorinternen Einsatz

Wie im vorherigen Abschnitt dargestellt wurde, kann die Störungskompensation beim Scheibenlaser mit zwei diskreten und voneinander unabhängigen deformierbaren Spiegeln (engl. „deformable mirror“, kurz DM) innerhalb des Resonators erfolgen. Während ein Spiegel zur Kompensation der sphärischen Komponente der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen verwendet wird, dient ein zweiter, asphärisch deformierbarer Spiegel zur Kompensation der entsprechenden asphärischen Komponente. Da die Form dieser Komponente weitgehend konstant bleibt und sich mit zunehmender Pumpleistung lediglich im Betrag ändert, können für beide Kompensationsaufgaben Spiegel mit jeweils nur einem Freiheitsgrad eingesetzt werden. Deformierbare Spiegel auf Basis des Flächenlastprinzips lassen sich auf einfache Weise mittels gängiger Fertigungsverfahren in hoher optischer Qualität herstellen und können daher speziell für die jeweilige Kompensationsaufgabe ausgelegt werden.

In diesem Kapitel wird die Vorgehensweise zur Auslegung von Flächenlastspiegeln mit (nahezu) beliebiger Oberflächenform zunächst allgemein erläutert. Darauf aufbauend wird dann die Auslegung von Flächenlastspiegeln für den konkreten Anwendungsfall der resonatorinternen Kompensation der beim Scheibenlaser auftretenden thermisch induzierten Wellenfrontstörungen dargestellt. Die Funktion der auf dieser Basis gefertigten sphärischen und asphärischen Flächenlastspiegel wird anhand von interferometrischen Messungen des Verformungsverhaltens bei unterschiedlichen Drücken nachgewiesen.

4.1 Flächenlastspiegel - Grundprinzip und Auslegung

Das Aktorprinzip von Flächenlastspiegeln beruht auf der durch eine Flächenlast hervorgerufenen Verformung einer Membran. Die Art der Flächenlast und somit die erzeugte Verformung der Spiegelmembran ist hierbei von der konkreten Bauform des Spiegels abhängig. Bei Verwendung von diskreten Translationsaktoren,

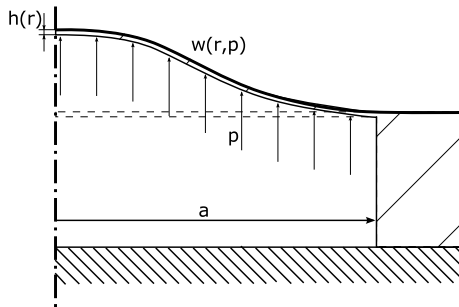


Bild 4.1: Querschnittszeichnung eines Flächenlastspiegels. Eine Membran mit der Dickenverteilung $h(r)$ und Durchmesser $2a$ wird durch eine Flächenlast p ausgelenkt. Die Deformation der Vorderseite wird beschrieben durch die Verformungskurve $w(r, p)$.

beispielsweise Piezostapel-Aktoren, kann eine lokal begrenzte Flächenlast erzeugt werden, die ausschließlich an der Kontaktfläche zwischen Aktor und Spiegelmembran wirkt. Da die erzeugte Verformung hierbei insbesondere von der Form der Kontaktfläche abhängig ist, muss diese zur Erzeugung einer vorgegebenen Verformung also sehr gut definiert sein. Dies ist aufgrund der sich daraus ergebenden Genauigkeitsanforderungen an die Kontaktfläche fertigungstechnisch sehr herausfordernd.

Wird die Flächenlast dagegen durch Anlegen eines Druckes an ein flüssiges oder gasförmiges Medium erzeugt, das von der Membran einseitig begrenzt wird, kann eine gleichmäßig über die Membran verteilte Flächenlast erzeugt werden. Da hierbei der direkte Kontakt mit einem diskreten Translationsaktor vermieden wird, ist die grundsätzliche Form der Deformation der Membran ausschließlich von der Dickenverteilung sowie der Einspannung der Membran abhängig.

Eine gleichmäßige und zugleich wohldefinierte feste Einspannung der verformbaren Spiegelmembran kann mittels der in [36, 47] vorgeschlagenen Fertigungsmethode für Flächenlastspiegel erreicht werden. In Bild 4.1 ist eine schematische Querschnittszeichnung eines solchen Flächenlastspiegels dargestellt. Als Grundkörper dient hierbei ein dielektrisch beschichtetes Spiegelsubstrat aus Glas (beispielsweise Quarzglas oder N-BK7), das die Anforderungen hinsichtlich Reflektivität und Oberflächenqualität, die für den resonatorinternen Einsatz notwendig sind, erfüllt. Aus diesem Grundkörper wird durch lokales rückseitiges Abtragen eine Membran mit der Dickenverteilung $h(r)$ erzeugt. Die Bearbeitung des Spiegelsubstrats wird

hierbei nur innerhalb eines gewissen Durchmessers $2a$ um die Symmetrieachse des Spiegelsubstrats durchgeführt, so dass die verformbare Spiegelmembran durch einen ringförmigen Rand gehalten wird, der die volle Spiegeldicke und damit im Vergleich zur Membran eine sehr hohe Biegesteifigkeit aufweist. Dieser steife Ring kann dann als Montageschnittstelle verwendet werden, um den fertigen Membranspiegel auf einem geeigneten Halter beispielsweise mittels Kleben zu befestigen, der über die entsprechenden Druckanschlüsse verfügt.

Da die Biegesteifigkeit des fertigen Spiegelsubstrats im Randbereich der Biegesteifigkeit des Spiegelgrundkörpers entspricht, kann gewährleistet werden, dass etwaige Oberflächenstörungen der Montageflächen sowie durch Schrumpf des verwendeten Klebstoffs verursachte Spannungen einen vernachlässigbar geringen Einfluss auf die Deformation der Spiegelmembran haben. Mittels Ultraschall-Schwingläppens [69] lässt sich eine definierte rückseitige Strukturierung eines beschichteten Spiegelsubstrats ohne Beschädigung der vorderseitigen Beschichtung erreichen, so dass bereits beschichtete Spiegelsubstrate als Halbzeug verwendet werden können. Dies hat den Vorteil, dass eine unerwünschte Grundverformung der Spiegelmembran aufgrund von durch einen Beschichtungsprozess nach der mechanischen Bearbeitung der Membran eingebrachten Schichtspannungen vermieden werden kann.

Die Verformung einer Membran unter Einwirkung einer Flächenlast kann für verschiedene Lastfälle mittels der Näherungen der Kirchhoff-Love'schen Theorie dünner Platten beschrieben werden [70, 71]. Da die zu kompensierenden Störungen beim Scheibenlaser im Wesentlichen rotationssymmetrisch sind, wird hier davon ausgegangen, dass für die Auslegung der Kompensationsspiegel eine rotationssymmetrische Betrachtung ausreichend ist. Damit kann die Formulierung der Kirchhoff'schen Plattendifferenzialgleichung in Polarkoordinaten verwendet werden. Die Verformungskurve $w(r)$ einer rotationssymmetrischen Platte aufgrund einer Flächenlast p kann demnach mittels der Differenzialgleichung

$$\begin{aligned} \frac{d^3 w(r)}{dr^3} + \frac{d^2 w(r)}{dr^2} \left(\frac{1}{F(r)} \frac{dF(r)}{dr} + \frac{1}{r} \right) \\ + \frac{dw(r)}{dr} \left(\frac{\nu}{rF(r)} \frac{dF(r)}{dr} - \frac{1}{r^2} \right) + \frac{p(r) \cdot r}{2F(r)} = 0 \end{aligned} \quad (4.1)$$

beschrieben werden. Hierbei ist $F(r)$ die lokale Biegesteifigkeit der Platte, die gemäß

$$F(r) = \frac{Eh(r)^3}{12(1-\nu^2)} \quad (4.2)$$

von der radial variablen Plattendicke $h(r)$, sowie dem Elastizitätsmodul E und der Poissonzahl ν des Plattenmaterials abhängt. Aus der Rotationssymmetrie sowie

aus der im Falle der hier dargestellten festen und biegesteifen Einspannung am Plattenrand bei $r = a$ ergeben sich die Randbedingungen

$$\left. \frac{dw(r)}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{dw(r)}{dr} \right|_{r=a} = 0, \quad \text{und} \quad w(a) = 0. \quad (4.3)$$

Ist also neben den Materialparametern E und ν die Dickenverteilung der Platte bekannt, so kann die durch die Flächenlast $p(r)$ hervorgerufene Verformung der Platte durch Lösen dieses eindimensionalen Randwertproblems berechnet werden.

Für die Auslegung von Flächenlastspiegeln für eine bestimmte Kompensationsaufgabe ist das inverse Problem zu lösen: Aus einer vorgegebenen Form der Oberflächendeformation $w_{soll}(r)$ bei einer ebenfalls vorgegebenen Flächenlast $p = \text{const.}$ ist die entsprechende Dickenverteilung $h(r)$ zu berechnen, die benötigt wird, um unter den gegebenen Randbedingungen beim Anlegen der Flächenlast p die gewünschte Verformung hervorzurufen. Da durch die Vorgabe von $w_{soll}(r)$ gleichzeitig die Ableitungen von $w_{soll}(r)$ bekannt sind, kann die Differenzialgleichung (4.1) nach Einsetzen der entsprechenden Ausdrücke nach der Biegesteifigkeit $F(r)$ aufgelöst werden. Aus dem Ergebnis ergibt sich wiederum mittels Gl. (4.2) die gesuchte Dickenverteilung.

Genaugenommen beschreibt die in Gl. (4.1) eingeführte Deformationskurve $w(r)$ nicht die Deformation der Plattenoberfläche, sondern die Deformation der „neutralen Faser“ der dünnen Platte, also derjenigen gedachten Oberfläche, die sich im Abstand $h(r)/2$ von der Plattenoberfläche innerhalb der Platte befindet. Da jedoch die Dickenverteilung $h(r)$ aufgrund der in der Kirchhoff-Love'schen Plattentheorie getroffenen Annahmen bei Deformation konstant bleibt und darüber hinaus davon ausgegangen wird, dass die als Spiegeloberfläche verwendete Plattenoberfläche im unverformten Zustand plan ist, entspricht die Deformation der Plattenoberfläche der Deformation der neutralen Faser.

Die Lösung dieses inversen Problems ist nur in einfachen Ausnahmefällen analytisch möglich. Zur numerischen Lösung kann die jeweilige Differenzialgleichung für die Biegesteifigkeit $F(r)$, die sich für eine vorgegebene Verformung $w_{soll}(r)$ aus der Differenzialgleichung (4.1) ergibt, mittels geeigneter numerischer Näherungsverfahren gelöst werden (beispielsweise mittels numerischer Lösungsalgorithmen für gewöhnliche Differenzialgleichungen, z.B. dem ODE45-Solver aus MATLAB [72]). Alternativ kann eine geeignete Auslegung auch durch eine Dickenoptimierung auf Basis eines Finite-Elemente-Modells erreicht werden.

Aus dem angestrebten resonatorinternen Einsatz ergeben sich grundlegende Anforderungen an die auszulegenden Spiegel: So sollen streu- und absorptionsarme

Beschichtungen zum Einsatz kommen, die Reflektivitäten von möglichst mehr als 99,95% bei der Laserwellenlänge aufweisen. Diese Spezifikation wird durch Auswahl entsprechend beschichteter Spiegelsubstrate sichergestellt. Aufgrund der geringen Amplitude der Verformung der Spiegeloberfläche kann davon ausgegangen werden, dass sich die Beschichtungseigenschaften der Spiegeloberfläche durch die Deformation und etwaige Spannungen nicht wesentlich ändern.

Die Oberflächenform der Spiegel soll sowohl im unverformten als auch im deformierten Zustand der vorgegebenen Form in sehr guter Näherung entsprechen. Um Oberflächengüten quantitativ zu erfassen, wird in der Optik häufig das Rayleigh-Kriterium angewandt [73]. Diesem Kriterium setzt die Abbildungsgüte einer Optik mit den Wellenfrontstörungen, die beim Durchlaufen dieser Optiken entstehen, in Beziehung: Eine Optik kann demzufolge als aberrationsfrei betrachtet werden, wenn die maximale Amplitude der Abweichung (engl. „Peak-to-Valley“, kurz P/V) der Wellenfront eines Strahls von einer idealen (sphärischen) Referenz-Wellenfront nach Durchgang durch die Optik weniger als $1/4$ der Designwellenlänge beträgt. Bei dieser Höhe an Aberrationen ist allerdings bereits eine leichte Beeinflussung des Strahls zu verzeichnen. Darüber hinaus entsteht durch eine Oberflächenstörung auf einem Spiegel in Folge der Reflektion ein doppelt so hoher optischer Weglängenunterschied und damit eine doppelt so hohe Wellenfrontstörung. Aufgrund des vorgesehenen Einsatzes der deformierbaren Spiegel innerhalb eines Laserresonators wird daher eine maximal zulässige Peak-to-Valley-Abweichung zwischen der deformierten Oberfläche und der vorgegebenen Soll-Deformation von $1/20$ der Laserwellenlänge als Gütekriterium festgelegt.

Zur Auslegung von Flächenlastspiegeln für die Störungskompensation im Scheibenlaserresonator müssen im Wesentlichen zwei unterschiedliche Spiegeltypen ausgelegt werden: Einerseits Spiegel, die eine möglichst sphärische bzw. parabolische Verformung aufweisen, andererseits Spiegel, deren Verformung einer supergaußförmigen Verteilung folgt. In den folgenden Abschnitten wird auf die Auslegung dieser unterschiedlichen Spiegel eingegangen.

4.2 Sphärische Flächenlastspiegel

Für die sphärisch deformierbaren Spiegel ergibt sich aus den in Kapitel 2.2 dargestellten sowie aus der Literatur [47, 50, 18] bekannten Messungen der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen in Scheibenlaserkristallen für die angestrebten Leistungen im kW-Bereich ein Stellbereich von einigen 100 mdpt, in denen die

Brechkraft kontinuierlich einstellbar sein sollte. Die zur Ansteuerung der Flächenlastspiegel verwendeten Druckregler sollten dabei Stellgenauigkeiten von wenigen μm ermöglichen. Die Spiegel sollen vorwiegend in Resonatoren mit Pumpfleckdurchmessern von bis zu 7 mm eingesetzt werden. Für den gesamten Stellbereich der Brechkraft soll innerhalb dieses Durchmessers eine parabolische Deformation mit einer maximalen Abweichung unter $\lambda/20$ erreicht werden, um eine aberrationsfreie Arbeitspunkteinstellung des Resonators zu gewährleisten.

4.2.1 Auslegung

4.2.1.1 Sphärische Flächenlastspiegel homogener Dicke

Die einfachste Möglichkeit, einen annähernd parabolisch verformbaren Flächenlastspiegel herzustellen, besteht darin, eine Membran gleichmäßiger Dicke zu verwenden (siehe z.B. [74, 36]). Die Lösung der Differenzialgleichung (4.1) ergibt für die Verformung $w(r)$ einer bei $r = a$ fest eingespannten zylindrischen Membran der Dicke h aufgrund einer Flächenlast p nach [70]

$$w(r) = \frac{p}{64F} (a^2 - r^2)^2 \quad (4.4)$$

Diese Verformung lässt sich in drei Komponenten aufspalten:

$$w(r) = w_{\max} + w_p(r) + w_a(r) \quad (4.5)$$

mit der Deformationshöhe im Zentrum der Platte bei $r = 0$

$$w_{\max} = \frac{pa^4}{64F}, \quad (4.6)$$

der parabolischen Komponente

$$w_p = -\frac{pa^2}{32F} r^2, \quad (4.7)$$

sowie der sphärischen Komponente

$$w_a = \frac{pr^4}{64F}. \quad (4.8)$$

Anhand von Gleichung (4.4) wird deutlich, dass für kleine Werte von r (also dort, wo $a^2 r^2 \gg r^4$ bzw. $a^2/r^2 \gg 1$) der parabolische Anteil der Verformung den sphärischen Anteil überwiegt. Demnach weist die verformte Membran im Zentrum eine

parabolische Verformung auf. Nach [75] berechnet sich der Krümmungsradius der deformierten Membran an der Stelle $r = 0$ zu

$$R = \frac{\left(1 + \left(\frac{dw(r)}{dr}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}}{\frac{d^2w(r)}{dr^2}} \bigg|_{r=0} = -\frac{16F}{pa^2}. \quad (4.9)$$

Dieser Krümmungsradius entspricht einer Brennweite von

$$f = \frac{R}{2} = -\frac{8F}{pa^2} \quad (4.10)$$

bzw. einer Brechkraft

$$D = \frac{1}{f} = -\frac{pa^2}{8F} = -\frac{3pa^2(1-\nu^2)}{2Eh^3}. \quad (4.11)$$

Die Brechkraft der verformten Membran steigt also linear mit der wirkenden Flächenlast p , quadratisch mit dem Radius der Membran a und proportional zu h^{-3} .

Mit zunehmendem Abstand zur Symmetrieachse wächst allerdings der Einfluss der asphärischen Komponente der Verformung aufgrund der Proportionalität zu r^4 in Gleichung (4.8). Dies beschränkt den für eine aberrationsfreie parabolische Korrektur nutzbaren Durchmesser des Flächenlastspiegels. Für eine maximal zulässige Abweichung von einer rein parabolischen Verformung von $1/20$ der Wellenlänge des zu beeinflussenden Strahls erhält man aus Gleichung (4.8) einen nutzbaren Radius von

$$r_{\max} = \sqrt[4]{\frac{16F\lambda}{5p}} = \sqrt[4]{\frac{4Eh^3\lambda}{15p(1-\nu^2)}}. \quad (4.12)$$

Die Verformung der Spiegelmembran und somit die maximal erreichbare Brechkraft wird durch das Versagen der Spiegelmembran aufgrund der im verformten Spiegel auftretenden maximalen Zugspannung beschränkt (vgl. Hauptnormalspannungshypothese für spröde Materialien, [76]). Diese Zugspannungen lassen sich nach [71] berechnen zu

$$\sigma_r = \frac{12M_r}{h^3}z_m \quad \text{bzw.} \quad \sigma_t = \frac{12M_t}{h^3}z_m \quad (4.13)$$

mit den Biegemomenten in radialer und tangentialer Richtung

$$M_r = -F \left(\frac{d^2w}{dr^2} + \frac{\nu}{r} \frac{dw}{dr} \right) \quad \text{und} \quad M_t = -F \left(\frac{1}{r} \frac{dw}{dr} + \nu \frac{d^2w}{dr^2} \right). \quad (4.14)$$

Da z_m hier der Abstand zur gedachten Mittelebene der Platte ist, ist offensichtlich, dass die maximalen Spannungen an den Oberflächen der verformten Platte, also bei

$$z_m = \pm \frac{h}{2} \quad (4.15)$$

auftreten. Dies ergibt für eine Platte homogener Dicke die maximalen Zugspannungen an den Oberflächen

$$\begin{aligned}\sigma_{r,max} &= \pm \frac{3p(a^2v - vr^2 + a^2 - 3r^2)}{8h^2} \\ &\quad \text{und} \\ \sigma_{t,max} &= \pm \frac{3p(a^2v - 3vr^2 + a^2 - r^2)}{8h^2}.\end{aligned}\tag{4.16}$$

Die maximalen Zugspannungen treten somit am Rand der Membran bei $r = a$ auf und sind proportional zum Quadrat des Membranradius a und invers proportional zum Quadrat der Membrandicke h . Demnach führt eine Vergrößerung des Plattenradius a zu einer Erhöhung der maximal auftretenden Zugspannungen, während sich für eine größere Plattendicke h geringere Spannungen ergeben.

Soll ein möglichst großer nutzbarer Radius r_{max} gewährleistet werden, kann dies nach Gleichung (4.12) ausschließlich durch eine Steigerung der Plattendicke h erreicht werden. Dies hat eine Verringerung der Zugspannungen zur Folge, bewirkt darüber hinaus allerdings auch eine deutliche Verringerung der erreichbaren Brechkraft nach Gleichung (4.11). Soll die Brechkraft gleich bleiben, muss demnach der Plattenradius a erhöht werden, was wiederum zu einer Erhöhung der Zugspannungen führt. Aus den Proportionalitätsrelationen $D \propto a^2/h^3$ und $\sigma_{r,max} \propto a^2/h^2$ folgt insgesamt, dass für eine effektive Erhöhung von r_{max} bei gleichbleibender Brechkraft der Plattenradius a im Vergleich zur Plattendicke h überproportional stark gesteigert werden muss. Dies bedeutet, dass für diese Form eines sphärisch deformierbaren Flächenlastspiegels ein großer nutzbarer Strahldurchmesser bei gleichzeitig hohen Brechkraften nur mit großen Spiegeldurchmessern möglich ist. Flächenlastspiegel, bei denen eine fest eingespannte Membran homogener Dicke eingesetzt wird, sind demnach entweder für im Vergleich zum Spiegeldurchmesser geringe Strahldurchmesser oder für geringe Brechkraften geeignet. Diese Skalierungsproblematik kann durch Optimieren der Dickenverteilung der verformbaren Spiegelmembran gelöst werden.

4.2.1.2 Sphärische Flächenlastspiegel mit optimierter Dickenverteilung

Eine parabolische konvexe Deformation $w_g(r)$ mit Krümmungsradius R_g über einen Radius a lässt sich allgemein beschreiben als

$$w_g(r) = -\frac{1}{2R_g}r^2 + \frac{a^2}{2R_g}.\tag{4.17}$$

Durch Einsetzen der Funktion w_g sowie deren Ableitungen in die Differenzialgleichung (4.1) kann diese in eine Differenzialgleichung für die Biegesteifigkeit $F(r)$ umgeformt werden:

$$\frac{dF(r)}{dr} = \frac{R_g p}{2(1+\nu)} \cdot r. \quad (4.18)$$

Die Lösung dieser Differenzialgleichung für eine vorgegebene Flächenlast p_g ergibt dann

$$F_{opt}(r) = \frac{R_g p_g}{4(1+\nu)} r^2 + F_0, \quad (4.19)$$

wobei die Integrationskonstante F_0 so gewählt werden muss, dass sich über die gesamte Membran eine positive Biegesteifigkeit ergibt. Mit Gleichung (4.2) kann dann die notwendige Dickenverteilung $h(r)$ der Membran berechnet werden.

Die für eine fest eingespannte zylindersymmetrische Platte vorgegebenen Randbedingungen nach Gl.(4.3) können allerdings von einer rein parabolischen Verformung nicht erfüllt werden, da $dw/dr \neq 0$ für $r > 0$. Demnach ist eine rein parabolische Verformung über die gesamte Spiegelfläche nicht möglich, da die erste Ableitung der Verformung am Rand bei $r = a$ durch die feste Einspannung null sein muss. Um trotzdem eine parabolische Verformung über einen möglichst großen Bereich des Spiegels zu erreichen, kann eine Übergangszone definiert werden, in der die Verformung von einer idealen parabolischen Form abweichen darf. Diese Übergangszone wird dabei so gewählt, dass einerseits die Randbedingungen der festen Einspannung erfüllt werden, andererseits auch ein stetiger Übergang zum Bereich, in dem eine ideale parabolische Verformung vorliegen soll, gewährleistet ist. Dies kann beispielsweise mittels einer vorgegebenen Verformungskurve gemäß

$$w_g(r) = \begin{cases} -\frac{1}{2R_g} r^2 + \frac{a^2}{2R_g}, & \text{für } r \leq r_t \\ c_0 + c_1 r + c_2 r^2 + c_3 r^3 + c_4 r^4, & \text{für } a \geq r > r_t \end{cases} \quad (4.20)$$

erreicht werden, wobei die Koeffizienten c_i des Polynoms, das zur Beschreibung der Verformung in der Übergangszone (also für $a \geq r > r_t$) verwendet wird, sich aus den Randbedingungen der Einspannung und der Forderung nach einem stetigen Übergang bei r_t ergeben.

In Bild 4.2 ist die Biegesteifigkeits- und Dickenverteilung dargestellt, die für die Vorgabe einer parabolischen Verformung nach Gl. (4.20) mit einem Krümmungsradius von $R_g = 10$ m (konvex) bei $p_g = 0,5$ bar Überdruck resultiert, wenn der Übergangsbereich bei $r_t = 8$ mm beginnt und der Radius a der Spiegelmembran 10 mm beträgt. Hierbei wurden für Quarzglas typische Parameter von $E = 73000$ N/mm² und $\nu = 0,2$ gewählt.

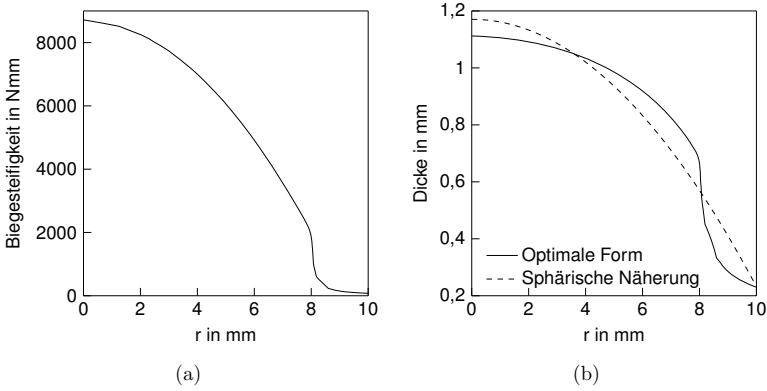


Bild 4.2: (a) Optimierte Biegesteifigkeitsverteilung. (b) Resultierende Dickenverteilung.

Im parabolischen Bereich nimmt die Biegesteifigkeit ausgehend von der Spiegelmitte zum Rand hin entsprechend der in Gl. (4.19) analytisch ermittelten parabolischen Biegesteifigkeitsverteilung ab. Im Übergangsbereich wird die Spiegeldicke und damit die Biegesteifigkeit zum Rand hin dagegen stark reduziert. Wird die Breite des Übergangsbereichs verringert (also $r_t \rightarrow a$), reduziert sich die Restdicke des Spiegels am Rand ebenfalls, bis im Grenzfall $r_t = a$ die Spiegeldicke theoretisch null wird. Dieser Grenzfall entspricht einer biegeschlaffen Einspannung, bei der die Randbedingung $dw/dr|_{r=a} = 0$ nicht erfüllt werden muss. Eine derartige Einspannung ist daher prinzipiell vorzuziehen, wenn eine parabolische Verformung über eine möglichst große Fläche erreicht werden soll, geht aber in der Realisierung mit einer erhöhten mechanischen Komplexität einher.

Die Herstellung einer Spiegelmembran mit einer optimierten Dickenverteilung gemäß Bild 4.2 ist mit gängigen mechanischen Bearbeitungsverfahren sehr aufwändig. Sphärische Oberflächen sind dagegen mit Standardverfahren, unter anderem auch durch Ultraschallschwingläppen vergleichsweise einfach herzustellen. Daher bietet es sich an, die vorgegebene Freiformfläche durch eine sphärische Fläche anzunähern. In Bild 4.2 ist eine sphärische Anpassung an die optimierte Dickenverteilung dargestellt. Die Verformung, die sich für die optimierte sowie die sphärische Dickenverteilung ergibt, ist in Bild 4.3 dargestellt.

Es fällt zunächst auf, dass aufgrund der höheren Steifigkeit der sphärischen Dickenverteilung zum Rand hin zum Erreichen des selben Krümmungsradius eine etwas geringere Gesamtverformung auftritt. Die Betrachtung der Abweichung zur

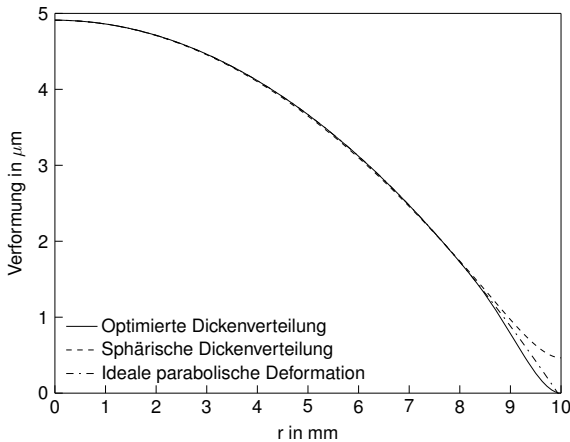


Bild 4.3: Verformung der Flächenlastspiegel mit optimierter und mit sphärischer Dickenverteilung

idealen parabolischen Verformung (siehe Bild 4.4) zeigt, dass sich zwar für die sphärische Spiegeldicke deutliche Formabweichungen ergeben. Mit einer Amplitude von ca. 32 nm innerhalb eines Radius von 8 mm um die Spiegelmittle liegen diese jedoch im dargestellten Beispiel für die Referenzwellenlänge von 1030 nm deutlich unter dem angestrebten Wert von $\lambda/20$. Zum Vergleich ergibt sich für einen entsprechenden Spiegel mit homogener Dicke $h=0,79$ mm, der beim gleichen Druck und dem gleichen Membrandurchmesser a den selben Krümmungsradius aufweist nach Gleichung (4.12) ein nutzbarer Radius r_{max} von knapp 3,8 mm. Der zur aberrationsfreien Beeinflussung eines Laserstrahls verfügbare Durchmesser auf dem Spiegel lässt sich somit bei Verwendung einer sphärischen Spiegeldicke bei gleicher Baugröße des Spiegels am dargestellten Beispiel um das Doppelte steigern.

Bild 4.5 zeigt die berechneten Vergleichsspannungen der Spiegel mit optimaler und sphärischer Dickenverteilung. Diese fallen bei der optimalen Dickenverteilung erwartungsgemäß leicht höher aus als bei der sphärischen Dickenverteilung, da der „Freistich“ am Rand zu einer Spannungsüberhöhung in diesem Bereich führt. Wird die Zugfestigkeit von Quarzglas mit 54 N/mm^2 [77] als Grenze der Belastbarkeit angesetzt, ergeben sich für die Spiegel mit optimierter Dickenverteilung maximale Brechkräfte von ca. $\pm 0,44$ dpt, für die Spiegel mit sphärischer Dickenverteilung dagegen $\pm 0,65$ dpt.

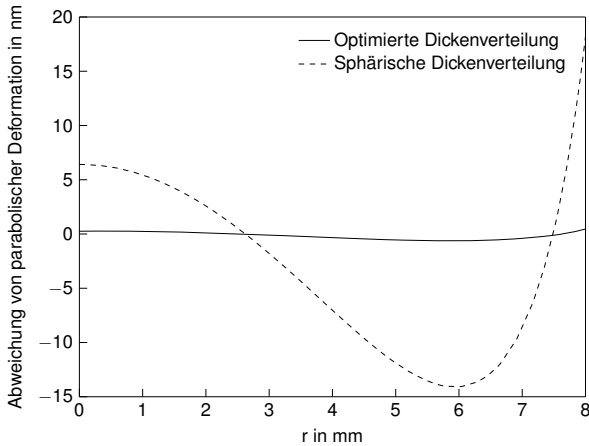


Bild 4.4: Abweichung von idealer parabolischer Verformung

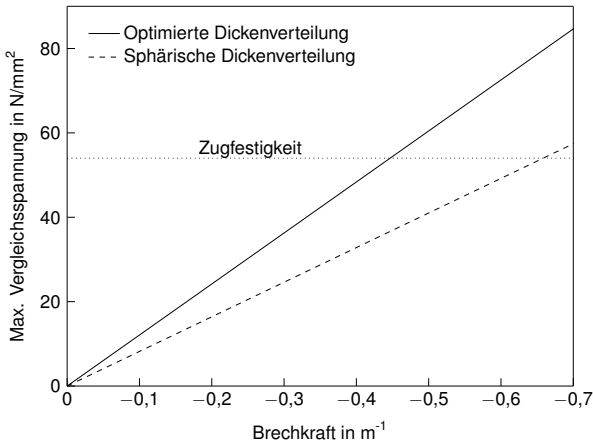


Bild 4.5: Vergleichsspannung, die sich für die Spiegel mit optimierter Dickenverteilung sowie die Spiegel mit sphärischer Dickenverteilung ergeben

4.2.2 Charakterisierung

Basierend auf den in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Auslegungsmethoden wurden mehrere sphärisch deformierbare Flächenlastspiegel nach den in Bild 4.6 dargestellten geometrischen Vorgaben gefertigt. Als Ausgangsmaterial für

die Fertigung der Spiegel wurden dabei hochreflektiv beschichtete Quarzglasspiegel der Firma Layertec verwendet, deren Beschichtung bei der Designwellenlänge von 1030 nm eine Reflektivität von mehr als 99,98% aufweist, und die laut Spezifikation für hohe CW-Leistungen geeignet sind. Die rückseitige Formsenkung zur Erzeugung der Spiegelmembran wurde mittels Ultraschall-Schwingläppens in die Spiegelsubstrate eingebracht. Die fertigen Spiegel wurden auf Messingkörper aufgeklebt, die über den notwendigen Anschluss für das Druckmedium zum Aufbringen der Flächenlast verfügen (siehe beispielhaft Bild 4.7).

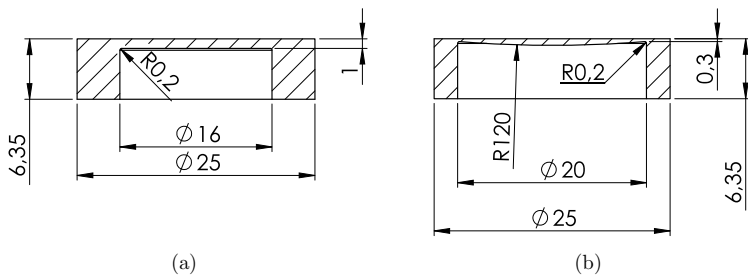


Bild 4.6: (a) Spiegel mit homogener Dickenverteilung. (b) Spiegel mit sphärischer Dickenverteilung.

Zur anschließenden Charakterisierung der fertigen Spiegel wurde deren Oberflächenform bzw. deformation beim Anlegen verschiedener Über- und Unterdrücke



Bild 4.7: Sphärischer Druckspiegel auf Messinghalter

vermessen. Ein elektrisch ansteuerbares Proportionalventil (Festo VPPM, [78]) ermöglichte dabei die Einstellung des am jeweiligen Spiegel anliegenden Druckes mit einer Genauigkeit von 0,01 bar, zur Erzeugung leichter Unterdrücke stand zudem eine Venturi-Düse (Festo VN, [79]) zur Verfügung.

Die Messungen der Oberflächenform wurden mittels eines Twyman-Green-Interferometers bei einer Messwellenlänge von 976 nm (Aufbau gemäß [80]) durchgeführt. Die Erfassung der Interferogramme erfolgte dabei in einem 5-Schritt-Phasenshiftverfahren nach Hariharan [81], welches eine hochgenaue Auswertung der Oberflächen deformation der Spiegel erlaubt. In den folgenden Abschnitten werden einige repräsentative Ergebnisse dieser Messungen dargestellt, die insbesondere einerseits eine Validierung des grundlegenden Aktorenprinzips der Flächenlastspiegel und der aus der Plattentheorie abgeleiteten Gesetzmäßigkeiten erlauben. Andererseits wird durch den Vergleich der jeweiligen Formabweichungen von einer perfekt parabolischen Verformung, die jeweils an Spiegeln mit homogener Dickenverteilung und Spiegeln mit sphärischer Dickenverteilung gemessen wurden, das in Abschnitt 4.2.1 dargestellte Auslegungsprinzip verifiziert.

4.2.2.1 Sphärische Flächenlastspiegel mit homogener Dicke

In Bild 4.8 sind beispielhaft einige Interferogramme dargestellt, die sich bei unterschiedlichen Drücken an einem Flächenlastspiegel mit homogener Dickenverteilung nach Bild 4.6 (a) im Twyman-Green-Interferometer ergeben. Ohne Anlegen eines Druckes (Bild 4.8 (a)) zeigt sich im Interferogramm eine nahezu ebene Phasenverteilung. Die Überprüfung mittels eines Planspiegels anstelle des deformierbaren Spiegels zeigte, dass die leichte Grunddeformation der Phasenverteilung dabei nicht auf eine Grundverformung des Spiegels zurückzuführen ist, sondern auf Aberrationen, die in den Optiken des Interferometers entstehen.

In Bild 4.9 sind beispielhaft die aus den erfassten Interferogrammen berechneten Oberflächen deformationen für einen Überdruck von 5 bar bzw. einen leichten Unterdruck von -0,41 bar dargestellt. Die Schnittdarstellung der gemessenen Deformationen in Bild 4.10 zeigt, dass im Zentrum der Spiegel tatsächlich wie angenommen eine nahezu ideal parabolische Verformung vorliegt. Durch Anpassung von Parabeln nach Gleichung (4.17) an die gemessenen Verformungskurven kann der jeweilige Krümmungsradius R_g und die entsprechende Brechkraft $D_g = 2/R_g$ berechnet werden. In den Bildern 4.11 und 4.12 sind die Krümmungsradien und Brechkräfte bei unterschiedlichen Drücken dargestellt, die sich bei einer Kurvenanpassung an

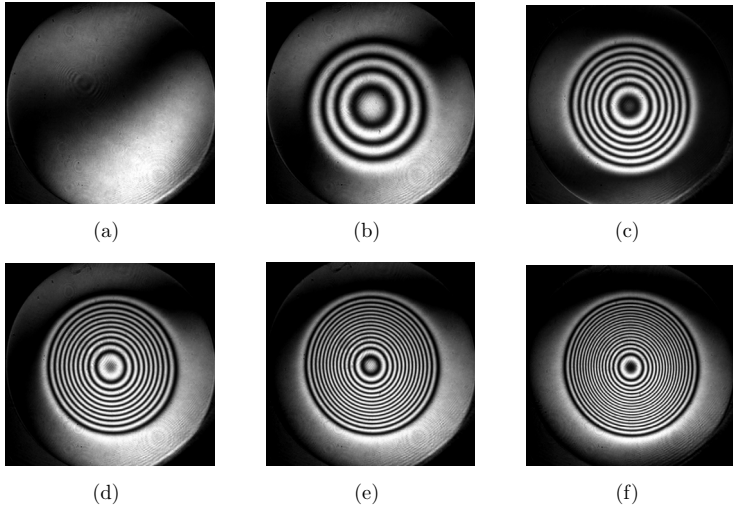


Bild 4.8: Interferogramme, die für einen Druckspiegel mit homogener Dickenverteilung bei unterschiedlichen Drücken aufgenommen wurden. ((a): 0 bar, (b): 1 bar, (c): 2 bar, (d): 3 bar, (e): 4 bar, (f): 5 bar.)

die Messdaten innerhalb eines Durchmessers von 7 mm um die Symmetrieachse des Spiegels ergeben. Für den Krümmungsradius ergibt sich die nach Gleichung (4.11) zu erwartende Proportionalität zum Kehrwert des angelegten Drucks, bzw. eine direkte Proportionalität der Brechkraft des verformten Spiegels zum angelegten Druck. Zudem zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung mit den auf Basis des in Abschnitt 4.2.1.1 dargestellten Modells ermittelten Kennlinien.

Die dargestellten Messungen zeigen, dass dieser Spiegel ausgehend von einer ideal planen Oberfläche ($R = \infty$) bis zu einem minimalen Krümmungsradius von bis zu -2,75 m (konvex) verformbar ist, bzw. die Brechkraft des Spiegels sich kontinuierlich von ca. $0,056 \text{ m}^{-1}$ bis $-0,7 \text{ m}^{-1}$ einstellen lässt. Die Beschränkungen des Krümmungsradius für die konvexen Verformungen waren hierbei allerdings durch den Maximaldruck am Proportionalventil von 5 bar bedingt, bzw. für konkave Verformung durch den entsprechenden minimalen Unterdruck von ca. -0,4 bar, der beim Anlegen eines Druckes von 5 bar an der Venturidüse entsteht.

Für den Einsatzfall der Kompensation der thermisch induzierten Brechkraft beim Scheibenlaser, die je nach Bauform bei einigen mdpt/kW/cm² für auf Diamant aufgeklebte Scheibenlaserkristalle (siehe Kap. 2.2 bzw. [18]) bzw. im Bereich einiger

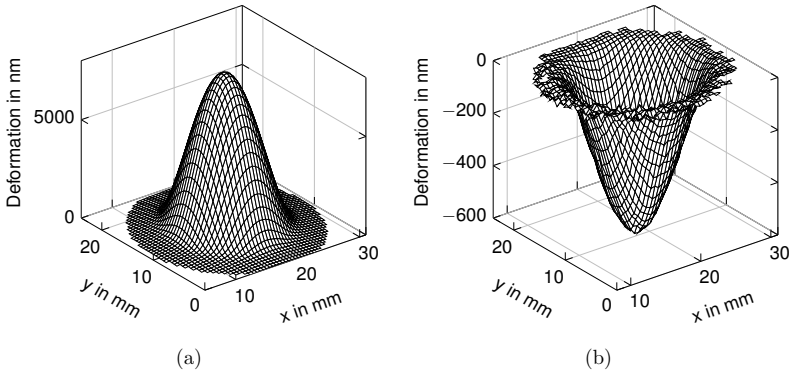


Bild 4.9: Aus den jeweiligen Interferogrammen berechnete Oberflächen deformation bei (a) 5 bar bzw. (b) -0,41 bar (entsprechend 5 bar, die an der Venturi-Düse anliegen).

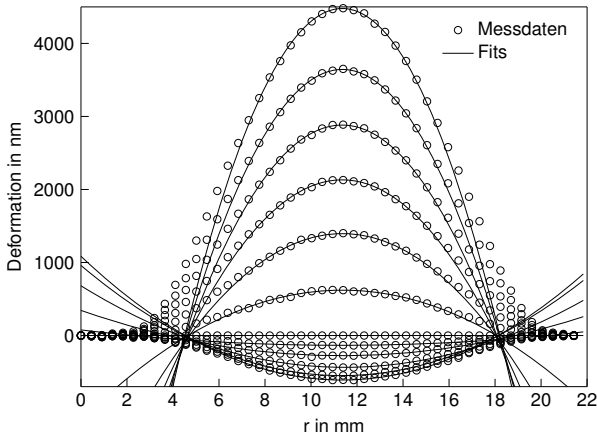


Bild 4.10: Schnitte durch die gemessenen Oberflächen deformationen mit bestangepassten Parabeln.

10 mdpt/kW/cm² [82] für auf Kupfer-Wolfram-Wärmesenken montierte Kristalle liegt, ist die maximale Brechkraft, die am vermessenen Spiegel eingestellt werden kann, also ausreichend. Die Auflösung der Brechkrafeeinstellung beträgt im konvexen Verformungsbereich bedingt durch die Auflösung des verwendeten Proportionalventils von 0,01 bar für diesen Spiegel ca. 1,4 mdpt. Da sich durch die Venturidü-

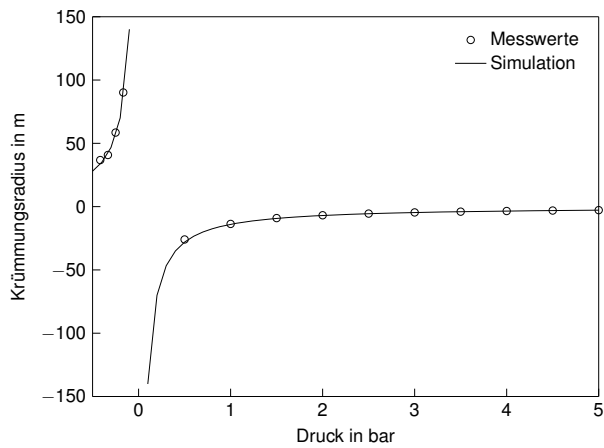


Bild 4.11: Druckabhängigkeit des Krümmungsradius des vermessenen Spiegels

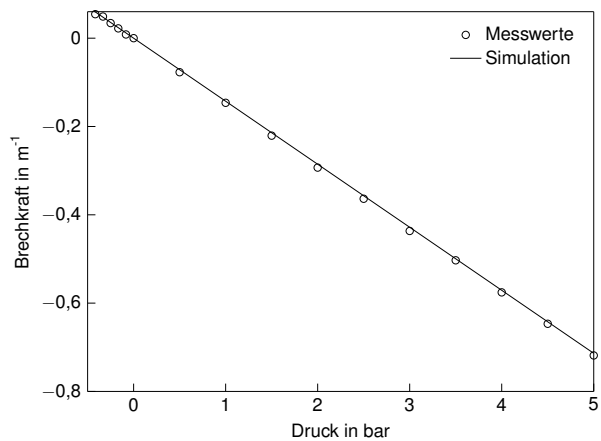


Bild 4.12: Druckabhängigkeit der Brechkraft des vermessenen Spiegels.

se der Unterdruck, der am Spiegel erzeugt wird im Vergleich zum angelegten Überdruck ungefähr um den Faktor 12 reduziert, kann im konkaven Verformungsbereich eine feinere Auflösung von ca. 0,11 mdpt erreicht werden. Für konkave Verformungen ist die Auflösung der Brechkrafteinstellung mit den eingesetzten Komponenten also ausreichend, um eine direkte Kompensation der thermisch induzierten Brechkraft zu erreichen. Soll der Spiegel dagegen im konvexen Verformungsbereich zur Kompensation eingesetzt werden, sollte die geringere Auflösung der Brechkrafteinstellung bei der Resonatorauslegung entsprechend berücksichtigt werden oder gegebenenfalls ein Druckregler zum Einsatz kommen, der eine feinere Einstellung des Drucks erlaubt.

Die maximale Amplitude der Abweichung der Messdaten w_{Mess} von der bestangepassten Parabel w_g nach Gleichung 4.17 ist in Bild 4.13 dargestellt. Dieser Wert entspricht im Wesentlichen der Amplitude des asphärischen Deformationsanteils in Gleichung (4.4) und ändert sich demnach analog zu Gleichung (4.8) linear mit dem angelegten Druck und damit bedingt durch die Proportionalität der Brechkraft zum angelegten Druck auch linear mit der Brechkraft. Die ausgeprägte Durchmesserabhängigkeit des asphärischen Deformationsanteils und dementsprechend auch der Peak-to-Valley-Abweichung wird deutlich, wenn die Auswertung der Messdaten bezüglich dieser Abweichung auf unterschiedlichen Durchmessern um die Symmetrieachse des Spiegels erfolgt. Zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit mit den Flächenlastspiegeln mit sphärischer Dickenverteilung, die einen anderen Membranradius a aufweisen, wurde in der Darstellung in Bild 4.13 der auf den Membranradius a normierte Radius $\rho = r/a$ verwendet. Anhand der Verläufe der P/V-Werte über der Brechkraft bei unterschiedlichen Durchmessern wird deutlich, dass die maximale Brechkraft, für die eine aberrationsfreie Strahlformung gemäß o.g. Gütekriterium (also mit P/V-Werten unter $\lambda/20$) gewährleistet ist, mit zunehmendem Radius deutlich abnimmt. Während für einen Durchmesser von 5 mm entsprechend $\rho = 0,31$ über den gesamten Brechkraftbereich eine aberrationsfreie Strahlformung gewährleistet sein sollte, ist dies bei einem Durchmesser von 10 mm ($\rho = 0,63$) nur bis zu einer Brechkraft von ca. $\pm 0,1$ dpt möglich.

4.2.2.2 Sphärische Flächenlastspiegel mit optimierter Dickenverteilung

In Bild 4.14 sind Interferogramme dargestellt, die für einen Flächenlastspiegel mit sphärischer Dickenverteilung gemäß der in Bild 4.6 (b) dargestellten geometrischen Parameter bei einem angelegten Überdruck von 0,6 bar und einem Unterdruck von -0,42 bar aufgenommen wurden. Die aus den entsprechenden Interferogrammen

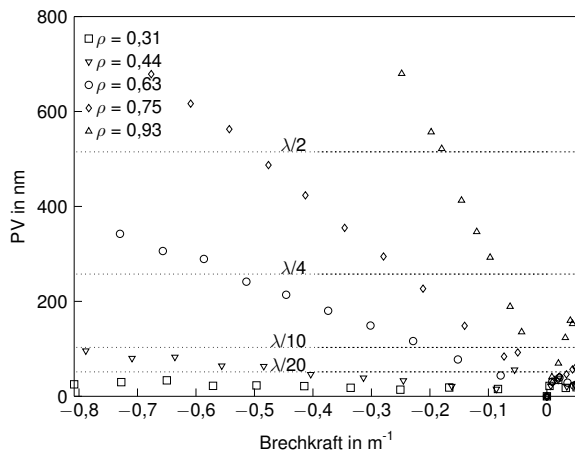


Bild 4.13: Peak-to-Valley-Abweichung in Abhängigkeit des normierten Auswertungsdurchmessers ρ und der Brechkraft.

berechnete Oberflächendeformation bei 0,8 bar sowie bei -0,42 bar sind in Bild 4.15 dargestellt. Es fällt auf, dass bereits bei sehr geringen Drücken aufgrund der vergleichsweise dünnen Spiegelmembran starke Verformungen erreicht werden.

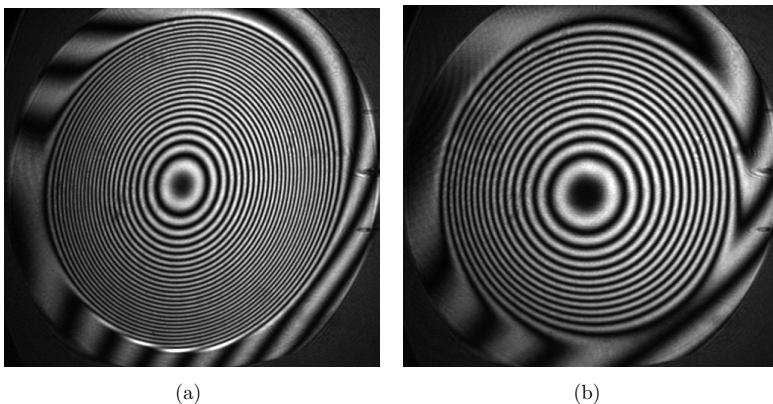


Bild 4.14: An einem Flächenlastspiegel mit sphärischer Dickenverteilung bei (a) 0,6 bar und (b) -0,42 bar aufgenommene Interferogramme.

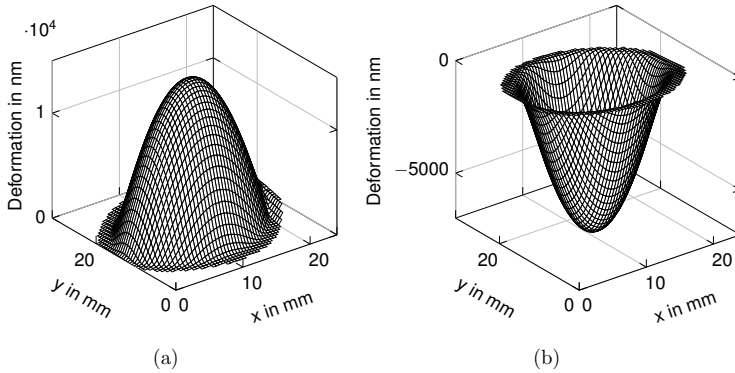


Bild 4.15: An einem Flächenlastspiegel mit sphärischer Dickenverteilung gemessene Deformationen bei (a) 0,8 bar Überdruck und (b) -0,42 bar Unterdruck.

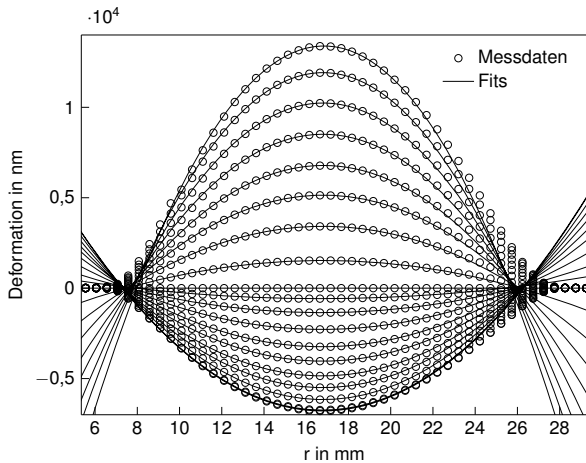


Bild 4.16: Querschnitt durch die gemessenen Spiegeldeformationen bei Drücken von -0,42 bar bis 0,8 bar mit bestangepassten Parabeln.

In Bild 4.16 sind wiederum die Querschnitte durch gemessene Oberflächendeformationen für Drücke von -0,42 bar bis 0,8 bar dargestellt. Im Vergleich zu Bild 4.10 fällt insbesondere auf, dass die Parabelfits, für die wiederum ein Auswertungsdurchmesser von 7 mm zugrundegelegt wurde, qualitativ deutlich besser mit den Messdaten korrelieren als beim Spiegel mit homogener Dickenverteilung. Die höhe-

re Sensitivität der Oberflächendeformation bzgl. des angelegten Druckes ermöglicht zudem trotz des durch die Venturidüse relativ eingeschränkten Druckbereichs, im Vergleich zum Spiegel mit homogener Dickenverteilung deutlich stärkere konkave Verformungen. Im Gegenzug ist die Einstellgenauigkeit für konvexe Verformungen in Abhängigkeit von der Einstellgenauigkeit des Proportionalventils entsprechend geringer.

Dies spiegelt sich auch in der gemessenen Druckabhängigkeit des Krümmungsradius sowie der Brechkraft des Spiegels wieder (siehe Bilder 4.17 und 4.18): Hier kann bereits bei einem Überdruck von 0,8 bar ein konvexer Krümmungsradius von 3,3 m (bzw. eine Brechkraft von ca. $0,62 \text{ m}^{-1}$) erreicht werden. Die eingesetzte Kombination aus Proportionalventil und Venturidüse ermöglicht im konkaven Verformungsbereich eine Auflösung der Brechkrafterstellung von ca. 0,65 mdpt. Für konvexe Verformungen kann die Brechkraft dagegen mit einer Auflösung von ca. 7,6 mdpt nur relativ grob eingestellt werden.

Als grundsätzliche Limitierung zeigt sich bei diesem Spiegeltyp die Zugfestigkeit des verwendeten Quarzglases. An einem Spiegel derselben Bauart wurde experimentell ermittelt, dass ein Druck von ca. 1,4 bar angelegt werden muss, um die Zugfestigkeitsgrenze des Spiegels zu erreichen, was zur Zerstörung der Spiegelmembran führte. Anhand des mechanischen Spiegelmodells nach Abschnitt 4.2.1 wurde ermittelt, dass zum Erreichen der Zugfestigkeitsgrenze von 54 N/mm^2 ein Druck von ca. 1,23 bar am Spiegel angelegt werden muss, was in etwa mit dem experimentell ermittelten Wert übereinstimmt. Aus dem Modell lässt sich hiermit eine maximal einstellbare Brechkraft von ca. 1 m^{-1} ableiten, die Extrapolation der gemessenen Brechkräfte führt auf eine maximale Brechkraft von ca. $0,9 \text{ m}^{-1}$.

In Bild 4.19 sind die analog zum vorangegangenen Abschnitt ermittelten P/V-Werte für verschiedene Auswertebereiche dargestellt. Insbesondere fällt auf, dass die Abweichungen für Durchmesser bis 7 mm ($\rho = 0,35$) im gesamten Bereich der gemessenen Brechkräfte unter $\lambda/20$ bleiben. Für einen Durchmesser von 10 mm ($\rho = 0,5$) kann dieser Spiegel zudem bis zu einer Brechkraft von ca. $\pm 0,4 \text{ m}^{-1}$ verwendet werden.

Um die beiden unterschiedlichen Spiegeltypen miteinander zu vergleichen, wurde durch Anpassung linearer Funktionen an die jeweiligen P/V-Diagramme bei unterschiedlichen normierten Radien ρ aus den Bildern 4.13 und 4.19 jeweils diejenigen Brechkräfte extrapoliert, für die sich ein P/V-Wert von $\lambda/20$ ergibt. Anhand der Darstellung in Bild 4.20 zeigt sich, dass sich für den Flächenlastspiegel mit sphä-

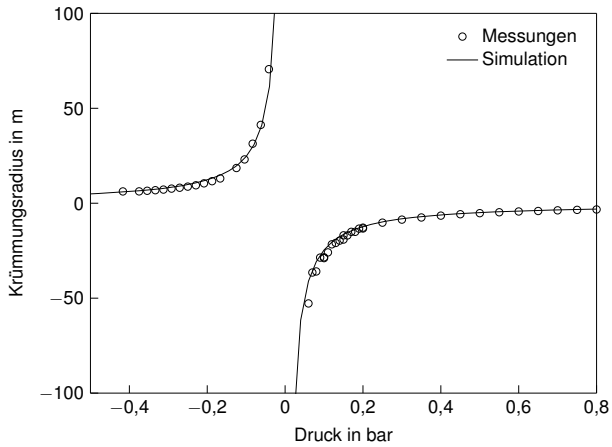


Bild 4.17: Druckabhängigkeit des Krümmungsradius des vermessenen Spiegels.

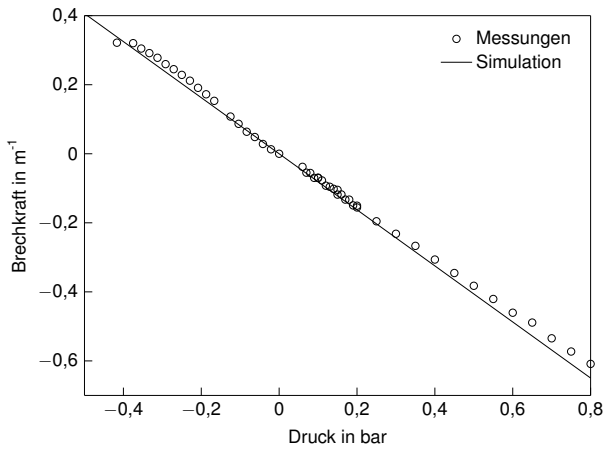


Bild 4.18: Druckabhängigkeit der Brechkraft des vermessenen Spiegels.

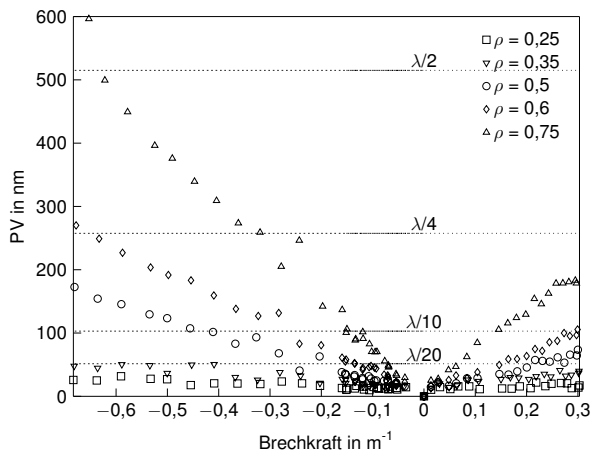


Bild 4.19: Peak-to-Valley-Abweichung in Abhängigkeit des normierten Auswertungsdurchmessers und der Brechkraft.

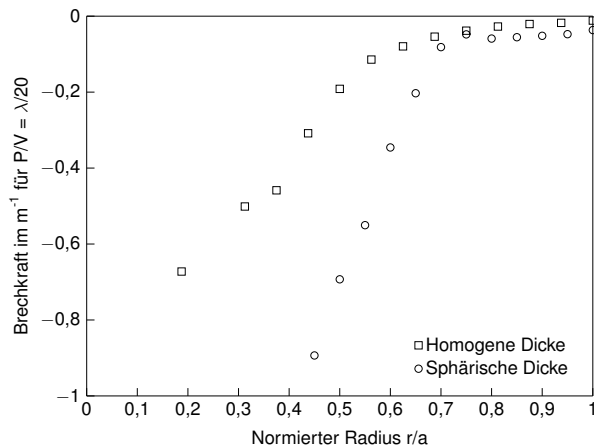


Bild 4.20: Vergleich der maximal einstellbaren Brechkraft, bei der insgesamt keine negativen Einflüsse durch Aberrationen ($P/V < \lambda/20$) zu erwarten sind.

rischer Dickenverteilung im Vergleich zum Spiegel mit homogener Dicke durchweg höhere maximale Brechkräfte ergeben.

Insgesamt deuten die hier dargestellten sowie weitere im Rahmen dieser Arbeit gewonnene Messergebnisse darauf hin, dass sich prinzipiell beide Spiegeltypen für den Einsatz in Grundmode-Scheibenlaserresonatoren eignen sollten. Da die maximalen zu erwartenden thermisch induzierten Brechkräfte im Bereich weniger 10 mdpt liegen (siehe Beispielmessungen in Kapitel 2.2) sollte mit beiden Spiegeltypen für typische Strahldurchmesser im Bereich von 5 bis 10 mm eine effektive Kompensation sphärischer Wellenfrontstörungen ohne Einbringen zusätzlicher Aberrationen möglich sein. Aufgrund des insgesamt besseren Verhaltens bei großen Strahldurchmessern sind die Flächenlastspiegel mit sphärischer Dickenverteilung für Resonatorexperimente bei hohen Ausgangsleistungen vermutlich besser geeignet.

4.3 Asphärische Flächenlastspiegel

Wie in Abschnitt 2.2 anhand der Beispielmessungen dargestellt, lässt sich die asphärische Komponente der im homogen gepumpten Scheibenlaserkristall thermisch induzierten Wellenfrontstörungen in guter Näherung mittels Supergaußfunktionen 8. Ordnung beschreiben und mittels eines entsprechend geformten Spiegels unter geeigneten Voraussetzungen kompensieren (siehe Abschnitt 3.2). Der Radius w_{SG} der jeweils zugrundeliegenden Supergaußfunktion muss hierbei an die entsprechende Größe des Pumpflecks angepasst werden. Ziel der Auslegung sind deformierbare Spiegel, die für Pumpfleckdurchmesser von 5 mm, 7 mm sowie 10 mm jeweils eine Deformation mit einer Peak-to-Valley-Abweichung von weniger als $\lambda/20$ von der vorgegebenen Supergaußfunktion 8. Ordnung aufweisen. Da die zu erwarteten Stufenhöhen der supergaußförmigen Wellenfrontstörungen im Bereich bis 200 nm liegen, sollen die Kompensationsspiegel entsprechend einstellbare Stufenhöhen von einigen 100 nm bei Einstellgenauigkeiten von wenigen 10 nm bieten. Die Auslegung von Flächenlastspiegeln, die eine entsprechende Verformung aufweisen, wird im Folgenden erläutert.

4.3.1 Auslegung

Als Vorgabe für die Berechnung der optimierten Biegesteifigkeits- bzw. Dickenverteilung der asphärischen Spiegel wird eine rotationssymmetrische supergaußförmige Verformung gemäß

$$w_{Soll,SG} = h_{SG} \cdot e^{-2\left(\frac{r}{w_{SG}}\right)^{c_{SG}}} \quad (4.21)$$

zugrunde gelegt. Einsetzen dieser Deformationskurve und deren Ableitungen in die Plattendifferenzialgleichung (4.1) ergibt wiederum eine Differenzialgleichung für die notwendige Biegesteifigkeit, auf deren explizite Darstellung hier allerdings zugunsten der Übersichtlichkeit verzichtet wird. Diese Differenzialgleichung kann dann wiederum analog zum Vorgehen bei der Auslegung sphärischer Flächenlastspiegel nach der gesuchten Biegesteifigkeitsverteilung mittels numerischer Verfahren gelöst werden. In Bild 4.21 sind beispielhaft die auf diese Weise berechneten optimalen Biegesteifigkeiten dargestellt, die beim Anlegen eines Druckes zu supergaußförmigen Oberflächendeformationen mit $w_{SG} = 3,5$ mm und unterschiedlichen Supergauß-Exponenten c_{SG} führen. Als Auslegungsparameter wurde hierbei eine Stufenhöhe h_{SG} von 500 nm bei einem Druck von 5 bar gewählt. Da die angestrebten supergaußförmigen Deformationskurven sowohl im Zentrum als auch am Rand des Spiegels sehr flach verlaufen ($dw/dr \approx 0$), geht die optimale Biegesteifigkeit in diesen Bereichen gegen unendlich. Im Übergangsbereich um $r = w_{SG}$ ist der Gradient der Verformung dagegen sehr groß, dementsprechend sinkt die optimale Biegesteifigkeit hier auf sehr geringe Werte. Mit zunehmendem Supergauß-Exponenten c_{SG} wird dieser Übergangsbereich zum einen schmaler, zum anderen sinkt bedingt durch die höheren Verformungsgradienten auch die optimale Biegesteifigkeit.

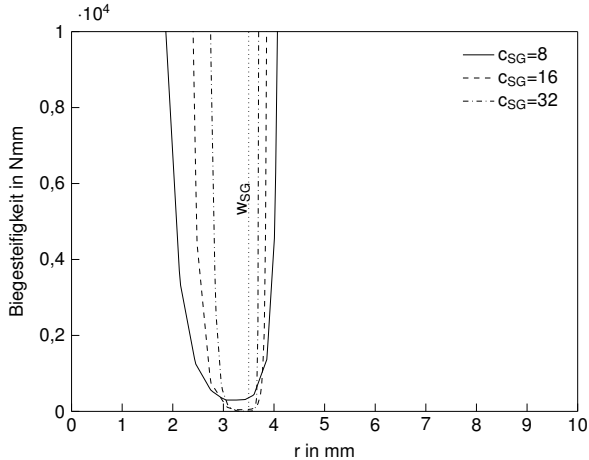


Bild 4.21: Optimale Biegesteifigkeitsverteilungen für supergaußförmige Verformungen mit unterschiedlichen Supergauß-Exponenten c_{SG} .

Die Fertigung der Spiegel soll analog zur Fertigung der sphärischen Druckspiegel durch Einbringen einer rückseitigen Formsenkung in einen bereits beschichteten Laserspiegel aus Quarzglas erfolgen. Aus diesem Grund ist die maximale Biegesteifigkeit durch die vorgegebene Dicke des Spiegelsubstrats beschränkt. Da der Spiegel am Rand vollflächig mit einem vergleichsweise steifen Spiegelträger verbunden werden soll, reicht die Biegesteifigkeit des Gesamtverbunds aus Spiegel und Träger im Allgemeinen aus, um eine Verformung in diesem Bereich zu unterdrücken. Im mittleren Bereich des Spiegels muss die sich durch die maximale Spiegeldicke ergebende Biegesteifigkeit nach Gleichung (4.2) hoch genug sein, dass die Verformung in diesem Bereich vernachlässigbar gering wird. Für eine typische Spiegeldicke von 6,35 mm ergibt sich eine Biegesteifigkeit von $1,62 \cdot 10^6$ Nmm. Am Beispiel eines Spiegels mit $w_{SG} = 3,5$ mm beträgt die maximale Verformung im Zentrum des Spiegels und somit die maximale Abweichung von der angestrebten Supergaußfunktion nach Gleichung (4.6) bei einem Druck von 5 bar (und einer angenommenen Einspannung mit $a = 3,5$ mm) nur ca. 0,7 nm. Somit ist der Einfluss der Deformation des Spiegels im mittleren Bereich aufgrund der finiten Spiegeldicke vernachlässigbar gering. In Bild 4.22 sind die aus den jeweiligen Biegesteifigkeiten nach Bild 4.21 berechneten Dickenverteilungen unter Berücksichtigung einer maximalen Spiegeldicke von 6,35 mm dargestellt.

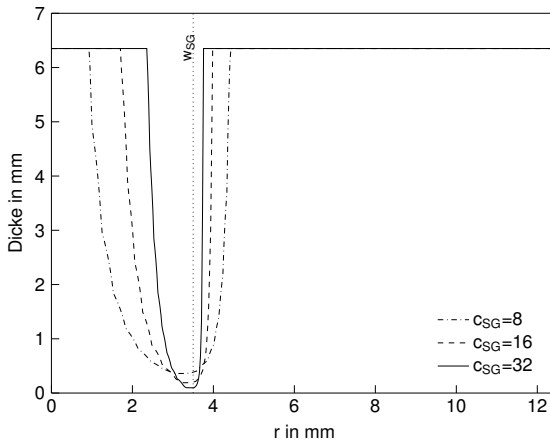


Bild 4.22: Optimierte Dickenverteilungen, die sich für die Biegesteifigkeiten nach Bild 4.21 unter Berücksichtigung einer maximalen Spiegeldicke von 6,35 mm ergeben.

Mit diesen Dickenverteilungen ergeben sich bei einem Überdruck von 5 bar die in Bild 4.23 dargestellten Deformationskurven, die in sehr guter Näherung mit den jeweiligen der Auslegung zugrunde liegenden Supergauß-Funktionen (durchgezogene Linien) übereinstimmen. Lediglich die Höhe h_{SG} der jeweiligen Verformungen weicht von der Vorgabe von 500 nm ab, was allerdings aufgrund der Einstellbarkeit des angelegten Drucks im Experiment keine Rolle spielt.

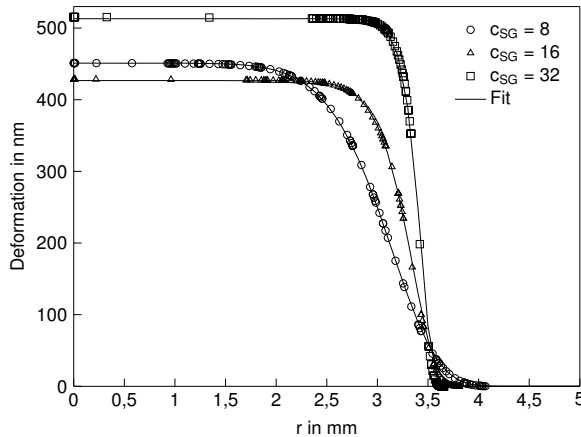


Bild 4.23: Deformation von Spiegeln mit Dickenverteilungen gemäß Bild 4.22 bei 5 bar Überdruck.

Aufgrund der durch die jeweilige Dickenverteilung vorgegebenen Deformation der Flächenlastspiegel können diese nur für eine vorgegebene Kompensationsaufgabe eingesetzt werden. Dementsprechend muss für unterschiedliche Verteilungen der Leistungsdichte der Pumpstrahlung im Laserkristall jeweils ein passender Kompensationsspiegel ausgelegt werden. Üblicherweise werden zum Pumpen von Scheibenlaserkristallen nahezu homogene und scharf begrenzte Leistungsdichteverteilungen eingesetzt, die wiederum analog zu den in Abschnitt 2.2 dargestellten Messungen zu supergaußförmigen asphärischen Wellenfrontstörungen führen. Demnach muss zur Anpassung an unterschiedliche Durchmesser des gepumpten Bereichs entweder eine geeignete optische Abbildung im Resonator sichergestellt werden, so dass die asphärischen Anteile der Wellenfrontstörungen mit der durch den Kompensationsspiegel vorgegebenen Wellenfrontkorrektur übereinstimmen. Alternativ hierzu kann mittels des hier beschriebenen Vorgehens für im Vorfeld vermessene und damit bekannte thermisch induzierte Wellenfrontstörungen auf einfache Weise ein

entsprechender asphärischer Kompensationsspiegel ausgelegt werden. In Bild 4.24 sind beispielhaft Deformationskurven von Spiegeln dargestellt, deren Dickenverteilung nach dem hier beschriebenen Verfahren für unterschiedliche Pumpfleckdurchmesser (5 mm, 7 mm sowie 10 mm) ausgelegt wurden. Auch hier ist eine gute Übereinstimmung zwischen simulierter Deformation und gegebener Supergaußfunktion festzustellen.

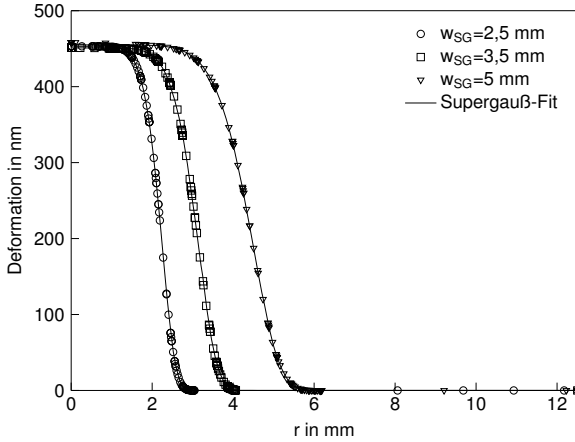


Bild 4.24: Deformation von Flächenlastspiegeln, die für supergaußförmige Deformationen mit $c_{SG} = 8$ und verschiedene Durchmesser ausgelegt wurden.

Die Herstellung der hier dargestellten optimierten Dickenverteilungen ist allerdings auch in diesem Falle vergleichsweise aufwändig. Daher bietet es sich an, die gegebenen Dickenverteilungen mittels einfacherer Verteilungen anzunähern, deren Herstellung mittels etablierter Verfahren auf einfache Weise möglich ist. Dies führt auf die in [47, 33] dargestellte Lösung einer rückseitigen Ringnut mit rechteckigem Querschnitt, die wiederum mittels Ultraschallschwinglappens einfach herstellbar ist. Anstelle eines Formwerkzeugs mit einer komplexen Freiformfläche genügt somit ein einfaches ringförmiges Lappwerkzeug zur Erzeugung der rückseitigen Formsenkung, deren Form sich durch vier Parameter (die Reststegdicke h_{rs} , den Nutinnen- bzw. -außenradius r_i bzw. r_a , sowie die sich aus dem Fertigungsprozess ergebende Kantenverrundung R_k) beschreiben lässt (siehe Bild 4.25).

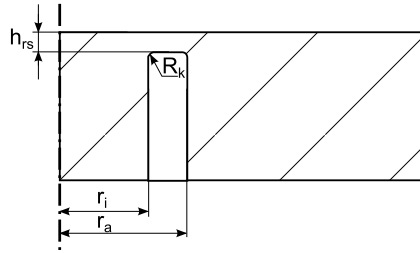


Bild 4.25: Geometrieparameter der Flächenlastspiegel mit rückseitiger Ringnut.

4.3.2 Charakterisierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden basierend auf den im vorangegangenen Abschnitt dargestellten Auslegungskriterien Flächenlastspiegel für die resonatorinterne Kompensation des supergaußförmigen Anteils der im Scheibenlaserkristall thermisch induzierten Wellenfrontstörungen ausgelegt und gefertigt. Analog zur Fertigung der sphärischen Flächenlastspiegel wurden die asphärischen Spiegel hierbei aus bereits beschichteten HR-Spiegeln aus Quarzglas hergestellt. Um die resonatorinterne Störungskompensation für unterschiedliche Scheibenlasersysteme zu demonstrieren, wurden hierbei für Pumpfleckdurchmesser von 5 mm, 7 mm und 10 mm jeweils mehrere Spiegel mit einer rückseitigen Ringnut nach Tabelle 4.1 versehen und anschließend auf einen Messinggrundkörper aufgeklebt. In Bild 4.26 sind beispielhaft einige Interferogramme dargestellt, die für jeweils ein Exemplar der gefertigten Flächenlastspiegel bei Drücken im Bereich von 0 bis 5 bar aufgenommen wurden.

d_P [mm]	h_{rs} [mm]	r_i [mm]	r_a [mm]	R_k [mm]
5	0,3	2	3	0,2
7	0,3	3	4	0,2
10	0,6	4,9	6,4	0,2

Tabelle 4.1: Geometrieparameter für asphärische Flächenlastspiegel für unterschiedliche Pumpfleck-Durchmesser d_P .

Aufgrund der darzustellenden Menge an Daten werden im Folgenden zu Gunsten der Übersichtlichkeit ausschließlich die Charakterisierungsergebnisse der Flächenlastspiegel dargestellt, die für einen Pumpfleckdurchmesser von 7 mm ausgelegt wurden. Die exemplarischen Ergebnisse und die daraus abgeleiteten Aussagen

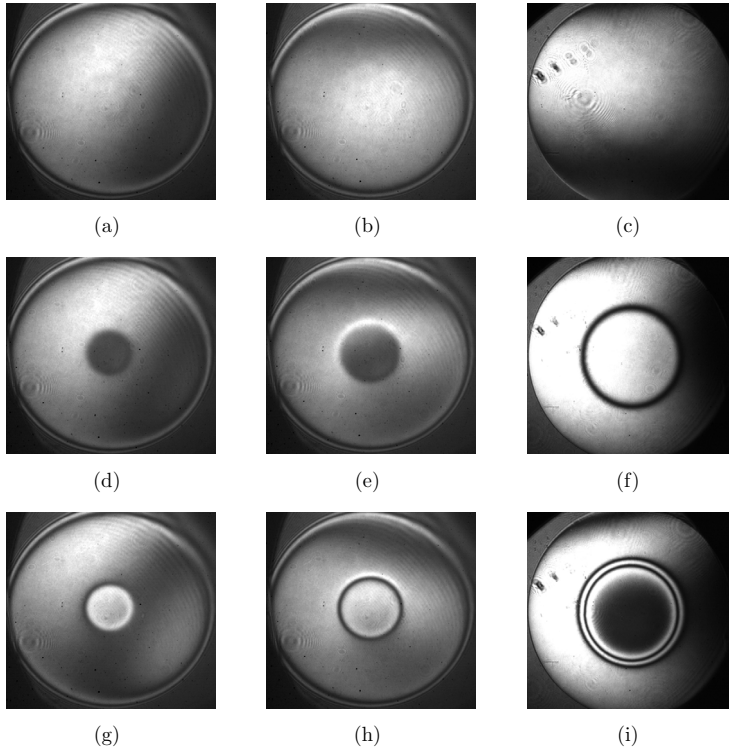


Bild 4.26: Interferogramme, die für asphärische Druckspiegel mit $w_{SG} = 2,5$ mm (a, d, g), $w_{SG} = 3,5$ mm (b, e, h) sowie $w_{SG} = 5$ mm (c, f, i) bei Drücken von jeweils 1 bar (a-c), 2 bar (d-f) und 5 bar (g-i) aufgenommen wurden.

konnten allerdings anhand der Charakterisierung der übrigen Flächenlastspiegel bestätigt werden.

Analog zur Charakterisierung der sphärischen Flächenlastspiegel wurden mittels Phasenshift-Interferometrie aus jeweils 5 Interferogrammen die Oberflächendeformationen des Spiegels bei unterschiedlichen Drücken gemessen. In Bild 4.27 ist die gemessene Oberflächendeformation dargestellt, die sich an einem der für $d_P = 7$ mm ausgelegten Spiegel bei einem angelegten Druck von 5 bar ergibt. Anhand der dazugehörigen, in Bild 4.28 dargestellten Schnittdarstellungen der gemessenen Oberflächendeformationen bei Drücken von 0 bis 5 bar zeigt sich, dass die Abweichung der gemessenen Oberflächendeformationen zu idealen Supergaußfunktionen

8. Ordnung (dargestellt durch die durchgezogenen Linien) mit maximal 26 nm (entsprechend $\lambda/40$) vernachlässigbar gering ist.

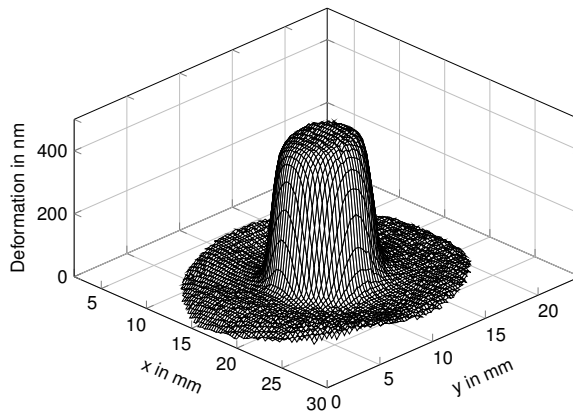


Bild 4.27: Gemessene Deformation bei 5 bar Überdruck an einem für einen Pumpfleck-durchmesser von 7 mm ausgelegten asphärischen Flächenlastspiegel.

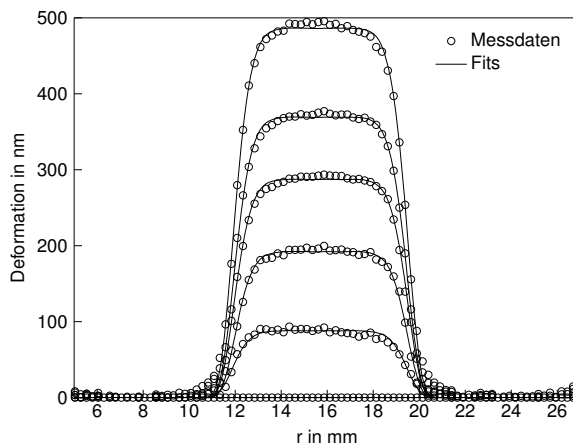


Bild 4.28: Schnittdarstellung der gemessenen Oberflächendeformationen bei Drücken von 0 bis 5 bar.

Ohne anliegenden Druck ist eine leichte Grunddeformation der Spiegel festzustellen. An der in Bild 4.29 dargestellten gemessenen Grunddeformation kann eine

leichte Abzeichnung der rückseitigen Ringnut erkannt werden. Da die gemessene Grundverformung allerdings bei allen vermessenen Spiegeln über die gesamte Spiegeloberfläche im Bereich unter ± 20 nm (entsprechend einem P/V-Wert von 40 nm, also etwa 1/25 der Laserwellenlänge) bleiben, kann davon ausgegangen werden, dass durch die Spiegel keine zusätzlichen Aberrationen erzeugt werden und diese somit für den Einsatz innerhalb eines Scheibenlaserresonators im Grundmodebetrieb tauglich sind.

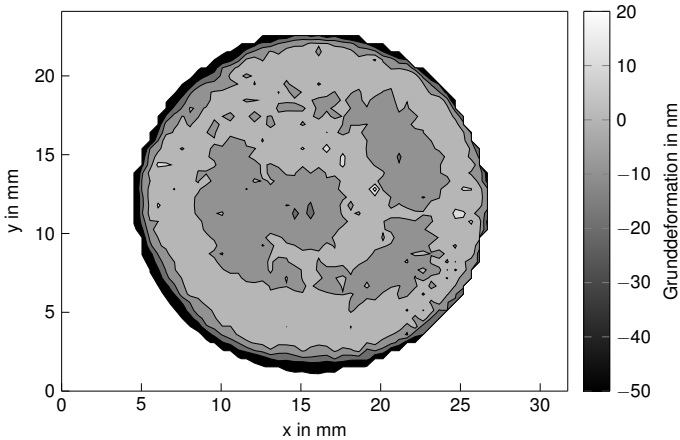


Bild 4.29: Gemessene Grundverformung eines Flächenlastspiegels.

Die Auswertung der Stufenhöhe h_{SG} der supergaußförmigen Deformationen ergibt einen linearen Zusammenhang zwischen angelegtem Druck und Höhe der Deformation. Dieser Zusammenhang ist anhand der in Bild 4.30 dargestellten Messdaten für unterschiedliche asphärische Flächenlastspiegel, ausgelegt für Pumpfleckdurchmesser von 5 mm, 7 mm und 10 mm, deutlich erkennbar.

Die vollständige Charakterisierung weiterer asphärischer Flächenlastspiegel ergab ähnliche Ergebnisse innerhalb der Messgenauigkeit der verwendeten Geräte. Es ist zusammenfassend festzustellen, dass die angestrebten Deformationen in sehr guter Näherung durch die asphärischen Flächenlastspiegel wiedergegeben werden und die einstellbaren Stufenhöhen ebenfalls im notwendigen Bereich liegen. Zudem liegt die Einstellgenauigkeit der Stufenhöhe aufgrund der Auflösung der im Rahmen der Experimente zur Druckregelung eingesetzten Proportionalventile von 0,01 bar im nm-Bereich. Insgesamt sollten sich die vorgestellten Spiegel also für den gegebenen

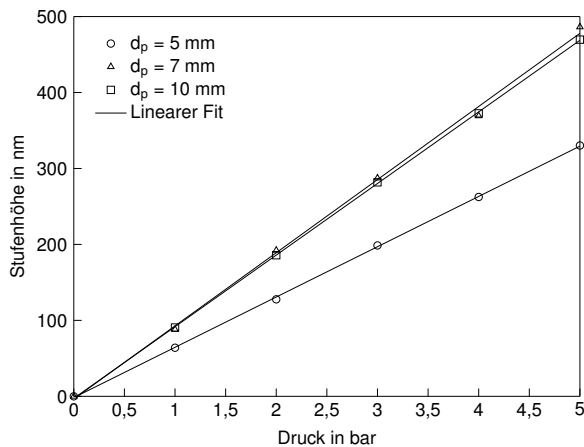


Bild 4.30: Druckkennlinie einiger für unterschiedliche Pumpfleckdurchmesser ausgelegter Flächenlastspiegel.

Anwendungsfall der Kompensation der asphärischen Komponente der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall gut eignen.

5 Experimentelle Demonstration der resonatorinternen Störungskompensation

Mit den im vorangegangenen Kapitel vorgestellten Flächenlastspiegeln stehen Spiegel zur Verfügung, die zur resonatorinternen Kompensation der typischen beim Scheibenlaser auftretenden Wellenfrontstörungen geeignet sein sollten. Um dies zu verifizieren, wurden daher Experimente durchgeführt, um die resonatorinterne Störungskompensation mittels dieser Spiegel zu demonstrieren. Die hierbei verfolgte Strategie zur Störungskompensation bestand wie im Vorfeld dargestellt darin, die sphärischen und asphärischen Komponenten der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen mittels jeweils eines diskreten deformierbaren Spiegels zu kompensieren.

Während für die sphärischen Flächenlastspiegel im Wesentlichen die gezielte Einstellung des Arbeitspunkts des Resonators, bzw. des Überlapps zwischen oszillierender Laserstrahlung und der Pumpleistungsdichteverteilung im Laserkristall und damit die gezielte Beeinflussung der Strahlqualität des im Resonator erzeugten Modengemisches demonstriert werden soll, steht bei den Experimenten mit asphärischen Flächenlastspiegeln zunächst die Validierung der Kompensationsmethode an sich im Vordergrund. Nach den in Abschnitt 3.2 dargestellten Überlegungen ist zu erwarten, dass im Falle der vollständigen oder teilweisen Kompensation der asphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Grundmodebetrieb eine Verringerung der Beugungsverluste für die Grundmode und somit eine Steigerung des Wirkungsgrads beobachtet werden kann. Um die erwarteten Effekte der Arbeitspunkteinstellung und der Effizienzsteigerung zu demonstrieren, wurden daher zunächst separate Experimente durchgeführt, bei denen jeweils nur ein sphärischer oder ein asphärischer Flächenlastspiegel in jeweils einem Resonator eingesetzt wurde.

Anschließend wurde in einer dritten Experimentreihe untersucht, inwiefern sich durch den gleichzeitigen Einsatz sowohl eines sphärischen als auch eines asphärischen Flächenlastspiegels innerhalb des selben Resonators beide Effekte kombinieren lassen und somit eine effektive Kompensation sowohl sphärischer als auch

asphärischer Wellenfrontstörungen mittels zweier diskreter Kompensationselemente erreichen lässt.

Die Ergebnisse dieser Experimente werden in den folgenden Abschnitten vorgestellt.

5.1 Sphärische Kompensation

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Experimente zum resonatorinternen Einsatz eines sphärischen Flächenlastspiegels durchgeführt, um die in Kap. 3.1 theoretisch gezeigte gezielte Einstellbarkeit des Arbeitspunktes eines Scheibenlaserresonators und damit der effektiven Modengröße im Scheibenlaserkristall durch die variable Brechkraft des deformierbaren Spiegels zu demonstrieren. Insbesondere sollte die Möglichkeit zur gezielten Steuerung der Strahlqualität des ausgekoppelten Laserstrahls experimentell validiert werden. Durch den Ausgleich der durch die sphärische thermische Linse im Laserkristall verursachten Änderung der Modengröße im Laserkristall sollte eine Entkopplung der Strahlqualität des ausgekoppelten Strahls von der Pumpleistung erreicht und ein über den gesamten zur Verfügung stehenden Pumpleistungsbereich stabiler grundmodenaher Betrieb des Laserresonators demonstriert werden.

Um eine Reduktion der thermischen Effekte im Scheibenlaserkristall zu erreichen und damit insbesondere den Einfluss der asphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen zu verringern, wurden in diesem Experiment zum Pumpen des Scheibenlaserkristalls Laserdioden verwendet, deren Emissionsspektrum durch den Einsatz von Volume-Bragg-Gittern auf einen schmalbandigen Bereich um die Zero-Phonon-Linie bei 969 nm stabilisiert wurde. Hierdurch lässt sich der Quantendefekt und somit der im laseraktiven Medium in Wärme umgesetzte Anteil der Pumpleistung im Vergleich zum üblicherweise angewandten Pumpen bei einer Wellenlänge von 940 nm reduzieren [22, 83, 84].

Es wurde eine etwa $120\,\mu\text{m}$ dicke, mit 10 at.% dotierte Yb:LuAG-Scheibe eingesetzt, die im ungepumpten Zustand eine konkave Krümmung mit einem Krümmungsradius von $R_{0,Disk} = 3,58\text{ m}$ aufweist. Durch die eingesetzte Pumpoptik wurde auf der Scheibe eine nahezu homogene rotationssymmetrische Pumpleistungsdichteverteilung mit einem Durchmesser von 7 mm erzeugt.

Es wurde ein Resonator gemäß der in Bild 5.1 dargestellten Skizze aufgebaut. Zunächst wurde anstelle des deformierbaren Spiegels ein planer HR-Spiegel als

Endspiegel des Resonators eingesetzt. Im ungepumpten Zustand, d.h. mit einem Krümmungsradius der Scheibe von $R_{Disk} = R_{0,Disk}$ bzw. einer thermisch induzierten Brechkraft der Scheibe von $D_{Disk} = 0$ ergibt sich aus dem Strahltransfermatrizenformalismus ein Radius der Grundmode auf der Scheibe von ca. 2,16 mm und damit nach Gleichung (2.17) als Abschätzung der zu erwartenden Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Strahls ein Wert von ca. $M^2 \approx 2,6$.

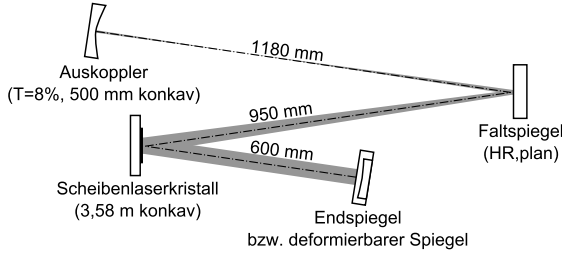


Bild 5.1: Skizze des für die Experimente zur Kompensation sphärischer Wellenfrontstörungen eingesetzten Resonators.

Wie in Kapitel 2 dargestellt, führt eine Steigerung der Pumpleistung bzw. der Pumpleistungsdichte zu einer hauptsächlich durch thermo-mechanische Effekte hervorgerufenen negativen Brechkraft $D_{Disk} \propto P_{pump}$, die folglich insgesamt dazu führt, dass der Krümmungsradius der Scheibe mit zunehmender Pumpleistung zunimmt. Dementsprechend ändert sich mit zunehmender Pumpleistung die Modengröße auf der Scheibe. In Bild 5.2 ist die aus dem Strahltransfermatrizenformalismus berechnete Änderung des Grundmodendurchmessers auf der Scheibe mit dem effektiven Krümmungsradius der Scheibe

$$R_{Disk} = \frac{2}{\frac{2}{R_{0,Disk}} + D_{Disk}} \quad (5.1)$$

dargestellt. Die Grenzen des Stabilitätsbereichs sind mittels der gestrichelten Linien angedeutet. Der Arbeitspunkt des Resonators verschiebt sich ausgehend von einer Scheibenkrümmung von $R_{Disk} \approx R_{0,Disk}$ mit steigender Pumpleistung im Diagramm nach rechts. Anhand des Verlaufs des dargestellten Grundmodenradius auf der Scheibe wird deutlich, dass dieser mit steigender Pumpleistung zunächst einem Minimum zustrebt, und mit weiterer Steigerung der Pumpleistung wieder ansteigt, bis schließlich der Rand des Stabilitätsbereichs bei $R_{Disk,g_1g_2=0} \approx 4,26$ m erreicht wird. Die nach Gleichung (2.17) abgeschätzte Beugungsmaßzahl nimmt demnach mit steigender Pumpleistung zunächst bis auf einen Maximalwert von $M^2 \approx 2,7$

leicht zu und sinkt danach mit zunehmender Pumpleistung, bis am Rande des Stabilitätsbereichs eine beugungsbegrenzte Strahlqualität erreicht wird.

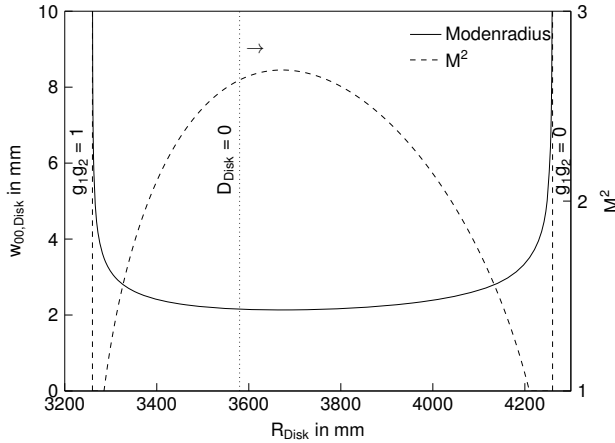


Bild 5.2: Aus der Strahltransfermatrix des vollständigen Resonatorumlaufs berechneter Radius der Grundmode auf der Scheibe in Abhängigkeit des effektiven Krümmungsradius der Scheibe.

An diesem Resonator wurde die im Bild 5.3 dargestellte Leistungskennlinie gemessen. Oberhalb einer Pumpleistung von ca. 2 kW ist eine deutliche Abnahme des absoluten optischen Wirkungsgrads zu verzeichnen, was auf eine Limitierung der Ausgangsleistung aufgrund thermischer Effekte hinweist. Durch Messung der spektralen Verteilung der Pumpstrahlung wurde festgestellt, dass durch die Wellenlängenstabilisierung maximal ca. 84% der gesamten verfügbaren Pumpleistung auf den Bereich um 969 nm stabilisiert werden, so dass der nicht stabilisierte Anteil der Pumpstrahlung im Laserkristall nicht zur tatsächlichen Pumpenanregung beiträgt, sondern allenfalls mittels Absorption an Defekten im Laserkristall sowie an den Beschichtungen des Kristalls und den in der Pumpoptik verbauten optischen Elementen zu einer Erwärmung sämtlicher Komponenten führt. Berücksichtigt man diesen Leistungsanteil, lässt sich ein tatsächlicher maximaler Wirkungsgrad von ca. 56% ermitteln.

Zusätzlich zur Ausgangsleistung wurde auch die Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Strahls nach einem auf der ISO 11146 [85] basierenden Messverfahren ermittelt. Die gemessenen Werte sind in Bild 5.4 dargestellt. Die unterschiedlichen Messwerte in x- und y-Richtung (entsprechend parallel bzw. senkrecht zur Oberfläche

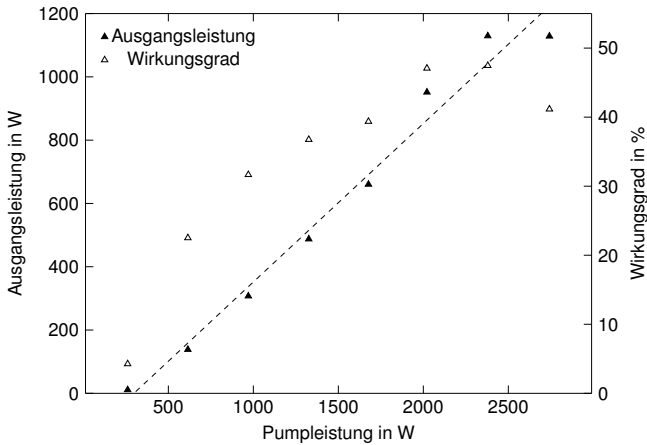


Bild 5.3: Leistungskennlinie beim Einsatz eines planen HR-Spiegels anstelle des sphärischen Flächenlastspiegels.

des optischen Tisches) deuten auf einen leicht astigmatischen Ausgangsstrahl hin, der vermutlich auf den aufgrund der Strahlfaltung des Resonators nicht senkrechten Einfall auf den Resonatorspiegeln und der Scheibe und den damit verbundenen Bruch der Rotationssymmetrie des Resonators zurückzuführen ist. Andererseits zeichnet sich qualitativ - wenn auch deutlich stärker ausgeprägt als erwartet - der aus den Strahltransfermatrizen ermittelte Verlauf der Beugungsmaßzahl über der Pumpleistung ab, bei dem die Beugungsmaßzahl zunächst ansteigt, dann ab Pumpleistungen von ca. 1,7 kW wieder leicht abfällt. Dieses Verhalten deutet darauf hin, dass trotz der durch das Zero-Phonon-Pumpen erreichten Reduktion der Wärmelast im laseraktiven Medium ein ausgeprägtes „thermisches-Linsen“-Verhalten vorliegt.

Der Vergleich des gemessenen und des im Vorfeld abgeschätzten Verlaufs der Beugungsmaßzahl über der Pumpleistung ermöglicht eine grobe Abschätzung der Stärke der thermisch induzierten Brechkraft: Im abgeschätzten Verlauf muss die Scheibe eine thermisch induzierte Brechkraft von ca. $-0,015$ dpt aufweisen, damit der minimale Grundmodendurchmesser und somit das Maximum der Beugungsmaßzahl erreicht wird. Im gemessenen Verlauf der Beugungsmaßzahlen wird dieses Maximum bei einer Pumpleistung von ca. 1,68 kW, entsprechend einer Pumpleistungsdichte von ca. $4,37 \text{ kW/cm}^2$, erreicht. Die Stärke der thermisch induzierten Brechkraft der Scheibe lässt sich somit zu ca. $-3,4 \text{ mdpt/kW/cm}^2$ abschätzen. Im Vergleich mit

dem an einem anderen, bei 940 nm gepumpten System gemessenen Wert von $-1,4 \text{ mdpt/kW/cm}^2$ (siehe Kapitel 2.2) fällt dieser Wert trotz Zero-Phonon-Pumpens vergleichsweise hoch aus. Dies ist vermutlich auf die unterschiedlichen Geometrien der verwendeten Scheibenlaserkristalle und die Steifigkeiten der jeweiligen Wärmesenken sowie die durch die unvollständige Wellenlängenstabilisierung hervorgerufene thermische Belastung zurückzuführen.

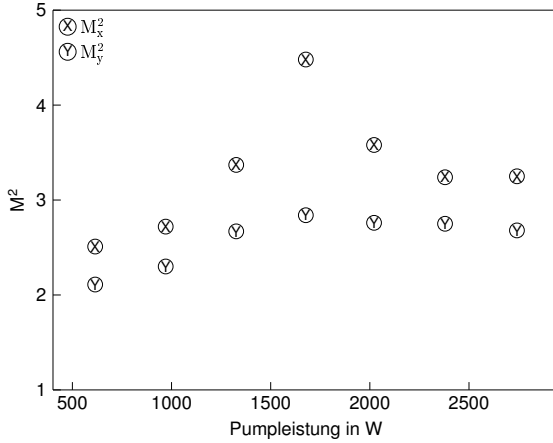


Bild 5.4: Gemessene Beugungsmaßzahlen bei Verwendung eines planen HR-Spiegels anstelle des sphärischen Flächenlastspiegels.

Zur Kompensation dieses deutlichen Einflusses der sphärischen thermischen Linse wurde nun anstelle des planen HR-Endspiegels ein sphärisch deformierbarer Flächenlastspiegel eingesetzt. Aufgrund des vergleichsweise großen Modendurchmessers auf dem Spiegel, der aufgrund der annähernd kollimierten resonatorinternen Strahlpropagation zwischen Scheibe und Endspiegel im Wesentlichen dem Modenradius auf der Scheibe entspricht, wurde ein Spiegel mit sphärischer Dickenverteilung nach Kapitel 4.2.1.2 eingesetzt, um das Einbringen unerwünschter Aberrationen durch den eingesetzten Kompensationsspiegel zu vermeiden.

Anhand des Strahltransfermatrizenformalismus lässt sich der Einfluss der Brechkraft des sphärisch deformierbaren Flächenlastspiegels auf den Grundmodenradius auf der Scheibe darstellen. Bild 5.5 zeigt die berechnete Abhängigkeit des Grundmodenradius auf der Scheibe von der Brechkraft des deformierbaren Spiegels sowie des effektiven Krümmungsradius der Scheibe. Die Grenzen des Stabilitätsbereichs

sind durch gestrichelte Linien markiert. Es wird deutlich, dass sich mittels des Kompensationsspiegels für jeden Wert des Krümmungsradius der Scheibe jeder beliebige Arbeitspunkt innerhalb des Stabilitätsbereichs des Resonators durch Einstellen einer Brechkraft im Bereich zwischen +0,2 dpt und -0,2 dpt einstellen lässt. Dementsprechend kann der Grundmodenradius für jeden Wert des Krümmungsradius der Scheibe, den dieser erwartungsgemäß im verfügbaren Pumpleistungsbereich annehmen kann, durch die Brechkraft des Kompensationsspiegels auf einen beliebigen Wert eingestellt werden, der größer ist als der minimale Radius von 2,135 mm. Insbesondere kann der Grundmodenradius also auch auf einem vorgegebenen Sollwert konstant gehalten werden. Theoretisch kann die Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Laserstrahls somit durch den Flächenlastspiegel unabhängig von der Pumpleistung in einem Bereich von $M^2 = 1$ bis $M^2 \approx 2,7$ gezielt eingestellt werden. Insbesondere sollte sich also ein nahezu beugungsbegrenzter Betrieb über den gesamten verfügbaren Pumpleistungsbereich realisieren lassen.

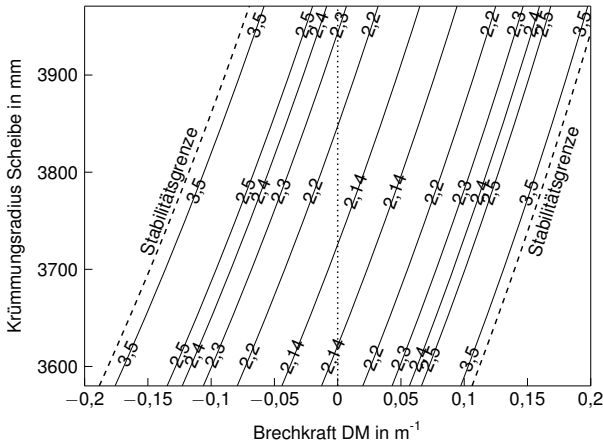


Bild 5.5: Berechneter Radius in mm der Grundmode auf der Scheibe in Abhängigkeit des Krümmungsradius der Scheibe und der Brechkraft des sphärisch deformierbaren Flächenlastspiegels.

Bild 5.6 zeigt gemessene Leistungskennlinien zweier separater Experimente, bei denen versucht wurde, mittels des sphärischen Kompensationsspiegels die Strahlqualität des ausgekoppelten Strahls über den gesamten Pumpleistungsbereich nahezu beugungsbegrenzt zu halten. Die angegebenen Werte der gemessenen Beugungsmaßzahlen zeigen, dass dieses Ziel prinzipiell erreicht wurde. Es konnte eine ma-

ximale Ausgangsleistung von 1,1 kW bei einer gemessenen Beugungsmaßzahl von $M_{x,y}^2 < 1,5$ bzw. eine Ausgangsleistung von 1,077 kW bei gemessenen Beugungsmaßzahlen von $M_x^2 = 1,27$ und $M_y^2 = 1,19$ erreicht werden.

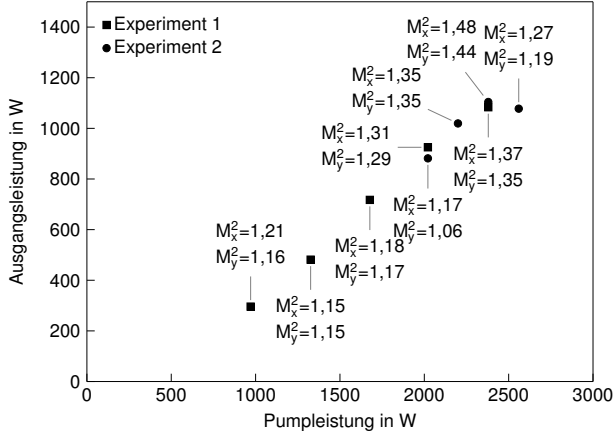


Bild 5.6: Gemessene Ausgangsleistungen und Beugungsmaßzahlen in den mittels des deformierbaren Spiegels auf grundmodenahen Betrieb optimierten Resonatoren.

In den Bildern 5.7 (a) und (b) sind für Pumpleistungen von 971 W bzw. 2560 W die jeweiligen am Ausgangsstrahl gemessenen Leistungen und Beugungsmaßzahlen dargestellt, die sich für unterschiedliche am sphärischen Flächenlastspiegel anliegende Drücke ergaben. Es wird deutlich, dass sich die Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Strahls unabhängig von der Pumpleistung mittels der einstellbaren Brechkraft des Kompensationsspiegels gezielt steuern lässt. Der Verlauf der gemessenen Ausgangsleistungen über dem angelegten Druck folgt hierbei im Wesentlichen dem Verlauf der Beugungsmaßzahl. Dies ist erwartungsgemäß auf den mit zunehmender Beugungsmaßzahl steigenden geometrischen Überlapp zwischen dem oszillierenden Modengemisch und der Pumpleistungsdichteverteilung und damit der höheren Gesamtverstärkung durch das laseraktive Medium zurückzuführen. Die Änderung der Ausgangsleistung mit der Beugungsmaßzahl ist allerdings bei den dargestellten Messungen betragsmäßig vergleichsweise gering: So kann am Beispiel der in Bild 5.7 (b) dargestellten Messergebnisse für eine Pumpleistung von 2560 W bei Änderung der Beugungsmaßzahl von $M^2 \approx 1,4 \dots 1,5$ auf $M^2 \approx 1,2 \dots 1,3$ ein Leistungsabfall von lediglich ca. 10 W festgestellt werden.

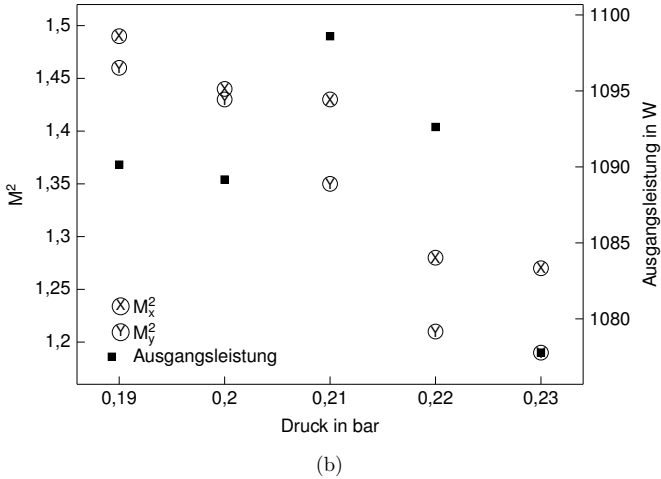
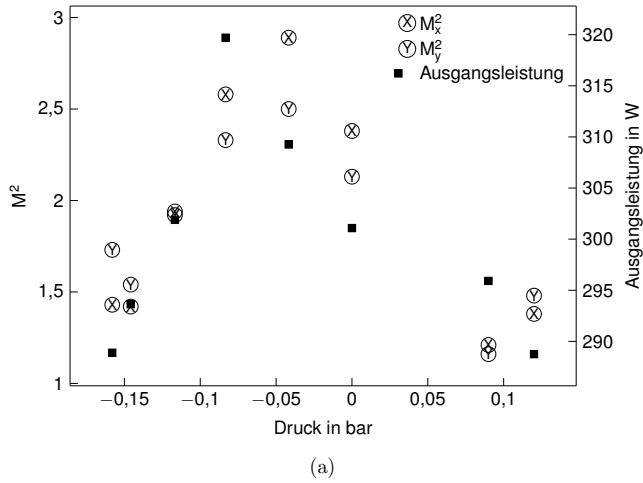


Bild 5.7: Gemessener Verlauf der Beugungsmaßzahlen und Ausgangsleistung in Abhängigkeit des am Flächenlastspiegel anliegenden Druckes bei einer Pumpleistung von (a) 971 W bzw. (b) 2560 W.

In Bild 5.8 ist die am Resonator mit planem HR-Spiegel (also ohne Kompensation) gemessene Leistungskennlinie der Leistungskennlinie eines der Experimente mit konstant nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität gegenübergestellt. Trotz der geringeren und konstanten Beugungsmaßzahl beim Einsatz des sphärisch defor-

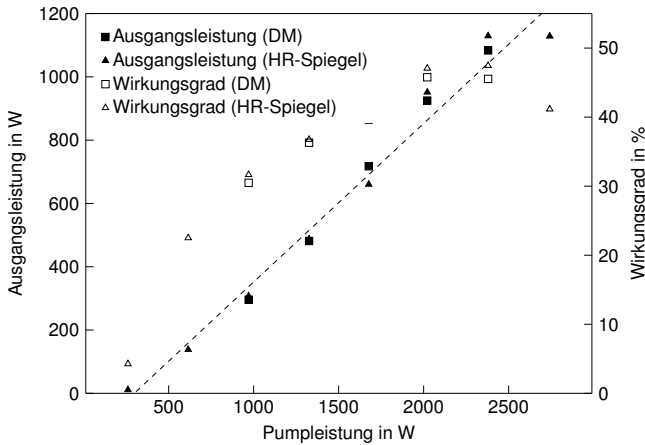


Bild 5.8: Gemessene Ausgangsleistungen mit planem HR-Endspiegel bzw. mit eingesetztem Flächenlastspiegel (DM) bei auf grundmodenahen Betrieb optimiertem Druck.

mierbaren Flächenlastspiegels lässt sich nur eine sehr geringe Effizienzminderung feststellen. Die in Bild 5.9 dargestellten Verläufe der gemessenen Beugungsmaßzahlen über der Pumpleistung zeigen zudem deutlich, dass sich die ausgeprägte „thermische Linse“ durch den Flächenlastspiegel effektiv kompensieren lässt, und darüber hinaus eine Verringerung des Astigmatismus zu verzeichnen ist.

Zusammenfassend kann aufgrund der in den verschiedenen Experimenten gemessenen Wirkungsgrade davon ausgegangen werden, dass die Beschichtungs- und Oberflächenqualität der eingesetzten Flächenlastspiegel durch die rückseitige Strukturierung der bereits beschichteten Spiegelsubstrate nicht verringert wurde und damit die Anforderungen an den Einsatz in Hochleistungslaserresonatoren zur Erzeugung von Laserstrahlung mit beugungsbegrenzter Strahlqualität erfüllt sind. Darüber hinaus konnte demonstriert werden, dass die Arbeitspunkteinstellung durch den resonatorinternen Einsatz eines sphärisch deformierbaren Flächenlastspiegels einerseits eine gezielte Einstellung der Beugungsmaßzahl des Ausgangsstrahls ermöglicht, und somit die für Festkörperlaser typische Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl von der Pumpleistung(-sdichte) effektiv unterdrückt werden kann.

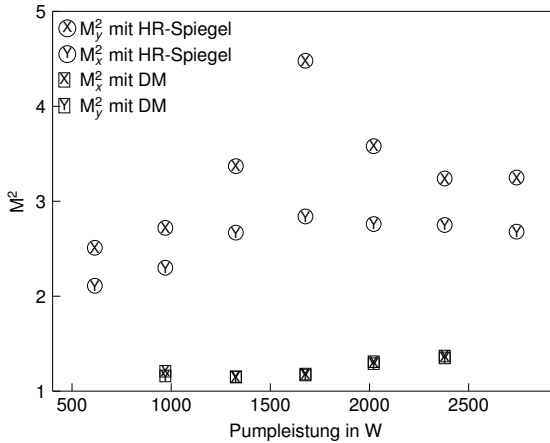


Bild 5.9: Gemessene Beugungsmaßzahlen mit planem HR-Endspiegel bzw. mit eingesetztem Flächenlastspiegel (DM) bei auf grundmodenahen Betrieb optimiertem Druck.

5.2 Asphärische Kompensation

Um die Kompensation der asphärischen Komponente der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall durch einen Flächenlastspiegel zu demonstrieren, wurden Experimente an einem Scheibenlaserresonator durchgeführt, der entsprechend der in Bild 5.10 dargestellten Skizze aufgebaut wurde. Der asphärisch deformierbare Flächenlastspiegel wurde in ca. 300 mm Entfernung zum Scheibenlaserkristall als Endspiegel des Resonators eingesetzt. Im Bereich zwischen Scheibe und Kompensationsspiegel ergibt sich aufgrund der Resonatorgeometrie eine nahezu kollimierte Propagation der im Resonator umlaufenden Laserstrahlung, was einerseits zur Folge hat, dass der Durchmesser des resonatorinternen Strahls auf dem Kompensationsspiegel dem Durchmesser auf der Scheibe entspricht. Andererseits ist der Abstand zwischen Scheibe und Kompensationsspiegel und somit die Propagationsdistanz von der Störung zur Kompensation deutlich kürzer als die Rayleighlänge in diesem Abschnitt des Resonators. Daher kann davon ausgegangen werden kann, dass sich der Kompensationsspiegel gemäß Abschnitt 3.2 in „optischer Nähe“ zum Scheibenlaserkristall befindet und sich somit die Form der zu kompensierenden Wellenfrontstörungen sowie die Intensitätsverteilung des Strahlungsfeldes durch die Propagation von der Scheibe zum Kompensationsspiegel nicht

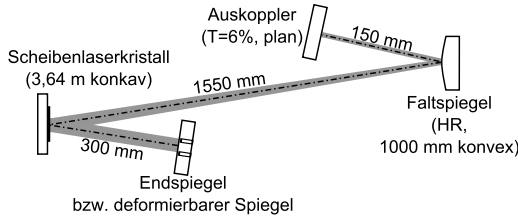


Bild 5.10: Skizze des Resonatoraufbaus für die Experimente zur asphärischen Kompensation.

wesentlich verändern. Dies wird durch die in Kap. 3 dargestellten Ergebnisse der Simulationen, die auf Basis dieser Resonatorgeometrie erstellt wurden, bestätigt.

Für die Experimente wurde ein ca. $120\ \mu\text{m}$ dicker, konkav gekrümmter Yb:YAG-Scheibenlaserkristall mit einem Krümmungsradius von 3,64 m verwendet, der auf einem Durchmesser von 7 mm homogen gepumpt wurde. Im Gegensatz zu den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Experimenten zur sphärischen Kompensation wurde in den Experimenten zur asphärischen Kompensation eine Pumpwellenlänge von 940 nm verwendet. Aufgrund der höheren Wärmelast im Vergleich zum Zero-Phonon-gepumpten System ist demnach mit betragsmäßig höheren thermisch induzierten Wellenfrontstörungen zu rechnen, wodurch sich die Effektivität der Kompensation besser zeigen lassen sollte.

Der sphärische Anteil der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen wurde für diesen Scheibenlaserkristall anhand von interferometrischen Messungen zu $-0,012\ \text{dpt/kW/cm}^2$ abgeschätzt. Die Messung der asphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen ergab in guter Näherung supergaußförmige Verteilungen 8. Ordnung mit einer Stufenhöhe von $h_{SG} \approx 22\ \text{nm/kW/cm}^2$. Der Kompensationsspiegel wurde dementsprechend analog zum im Abschnitt 4.3 dargestellten Vorgehen ausgelegt und gefertigt.

Der Resonator wurde so ausgelegt, dass der Arbeitspunkt für $R_{Disk} = R_{0,Disk} = 3,64\ \text{m}$ bzw. $D_{Disk} = 0$ etwa im Zentrum des Stabilitätsbereichs liegt und sich somit für geringe Pumpleistungen nur ein geringer Einfluss der sphärischen Wellenfrontstörungen auf die Modengröße im Laserkristall ergibt. Anhand des Strahltransfermatrizenformalismus wird mit zunehmender sphärischer thermischer Linse eine Änderung des Radius der Grundmode auf der Scheibe gemäß des in Bild 5.11 dargestellten Verlaufs erwartet. Für geringe Pumpleistungen und somit geringe sphärische thermische Linsen ergeben sich demnach zunächst nur geringe Ände-

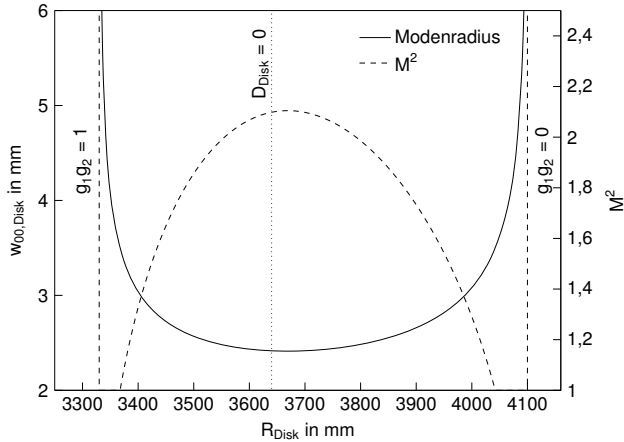


Bild 5.11: Änderung des Radius der Grundmode und erwartete Beugungsmaßzahl nach Gl. (2.17) für den gegebenen Resonator.

rungen der Strahlqualität. Mit zunehmender Pumpleistung durchläuft der Radius der Grundmode zunächst ein Minimum und steigt danach stetig an. Bei Pumpleistungsdichten um 4 kW/cm^2 erreicht der effektive Krümmungsradius der Scheibe R_{Disk} aufgrund der sphärischen thermischen Linse einen Wert von ca. 4 m, so dass bei höheren Pumpleistungen ein nahezu beugungsbegrenzter Ausgangsstrahl mit $M^2 < 1,3$ erzeugt werden sollte.

Zunächst wurde anstelle des Flächenlastspiegels ein planer HR-Spiegel als Endspiegel des Resonators eingesetzt. Bild 5.12 zeigt den gemessenen Verlauf der Ausgangsleistung über der Pumpleistung. Es wird deutlich, dass im Experiment oberhalb einer Pumpleistung von ca. 800 W, entsprechend einer Pumpleistungsdichte von ca. 2 kW/cm^2 der Wirkungsgrad mit steigender Pumpleistung schnell abnimmt und somit keine weitere Leistungssteigerung möglich war. Im Experiment wurde oberhalb dieser Pumpleistungsdichte eine mit der Pumpleistung zunehmende Verschiebung der Position des Laserstrahls auf der Scheibe in vertikaler Richtung beobachtet, die mit einer Abnahme des Wirkungsgrades einherging. Durch leichte Verkippung des Endspiegels in vertikaler Richtung konnte die beobachtete Positionsänderung zunächst ausgeglichen werden, mit zunehmender Pumpleistung traten allerdings starke Fluktuationen der Strahlposition auf der Scheibe und damit der Ausgangsleistung auf, die eine Rejustage verhinderten.

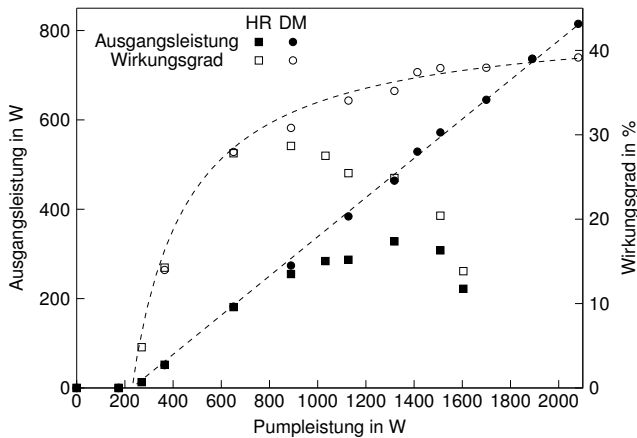


Bild 5.12: Gemessene Ausgangsleistung bei Verwendung eines planen HR-Endspiegels (HR) bzw. des asphärisch deformierbaren Flächenlastspiegels (DM) bei jeweils auf maximale Ausgangsleistung optimiertem Druck.

Dieser Effekt ist vermutlich auf die mit zunehmender Pumpleistungsdichte und damit zunehmender Oberflächentemperatur des Scheibenlaserkristalls einsetzende Strömung der Luft unmittelbar vor dem Scheibenlaserkristall zurückzuführen. Da sich diese erwärmt und somit aufsteigt, ergibt sich in den Luftschichten unmittelbar vor dem Laserkristall eine Brechungsindexvariation, die in vertikaler Richtung linear ansteigende Wellenfrontstörungen hervorruft. Ähnlich zur Wirkung einer Keilplatte bewirken diese Wellenfrontstörungen eine Verkipfung der Wellenfront eines die Störung durchlaufenden Strahls. Dieser „Luftkeil“ (vgl. Abschnitt 2.1) führt im Resonator insgesamt zu einer Verschiebung der Position des umlaufenden Laserstrahls auf der Scheibe. Durch die Verschiebung der Strahlposition kann nun lokal die im laseraktiven Medium vorliegende Inversion nicht mehr durch stimulierte Emission abgebaut werden. Da sich bei Yb:YAG im Fluoreszenzbetrieb, d.h. ohne Abbau der Besetzungsinversion durch stimulierte Emission im Vergleich zum Laserbetrieb eine Temperaturerhöhung einstellt [83], ergibt sich in diesen nicht vom resonatorinternen Strahl durchlaufenen Bereichen somit eine lokale Temperaturerhöhung. Diese Temperaturerhöhung führt wiederum zu einer stärkeren Strömung und damit aufgrund der gegebenen Resonatorgeometrie zu einer weiteren Verschiebung der Strahlposition auf dem Laserkristall. Unter den gegebenen Bedingungen ist dieser Effekt also selbstverstärkend. Für schnelle Änderungen der Pumpleistung oder hohe Temperaturen geht die Luftströmung vor der Scheibe außerdem von einer

laminaren in eine turbulente Strömung über, so dass ab einer bestimmten Scheibentemperatur keine wirksame Kompensation durch Verkipfung des Endspiegels mehr möglich ist.

Beim Einsatz des Flächenlastspiegels als Endspiegel des Resonators wurde die ebenfalls in Bild 5.12 dargestellte Leistungskennlinie gemessen. Hierbei wurde bei jeweils vorgegebener Pumpleistung versucht, durch Variation des am Flächenlastspiegel anliegenden Druckes und damit der erzeugten Stufenhöhe die Ausgangsleistung zu maximieren. Während bei geringen Pumpleistungen bis ca. 600 W die Wirkungsgrade mit und ohne deformierbaren Spiegel nahezu identisch sind, wird deutlich, dass sich die Ausgangsleistung beim Einsatz des Flächenlastspiegels im Vergleich zum planen Endspiegel insgesamt mehr als verdoppeln ließ. Der stetig ansteigende Wirkungsgrad deutet zudem darauf hin, dass eine weitere Skalierung der Ausgangsleistung prinzipiell möglich sein sollte. Analog zum Versuch mit planem Endspiegel wurde allerdings auch hier das Einsetzen des „Luftkeileffekts“ beobachtet. Durch Einstellen eines Druckes am Flächenlastspiegel, der wesentlich höher ist als zur Kompensation der Wellenfrontstörungen nötig, konnte der Pumpleistungsbereich, ab dem eine manuelle Nachjustage des Resonators notwendig wird, allerdings zu deutlich höheren Pumpleistungen (ca. 1,4 kW entsprechend einer Pumpleistungsdichte von $3,64 \text{ kW/cm}^2$) hin verschoben werden. Es ist also eine deutliche Desensibilisierung des Laserresonators bezüglich der Auswirkungen des Luftkeileffekts festzustellen. Aufgrund der zunehmenden Empfindlichkeit der manuellen Nachjustage des Endspiegels mussten die Experimente allerdings bei einer Pumpleistung von 2080 W bzw. einer gemessenen Ausgangsleistung von 815 W abgebrochen werden, um eine Zerstörung des Scheibenlaserkristalls durch plötzliches Ausbleiben der Energieextraktion durch stimulierte Emission und damit eine schnelle Temperatur- und Spannungserhöhung aufgrund von leichten Fehljustagen zu vermeiden.

In Bild 5.13 ist der Verlauf der gemessenen Beugungsmaßzahlen über der Pumpleistung dargestellt, der im Experiment mit planem Endspiegel (HR) sowie mit Flächenlastspiegel bei optimierter Ausgangsleistung (DM) gemessen wurde. Bis zu einer Pumpleistung von ca. 1,4 kW tritt in beiden Fällen ein leichter „thermischer Linseneffekt“ auf, der qualitativ mit dem in Bild 5.11 dargestellten berechneten Verlauf korreliert. Für den Flächenlastspiegel ergeben sich dabei durchweg geringere Beugungsmaßzahlen. Dies deutet darauf hin, dass der Flächenlastspiegel unter den im Experiment gegebenen Bedingungen ähnlich einer Modenblende wirkt und somit höhermodige Strahlungsanteile durch die Blendenwirkung der deformierten Oberfläche für große Durchmesser unterdrückt werden.

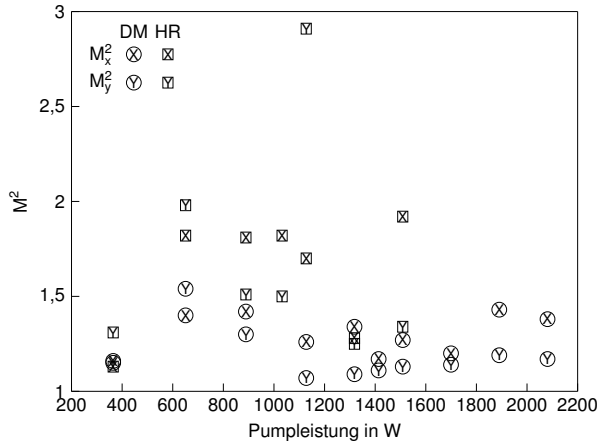


Bild 5.13: Gemessene Beugungsmaßzahlen des ausgekoppelten Strahls in horizontaler (x) und vertikaler (y) Richtung beim Einsatz des planen Endspiegels (HR) und des Flächenlastspiegels (DM) bei optimiertem Druck.

Dieses Verhalten wird auch anhand der in Bild 5.14 dargestellten Verläufe der gemessenen Ausgangsleistungen und Beugungsmaßzahlen über der am Flächenlastspiegel eingestellten Stufenhöhe deutlich. Für geringe Pumpleistungsdichten (Bild 5.14 (a) und (b)) stimmen die am Flächenlastspiegel eingestellten Stufenhöhen in etwa mit der jeweils gemessenen Stufenhöhe der Wellenfrontdeformation überein. Bei höheren Pumpleistungsdichten (Bild 5.14 (c) und (d)) wurden zum Erreichen der maximalen Ausgangsleistung dagegen deutlich höhere Stufenhöhen am Flächenlastspiegel eingestellt, als zur Kompensation der gemessenen asphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen nötig wäre. Es kann daher davon ausgegangen werden, dass in diesen Fällen durch den Flächenlastspiegel keine perfekte Kompensation der durch den gepumpten Scheibenlaserkristall hervorgerufenen Wellenfrontstörungen erzielt wird.

Dieser Sachverhalt bietet einen phänomenologischen Erklärungsansatz für die beobachtete geringere Empfindlichkeit des Resonators mit asphärischem Flächenlastspiegel gegenüber des „Luftkeileffekts“. Für geringe Pumpleistungsdichten ist die durch den Luftkeil verursachte Dejustage des Resonators und somit die hieraus resultierenden Verluste vergleichsweise gering. Daher kann bei Stufenhöhen am Flächenlastspiegel, für die eine Kompensation der Wellenfrontstörungen erreicht wird, die jeweils maximale Ausgangsleistung gemessen werden. Da sich aufgrund

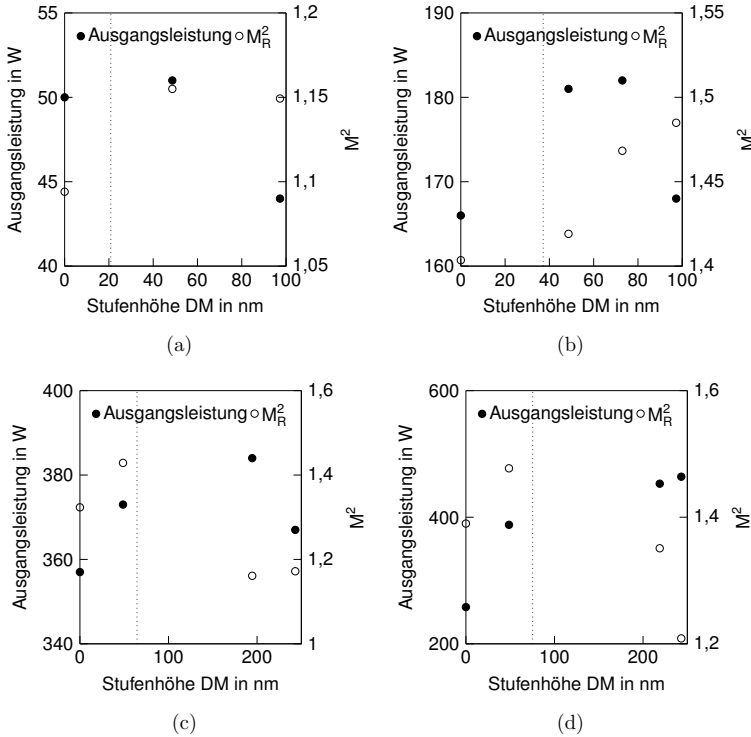


Bild 5.14: Verlauf der gemessenen Ausgangsleistung und der Beugungsmaßzahl über der am Flächenlastspiegel eingestellten Stufenhöhe bei einer Pumpleistungsdichte von (a) 1 kW/cm^2 , (b) 1.7 kW/cm^2 , (c) 2.9 kW/cm^2 und (d) 3.4 kW/cm^2 . Die anhand interferometrischer Messungen ermittelte Stufenhöhe der Wellenfrontdeformation im Scheibenlaserkristall ist jeweils durch die gestrichelten Linien gekennzeichnet.

der Kompensation die Beugungsverluste für alle Moden unabhängig von deren radialer Ausdehnung verringern, ist zudem ein leichter Anstieg der Beugungsmaßzahl zu beobachten (vgl. Bild 5.14 (a) und (b)). Die Temperatur des Scheibenlaserkristalls ist außerdem so gering, dass sich eine stabile laminare Strömung vor dem Scheibenlaserkristall ausbildet, deren Auswirkung durch leichte Verkipfung des Resonatorendspiegels ausgeglichen werden kann.

Wird eine Stufenhöhe eingestellt, die deutlich höher ausfällt als zur Kompensation nötig, werden durch den Flächenlastspiegel zusätzliche Wellenfrontstörungen einge-

bracht, die die Umlaufverluste für höhere Moden aufgrund deren höherer radialer Ausdehnung im Vergleich zu Moden niedrigerer Ordnung deutlich erhöhen, was zur Unterdrückung der höheren Moden führen kann. Dieser Blendeneffekt führt in Kombination mit dem Blendeneffekt, der durch die asphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall und die radiale Begrenzung des gepumpten Bereichs hervorgerufen wird, dazu, dass an zwei Orten im Resonator Beugungsverluste erzeugt werden, die mit der radialen Ausdehnung der jeweiligen Moden zunehmen. Daher wird Strahlung, die nahe der Symmetrieachse des Resonators umläuft aufgrund der geringeren Verluste bevorzugt. Eine geringfügige Verschiebung der Modenposition auf der Scheibe aufgrund des Luftkeileffekts, die zwangsläufig zu einer Positionsänderung auf dem Endspiegel führen würde, kann somit durch die Blendenwirkung der beiden örtlich voneinander getrennten Wellenfrontstörungen unterdrückt werden. Da die Grundmode außerdem aufgrund der Unterdrückung höherer Moden zusätzliche Verstärkung erfährt, nimmt zum einen die Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Strahls ab, während gleichzeitig ein lokales Maximum der Ausgangsleistung dann erreicht wird, wenn die durch die Unterdrückung der höheren Moden „frei werdende“ Verstärkung die höheren Beugungsverluste für die Grundmode ausgleicht. Dieser Zusammenhang kann anhand der in den Bildern 5.14 (c) und (d) dargestellten Verläufe der Ausgangsleistungen und Beugungsmaßzahlen qualitativ festgestellt werden.

Insgesamt lässt sich aus den hier dargestellten Ergebnissen die Schlussfolgerung ziehen, dass eine Kompensation der asphärischen Anteile der im Scheibenlaserkristall thermisch induzierten Wellenfrontstörungen mittels asphärischer Flächenlastspiegel prinzipiell möglich ist. Zudem konnte durch Einstellen einer Stufenhöhe am Flächenlastspiegel, die größer ist als die zur Kompensation benötigte Stufenhöhe eine Stabilisierung des Resonators gegenüber der Dejustage, die durch den Brechungsindexgradienten in der Luft vor der Scheibe verursacht wird, beobachtet werden. Dieser Sachverhalt ist vermutlich auf eine geringfügige Blendenwirkung des Flächenlastspiegels bei großen Stufenhöhen zurückzuführen. Der Effekt der Störungskompensation wurde also in den dargestellten Experimenten durch den starken „Luftkeileffekt“ teilweise überlagert, dennoch konnte durch den Einsatz des asphärisch deformierbaren Flächenlastspiegels eine deutliche Steigerung der Ausgangsleistung um mehr als das Doppelte im Vergleich zum Resonator ohne Flächenlastspiegel bei gleichzeitig geringerer Beugungsmaßzahl demonstriert werden.

5.3 Kombinierte sphärische und asphärische Kompensation

Die in den vorangegangenen Abschnitten dargestellten Ergebnisse der Experimente zur Kompensation jeweils einer der beiden Teilkomponenten der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen zeigen, dass eine separate resonatorinterne Kompensation der jeweiligen Komponente durch Einsatz eines entsprechenden Kompensationsspiegels im Resonator möglich ist, und sich die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Flächenlastspiegel für die gegebene Kompensationsaufgabe sehr gut eignen. Da durch die Flächenlastspiegel im Vergleich zu Standardspiegeln keine zusätzlichen Verluste in den Resonator eingebracht werden, ist zu erwarten, dass eine vollständige Kompensation beider Teilkomponenten der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen - der sphärischen und der asphärischen - durch gleichzeitigen Einsatz zweier separater Flächenlastspiegel innerhalb eines Scheibenlaserresonators möglich ist. Dieser Sachverhalt soll durch die im Folgenden dargestellten experimentellen Ergebnisse validiert werden.

Bild 5.15 zeigt eine schematische Darstellung des im Rahmen dieser Experimente verwendeten Resonators. Analog zu den Experimenten zur asphärischen Kompensation (siehe Abschnitt 5.2) wurde der asphärische Kompensationsspiegel in optischer Nähe zum Scheibenlaserkristall als Endspiegel des Resonators eingesetzt. Der sphärische Flächenlastspiegel kann laut Abschnitt 3.1 an nahezu beliebiger Stelle innerhalb des Resonators eingesetzt werden, in den Experimenten wurde der sphärische Flächenlastspiegel daher aus praktischen Gründen als Umlenkspiegel verwendet.

Als laseraktives Medium wurde ein ca. $120\text{ }\mu\text{m}$ dicker Yb:YAG-Scheibenlaserkristall verwendet, der einen konkaven Krümmungsradius von $R_{0,Disk} = 3,75\text{ m}$ aufwies. Der Laserkristall wurde analog zum Experiment zur asphärischen Kompensation bei einer Wellenlänge von 940 nm auf einem Durchmesser von 7 mm mit annähernd homogener Intensitätsverteilung gepumpt.

Bild 5.16 zeigt den aus dem Strahltransfermatrizenformalismus berechneten Verlauf des Radius der Grundmode auf der Scheibe in Abhängigkeit der Brechkraft des sphärisch deformierbaren Flächenlastspiegels sowie des effektiven Krümmungsradius der Scheibe, der sich nach Gleichung (5.1) aus der konstanten Grundkrümmung der Scheibe und der thermisch induzierten Brechkraft ergibt. Wie bereits im Experiment zur sphärischen Kompensation ist auch für diesen Resonator zu erwarten, dass die einstellbare Brechkraft des sphärisch deformierbaren Spiegels ausreicht,

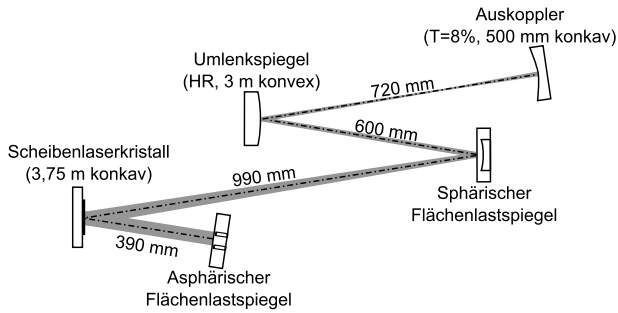
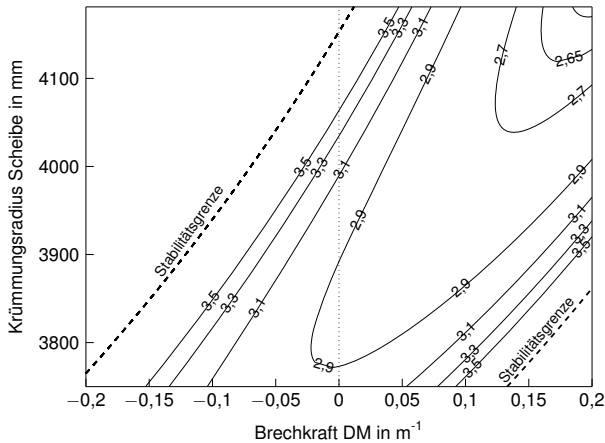


Bild 5.15: Skizze des Resonatoraufbaus mit sphärischem und asphärischem Flächenlastspiegel.



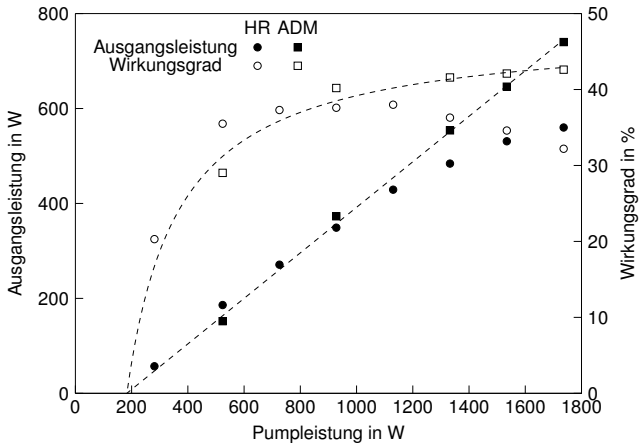


Bild 5.17: Leistungskennlinien, gemessen am Resonator ohne Kompensationsspiegel (HR), sowie am Resonator mit asphärisch deformierbarem Flächenlastspiegel (ADM) bei auf maximale Ausgangsleistung optimierter Stufenhöhe.

ohne sphärische Kompensation mit zunehmender Pumpleistungsdichte zunächst etwas ansteigt. Mit höheren Pumpleistungsdichten nähert sich der Arbeitspunkt des unkompensierten Resonators dem Rand des Stabilitätsbereichs. Da an beiden Stabilitätsgrenzen der Modenradius jeweils gegen unendlich geht, ist somit bei hohen Pumpleistungen ein nahezu beugungsbegrenzter Betrieb zu erwarten.

Zunächst wurden anstelle der deformierbaren Spiegel jeweils plane Spiegel als Resonatoren- bzw. Umlenkspiegel eingesetzt. Der Verlauf der gemessenen Ausgangsleistung über der Pumpleistung ist in Bild 5.17 dargestellt. Ähnlich wie im Experiment zur asphärischen Kompensation beobachtet, ist deutlich zu erkennen, dass der Wirkungsgrad bei einer Pumpleistung von ca. 800 W zunächst ein Maximum erreicht, dann mit steigender Pumpleistung abnimmt. Der Einsatz des asphärischen Kompensationsspiegels ermöglicht die Unterdrückung dieses Effekts. Die entsprechende Leistungskennlinie, die ebenfalls in Bild 5.17 dargestellt ist, zeigt, dass durch Optimierung der Stufenhöhe am Flächenlastspiegel der Wirkungsgrad auch für Pumpleistungen über 800 W stetig zunimmt.

In Bild 5.18 sind die Beugungsmaßzahlen dargestellt, die am Ausgangsstrahl beim Einsatz der planen HR-Spiegel (HR) sowie beim Einsatz des asphärischen Kompensationsspiegels (ADM) gemessen wurden. Durch den Einsatz des asphärischen

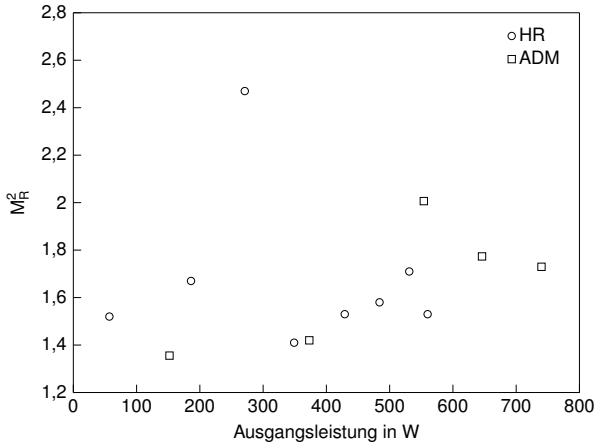


Bild 5.18: Geometrischer Mittelwert der gemessenen Beugungsmaßzahlen am Resonator ohne deformierbare Spiegel (HR) sowie am Resonator mit asphärisch deformierbarem Flächenlastspiegel bei auf maximale Leistung optimierter Stufenhöhe (ADM).

Flächenlastspiegels wurde demnach im Gegensatz zu den Experimenten zur asphärischen Kompensation keine Verringerung, sondern eher eine geringfügige Erhöhung der Beugungsmaßzahl festgestellt. Die am asphärischen Flächenlastspiegel zum Erreichen der jeweils maximalen Ausgangsleistung eingestellten Stufenhöhen stimmen in etwa mit der zur Kompensation notwendigen Stufenhöhen überein. Dies deutet also insgesamt darauf hin, dass der Kompensationsspiegel in dem in diesem Experiment genutzten Pumpleistungsbereich eher eine Kompensation der asphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen bewirkt als eine Unterdrückung höherer Moden durch zusätzliche Beugungsverluste.

Der plane Umlenkspiegel wurde anschließend durch einen sphärisch deformierbaren Spiegel ersetzt, um das Verhalten des Laserresonators bezüglich der Variation der Brechkraft des sphärischen Flächenlastspiegels bei verschiedenen Pumpleistungen zu charakterisieren. Die Stufenhöhe am asphärisch deformierbaren Spiegel wurde wiederum jeweils hinsichtlich maximaler Ausgangsleistung optimiert. Bild 5.19 zeigt die im Experiment am asphärischen Flächenlastspiegel eingestellten Stufenhöhen im Vergleich zur Stufenhöhe der asphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen, die am verwendeten Scheibenlaserkristall für unterschiedliche Pumpleistungsdichten interferometrisch zu 15 nm/kW/cm^2 vermessen wurde

(vgl. Abschnitt 2.2). Bild 5.20 zeigt die zugehörige in diesem Experiment gemessene Leistungskennlinie (als „Versuch 1“ gekennzeichnet). Hierbei wurde jeweils der Leistungswert aufgetragen, der bei jeweils minimaler Beugungsmaßzahl gemessen wurde.

Bis zu Pumpleistungsdichten von ca. 5 kW/cm^2 kann festgestellt werden, dass die zum Erreichen maximaler Ausgangsleistung eingestellten Stufenhöhen am asphärischen Flächenlastspiegel in etwa der Stufenhöhe der zu kompensierenden Wellenfrontstörung entsprechen. Oberhalb einer Pumpleistungsdichte von ca. 5 kW/cm^2 mussten zum Erreichen der maximalen Ausgangsleistung wiederum etwas höhere Stufenhöhen eingestellt werden, um Fluktuationen der Modenposition auf der Scheibe und damit einhergehende starke Leistungsfuktuationen zu unterdrücken. Dies deutet darauf hin, dass auch in diesem Experiment bei hohen Pumpleistungsdichten der in den im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Experimenten beobachtete Luftkeileffekt einsetzt und zum Teil durch die Blendenwirkung des asphärischen Kompensationsspiegel unterdrückt werden kann. Wie an der Leistungskennlinie ersichtlich ist, führte diese Überkompensation aufgrund der zusätzlichen Beugungsverluste allerdings zu einer leichten Abnahme des Wirkungsgrads. Insgesamt konnte in diesem Experiment eine maximale Ausgangsleistung von 920 W bei einer Beugungsmaßzahl von $M_x^2 = 1,4$ in horizontaler und $M_y^2 = 1,27$ in vertikaler Richtung erreicht werden.

In Bild 5.21 ist der geometrische Mittelwert M_R^2 der jeweils gemessenen Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 für unterschiedliche Brechkräfte des sphärisch deformierbaren Flächenlastspiegels bei unterschiedlichen Pumpleistungsdichten dargestellt. Zwischen den gemessenen Beugungsmaßzahlen und der Brechkraft des sphärischen Flächenlastspiegels besteht im gemessenen Brechkraftbereich im Rahmen der Messgenauigkeit ein näherungsweise linearer Zusammenhang. Mit zunehmender Pumpleistungsdichte nimmt die Steigung des jeweiligen linearen Verlaufs dabei zu. Dieses beobachtete Verhalten korreliert mit dem in Bild 5.16 dargestellten Verlauf der Modengröße auf der Scheibe, da mit zunehmender Pumpleistungsdichte und somit zunehmendem Krümmungsradius der Scheibe der Arbeitspunkt des Resonators zum Rand des Stabilitätsbereichs hin verschoben wird, wo der Verlauf von $w_{00,Disk}$ über der Brechkraft des Flächenlastspiegels steiler wird. Da eine gute und reproduzierbare Einstellbarkeit der Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Laserstrahls durch die Variation der Brechkraft des sphärisch deformierbaren Spiegels bei den im Experiment eingesetzten Pumpleistungsdichten gewährleistet ist, kann also davon ausgegangen werden, dass eine Auflösung der Pumpleistungsabhängigkeit der Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Strahls möglich sein sollte. Für den Fall, dass

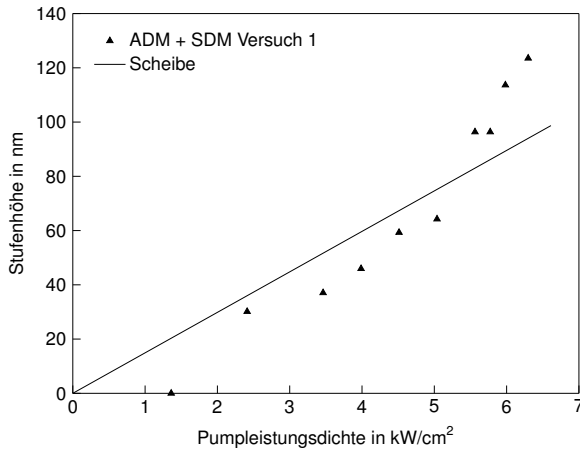


Bild 5.19: Am asphärischen Flächenlastspiegel zum Erreichen maximaler Ausgangsleistung eingestellte Stufenhöhen im Vergleich zur gemessenen Stufenhöhe der Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall.

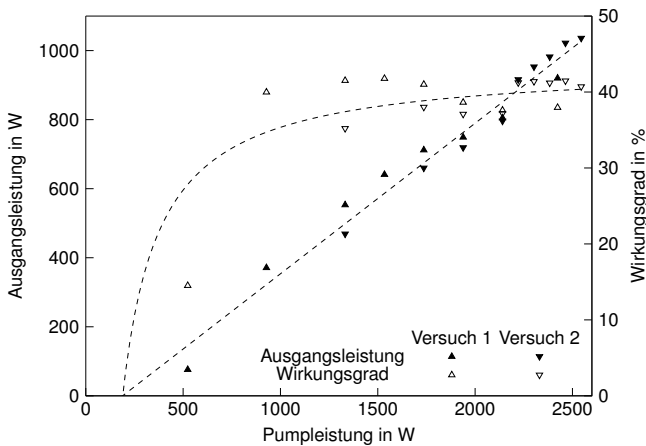


Bild 5.20: Leistungskennlinien der beiden Experimente mit sphärischem und asphärischem Flächenlastspiegel.

ein beugungsbegrenzter Betrieb durch Verschiebung des Arbeitspunkts in die Nähe der Stabilitätsgrenze erreicht werden soll, nimmt die Empfindlichkeit der Beugungs-

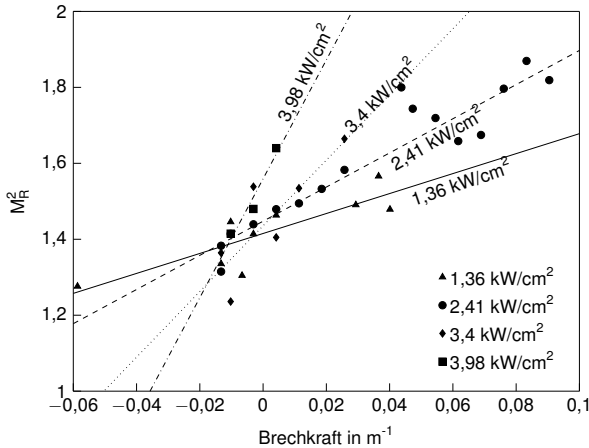


Bild 5.21: Gemessene Beugungsmaßzahlen bei unterschiedlichen am sphärischen Flächenlastspiegel eingestellten Brechkraften in Abhängigkeit der Pumpleistungsdichte.

maßzahl auf Änderungen der Brechkraft des deformierbaren Spiegels mit zunehmender Pumpleistungsdichte zu. Daher muss zur Stabilisierung der Strahlqualität für hohe Pumpleistungsdichten eine ausreichend hohe Auflösung der Brechkrafeeinstellung gewährleistet sein. Diese ist durch das zur Druckeinstellung eingesetzte Proportionalventil und die Druck/Brechkraftkurve des eingesetzten Flächenlastspiegels vorgegeben. Für die in den Experimenten eingesetzte Kombination aus Proportionalventil (mit $\Delta_p = 0,01 \text{ bar}$) sollte die Auflösung der Brechkrafeeinstellung mit $\Delta_{\text{vex}} = 7,6 \text{ mdpt}$ bzw. $\Delta_{\text{cav}} = 0,64 \text{ mdpt}$ ausreichen, um einen stabilen grundmodenahen Betrieb auch bei hohen Pumpleistungsdichten zu erreichen.

In einem weiteren Experiment wurde nun versucht, die Stabilisierung der Beugungsmaßzahl im gesamten eingesetzten Pumpleistungsbereich für einen nahezu beugungsbegrenzten Laserbetrieb zu demonstrieren. Die in diesem Experiment gemessenen Ausgangsleistungen sind ebenfalls in Bild 5.20 (gekennzeichnet als „Versuch 2“) dargestellt. Der anfangs im Vergleich zum ersten Versuch etwas geringere Wirkungsgrad ist darauf zurückzuführen, dass zunächst zur Validierung der Kompensationswirkung des asphärischen Flächenlastspiegels deutlich niedrigere Stufenhöhen eingestellt wurden, die demzufolge nur zu einer teilweisen Kompensation und damit zu einer Verringerung des Wirkungsgrads führten. Aufgrund der Leistungsfluktuationen bei Pumpleistungen über 2 kW wurden dann allerdings auch

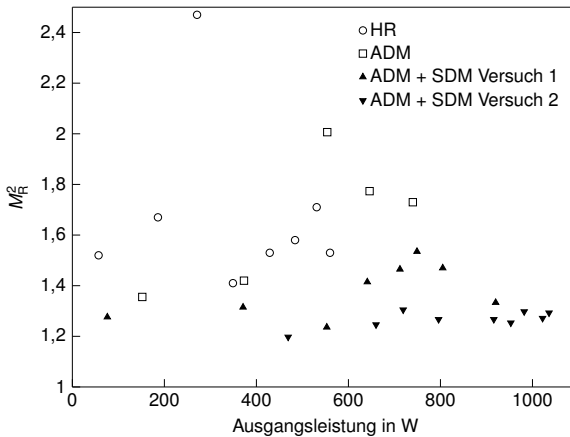


Bild 5.22: Vergleich der gemessenen Beugungsmaßzahlen in den in diesem Abschnitt beschriebenen Experimenten.

in diesem Experiment höhere Stufenhöhen am asphärischen Flächenlastspiegel eingestellt, die im Wesentlichen den im ersten Versuch eingestellten Stufenhöhen entsprachen. Hierdurch konnte wiederum eine deutliche Stabilisierung gegenüber des Luftkeileffekts erreicht werden. Insgesamt konnte bei diesem Experiment die Ausgangsleistung auf bis zu 1036 W gesteigert werden.

Bild 5.22 zeigt die gemessenen Beugungsmaßzahlen aller vier in diesem Abschnitt beschriebenen Experimente im Vergleich. Es wird deutlich, dass sich durch gezielte Kompensation der sphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen eine nahezu pumpleistungsunabhängige Strahlqualität des im Resonator erzeugten Laserstrahls erreichen lässt. Gleichzeitig konnte mit $M^2 < 1,3$ ein durchgehend nahezu beugungsbegrenzter Betrieb über den gesamten Pumpleistungsbe- reich demonstriert werden.

Zusammenfassend konnte also gezeigt werden, dass sich die im Rahmen dieser Arbeit ausgelegten und hergestellten Flächenlastspiegel für den resonatorinternen Einsatz beim Scheibenlaser eignen und aufgrund der zusätzlichen Freiheitsgrade deutliche Vorteile für den Laserbetrieb bieten, die sich insbesondere beim Einsatz in Hochleistungsscheibenlasern mit nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität darstellen. Durch den gleichzeitigen Einsatz eines sphärischen und eines asphärischen Flächenlastspiegels innerhalb eines Scheibenlaserresonators konnte ein nahezu beugungsbegrenzter Laserbetrieb mit Ausgangsleistungen im kW-Bereich de-

monstriert werden. Der asphärisch deformierbare Flächenlastspiegel führte hierbei einerseits zur Kompensation der entsprechenden asphärischen Komponente der im Scheibenlaserkristall thermisch induzierten Wellenfrontstörungen. Darüber hinaus konnte eine deutliche Stabilisierung des Resonators gegenüber durch den „Luftkeileffekt“ hervorgerufenen Fluktuationen der Modenposition auf der Scheibe und den dadurch verursachten Leistungsschwankungen festgestellt werden. Hierdurch konnten in mehreren Experimenten Ausgangsleistungen erreicht werden, die ohne Einsatz eines asphärischen Flächenlastspiegels mit den eingesetzten Komponenten nicht möglich waren. Mittels des zusätzlichen sphärischen Flächenlastspiegels konnte zudem demonstriert werden, dass dessen einstellbare Brechkraft eine pumpleistungsunabhängige Einstellung des Arbeitspunkts des Resonators und somit eine konstante und pumpleistungsunabhängige Strahlqualität ermöglicht.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Die Leistungsskalierung von Festkörperlasern hoher Brillanz ist durch thermische Effekte limitiert, die sich in pumpleistungsabhängigen Aberrationen äußern. Beim Scheibenlaser treten diese thermisch induzierten Wellenfrontstörungen ebenfalls auf, wenn auch in betragsmäßig deutlich geringerem Umfang. Insbesondere im beugungsbegrenzten bzw. grundmodenahen Betrieb hat sich allerdings gezeigt, dass bereits betragsmäßig vergleichsweise geringe thermisch induzierte Aberrationen signifikante Auswirkungen auf die Skalierbarkeit der Ausgangsleistung haben. Diese lassen sich zwar durch Verringerung der im laseraktiven Medium erzeugten Wärmelast beispielsweise durch Optimierung der Kühlung oder langwelligeres, schmalbandigeres Pumpen auf der Zero-Phonon-Linie verringern. Hohe Ausgangsleistungen im kW-Bereich mit beugungsbegrenzter Strahlqualität über den gesamten Leistungsbereich sind allerdings ohne Kompensation der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen nicht möglich.

Ziel der vorliegenden Arbeit war es daher, eine geeignete Kompensationsmethode zu entwickeln, durch die eine pumpleistungsunabhängige, beugungsbegrenzte Strahlqualität bei Ausgangsleistungen bis in den Kilowatt-Bereich erreicht werden kann. Dieses Ziel sollte mittels resonatorinterner deformierbarer Spiegel erreicht werden, die eine Kompensation der charakteristischen Wellenfrontstörungen beim Scheibenlaser ermöglichen.

Die Form der beim Scheibenlaser typischerweise auftretenden Wellenfrontstörungen ist aus zahlreichen Publikationen qualitativ hinreichend gut bekannt. Allgemein lassen sich die Wellenfrontstörungen in eine sphärische und eine asphärische Komponente separieren. Die sphärischen Anteile bewirken dabei analog zur klassischen „thermischen Linse“ eine Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Strahls von der Pumpleistung. Die asphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen rufen dagegen im Wesentlichen Beugungsverluste hervor. Diese zusätzlichen Verluste können insbesondere im grundmodenahen Betrieb dazu führen, dass der Laserbetrieb bei hohen Pumpleistungen unterdrückt wird. Beide Effekte können zwar durch Verringern der Wärmelast im laseraktiven Medium in ihrer Wirkung abgeschwächt, allerdings nicht vollständig vermieden werden. Deshalb ist eine resonatorinterne Kompensation dieser Störungen nötig.

Die Kompensation der sphärischen Anteile der Wellenfrontstörungen kann mittels eines sphärischen Kompensationsspiegels mit einstellbarer Brechkraft erreicht werden, der innerhalb des Resonators nahezu beliebig platziert werden kann. Die asphärische Komponente der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen kann mittels eines asphärisch deformierbaren Spiegels erreicht werden, der eine Phasenmodulation erzeugt, die der Wellenfrontstörung exakt entgegengesetzt ist. Die Kompensation durch reine Phasenmodulation ist allerdings nur dann möglich, wenn der Kompensator entweder in einer zur Störungsebene optisch konjugierten Ebene oder in optischer Nähe zur Störung platziert wird und sich die Intensitätsverteilung durch Propagation von der Störung zum Kompensator daher nicht wesentlich ändert. Anhand eines beugungsoptischen Resonatormodells konnte im Rahmen dieser Arbeit gezeigt werden, dass sich durch Inversion der asphärischen Wellenfrontstörungen im Scheibenlaserkristall eine vollständige Kompensation der dadurch hervorgerufenen Beugungsverluste erreichen lässt.

Grundvoraussetzung für die resonatorinterne Kompensation der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen beim Scheibenlaser sind deformierbare Spiegel, die den hohen Anforderungen hinsichtlich Oberflächen- und Beschichtungsqualität, die an Spiegel zum resonatorinternen Einsatz in Hochleistungs-Scheibenlaserresonatoren gestellt werden, genügen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Flächenlastspiegel zur Realisierung der Kompensation gewählt, da dieser Spiegeltyp in vorangegangenen Experimenten vielversprechende Leistungscharakteristika gezeigt hatte. Die Deformation dieser Spiegel wird durch Einwirken einer Flächenlast, d.h. eines pneumatischen oder hydraulischen Druckes, auf eine dünne Membran erzeugt. Da ein solcher Spiegel prinzipbedingt nur über einen Freiheitsgrad verfügt, muss die Kompensation der sphärischen und der asphärischen Wellenfrontstörungen über zwei diskrete Kompensationsspiegel erfolgen, die für die jeweilige Kompensationsform ausgelegt sind.

Die Oberflächendeformation von Flächenlastspiegeln ist im Wesentlichen von der Dickenverteilung der Membran abhängig. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausgehend von der Kirchhoff'schen Plattentheorie ein Formalismus erarbeitet, der die Berechnung der Dickenverteilung einer Membran erlaubt, die bei gegebenem Druck zu einer vorgegebenen Deformationskurve führt. Auf Basis dieses Formalismus wurden entsprechend der gegebenen Kompensationsaufgaben sowohl Spiegel mit in guter Näherung parabolischem Deformationsprofil, als auch Spiegel mit supergaußförmiger Deformation ausgelegt und gefertigt.

Die interferometrische Charakterisierung mehrerer Exemplare der unterschiedlichen Spiegeltypen zeigte eine gute Übereinstimmung der gemessenen Oberflächen-deformationen mit den zugrundeliegenden Sollverformungen. Es konnten sphärische Flächenlastspiegel demonstriert werden, die bei Brechkräften bis $\pm 0,2$ dpt auf einem Durchmesser von 7 mm nahezu perfekt parabolische Deformationskurven mit gemessenen Peak-to-Valley-Abweichungen von unter $1/20$ der Laserwellenlänge aufweisen und somit für den Einsatz in Grundmoderesonatoren gut geeignet sind. Die einstellbaren Brechkräfte sind dabei zur Kompensation der beim Scheibenlaser typischerweise vorliegenden sphärischen thermischen Linsen im Bereich einiger mdpt/kW/cm^2 mehr als ausreichend. Wird eine höhere Oberflächenabweichung in Kauf genommen, sind die gezeigten Spiegel theoretisch bis zu Brechkräften von ca. -1 bis ca. 0,8 dpt nutzbar. Ähnlich gute Werte konnten für die asphärisch deformierbaren Spiegel nachgewiesen werden, deren gemessene Deformationen in sehr guter Näherung mit den angestrebten Supergauß-Funktionen 8. Ordnung übereinstimmen.

Zur Charakterisierung der Spiegel im Resonatorbetrieb und zur Validierung des gewählten Kompensationsansatzes wurden im Rahmen dieser Arbeit drei Versuchsreihen durchgeführt. Zunächst wurde der resonatorinterne Einsatz eines sphärischen Flächenlastspiegels zur Arbeitspunkteinstellung untersucht. Um den Einfluss thermisch induzierter Wellenfrontstörungen allgemein zu verringern, wurde der Scheibenlaserkristall hierbei auf der Zero-Phonon-Linie bei 969 nm gepumpt. Trotzdem konnte anhand der Änderung der Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Strahls mit der Pumpleistung eine charakteristische thermische Linse beobachtet werden. Es konnte gezeigt werden, dass sich durch den Einsatz eines sphärisch deformierbaren Flächenlastspiegels als Endspiegel des Resonators die Strahlqualität des ausgekoppelten Strahls bei verschiedenen Pumpleistungen bzw. Ausgangsleistungen bis 1,1 kW durch die Brechkraft des Flächenlastspiegels einstellen lässt. Hierdurch war es möglich, über den gesamten Pumpleistungsbereich eine nahezu beugungsbegrenzte und konstante Strahlqualität ($M^2 < 1,5$) zu erreichen. Dabei konnte insgesamt eine Ausgangsleistung von 1077 W mit gemessenen Beugungsmaßzahlen von $M_x^2 = 1,27$ und $M_y^2 = 1,19$ demonstriert werden.

Die Untersuchung der Kompensation der asphärischen Anteile der thermisch induzierten Wellenfrontstörungen erfolgte an einem für grundmodenahen Betrieb ausgelegten Scheibenlaserresonator, in den ein asphärisch deformierbarer Flächenlastspiegel als Endspiegel in optischer Nähe zur Scheibe eingesetzt wurde. Die Form des Flächenlastspiegels wurde dabei so ausgelegt, dass eine gute Übereinstimmung mit den im Vorfeld vermessenen asphärischen Anteilen der thermisch induzierten

Wellenfrontstörungen vorliegt. Im Gegensatz zur Experimentreihe mit sphärischem Flächenlastspiegel wurde der Scheibenlaserkristall bei einer Pumpwellenlänge von 940 nm gepumpt. Ohne Einsatz des asphärischen Flächenlastspiegels wurde bei Pumpleistungen oberhalb von ca. 800 W eine starke Abnahme des Wirkungsgrades und zunehmende Leistungsfluktuationen beobachtet, die die Ausgangsleistung auf weniger als 400 W beschränkten. Diese Leistungsfluktuationen wurden auf Wellenfrontstörungen zurückgeführt, die in der erwärmten Luft vor der Scheibe aufgrund der bei hohen Scheibentemperaturen einsetzenden Konvektion entstehen. Durch Einsatz des asphärischen Flächenlastspiegels konnte eine Stabilisierung des Resonators gegenüber diesen Instabilitäten erreicht und somit die Ausgangsleistung mit ca. 815 W auf mehr als das Doppelte gesteigert werden. Die gemessenen Beugungsmaßzahlen betrugen hierbei $M_x^2 = 1,38$ und $M_y^2 = 1,17$.

Schließlich wurde in einer dritten Experimentreihe der kombinierte Einsatz von sphärischem und asphärischem Flächenlastspiegel innerhalb eines Scheibenlaserresonators untersucht. Der Scheibenlaserkristall wurde hierbei wiederum bei einer Wellenlänge von 940 nm gepumpt. Ohne den Einsatz von Flächenlastspiegeln wurde auch bei diesem Aufbau eine Abnahme des Wirkungsgrads für Pumpleistungen oberhalb von ca. 800 W beobachtet. Durch Einsatz eines asphärischen Flächenlastspiegels als Resonatorendspiegel in optischer Nähe der Scheibe konnte diese Wirkungsgradminderung kompensiert werden. Da die am Flächenlastspiegel eingestellten Stufenhöhen in etwa dem Erwartungswert entsprachen, der aus der im Vorfeld vermessenen asphärischen Komponente der im Scheibenlaserkristall thermisch induzierten Wellenfrontstörungen ermittelt wurde, kann davon ausgegangen werden, dass eine effektive Kompensation dieser Störungskomponente erreicht wurde. Der sphärisch deformierbare Flächenlastspiegel wurde als Umlenkspiegel im selben Resonator eingesetzt. Es konnte gezeigt werden, dass sich die Strahlqualität des erzeugten Laserstrahls mittels der Einstellung der Brechkraft des sphärisch deformierbaren Spiegels im Rahmen der Messgenauigkeit bis zu Ausgangsleistungen im kW-Bereich reproduzierbar einstellen ließ. Die gezielte Optimierung hinsichtlich Strahlqualität und Ausgangsleistung durch Variation der Brechkraft des sphärischen sowie der Stufenhöhe des asphärischen Flächenlastspiegels ermöglichte insgesamt Ausgangsleistungen bis 1036 W im grundmodenahen Betrieb mit $M_R^2 = 1,29$. Die Abhängigkeit der Beugungsmaßzahl des ausgekoppelten Strahls von der Pumpleistung konnte in diesem Experiment durch die einstellbare Brechkraft des sphärischen Flächenlastspiegels vollständig unterdrückt werden, so dass über den gesamten Pumpleistungsbereich $M_R^2 < 1,3$ gemessen wurde.

Insgesamt konnte anhand der in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Ergebnisse gezeigt werden, dass die vorgestellten Flächenlastspiegel für eine effektive resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen eingesetzt werden können und aufgrund der zusätzlichen Freiheitsgrade deutliche Vorteile für den Laserbetrieb von Grundmode-Scheibenlasern bieten. Die demonstrierte Einstellbarkeit bzw. Stabilisierung der Strahlqualität, die durch die einstellbare Brechkraft des sphärischen Kompensationsspiegels ermöglicht wird, bietet das Potential, die typischen Limitierungen von Festkörperlasern, die durch deren ausgeprägtes thermisches Linsenverhalten hervorgerufen werden, aufzuheben. Die zusätzliche Kompensation asphärischer Wellenfrontstörungen durch einen entsprechenden asphärischen Kompensationsspiegel ist vor allem für Scheibenlaser hoher mittlerer Leistung interessant, da die durch die asphärischen Wellenfrontstörungen hervorgerufenen Beugungsverluste eine Leistungsskalierung im Grundmodebetrieb bisher verhindert haben.

Aufgrund der in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse ist zu erwarten, dass sich durch die Kombination von deformierbaren Spiegeln zur resonatorinternen Störungskompensation und Zero-Phonon-Pumpen mit zunehmender Verfügbarkeit entsprechender wellenlängenstabiler Pumpdioden Grundmode-Scheibenlaser im Multi-kW Bereich realisieren lassen, deren Strahlqualität über den gesamten Leistungsbereich konstant und nahezu beugungsbegrenzt ist. Neben dem Dauerstrichbetrieb ist letzteres insbesondere für ultrakurz-gepulste Lasersysteme hoher mittlerer Leistung von Interesse, bei denen das Prinzip des Scheibenlasers aufgrund der vergleichsweise geringen Nichtlinearitäten im laseraktiven Medium deutliche Vorteile zur Erzeugung von hochenergetischen Laserpulsen bietet. Für modengekoppelte Oszillatoren, bei denen Grund- bzw. Single-Mode-Betrieb die Voraussetzung für die stabile Pulserzeugung ist, bietet eine resonatorinterne Brechkraftregelung das Potenzial, stabiles Modenkoppeln über einen breiten Leistungsbereich zu erreichen. Für scheibenlaserbasierte Verstärkersysteme, die mittlerweile ebenfalls bei mittleren Leistungen im kW-Bereich betrieben werden können [86] ist bei weiterer Skalierung früher oder später ebenfalls mit der Notwendigkeit geeigneter Kompensationsmethoden zu rechnen.

Mit zunehmender Verfügbarkeit hochbrillanter Laserstrahlquellen im Multi-kW Bereich treten auch in sämtlichen zur Strahlführung und -formung verwendeten Optiken thermische Effekte auf, die die Strahleigenschaften der sie durchlaufenden Laserstrahlung beeinflussen und damit die Prozessfenster, die der Einsatz dieser Lasersysteme potenziell ermöglicht, einschränken. Darüber hinaus wird die Prozessstabilität und damit die Reproduzierbarkeit der erzielten Prozessergebnisse durch

diese transienten Änderungen der Strahlparameter, beispielsweise durch Fokussshift oder Strahlqualitätsänderungen, limitiert. Auch hier bietet sich der Einsatz geeigneter Kompensationsmethoden also an.

Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Flächenlastspiegel bieten für diese Problemstellungen einen gleichzeitig einfachen, kostengünstigen und vor allem leistungsfähigen Lösungsansatz.

Literaturverzeichnis

- [1] SNITZER, E.: *Proposed fiber cavities for optical masers*. J. Appl. Phys. **32** (1961) Nr. 1, S. 36–39.
- [2] JEONG, Y.; SAHU, J.; PAYNE, D.; NILSSON, J.: *Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power*. Opt. Express **12** (2004) Nr. 25, S. 6088–6092.
- [3] GIESEN, A.; HÜGEL, H.; VOSS, A.; WITTIG, K.; BRAUCH, U.; OPOWER, H.: *Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers*. Applied Physics B: Lasers and Optics **58** (1994) Nr. 5, S. 365–372.
- [4] JEONG, Y.; BOYLAND, A.; SAHU, J.; CHUNG, S.; NILSSON, J.; PAYNE, D.: *Multi-kilowatt single-mode ytterbium-doped large-core fiber laser*. Journal of the Optical Society of Korea **13** (2009) Nr. 4, S. 416–422.
- [5] WIRTH, C.; SCHMIDT, O.; TSYBIN, I.; SCHREIBER, T.; EBERHARDT, R.; LIMPET, J.; TÜNNERMANN, A.; LUDEWIGT, K.; GOWIN, M.; TEN HAVE, E.; JUNG, M.: *High average power spectral beam combining of four fiber amplifiers to 8.2 kW*. Opt.Lett. **36** (2011) Nr. 16, S. 3118–3120.
- [6] YU, C.; AUGST, S.; REDMOND, S.; GOLDIZEN, K.; MURPHY, D.; SANCHEZ, A.; FAN, T.: *Coherent combining of a 4 kW, eight-element fiber amplifier array*. Opt.Lett. **36** (2011) Nr. 14, S. 2686–2688.
- [7] BAER, E.; KRÄNKEL, C.; SARACENO, C.; HECKL, O.; GOLLING, M.; PETERS, R.; PETERMANN, K.; SÜDMEYER, T.; HUBER, G.; KELLER, U.: *Femtosecond thin-disk laser with 141 W of average power*. Opt. Lett. **35** (2010) Nr. 13, S. 2302–2304.
- [8] BAUER, D.; ZAWISCHA, I.; SUTTER, D.; 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*. Opt. Express **20** (2012) Nr. 9, S. 726–728.
- [9] BRONS, J.; PRONIN, O.; SEIDEL, M.; PERVAK, V.; BAUER, D.; SUTTER, D.: *120 W , 4 μ J from a purely Kerr-lens mode-locked Yb : YAG thin-disk oscillator*. In: Advanced Solid-State Lasers Congress Technical Digest. 2013, S. 4–6.
- [10] SARACENO, C. J.; EMAURY, F.; HECKL, O. H.; BAER, C. R. E.; SCHREIBER, C.; GOLLING, M.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.: *275 W average output*

- power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment. *Opt. Express* **20** (2012) Nr. 21, S. 23535–23541.
- [11] SARACENO, C.; EMAURY, F.; SCHRIEBER, C.; HOFFMANN, M.; GOLLING, M.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.: *Ultrafast thin-disk laser with 80 μ J pulse energy and 242 W of average power*. *Opt. Lett.* **39** (2014) Nr. 1, S. 9–12.
 - [12] GIESEN, A.: *Results and scaling laws of thin disk lasers*. *SPIE Solid-State Lasers XIII* **5332** (2004) Nr. 0, S. 212–227.
 - [13] GIESEN, A.; SPEISER, J.: *Fifteen years of work on thin-disk lasers: Results and scaling laws*. *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* **13** (2007) Nr. 3, S. 598–609.
 - [14] CONTAG, K.: *Modellierung und numerische Auslegung des Yb: YAG-Scheibenlasers*. 2002. Universität Stuttgart, Dissertation.
 - [15] SPEISER, J.: *Scaling of thin-disk lasers-influence of amplified spontaneous emission*. *Journal of the Optical Society of America B* **26** (2009) Nr. 1, S. 26.
 - [16] GOTTWALD, T.; KUHN, V.; SCHAD, S.-S.; STOLZENBURG, C.; KILLI, A.: *Recent developments in high power thin disk lasers at TRUMPF Laser*. In: *Proc. SPIE* 8898. 2013, S. 88980P.
 - [17] KUHN, V.; GOTTWALD, T.; STOLZENBURG, C.; SCHAD, S.-S.; KILLI, A.; RYBA, T.: *Latest advances in high brightness disk lasers*. In: *Proc. SPIE*. 2015, S. 93420Y.
 - [18] PERCHERMEIER, J.; WITTROCK, U.: *Precise measurements of the thermo-optical aberrations of an Yb:YAG thin-disk laser*. *Opt. Lett.* **38** (2013) Nr. 14, S. 2422–2424.
 - [19] NEWBURGH, G.; MICHAEL, A.; DUBINSKII, M.: *Composite Yb : YAG / SiC-prism thin disk laser*. *Opt. Express* **18** (2010) Nr. 16, S. 1034–1036.
 - [20] MILLAR, P.; KEMP, A.; BURNS, D.: *Power scaling of Nd : YVO₄ and Nd : GdVO₄ disk lasers using synthetic diamond as a heat spreader*. *Opt. Lett.* **34** (2009) Nr. 6, S. 782–784.
 - [21] KOECHNER, W.: *Solid-State Laser Engineering*, sixth rev. Aufl. New York: Springer, 2006.
 - [22] WEICHEL, B.; VOSS, A.; ABDOLAHMED, M.; GRAF, T.: *Enhanced performance of thin-disk lasers by pumping into the zero-phonon line*. *Opt. Lett.* **37** (2012) Nr. 15, S. 3045.
 - [23] VOLODIN, B.; DOLGY, S.; MELNIK, E.; DOWNS, E.; SHAW, J.; BAN, V. .: *Wavelength stabilization and spectrum narrowing of high-power multimode laser diodes and arrays by use of volume Bragg gratings*. *Opt. Lett.* **29** (2004) Nr. 16, S. 1891–1893.
 - [24] SCHAD, S.; KUHN, V.; GOTTWALD, T.; NEGOITA, V.; KILLI, A.; WALL-

- MEROTH, K.: *Near fundamental mode high-power thin-disk laser*. Proc. SPIE 8959 **8959** (2014), S. 89590U–1.
- [25] TYSON, R.: *Principles of adaptive optics*, 4. Aufl. Boca Raton: CRC press, 2015.
- [26] CHEREZOVA, T.; CHESNOKOV, S.; KAPTSOV, L.; SAMARKIN, V.; KUDRYASHOV, A.: *Active laser resonator performance: formation of a specified intensity output*. Appl. Opt. **40** (2001) Nr. 33, S. 6026–6033.
- [27] GERBER, M.; GRAF, T.; KUDRYASHOV, A.: *Generation of custom modes in a Nd:YAG laser with a semipassive bimorph adaptive mirror*. Applied Physics B: Lasers and Optics **83** (2006) Nr. 1, S. 43–50.
- [28] LUBEIGT, W.; VALENTINE, G.; GIRKIN, J.; BENTE, E.; BURNS, D.: *Active transverse mode control and optimization of an all-solid-state laser using an intracavity adaptive-optic mirror*. Opt. Express **10** (2002) Nr. 13, S. 550–555.
- [29] LUBEIGT, W.; VALENTINE, G.; BURNS, D.: *Enhancement of laser performance using an intracavity deformable membrane mirror*. Opt. Express **16** (2008) Nr. 15, S. 10943–10955.
- [30] VDOVIN, G.; KIYKO, V.: *Intracavity control of a 200-W continuous-wave Nd:YAG laser by a micromachined deformable mirror*. Opt. Lett. **26** (2001) Nr. 11, S. 798–800.
- [31] WELP, P.: *Festkörperlaser mit resonatorinterner Kompensation von Aberrationen durch adaptive Spiegel*. 2008. Universität Münster, Dissertation.
- [32] NEUGEBAUER, C.: *Thermisch aktive optische Bauelemente für den resonator-internen Einsatz beim Scheibenlaser*. 2012. Universität Stuttgart, Dissertation.
- [33] PIEHLER, S.; WEICHELT, B.; VOSS, A.; ABDOL AHMED, M.; GRAF, T.: *Active mirrors for intra-cavity compensation of the aspherical thermal lens in thin-disk lasers*. Proceedings of SPIE **8236** (2012) Nr. 0, S. 82360J–82360J–6.
- [34] BEA, M.: *Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung*. 1997. Universität Stuttgart, Dissertation.
- [35] DU, K.; LOOSEN, P.; KOCHMANN, H.: *Properties of a high-power CO₂-laser with an adaptive mirror*. Opt. Comm. **106** (1994), S. 269–277.
- [36] CHETKIN, S.; VDOVIN, G.: *Deformable mirror correction of a thermal lens induced in the active rod of a solid state laser*. Opt. Comm. **100** (1993) Nr. 1–4, S. 159–165.
- [37] GREINER, U.; KLINGENBERG, H.: *Thermal lens correction of a diode-pumped Nd:YAG laser of high TEM(00) power by an adjustable-curvature mirror*. Opt. Lett. **19** (1994) Nr. 16, S. 1207–1209.
- [38] ERHARD, S.; GIESEN, A.; KARZEWSKI, M.; RUPP, T.; STEWEN, C.: *Novel Pump Design of Yb:YAG Thin Disc Laser for Operation at room temperature*

- with improved efficiency.* In: Advanced Solid State Lasers, ASSL 1999. Optical Society of America, 1999, S. 38–44.
- [39] ERHARD, S.: *Pumpoptiken und Resonatoren für den Scheibenlaser*. 2002. Universität Stuttgart, Dissertation.
- [40] HECHT, E.: *Optics*, 4. Aufl. San Francisco: Addison Wesley, 2002.
- [41] LARIONOV, M.: *Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser*. 2008. Universität Stuttgart, Dissertation.
- [42] BAEHR, H.; STEPHAN, K.: *Wärme- und Stoffübertragung*, 5. Aufl. Heidelberg: Springer, 2006.
- [43] CONTAG, K.; BRAUCH, U.; ERHARD, S.; GIESEN, A.; JOHANNSEN, I.; KARSZEWSKI, M.; STEWEN, C.; VOSS, A.; STUTTGART, U.; STRAHLWERKZEUGE, I.: *Simulations of the Lasing Properties of a Thin Disk Laser combining High Output Powers with Good Beam Quality*. In: Proc. SPIE 2989. 1997, S. 23–34.
- [44] CONTAG, K.; CONTAG, K.; ERHARD, S.; ERHARD, S.; GIESEN, A.; GIESEN, A.: *Calculations of optimum design parameters for Yb:YAG thin disk lasers*. In: OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers. 2000, S. 124–130.
- [45] SPEISER, J.; GIESEN, A.: *Numerical Modeling of High Power Continuous-Wave Yb:YAG Thin Disk Lasers, Scaling to 14 kW*. Advanced Solid-State Photonics (2007), S. 1–3.
- [46] WEICHEL, B.: *Titel noch nicht bekannt*. 2017. Universität Stuttgart, Dissertation.
- [47] PIEHLER, S.: *Evaluierung von Konzepten zur Kompensation der optischen Phasenstörung beim Scheibenlaser*. Universität Stuttgart, 2010. Institut für Strahlwerkzeuge, IFSW 10-31, Diplomarbeit.
- [48] INJEYAN, H.; GOODNO, G.: *High Power Laser Handbook*. McGraw-Hill, 2011.
- [49] NEUENSCHWANDER, B.; WEBER, R.; WEBER, H.: *Determination of the thermal lens in solid-state lasers with stable cavities*. IEEE Journal of Quantum Electronics **31** (1995) Nr. 6.
- [50] BLÁZQUEZ-SÁNCHEZ, D.; WEICHEL, B.; AUSTERSCHULTE, A.; VOSS, A.; GRAF, T.; KILLI, A.; ECKSTEIN, H.-C.; STUMPF, M.; MATTHES, A. L.; ZEITNER, U. D.: *Improving the brightness of a multi-kilowatt single thin-disk laser by an aspherical phase front correction*. Opt. Lett. **36** (2011) Nr. 6, S. 799–801.
- [51] KOGELNIK, H.; LI, T.: *Laser beams and resonators*. Applied optics **5** (1966) Nr. 10, S. 1550–1567.
- [52] HODGSON, N.; WEBER, H.: *Laser Resonators and Beam Propagation*, 2. Aufl. New York: Springer, 2005.

- [53] GRAF, T.: *Laser - Grundlagen der Laserstrahlerzeugung*, 2. Aufl. Springer Vieweg, 2015.
- [54] KARZEWSKI, M.: *Scheibenlaser höchster Strahlqualität*. 2000. Universität Stuttgart, Dissertation.
- [55] MAGNI, V.: *Multielement stable resonators containing a variable lens*. Journal of the Optical Society of America A **4** (1987) Nr. 10, S. 1962.
- [56] COLLINS, S.: *Lens-System Diffraction Integral Written in Terms of Matrix Optics*. Journal of the Optical Society of America **60** (1970) Nr. 9, S. 1168.
- [57] GERBER, M.; GRAF, T.: *Generation of super-gaussian modes in Nd:YAG lasers with a graded-phase mirror*. IEEE Journal of Quantum Electronics **40** (2004) Nr. 6, S. 741–746.
- [58] FOX, A. G.; LI, T.: *Resonant Modes in a Maser Interferometer*. Bell System Technical Journal **40** (1961) Nr. 2, S. 453 – 488.
- [59] FOX, A.; LI, T.: *Modes in a maser interferometer with curved and tilted mirrors*. Proceedings of the IEEE **51** (1963) Nr. 1, S. 80–89.
- [60] FOX, A.; LI, T.: *Computation of optical resonator modes by the method of resonance excitation*. IEEE Journal of Quantum Electronics **4** (1968) Nr. 7, S. 460–465.
- [61] SIEGMAN, A.; MILLER, H.: *Unstable optical resonator loss calculations using the prony method*. Applied optics **9** (1970) Nr. 12, S. 2729–2736.
- [62] MURPHY, W.; BERNABE, M.: *Numerical procedures for solving nonsymmetric eigenvalue problems associated with optical resonators*. Applied optics **17** (1978) Nr. 15, S. 2358–2365.
- [63] FOX, A.; LI, T.: *Effect of gain saturation on the oscillating modes of optical masers*. IEEE Journal of Quantum Electronics **2** (1966) Nr. 12.
- [64] FAN, T.; BYER, R.: *Modeling and CW operation of a quasi-three-level 946 nm Nd: YAG laser*. IEEE Journal of Quantum Electronics **23** (1987) Nr. 5, S. 605–612.
- [65] RISK, W.: *Modeling of longitudinally pumped solid-state lasers exhibiting re-absorption losses*. Journal of the Optical Society of America B **5** (1988) Nr. 7, S. 1412.
- [66] KENNEDY, C.: *Model for variation of laser power with M 2*. Applied Optics **41** (2002) Nr. 21, S. 4341–4346.
- [67] WITTMUESS, P.; PIEHLER, S.; DIETRICH, T.; ABDU AHMED, M.; GRAF, T.; SAWODNY, O.: *Numerical modeling of multimode laser resonators*. J. Opt. Soc. Am. B **33** (2016) Nr. 11, S. 2278–2287.
- [68] VORONTOV, M.; CARHART, G.; COHEN, M.; CAUWENBERGHS, G.: *Adaptive optics based on analog parallel stochastic optimization : analysis and ex-*

- perimental demonstration*. J. Opt. Soc. Am. A **17** (2000) Nr. 8, S. 1440–1453.
- [69] KÖNIG, W.: *Fertigungsverfahren 3: Abtragen, Generieren und Lasermaterialbearbeitung*, 4. Aufl. Springer, 2006.
- [70] TIMOSHENKO, S.; WOINOWSKY-KRIEGER, S.: *Theory of plates and shells*, 2. Aufl. McGraw-Hill, 1987.
- [71] VENTSEL, E.; KRAUTHAMMER, T.: *Thin plates and shells: Theory, analysis and applications*. New York: Marcel Dekker, Inc., 2001, S. 651.
- [72] SHAMPINE, L.; REICHELT, M.: *The MATLAB ODE Suite*. SIAM Journal on Scientific Computing **18** (1997) Nr. 1, S. 1–22.
- [73] SMITH, W.: *Modern Optical Engineering*, 3. Aufl. McGraw-Hill, 2000, S. 641.
- [74] APOLLONOV, V.; VDOVIN, G.; OSTROVSKAYA, L.; RODIN, V.; CHETKIN, S.: *Active correction of a thermal lens in a solid-state laser. I. Metal mirror with a controlled curvature of the central region of the reflecting surface*. Soviet Journal of Quantum Electronics **21** (1991) Nr. 1, S. 116–118.
- [75] HACKBUSCH, W.; SCHWARZ, H.; ZEIDLER, E.: *Teubner-Taschenbuch der Mathematik*, 2. Aufl. Wiesbaden: Teubner, 2003.
- [76] MANKEN, R.: *Lehrbuch der Technischen Mechanik - Elastostatik*. Berlin: Springer Vieweg, 2015.
- [77] CORNING INC.: *Corning HPFS 7979, 7980, 8652, 8655 Fused Silica Optical Materials Product Information* (2014), S. 1–8.
- [78] FESTO: *Proportional-Druckregel- und Wegeventile*.
- [79] FESTO: *Vakuumsaugdüsen VN*.
- [80] KAISER, U.: *Fehleruntersuchung und Optimierung eines Interferometers zur Vermessung optischer Oberflächen*. Universität Stuttgart, 2007. Institut für Strahlwerkzeuge, IFSW 07-02, Studienarbeit.
- [81] HARIHARAN, P.; OREB, B.; ELJU, T.: *Digital phase-shifting interferometry: a simple error-compensating phase calculation algorithm*. Appl. Opt. **26** (1987) Nr. 13, S. 2504–2505.
- [82] BAER, C.; HECKL, O.; SARACENO, C.; SCHRIBER, C.; KRÄNKEL, C.; SÜDMEYER, T.; KELLER, U.: *Frontiers in passively mode-locked high-power thin disk laser oscillators*. Opt. Express **20** (2012) Nr. 7, S. 365–372.
- [83] SMRŽ, M.; MIURA, T.; CHYLA, M.; NAGSETTY, S.; NOVÁK, O.; ENDO, A.; MOCEK, T.: *Suppression of nonlinear phonon relaxation in Yb:YAG thin disk via zero phonon line pumping*. Opt. Lett. **39** (2014) Nr. 16, S. 4919–22.
- [84] KASAMATSU, T.; SEKITA, H.; KUWANO, Y.: *Temperature dependence and optimization of 970-nm diode-pumped Yb : YAG and Yb : LuAG lasers*. Applied Optics **38** (1999) Nr. 24, S. 5149–5153.
- [85] *ISO Standard 11146-2:2005-Lasers and laser-related equipment-Test methods*

- for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios .*
- [86] NEGEL, J.-P.; LOESCHER, A.; VOSS, A.; BAUER, D.; SUTTER, D.; KILLI, A.; ABDOU AHMED, M.; GRAF, T.: *Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (47 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm and 234 W at 343 nm.* Opt. Express **23** (2015) Nr. 16, S. 21064.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denjenigen herzlich danken, die mich während der Erstellung dieser Arbeit unterstützt und damit zu ihrem Gelingen maßgeblich beigetragen haben.

Herrn Prof. Graf danke ich für die Aufnahme als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Strahlwerkzeuge, die Betreuung meiner Doktorarbeit und die Übernahme des Hauptberichts. Die vielen konstruktiven Vorschläge und Anmerkungen haben die Qualität und Lesbarkeit der vorliegenden Arbeit deutlich gesteigert. Ebenso möchte ich mich bei Herrn Prof. Herkommer für das Interesse an meiner Arbeit und die Übernahme des Mitberichts bedanken.

Herrn Dr. Marwan Abdou Ahmed möchte ich für das mir von ihm entgegengebrachte Vertrauen danken, das mir den zur Erstellung dieser Arbeit nötigen Freiraum geschaffen hat.

Meinen Kollegen aus der Abteilung „Laserentwicklung und Laseroptik“ möchte ich besonders für das stets angenehme Arbeitsklima, die moralische und nicht zuletzt die fachliche Unterstützung danken. Insbesondere hervorheben möchte ich dabei Tom Dietrich, dessen unermüdliche Unterstützung im Labor bei der Vorbereitung der Experimente sich sehr positiv auf deren Erfolg ausgewirkt hat. Meinen zeitweiligen Büro-Mitinsassen Dr. Jan-Philipp Negel und Benjamin Dannecker danke ich neben der Bereitschaft zum Lektorat der Arbeit und dem hervorragenden Feedback für die moralische Unterstützung durch die tiefgehenden fachlichen (und manchmal auch unfachlichen) Diskussionen. Auch meinen übrigen Kollegen möchte ich für die gute Zeit am Institut danken, darunter insbesondere Jan-Hinnerk Wolter, André Loescher, Martin Rumpel, Michael Eckerle, Christian Röhner, Birgit Weichelt und Xavier Délen. Philipp Wittmüß vom Institut für Systemdynamik danke ich für die hervorragende Zusammenarbeit im Rahmen des Projektes „ARO“.

Zum Erfolg der im Rahmen dieser Arbeit und darüber hinaus durchgeführten Experimente haben außerdem die exzellenten Techniker und Konstrukteure des IFSW wesentlich beigetragen, die viele kleine und größere „Hirngespinnste“ kompetent in reale Aufbauten umgesetzt haben. Insbesondere danken möchte ich dabei Michael Schienle, Manfred Frank, Roland Greschner und Sven Grieb.

Bei meiner Familie möchte ich mich für die finanzielle und moralische Unterstützung während des gesamten Wegs durch Studium und Doktorarbeit bedanken.

Julia, bei Dir bedanke ich mich besonders herzlich für die Unterstützung, die Geduld und den Rückhalt, den Du mir in den letzten Jahren entgegengebracht hast. Du gibst mir den nötigen Antrieb und die Motivation, ohne die diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Stuttgart, April 2017

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 Umwandlungshärrens 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

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

Wittig, Klaus

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

Grünenwald, Bernd

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels 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

Plaß, Wilfried

Zerstörschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Mo-lybdän
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 Zerspänung
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 3-89675-811-9

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 Karoseriebau

2001, 194 Seiten, ISBN 3-89675-881-0

Breitschwerdt, Sven

Qualitätssicherung beim Laserstrahlschweißen

2001, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0032-5

Mochmann, Gunter

Laserkristallisation von Siliziumschichten auf Glas- und Kunststoffsubstraten für die Herstellung verbesserter Dünnschichttransistoren

2001, 170 Seiten, ISBN 3-89675-811-X

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötens mit Diodenlasern

2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

Bestimmung der Propagationseigenschaften von Laserstrahlung

2002, 147 Seiten, ISBN 3-8316-0113-5

Voß, Andreas

Der Scheibenlaser: Theoretische Grundlagen des Dauerstrichbetriebs und erste experimentelle Ergebnisse anhand von Yb:YAG

2002, 195 Seiten, ISBN 3-8316-0121-6

Müller, Matthias G.

Prozessüberwachung beim Laserstrahlschweißen durch Auswertung der reflektierten Leistung

2002, 122 Seiten, ISBN 3-8316-0144-5

Abeln, Tobias

Grundlagen und Verfahrenstechnik des reaktiven Laserpräzisionsabtrags 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

Schinzl, 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 Hochleistungsdiodelnlasern
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 variab-lem Laserstrahldurchmesser in modularen Ferti-gungssystemen

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 Nahteig-enschaften 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

Charakterisierte 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 Breitting

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 Getriebekonstruktion – 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 Hochgeschwindigkeitslaserschneiden
2012, 150 Seiten, ISBN 978-3-8316-4194-9

Axel Heß

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

Christian Gehrke

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

David Schindhelm

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

Moritz Vogel

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

Andreas Michalowski

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

Georg Stöppler

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

Patrick Mucha

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

Claus-Dieter Reiniger

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

Andreas Leitz

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

Peter Stritt

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

Katrin Sarah Wentsch

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

Jan-Philipp Negel

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

Christian Freitag

Energietransportmechanismen bei der gepulsten Laserbearbeitung Carbonfaser verstärkter Kunststoffe
2017, 152 Seiten, ISBN 978-3-8316-4638-8

Andreas Popp

Faserlaser und Faserlaserverstärker als Brillanzkonverter für Scheibenlaserstrahlen
2017, 242 Seiten, ISBN 978-3-8316-4638-8

Karin Heller

Analytische Temperaturfeldbeschreibung beim Laserstrahlschweißen für thermographische Prozessbeobachtung
2017, 130 Seiten, ISBN 978-3-8316-4654-8

Stefan Piehler

Resonatorinterne Kompensation thermisch induzierter Wellenfrontstörungen in hochbrillanten Scheibenlasern

2017, 148 Seiten, ISBN 978-3-8316-4690-6

