

Experimentelle Physik

**Festkörperlaser mit resonatorinterner Kompensation
von Aberrationen durch adaptive Spiegel**

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von

Petra Welp

aus Münster

2008

Dekan:	Prof. Dr. Johannes Peter Wessels
Erster Gutachter:	Prof. Dr. Helmut Zacharias
Zweiter Gutachter:	Prof. Dr. Ulrich Wittrock
Tag der mündlichen Prüfung:	17. Juli 2008
Tag der Promotion:	18. Juli 2008

ABSTRACT

A major problem for the realization of high-brightness operation in solid-state lasers is heat generation in the gain medium. Temperature gradients lead to a thermal lens afflicted with aberrations. According to numerical simulations and experimental experiences, these aberrations then lead to a degradation of beam quality.

The potential of a closed-loop system consisting of an evolutionary algorithm and a deformable mirror integrated into the laser resonator has been examined with regard to the ability for compensation of aberrations and thus for an improvement of beam quality. The aberrations of two commercially available systems – a longitudinally diode-pumped Nd:YVO₄-laser and a flashlamp-pumped Nd:YAG-dual-rod-system – have been measured. Several types of deformable mirrors – membrane mirrors, deformable mirrors with actuators consisting of bars of piezo-ceramics and bimorph mirrors – have been characterized. For each of them, the capability for compensation of the measured aberrations has been tested.

A resonator has been set up with one of the characterized membrane mirrors and with the analyzed longitudinally diode-pumped Nd:YVO₄-crystal. The optimization process of the resonator has been tested with different control signals (laser output power, brilliance and beam quality) and the parameters of the evolutionary algorithm have been adjusted for the system. Compared to a resonator without deformable mirror the optimization results in an improvement of beam quality from $M^2 = 5$ to $M^2 = 1.7$ at nearly constant output power of 5.2 W. Membrane mirrors have turned out to be not suited for aberration compensation at higher laser power levels, due to thermal feedback of the laser beam onto the deformation of the mirror. Such a limitation does not exist for the other two characterized types of deformable mirrors. A deformable mirror with actuators consisting of bars of piezo-ceramics allows a beam quality improvement of $M^2 = 9.5$ to 3.2 at an almost constant output power of 9.2 W.

After these proof-of-principle experiments have confirmed the applicability of the adaptive optics closed-loop system for aberration compensation and improvement of beam quality, the so far gained experience was used to set up a flashlamp-pumped Nd:YAG-dual-rod-laser with integrated deformable mirror with actuators consisting of bars of piezo-ceramics. Through optimization of the mirror deformation, the beam quality of the laser has been improved from $M^2 = 30$ to 24 at a constant output power of 407 W. An advanced improvement of beam quality was prevented by the limited stroke of the deformable mirror.

KURZZUSAMMENFASSUNG

Eines der Hauptprobleme bei der Entwicklung von Laserresonatoren hoher Ausgangsleistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität ist die während des Pumpprozesses im Verstärkermedium deponierte Wärmeleistung. Temperaturgradienten führen zur Ausbildung einer aberrationsbehafteten thermischen Linse. Numerischen und experimentellen Untersuchungen zufolge vermindern diese Aberrationen die Laserstrahlqualität.

Das Potential eines Regelkreises aus evolutionärem Algorithmus und einem in den Laserresonator integrierten deformierbaren Spiegel zur Aberrationskompensation und damit zur Verbesserung der Laserstrahlqualität wird untersucht. Die Aberrationen zweier kommerziell erhältlicher Lasersysteme – eines beidseitig longitudinal diodengepumpten Nd:YVO₄-Lasers und eines bogenlampengepumpten Nd:YAG-Doppelstab-Systems – werden vermessen. Verschieden deformierbare Spiegel – Membranspiegel, deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren und bimorphe Spiegel – werden charakterisiert und auf die Fähigkeit überprüft, die experimentell gemessenen Aberrationen kompensieren zu können.

Mit einem der charakterisierten Membranspiegel und mit dem vermessenen longitudinal gepumpten Nd:YVO₄-Kristall wird ein Laserresonator aufgebaut. Die Optimierung des Lasers hinsichtlich verschiedener Regelsignale (Laserleistung, Brillanz, Strahlqualität) wird untersucht und die Parameter des evolutionären Algorithmus werden für das System optimiert. Gegenüber einem Laserresonator ohne deformierbaren Spiegel ergibt sich durch die Optimierung des Membranspiegels eine Verbesserung der Laserstrahlqualität von $M^2 = 5$ auf $M^2 = 1,7$ bei nahezu konstanter Laserleistung von 5,2 W. Aufgrund einer thermischen Rückkopplung des Laserstrahls auf die Spiegelverformung eignen sich diese Membranspiegel nicht für die Optimierung des Resonators bei höheren Laserleistungen. Für die anderen charakterisierten deformierbaren Spiegel besteht keine solche Limitierung. Mit einem deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren statt des Membranspiegels, ergibt sich bei nahezu konstanter Laserausgangsleistung von 9,2 W eine Verbesserung der Strahlqualität von $M^2 = 9,5$ auf 3,2. Nachdem damit die grundsätzliche Eignung des Regelkreises zur Aberrationskompensation und Strahlqualitätsverbesserung gezeigt worden ist, wird mit den bislang gewonnen Erkenntnissen ein adaptiv aberrationskompensierter Nd:YAG-Doppelstab-Laser aufgebaut. Mit dem deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren wird die Strahlqualität des Lasers bei konstanten 407 W Ausgangsleistung von $M^2 = 30$ auf 24 verbessert. Eine weitergehende Optimierung wird durch die Begrenzung des von dem Spiegel bereitgestellten Hubs verhindert.

Inhaltsangabe

Abkürzungen, Konstanten, Symbole.....	VI
1 Einleitung.....	13
2 Stand der Technik.....	15
2.1 Festkörperlaser.....	15
2.2 Adaptive Optik im Festkörperlaser.....	19
3 Thermische Linse und Aberrationen.....	23
3.1 Auswirkungen von Aberrationen auf die freie Propagation.....	23
3.1.1 <i>Das Beugungsintegral mit Aberrationen</i>	23
3.1.2 <i>Zernike-Polynome</i>	25
3.1.3 <i>Ein Maß für Aberrationen – das Strehl-Verhältnis</i>	28
3.2 Thermische Effekte in Laserkristallen.....	30
3.2.1 <i>Temperaturprofil</i>	31
3.2.2 <i>Thermische Linse</i>	32
3.2.3 <i>Auswirkung der thermischen Linse auf die Strahlqualität</i>	39
3.3 Messung von Aberrationen der thermischen Linse.....	46
3.3.1 <i>Aberrationen des endgepumpten Nd:YVO₄-Lasers</i>	46
3.3.2 <i>Aberrationen des bogenlampengepumpten Nd:YAG-Lasers</i>	58
3.3.3 <i>Diskussion der Messergebnisse</i>	61
4 Regelkreis der Adaptiven Optik.....	63
4.1 Adaptive Spiegel.....	63
4.1.1 <i>Membranspiegel</i>	69

4.1.2	<i>Deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren</i>	84
4.1.3	<i>Bimorphe Spiegel</i>	92
4.1.4	<i>Vergleich der Spiegel für den Einsatz im Laserresonator</i>	97
4.2	<i>Optimierung mit evolutionärem Algorithmus</i>	105
4.2.1	<i>Konventionelle Optimierungsverfahren</i>	108
4.2.2	<i>Historische Entwicklung evolutionärer Algorithmen</i>	110
4.2.3	<i>Begriffe, Operatoren und Verfahren evolutionärer Algorithmen</i>	111
4.2.4	<i>Umsetzung eines evolutionären Algorithmus</i>	113
4.3	<i>Gewinnung eines Regelsignals</i>	116
4.3.1	<i>Laserausgangsleistung</i>	116
4.3.2	<i>Strahlqualität M^2</i>	116
4.3.3	<i>Brillanz</i>	120
4.3.4	<i>Vergleich der Regelsignale</i>	124
5	Adaptiv aberrationskompensierte Resonatoren	127
5.1	<i>Integration des adaptiven Spiegels in den Laserresonator</i>	127
5.2	<i>Adaptiv aberrationskompensierter endgepumpter Nd:YVO₄ Laser</i>	132
5.2.1	<i>Aufbau des Resonators</i>	132
5.2.2	<i>Geregelter Resonator mit integriertem Membranspiegel</i>	137
5.2.3	<i>Geregelter Resonator mit integriertem deformierbarem Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren</i>	150
5.3	<i>Adaptiv aberrationskompensierter bogenlampengepumpter Nd:YAG- Doppelstablaser</i>	156
5.3.1	<i>Aufbau des Resonators</i>	156
5.3.2	<i>Geregelter Resonator mit integriertem deformierbarem Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren</i>	157
6	Zusammenfassung	165
	Veröffentlichungen	169
	Danksagung	171
	Literaturverzeichnis	173

Abkürzungen, Konstanten und Symbole

Bezeichnung	Einheit	Beschreibung
\rightarrow u_i		Vektor der Zernike-Koeffizienten, die den i -ten Eigenmode eines deformierbaren Spiegels beschreiben
\rightarrow v_i	V oder V^2	Vektor der das elektrische Spannungsmuster des i -ten Eigenmodes eines deformierbaren Spiegels beschreibt
\rightarrow s		Oberflächenverformung eines deformierbaren Spiegels, als Vektor der Zernike-Koeffizienten
\rightarrow x	V	Vektor der an den einzelnen Elektroden eines deformierbaren Spiegels anliegenden elektrischen Spannungen
ABCD		Resonatorumlaufmatrix
A	m^2	Fläche
a	W/ m	Konstante der Wärmeleitfähigkeit
a	m	Aperturradius
a_{ij}		normierter Zernike-Koeffizient beim Berechnen der Einflussmatrix eines deformierbaren Spiegels
B_L	W/ μm^2	Brillanz eines Laserstrahls
b_{ij}		Zernike-Koeffizient
C	F	Kapazität
c_l		Skalierungskoeffizient der Eigenmoden eines deformierbaren Spiegels
D	Nm	zylindrische Steifheit
d	m	MM-DM: Abstand zwischen Membran und Elektrodenarray
d	m	Dicke einer Piezokeramik
d	m	Strecke, Länge
d_{31}	m/ V	Piezomodul (Auslenkung orthogonal zur Polarisationsrichtung)
d_{33}	m/ V	Piezomodul (Auslenkung parallel zur Polarisationsrichtung)
d_σ	m	Durchmesser eines Laserstrahls, berechnet nach der Methode der 2. Momente
$d_{\sigma 0}$	m	Tailendurchmesser eines Laserstrahls, berechnet nach der Methode der 2. Momente
E		Propagationsmatrix für Gaußstrahlen

Bezeichnung	Einheit	Beschreibung
E	V/m	elektrische Feldstärke
E_i	N/ m ²	Elastizitätsmodul des Materials i
EM		Einflussmatrix eines deformierbaren Spiegels
F_{el}	N	elektrostatische Kraft
F_r	N	rücktreibende Kraft
f	m	Brennweite einer Linse
f_{th}	m	Brennweite einer thermischen Linse
g_1, g_2		g -Parameter eines Laserresonators
$g_1^* \cdot g_2^*$		äquivalente g^* -Parameter eines Laserresonators
I	W/m ²	Intensität
KM		Kontrollmatrix eines deformierbaren Spiegels
K_C	W/ (mK)	Wärmeleitfähigkeit
k	rad/ m	Wellenvektor
k		natürliche Zahl, Zähindex
k		Verhältnis der Elastizitätsmodule der passiven zur aktiven Schicht für einen semipassiven bimorphen Spiegel
k_F	N/m	Federkonstante
k_T	N/ m	Kleinsignalsteifigkeit einer Piezokeramik
L	m	Länge eines Zylinders
L^*	m	äquivalente Länge eines Laserresonators
L_0	m	Ausgangslänge einer Piezokeramik
L_{prop}	m	Propagationslänge durch ein aberrationsbehaftetes Medium
m		natürliche Zahl, Zähindex
M^2		Beugungsmaßzahl
n		natürliche Zahl, Zähindex
n		Brechungsindex
n_E		Evolutionärer Algorithmus: Anzahl der Individuen der Elternpopulation
n_{eK}		Evolutionärer Algorithmus: Anzahl der „Elite“-Kinder
n_K		Evolutionärer Algorithmus: Anzahl der Kinder
n_{KL}		Evolutionärer Algorithmus: Anzahl der „Klone“
n_M		Evolutionärer Algorithmus: Anzahl der „mutierten Klone“
n_{eE}		Evolutionärer Algorithmus: Anzahl der Individuen der „Elite“-Elternpopulation
P	N/m ²	Druck
P_h	W	Wärmeleistung
P_L	W	Laserausgangsleistung
p		Verhältnis der Schichtdicken der passiven zur aktiven Schicht in einem semipassiven bimorphen Spiegel
Q	W/ m ³	Wärmedichte
q	m	komplexer Strahlparameter eines Gaußstrahls
$q(z)$		Abhängigkeit der Wärmeleistung nach z
R	m	Radius eines Zylinders
R	m	Krümmungsradius
r	m	Radius
r_{EM}		Rang der Einflussmatrix EM
$r_{spatial}$	m	Inverse der charakteristischen Raumfrequenz einer Wellen-

Bezeichnung	Einheit	Beschreibung
		frontverformung
r		normalisierter Radius bei der Definition der Zernike-Polynome
S		Strehl-Verhältnis
$s(r)$		Anteil der Gesamtwärmeleistung, der in einer Scheibe mit Radius r enthalten ist
T	N/ m	Membranzugspannung bei einem mikrosystemtechnisch hergestellten deformierbaren Membranspiegel
T	K	Temperatur
$Temp$	K	Temperatur
t_i	m	Schichtdicke der Schicht i
U	V	elektrische Spannung
\mathbf{U}		Singulärwertzerlegung der \mathbf{EM} – in \mathbf{U} sind die Eigenmoden des deformierbaren Spiegels in Zernike-Koeffizienten dargestellt
U_{bias}	V	elektrische Vorspannung
U_{max}	V	maximale elektrische Spannung
U_{Test}	V	elektrische Testspannung
\mathbf{V}^T	V	Singulärwertzerlegung der \mathbf{EM} – in \mathbf{V} sind die elektrischen Spannungsmuster der Eigenmoden des deformierbaren Spiegels dargestellt
W	m	Wellenfront
$W0$	m	aberrationsfreie Wellenfront
w_0	m	Radius eines TEM00-Strahls
w_p	m	Radius eines Pumpstrahls
x	m	x-Koordinate
y	m	y-Koordinate
Z_i		Zernike-Polynom
z	m	z-Koordinate
z_R	m	Rayleigh-Länge
ΔL_0	m	Längenänderung
$\Delta Temp$	K	Temperaturdifferenz
Φ		Oberflächenverformung eines deformierbaren Spiegels
Φ	rad	Aberrationsfunktion
$\mathbf{\Lambda}$		Singulärwertzerlegung der \mathbf{EM} – in $\mathbf{\Lambda}$ sind die Eigenwerte der Eigenmoden des deformierbaren Spiegels dargestellt
α_P	m^{-1}	Absorptionskoeffizient des Pumplichtes
α_T	K^{-1}	Wärmeausdehnungskoeffizient
β		Formfaktor der Pumplichtverteilung
δ	m	Auslenkung der Oberfläche eines deformierbaren Spiegels
δ_{diff}		Beugungsverluste
ε		relative Anfangsausdehnung
$\varepsilon_{i\varphi}$	N/m^2	mechanischer Spannungstensor
ε_0	As/ (Vm)	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
ε_r		relative Dielektrizitätskonstante
η_m		Überlappereffizienz von Pump- und Laserstrahl
λ	m	Wellenlänge
λ_i		Eigenwert des i -ten Eigenmodes eines deformierbaren Spiegels
θ	rad	Winkel

Bezeichnung	Einheit	Beschreibung
θ_σ	rad	Fernfelddivergenz eines Laserstrahles, berechnet nach der Methode der 2. Momente
σ		rms-Wellenfrontfehler
μ		Evolutionäre Algorithmen: Parameter der Selektion
ν		Poisson-Zahl
ψ	rad	Winkel
MM-DM		Mikrosystemtechnisch hergestellter deformierbarer Membranspiegel
OPD		optischer Weglängenunterschied (optical path difference)
OTF		optische Transferfunktion
PBar-DM		Deformierbarer Spiegel mit Piezobalkenaktuatoren
PBim.-DM		Piezo-bimorpher deformierbarer Spiegel
PUnim.-DM		Piezo-unimorpher deformierbarer Spiegel (= semipassiver bimorpher deformierbarer Spiegel)
PIB		Power-in-the-bucket-Messung
PZT		Blei-Zirkonat-Titant – Piezokeramik
PV		Peak-to-valley-Verformung

1 Einleitung

Die Skalierung von Lasern hin zu mehr Ausgangsleistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität beschäftigt die wissenschaftliche Forschung bereits seit der Entwicklung der ersten Festkörperlaser in den 1960er Jahren. Seitdem wurde eine Vielzahl von unterschiedlichen Laserkonzepten untersucht. Gase, Flüssigkeiten, Halbleiter und dielektrische Festkörper dienen als Verstärkungsmedium und eine Fülle von verschiedenen Elementarübergängen wird genutzt. Mit der Vielfalt an Wellenlängen, Ausgangsleistungen und Operationsarten haben sich Laser zu einem aus Wissenschaft und Industrie nicht mehr wegzudenkenden Werkzeug entwickelt.

Eines der Hauptprobleme bei der Entwicklung von Hochleistungslasern guter Strahlqualität sind thermische Effekte im Verstärkermedium. Bei Festkörperlasern führt die durch den Pumpprozess im Laserkristall deponierte Wärmeleistung zur Ausbildung einer thermischen Linse und zu thermisch induzierter Spannungsdoppelbrechung. Beide Effekte sind wohlbekannt und sind vielfach untersucht worden [1-5]. Wird die Spannungsdoppelbrechung kompensiert und das Resonatordesign der Brennweite der thermischen Linse entsprechend gewählt, so sollte jedoch trotz dieser Effekte ein Laserbetrieb mit hoher Ausgangsleistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität möglich sein. Experimentelle Ergebnisse belegen jedoch das Gegenteil [6, 7]. Ursächlich für die Reduktion der Strahlqualität bei zunehmender Laserleistung sind Aberrationen der thermischen Linse. Die genauen Auswirkungen von Aberrationen auf den Laserbetrieb sind – aufgrund der nicht mehr analytisch berechenbaren Resonator-Eigenmoden – nur für einige

Spezialfälle bekannt. Aberrationen verändern jedoch die Resonator-Eigenmoden und führen zu zusätzlichen Verlusten im Resonator.

Das Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, die Strahlqualität von Festkörperlasern bei gleichbleibender Laserausgangsleistung zu optimieren, indem Auswirkungen der Aberrationen der thermischen Linse auf den Laserstrahl bereits im Laserresonator mittels eines adaptiven Spiegels kompensiert werden.

Nach einem kurzen Überblick über den Stand der Technik werden dazu zunächst die Auswirkungen von idealen und aberrationsbehafteten Linsen auf den Laserbetrieb diskutiert. Anschließend werden die thermooptischen Aberrationen eines beidseitig longitudinal diodengepumpten Nd:YVO₄-Kristalls in Abhängigkeit der Pumpleistung vermessen. Anhand dieser experimentell bestimmten Aberrationen und anhand der aus Referenz [8] bekannten Aberrationsfunktion eines bogenlampengepumpten Nd:YAG-Doppelstab-Systems werden die Anforderungen an adaptive Spiegel festgelegt, die zur Kompensation der Aberrationen in Laserresonatoren eingesetzt werden sollen.

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit der Vermessung und Charakterisierung dreier adaptiver Spiegeltypen. Anhand der zuvor experimentell bestimmten Aberrationen wird die Eignung der einzelnen Spiegel für eine Aberrationskorrektur im Resonator diskutiert. Überlegungen zu der Gewinnung eines Signals zur Regelung des adaptiven Spiegels und zu Optimierungsalgorithmen vervollständigen den Regelkreis der adaptiven Optik.

Im Hauptteil der vorliegenden Arbeit wird schließlich ein diodengepumpter Nd:YVO₄-Laser mittels eines in den Laserresonator integrierten adaptiven Spiegels hinsichtlich seiner Strahlqualität optimiert. Die Randbedingungen für solch einen Resonator werden vorgestellt und die Eignung unterschiedlicher adaptiver Spiegel und verschiedener Regelsignale untersucht. Mit den daraus gewonnenen Erkenntnissen wird ein bogenlampengepumpter Nd:YAG-Doppelstab-Laser mit integriertem adaptiven Spiegel aufgebaut und optimiert.

Die wesentlichen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit werden anschließend kurz zusammengefasst.

2 Stand der Technik

2.1 Festkörperlaser

Mit ihrer kompakten Bauweise bei gutem Wirkungsgrad und gleichzeitig hoher Ausgangsleistung haben sich Festkörperlaser als zuverlässige Werkzeuge in der Materialbearbeitung etabliert. Ein Beispiel ist der Einsatz von Nd:YAG-Lasern im Automobilbau [9]. Die für die Materialbearbeitung notwendige hohe Intensität der Laserstrahlung erfordert hohe Laserausgangsleistungen bei gleichzeitig hoher Fokussierbarkeit. Zum Lasertiefschweißen werden beispielsweise Intensitäten von $I > 2 \text{ MW/cm}^2$ benötigt [10].

Die Fokussierbarkeit eines Strahls wird in der Lasertechnik durch die Beugungsmaßzahl M^2 ausgedrückt. Für einen Strahl mit der theoretisch bestmöglichen Fokussierbarkeit hat die Beugungsmaßzahl den Wert $M^2 = 1$. Dieser Strahl ist ein „beugungsbegrenzter“ Gaußstrahl (TEM_{00}). Bei gleicher Strahldivergenz ($\theta_\sigma = \theta_{\sigma, \text{TEM}00}$) gibt die Beugungsmaßzahl das Verhältnis des Fokusedurchmessers $d_{\sigma 0}$ eines beliebigen Laserstrahls zum Fokusedurchmesser $d_{\sigma 0, \text{TEM}00}$ eines beugungsbegrenzten Strahls an

$$M^2 = \frac{d_{\sigma 0} \cdot \theta_\sigma}{d_{\sigma 0, \text{TEM}00} \cdot \theta_{\sigma, \text{TEM}00}} = \frac{d_{\sigma 0} \cdot \theta_\sigma \cdot \pi}{4 \lambda}, \quad (2.1)$$

wobei θ_σ den vollen Fernfeld-Divergenzwinkel des Strahls und λ die Laserwellenlänge bezeichnet. Sowohl der Fokusedurchmesser als auch der Fernfeld-Divergenzwinkel des Strahls werden nach DIN EN ISO 11146 nach der Methode der 2. Momente bestimmt [11-13].

In der Lasertechnik hat sich die Beugungsmaßzahl M^2 als Maß für die Strahlqualität durchgesetzt. Je nach Anwendungsgebiet eines Lasers können jedoch auch andere Definitionen der Strahlqualität sinnvoll sein. Als Beispiel sei hier das Strehl-Verhältnis S genannt. Es beschreibt das Verhältnis von gemessener Intensität auf der optischen Achse zu der dort theoretisch möglichen Intensität (vgl. Kapitel 4.3). Alternativ zur Beugungsmaßzahl schlägt Siegman die sogenannte „Power-in-the-bucket“-Messung zum Vergleich der Strahlqualität unterschiedlicher Laser vor (vgl. Kapitel 4.3) [14]. In der vorliegenden Arbeit ist mit dem Begriff „Strahlqualität“ jedoch stets die Beugungsmaßzahl M^2 gemeint.

Die für die Materialbearbeitung wichtige Spitzenintensität I im Fokus eines mit einer idealen Linse fokussierten gaußförmigen Laserstrahles beträgt

$$I = \frac{P_L}{(\lambda \cdot M^2)^2} \cdot \frac{\pi}{4} \cdot \left(\frac{d_\sigma}{f} \right)^2, \quad (2.2)$$

wobei P_L die Laserausgangsleistung ist und f die Brennweite der fokussierenden Linse bezeichnet. Der Durchmesser des kollimierten Laserstrahls am Ort der Linse beträgt d_σ . Bei einer gegebenen Linse wird die Intensität I nur von dem Quotient der Laserparameter Ausgangsleistung, Wellenlänge, Stahlqualität und von dem Strahldurchmesser bestimmt. Damit bietet sich für Laser mit gaußförmiger Intensitätsverteilung ein Vergleich anhand dieses Quotienten – der sogenannten Brillanz B_L – an

$$B_L = \frac{P_L}{(\lambda \cdot M^2)^2}. \quad (2.3)$$

Aktuelle wissenschaftliche und kommerzielle „Rekord“-Werte für die Brillanz verschiedener Lasersysteme mit gaußförmiger Intensitätsverteilung sind in Tabelle 2.1 und Tabelle 2.2 aufgetragen.

Vernachlässigt man nondiffraktive und pseudo-nondiffraktive Strahlen, wie z. B. Bessel-Strahlen, die trotz eines hohen M^2 -Wertes eine sehr hohe Brillanz erzielen können, sondern beschränkt sich auf Laser gaußförmiger Intensitätsverteilung, so wird die höchste Brillanz – sowohl in wissenschaftlichen Veröffentlichungen, als auch bei den kommerziell erhältlichen Lasern – von Faserlasern erreicht. Auch bei sehr hohen Ausgangsleistungen (1-2 kW) kann mit ihnen eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erzielt werden. Die Brillanz von nahezu beugungsbegrenzt emittierenden Stab-, Scheiben- oder Slablasern liegt um Faktor drei bis acht unter der „Rekord“-Brillanz von Faserlasern [15]. Dies lässt sich folgendermaßen erklären:

Tabelle 2.1 Wissenschaftlich veröffentlichte „Rekord“-Werte für die Brillanz verschiedener Festkörperlaser mit gaußförmiger Intensitätsverteilung.

Lasertyp		mittlere Laserleistung (W)	Wellenlänge (μm)	M^2	Brillanz* ($\text{W}/\mu\text{m}^2$)
Nd:YAG Stab laser (2 Stäbe)	[16]	208	1,064	1,1	152
Yb:YAG Scheibenlaser	[17]	225	1,03	1,1	175
Rod-type Yb-Faserlaser	[18]	120	1,035	1,15	85
Photonic-crystal Yb-Faserlaser	[19]	131	1,04	1,15	92
Yb-Faserlaser	[15]	2000	1,075	1,2	1202

Tabelle 2.2 Brillanz von kommerziell erhältlichen Hochleistungs-Festkörperlasern.

Lasertyp		mittlere Laserleistung (W)	Wellenlänge (μm)	M^2	Brillanz* ($\text{W}/\mu\text{m}^2$)
Trumpf – Nd:YAG Stab laser	[9]				
HL 1003 D (3 Stäbe)		1400	1,064	35	0,99
HL 4006 D (8 Stäbe)		5500	1,064	74	0,89
HLD 4506 (6 Stäbe, diodengepumpt)		6000	1,064	74	0,97
Trumpf – Yb:YAG Scheibenlaser	[20]				
TruDisk 1000 (Werkstück) [†]		1000	1,03	6	25
TruDisk 8002 (Werkstück) [†]		8000	1,03	24	13
IPG – Faserlaser	[21]				
YLR-1000-SM		1000	1,06	1,15	673
YLR-10000		10000	1,06	15	41
YLR-10000 (Werkstück) [†]		10000	1,06	24	16

* Brillanz aus veröffentlichter Laserleistung und Strahlqualität berechnet.

[†] Leistung und Strahlqualität am Werkstück. Die originäre Leistung und Strahlqualität des Lasers kann abweichen.

Das Hauptproblem bei der Skalierung der Brillanz von beugungsbegrenzt emittierenden Festkörperlasern ist die im Lasermedium erzeugte Wärme. Die Temperatur des Lasermediums variiert räumlich als Funktion der Pump- und Kühlgeometrie. Dies führt zu mechanischen Spannungen und räumlich variierenden Änderungen des Brechungsindex im Medium. Störungen des Laserstrahls aufgrund von spannungsinduzierter Doppelbrechung und einer aberrationsbehafteten thermischen Linse sind die Folge. Das Ausmaß, in dem diese Effekte schädlich für die Strahlqualität und Effizienz des Lasers sind, hängt neben der Pump- und Kühlgeometrie von den thermo-optischen und thermo-elastischen Eigenschaften des Verstärkermediums ab. Die Störung nimmt allerdings mit steigender Pumpleistung zu. Hohe Laserausgangsleistungen bei gleichbleibend guter Strahlqualität sind daher nur schwierig realisierbar. Bei Faserlasern tritt dieses Problem nur begrenzt auf, da das Brechungsindexprofil der Faser so gewählt werden kann, dass nur der Grundmode geführt wird. Damit wird die Strahlqualität alleine durch das Design der Faser bestimmt.

Resonatorkonzepte wie der Scheibenlaser oder der „Zick-zack“-Slablasers sind entwickelt worden, um den Einfluss der im Medium deponierten Wärme auf die Strahlqualität zu reduzieren. Der Gewinn an Brillanz, den diese Laserkonzepte bieten, wird bei einem Vergleich der in Tabelle 2.2 aufgeführten kommerziell erhältlichen Hochleistungslaser ersichtlich. Während Stabsysteme bei Laserausgangsleistungen im kW-Bereich eine maximale Brillanz von $1 \text{ W}/\mu\text{m}^2$ aufweisen, bieten Scheibenlaser eine 10-25fach höhere Brillanz. Durch die sorgfältige Wahl der Pumpgeometrie eines Stablasers [16] wurde im Labor allerdings eine dem Scheibenlaser [17] äquivalente Brillanz gemessen (Tabelle 2.1), jedoch bei halbiertem Effizienz.

Ein Scheibenlaser kann jedoch nur dann als aberrationsreduziertes System bezeichnet werden, solange der Durchmesser des Laserstrahls geringer ist als der Durchmesser des gepumpten Bereiches. Nur über diesen Bereich ist die Temperatur der Scheibe in radialer Richtung homogen. Wird der Durchmesser des Laserstrahls grösser, so erfährt der Strahl sphärische Aberration. Um einen effizienten Laserbetrieb zu gewährleisten, muss der Überlapp von Laserstrahl zu gepumptem Bereich hoch sein. Beim Auslegen eines Laserresonators wird daher stets ein Kompromiss zwischen Effizienz und Aberrationsfreiheit der thermischen Linse eingegangen.

Eine passive Methode zur Korrektur von Aberrationen – und damit zur Verbesserung der Strahlqualität und Brillanz bei gleichzeitig hoher Effizienz – ist das Einfügen von diffraktiven oder stetigen Phasenplatten in den Resonator [22, 23]. Phasenplatten sind jedoch unflexibel, da sie nur eine bestimmte – bei der Fertigung festgelegte – Aberration korrigieren, und damit nicht auf zeitliche Änderungen der Aberrationen, z. B.

aufgrund der Pumpleistung, reagieren können. Dies macht sie für den Einsatz in Hochleistungslasern ungeeignet.

In Laser-Verstärker-Systemen können phasenkonjugierende nichtlineare Spiegel zur Aberrationskorrektur genutzt werden [24]. Laserpulse, die nach einem Durchlauf durch den Verstärker auf solch einen Spiegel treffen, werden durch stimulierte Brillouin Streuung reflektiert. Dabei wird die Phase des Pulses konjugiert. Beim Rücklauf durch den Verstärker kompensieren sich die aufgesammelten Phasenstörungen. Spiegel, die auf dem Effekt der stimulierten Brillouin Streuung beruhen, weisen jedoch ein Schwellverhalten auf und eignen sich daher nur für hohe Pulsleistungen. Sie sind nur eingeschränkt für den Einsatz im Laserresonator geeignet. Zudem erfährt der Puls bei der Reflexion eine Dopplerverschiebung, wird also frequenzverschoben.

Eine flexible Korrektur von thermooptischen Aberrationen kann nur durch aktive Komponenten erfolgen. Neben Flüssigkristall-basierten räumlichen Lichtmodulatoren, die als dynamisch ansteuerbare diffraktive Elemente genutzt werden können [25], bieten sich hierzu verformbare Spiegel an. Eine Charakterisierung verschiedener verformbarer Spiegel hinsichtlich ihrer Eignung zur Aberrationskorrektur im Laserresonator wird in Kapitel 4.1 erfolgen.

2.2 Adaptive Optik im Festkörperlaser

Erste Experimente mit dem Ziel, die Strahlqualität von Lasersystemen durch den Einsatz von verformbaren Spiegeln zu verbessern, wurden schon Ende der 1970er Jahre durchgeführt. Stephens et al. [26], Anafi et al. [27], Spinhirne et al. [28] und Oughstun [29-33] setzten verformbare Spiegel mit Piezostapel-Aktuatoren in instabilen CO₂-Resonatoren ein. Stephens erzielte eine 60-prozentige Verbesserung der Ausgangsleistung bei gleichbleibender Strahlqualität [26]. Aufgrund des vergleichsweise hohen Preises von Spiegel, Sensoren und Regelungstechnik wurde dieser Ansatz jedoch zunächst nicht weiter verfolgt. Erst mit der Verfügbarkeit günstiger Computer und CCD-Kameras Anfang der 1990er Jahre nahm das Interesse am Einsatz adaptiver Optik zur Strahlqualitätsverbesserung und Strahlformung wieder zu. 1994 realisierten Greiner et al. [34] einen Laserresonator, der durch Anpassung des Krümmungsradius eines Resonatordspiegels unabhängig von der Pumpleistung – und damit der Brennweite der thermischen Linse – am Rande des Stabilitätsbereiches operierte. Eingestellt wurde der Krümmungsradius des Spiegels dabei durch eine mittig auf die Spiegelrückseite drückende Mikrometerschraube. Cherezova et al. [35] nutzten 1996 einen konkav polierten semipassiven bimorphen Spiegel, um den Astigmatismus eines blitzlampengepumpten

Nd:YAG-Lasern zu kompensieren. Bei einer Laserleistung von 30 W mit einer Strahlqualität von $M^2 = 20$ vor der Optimierung und einem optimierten System von 12 W bei $M^2 = 9$ verbesserten sie die Brillanz des Lasers um den Faktor 2 [35]. Hierbei wurde die Spiegelverformung nicht automatisch geregelt, sondern die Steuerspannungen wurden manuell gesetzt. Eine Erhöhung der Brillanz konnte ebenfalls erreicht werden, indem die Verformung eines resonator-internen bimorphen Spiegels so berechnet wurde, dass der Eigenmode des Resonators supergaußförmig wurde. Durch den verbesserten Überlapp von gepumptem Bereich und Lasermode erhöhte sich die Laserausgangsleistung und damit – trotz verminderter Strahlqualität – auch die Brillanz [36]. Ähnliche Versuche wurden von Gerber et al. an einem quasi-cw-gepumpten Nd:YAG Laser [37] und von Beyersdorf an einem leeren Resonator [38] durchgeführt. Untersuchungen von Boyko belegen das Potential deformierbarer Spiegel zur resonator-externen Strahlformung. Mit einem bimorphen Spiegel wurde ein Gaußmode in einen Doughnut-Mode verwandelt [39].

Der Einsatz von deformierbaren Spiegeln als Güteschalter eines Laserresonators wurde von Kudryashov [40] mit einem bimorphen Spiegel an einem CO₂-Laser und – nach einer Idee von Wittrock [41] – von Vdovin [42] mit einem Membranspiegel für einen Nd:YAG-Laser realisiert. Durch eine zeitlich periodische Verformung des Spiegels wird der Auskoppelgrad des instabilen CO₂-Lasers periodisch verändert. Anders beim Nd:YAG-Laser, hier wird der Resonator zwischen stabilem und instabilem Regime hin und her geschaltet. Wird der Resonator stabil, so verringern sich beim Überqueren der Stabilitätsgrenze schlagartig die Beugungsverluste des Resonators. Laserstrahlung baut sich auf und ein Puls wird emittiert.

Aberrationen vermindern die Fokussierbarkeit von Laserstrahlen. Daher nutzen zahlreiche gepulste Hochenergie-Laser-Verstärker-Systeme bimorphe Spiegel zur Kompensation thermooptischer Aberrationen. Als Beispiel seien der „Petawatt High Energy Laser for Heavy Ion Experiments“ (PHELIX) der GSI in Darmstadt [43], der „Advanced Ti:Sa Laser“ (ATLAS) des MPI in Garching, das LULI-Projekt in Frankreich und der TW-Femto-Laser JAERI in Japan [44] genannt.

Ein geschlossener Regelkreis zur Kompensation von thermooptischen Aberrationen eines Laser-Verstärker-Systems wird von Buske et al. [45] beschrieben. Bei einer konstanten Ausgangsleistung von 90 W konnte die Strahlqualität des Systems durch die Kompensationen der thermooptischen Aberrationen des bogenlampengepumpten Nd:YAG-Verstärkers von $M^2 = 5$ auf $M^2 = 2,5$ verbessert werden. Der eingesetzte Membranspiegel wurde mittels eines evolutionären Algorithmus geregelt.

Ein erster geschlossen geregelter Laserresonator wurde von Lubeigt [46] vorgestellt. Auch hier wurde ein – mit Hilfe eines Hill-Climbing-Algorithmus geregelter – Membranspiegel eingesetzt. Der Nd:YVO₄-Laser erreichte eine Ausgangsleistung von 120 mW bei beugungsbegrenzter Strahlqualität. Bei 14 W Ausgangsleistung wurde mit dem gleichen Spiegel und einem evolutionären Algorithmus eine Verbesserung der Strahlqualität eines seitengepumpten grazing-incidence Nd:GdVO₄-Lasers von $M_x^2 = 27$, $M_y^2 = 10,5$ auf $M_x^2 = 9$, $M_y^2 = 3$ erreicht. Diese Verbesserung ist vermutlich jedoch nicht auf die Kompensation von Aberrationen zurückzuführen, sondern auf ein Justieren des Resonators durch den Spiegel (Defokus, Verkippung). Werden die Resonatorparameter so gewählt, dass der Laserstrahl schon vor Beginn der Optimierung beugungsbegrenzt ist, so erhöht sich die Ausgangsleistung des Resonators durch die Optimierung mit dem Membranspiegel von 3,7 W auf 4,3 W [47]. Die Optimierung eines Nd:YAG-Lasers mit einem deformierbaren Spiegel mit Piezostapel-Aktuatoren und einem evolutionärem Algorithmus wird von Yang et al. [48] beschrieben. Während der Optimierung ändert sich das Modenprofil des Lasers von TEM₁₀ zu TEM₀₀, bei nahezu konstanter Laserausgangsleistung.

3 Thermische Linse und Aberrationen

Wie im vorherigen Kapitel geschildert, stellen thermooptische Aberrationen ein Hauptproblem bei der Skalierung der Brillanz von beugungsbegrenzt emittierenden Festkörperlasern dar. Im folgenden Abschnitt werden deshalb anhand des Beugungsintegrals zunächst die Auswirkungen von Aberrationen auf die Propagation einer sphärischen Welle – den einfachsten Fall der freien Propagation – betrachtet. Aussagen über die Fokussierbarkeit eines aberrationsbehafteten Strahls folgen daraus. Anhand der tatsächlich an Laserkristallen gemessenen Aberrationen werden abschließend die Auswirkungen von thermooptischen Aberrationen auf Laserresonatoren diskutiert.

3.1 Auswirkungen von Aberrationen auf die freie Propagation

3.1.1 Das Beugungsintegral mit Aberrationen

Das Bild eines weit entfernten Punktes, das von einer kreisförmigen Linse oder Blende endlichen Durchmessers abgebildet wird, ist nicht wieder ein Punkt, sondern statt dessen ein Beugungsscheibchen, umgeben von Beugungsringen. Dieses Phänomen wird nicht durch Abbildungsfehler (Aberrationen) sondern alleine durch Beugung des Lichtes am Rand der Linse hervorgerufen.

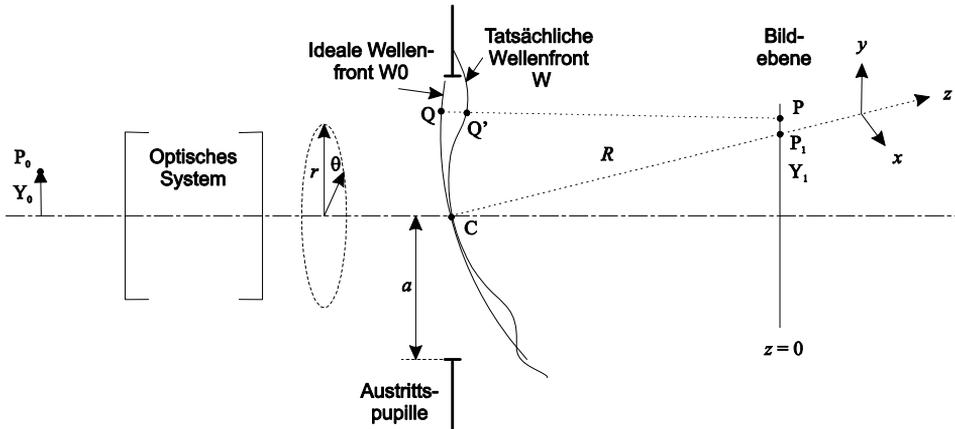


Abbildung 3.1 Beugungsbetrachtung von Aberrationen. Bezeichnung des Bezugssystems (nach [49, 50]).

Welchen Einfluss Aberrationen auf die Abbildung eines weit entfernten Punktes nehmen, wird im Folgenden anhand eines an Referenz [49] angelehnten Beispiels erläutert. In Abbildung 3.1 sind zwei Wellenfronten an der Austrittspupille eines optischen Systems dargestellt: die aberrationsbehaftete Wellenfront W und ihre sphärische Referenzwellenfront W_0 mit dem Radius R . Wäre W nicht aberrationsbehaftet, so wären beide Wellenfronten deckungsgleich. Die Wellenfront W ist kohärent, die Wellenlänge beträgt λ . In einem aberrationsfreien System (ideale Kugelwelle W_0) wird der Objektpunkt P_0 beugungsbegrenzt als Airyscheibchen mit dem Zentrum P_1 – im Folgenden als idealer Bildpunkt bezeichnet – in der Bildebene abgebildet. Aufgrund der im optischen System vorhandenen Aberrationen verschiebt sich das Zentrum des Airyscheibchens jedoch zu P und der Zerstreungskreis des Scheibchens vergrößert sich. Der Abstand des Objektpunktes P_0 bzw. des idealen Bildpunktes P_1 zur optischen Achse wird durch Y_0 bzw. Y_1 ausgedrückt. Der ideale Bildpunkt P_1 dient außerdem als Ursprung eines kartesischen Koordinatensystems, wobei die z -Achse des Koordinatensystems auf der Verbindungslinie CP_1 des idealen Bildpunktes P_1 mit dem Zentrum der Austrittspupille C liegt.

Die Abweichung der realen Wellenfront W von der sphärischen Referenzwelle W_0 wird durch die Aberrationsfunktion Φ beschrieben. Sind Q und Q' die Schnittpunkte eines beliebigen von P ausgehenden Strahls im Bildraum mit W_0 und W , und ist der Brechungsindex des Ausbreitungsmediums $n = 1$, so stellt die Strecke QQ' die Aberrationsfunktion $\Phi(Q)$ in dem Punkt Q dar.

Ist der Radius a der Austrittspupille des optischen Systems klein gegen den Radius R der Referenzwelle W_0 ($a \ll R$), so folgt nach [49] in paraxialer Näherung für die normierte Intensität $I(P)/I_1$ an dem verschobenen Bildpunkt P

$$\begin{aligned} \frac{I(P)}{I_1} &= \frac{1}{a^4 \pi^2} \left| \int_0^a \int_0^{2\pi} \exp(ik[W(r, \theta)]) r dr d\theta \right|^2 \\ &= \frac{1}{a^4 \pi^2} \left| \int_0^a \int_0^{2\pi} \exp \left(i \left[\Phi(r, \theta) - \frac{r}{R} \sqrt{x^2 + y^2} \cos(\theta - \psi) - \frac{z}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right] \right) r dr d\theta \right|^2, \end{aligned} \quad (3.1)$$

wobei r und θ die Polarkoordinaten in der Austrittspupille bezeichnen. Die Koordinaten x , y und z geben die Verschiebung von P bezüglich des Punktes P_1 an, und es gilt $\psi = \tan(y/x)$. I_1 bezeichnet die Intensität, die im idealen Bildpunkt P_1 gemessen werden könnte, falls keine Aberrationen vorhanden wären. Aus Gleichung (3.1) geht hervor, dass die Wellenfront W definiert ist als

$$W = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \left(\Phi - \frac{r}{R} \sqrt{x^2 + y^2} \cos(\theta - \psi) - \frac{z}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right). \quad (3.2)$$

Die Verkipfung $r/R \cdot \sqrt{x^2 + y^2} \cos(\theta - \psi)$ der Wellenfront entspricht einer Verschiebung des realen Bildpunktes P gegenüber dem idealen Bildpunkt P_1 in der xy -Ebene, die Defokussierung $z/2 \cdot (r/R)^2$ einer Verschiebung in z -Richtung. Dies entspricht einer Verschiebung des Ursprungs der Referenzwellenfront W_0 und damit einer Verschiebung der dreidimensionalen Intensitätsverteilung. Die Intensitätsverteilung selbst verändert sich – wie in [49] gezeigt – jedoch nicht. Verkipfung und Defokussierung sind also genau genommen kein Bestandteil der Aberrationsfunktion, werden jedoch häufig mit angegeben.

3.1.2 Zernike-Polynome

Um Wellenfronten auf ihren Anteil an elementaren Aberrationen untersuchen zu können, werden sie oft als Reihenentwicklung dargestellt. Im Grunde ist jede beliebige Reihenentwicklung möglich, bei kreisförmigen Wellenfronten ist jedoch die Entwicklung in so genannte Zernike-Polynome besonders zweckdienlich. Die Polynome sind in Polarkoordinaten r , θ definiert und über den Einheitskreis ($r \leq 1$) orthogonal zu einander. Das bedeutet konkret, dass kein Zernike-Polynom durch eine Linearkombination anderer Zernike-Polynome dargestellt werden kann. Die einzelnen Zernike-Koeffizienten sind unabhängig voneinander und können daher isoliert betrachtet wer-

den. Die Polynome sind normiert, der Maximalwert beträgt stets 1, der Minimalwert -1. Außerdem ist der Mittelwert jedes Zernike-Polynoms über den Einheitskreis gleich Null. Eine Ausnahme stellen der Piston-Term Z_0 mit dem konstanten Wert 1 und die sphärische Aberration mit dem Minimalwert -0,5 dar.

Als eine weitere Besonderheit kann jedes Zernike-Polynom als Produkt einer reinen Radial-Funktion $R_{2n-m}^m(r)$ mit einer reinen Winkelfunktion ausgedrückt werden

$$\begin{aligned} Z_{k=n^2+2(n-m)}(r, \theta) &= R_{2n-m}^m(r) \cdot \cos(m\theta) \\ Z_{k=n^2+2(n-m)+1}(r, \theta) &= R_{2n-m}^m(r) \cdot \sin(m\theta) \quad \text{für } m > 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$Z_{k=n^2+2n}(r) = R_{2n}^0 \quad \text{für } m = 0. \quad (3.4)$$

Dabei sind n und m natürliche Zahlen und es gilt $n \geq m \geq 0$. Wenn $(n-m)$ gerade ist, so lautet die Definition der Radialfunktion

$$R_{2n-m}^m(r) = r^m \cdot \sum_{s=0}^{n-m} (-1)^s \frac{(2n-m-s)!}{s!(n-s)!(n-m-s)!} r^{2(n-s)-m} \quad (3.5)$$

und für $(n-m)$ ungerade

$$R_{2n-m}^m(r) = 0 \quad (3.6)$$

Dabei gibt m die azimutale Ordnung des Polynoms an, während die radiale Ordnung durch $(2n-m)$ bestimmt wird. Polynome mit $m = 0$ sind winkelunabhängig. Die Gleichungen (3.3) bis (3.6) folgen der Definition der Zernike-Polynome nach Wyant [51]. Weitere gebräuchliche Definitionen sind die Definition nach Born und Wolf [49] und die Normierung nach Noll [52]. Diese drei Definitionen unterscheiden sich in der Normierung und in der Sortierung der Zernike-Polynome. In dieser Arbeit wird jedoch stets die Definition und Sortierung nach Wyant genutzt. Die Zernike-Polynome bis zur vierten Ordnung sind in Tabelle 3.1 dargestellt.

Jede beliebige Wellenfront W kann nun als Summe der einzelnen Zernike-Polynome Z_k ausgedrückt werden, wobei jedes Polynom durch einen so genannten Zernike-Koeffizienten b_k gewichtet wird.

$$W(r, \theta) = \sum_{k=1}^{\infty} b_k Z_k(r, \theta) \quad (3.7)$$

Die Sortierung der Zernike-Polynome erfolgt nach

$$\begin{aligned} k = n^2 + 2(n-m) & \quad \text{für } Z_k(r, \theta) = R_{2n-m}^m(r) \cdot \cos(m\theta) \\ k = n^2 + 2(n-m) + 1 & \quad \text{für } Z_k(r, \theta) = R_{2n-m}^m(r) \cdot \sin(m\theta) \quad \text{für } m > 0 \end{aligned} \quad (3.8)$$

Tabelle 3.1 Die Zernike-Polynome bis zur vierten Ordnung nach Wyant [51]

n	m	k	Zernike-Polynom	Bedeutung
0	0	0	$Z_0 = 1$	Piston (Verschiebung)
1	1	1	$Z_1 = r \cdot \cos \theta$	Tilt x (Verkipfung x)
		2	$Z_2 = r \cdot \sin \theta$	Tilt y (Verkipfung y)
2	0	3	$Z_3 = 2r^2 - 1$	Defokus
		4	$Z_4 = r^2 \cdot \cos 2\theta$	Astigmatismus 0°
	1	5	$Z_5 = r^2 \cdot \sin 2\theta$	Astigmatismus 45°
		6	$Z_6 = (3r^2 - 2)r \cdot \cos \theta$	Koma x
3	0	7	$Z_7 = (3r^2 - 2)r \cdot \sin \theta$	Koma y
		8	$Z_8 = 6r^4 - 6r^2 + 1$	Sphärische Aberration, r^4
	3	9	$Z_9 = r^3 \cdot \cos 3\theta$	Trefoil 0°
		10	$Z_{10} = r^3 \cdot \sin 3\theta$	Trefoil 30°
	2	11	$Z_{11} = (4r^2 - 3)r^2 \cdot \cos 2\theta$	Astigmatismus 0° , r^4
		12	$Z_{12} = (4r^2 - 3)r^2 \cdot \sin 2\theta$	Astigmatismus 45° , r^4
4	1	13	$Z_{13} = (10r^4 - 12r^2 + 3)r \cdot \cos \theta$	Koma x, r^5
		14	$Z_{14} = (10r^4 - 12r^2 + 3)r \cdot \sin \theta$	Koma y, r^5
	0	15	$Z_{15} = 20r^6 - 30r^4 + 12r^2 - 1$	Sphärische Aberration, r^6
		16	$Z_{16} = r^4 \cdot \cos 4\theta$	Tetrafoil x
3	1	17	$Z_{17} = r^4 \cdot \sin 4\theta$	Tetrafoil y
		18	$Z_{18} = (5r^2 - 4)r^3 \cdot \cos 3\theta$	Trefoil 0° , r^5
	2	19	$Z_{19} = (5r^2 - 4)r^3 \cdot \sin 3\theta$	Trefoil 30° , r^5
		20	$Z_{20} = (15r^4 - 20r^2 + 6)r^2 \cdot \cos 2\theta$	
2	1	21	$Z_{21} = (15r^4 - 20r^2 + 6)r^2 \cdot \sin 2\theta$	
		22	$Z_{22} = (35r^6 - 60r^4 + 30r^2 - 4)r \cdot \cos \theta$	
	0	23	$Z_{23} = (35r^6 - 60r^4 + 30r^2 - 4)r \cdot \sin \theta$	
		24	$Z_{24} = 70r^8 - 140r^6 + 90r^4 - 20r^2 + 1$	

$$k = n^2 + 2n \quad \text{für } Z_{2n}^0(r, \theta) = R_{2n}^0(r) \quad \text{für } m = 0. \quad (3.9)$$

Die Varianz σ_W^2 der Wellenfront beträgt

$$\sigma_W^2 = \langle W^2 \rangle - \langle W \rangle^2. \quad (3.10)$$

Da die Wellenfront W nach Gleichung (3.7) als Summe gewichteter Zernike-Polynome – ohne Piston-Term – ausgedrückt werden kann, und da der Mittelwert eines jeden Zernike-Polynoms gleich Null ist, verschwindet auch der Mittelwert $\langle W \rangle$ der Wellenfront. Es gilt

$$\sigma_W^2 = \langle W^2 \rangle = \left[\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^1 W^2(r, \theta) r dr d\theta \right]. \quad (3.11)$$

Aufgrund der Orthogonalität der Zernike-Polynome lässt sich die Varianz der Wellenfront auch als Summe der Varianzen σ_k^2 der einzelnen Zernike-Polynome ausdrücken

$$\sigma_W^2 = \sum_{k=1}^{\infty} b_k \sigma_k^2. \quad (3.12)$$

Durch Einsetzen der Gleichungen (3.7) bis (3.11) in Gleichung (3.12) ergibt sich die Varianz damit als Funktion der Zernike-Koeffizienten zu

$$\sigma_W^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{(b_{n^2+2n})^2}{2n+1} + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^n \left[\frac{(b_{n^2+2(n-m)})^2 + (b_{n^2+2(n-m)+1})^2}{2n-m+1} \right] \right]. \quad (3.13)$$

Eine Addition von zusätzlichen Zernike-Termen führt demnach stets zu einer Erhöhung der Varianz einer Wellenfront.

Im vorherigen Abschnitt wurde die Aberrationsfunktion Φ einer Wellenfront W als Differenz der Wellenfront mit der zugehörigen sphärischen Referenzwellenfront W_0 definiert (vgl. Gleichung (3.2)). Damit ist die Varianz der Aberrationsfunktion Φ unabhängig von den Zernike-Polynomen Tilt und Defokus und ergibt sich zu

$$\sigma_{\Phi}^2 = \sum_{n=2}^{\infty} \left[\frac{(b_{n^2+2n})^2}{2n+1} + \frac{1}{2} \sum_{m=1}^n \left[\frac{(b_{n^2+2(n-m)})^2 + (b_{n^2+2(n-m)+1})^2}{2n-m+1} \right] \right]. \quad (3.14)$$

Die Quadratwurzel der Varianz wird alternativ auch als rms-Wellenfrontfehler σ_{Φ} bezeichnet.

3.1.3 Ein Maß für Aberrationen – das Strehl-Verhältnis

Die Maximalintensität des Beugungsscheibchens eines real abgebildeten punktförmigen Objektes wird – im Vergleich zu einer idealen Abbildung – durch die Aberrationen des optischen Systems stets verringert. Das Verhältnis der real vorhandenen zur theoretisch möglichen maximalen Intensität im Zentrum des Beugungsscheibchens wird als Strehl-

Verhältnis oder auch Strehl'sche Definitionshelligkeit bezeichnet. Sind die Aberrationen des optischen Systems gering, so lässt sich das Strehl-Verhältnis als Funktion der Varianz der Aberrationsfunktion Φ beschreiben.

Das Verhältnis der Intensität einer aberrationsbehafteten Wellenfront W zu der Intensität einer aberrationsfreien Wellenfront W_0 in einem beliebigen Punkt P in der Bildebene lässt sich mit Gleichung (3.1) berechnen. Ist die Aberrationsfunktion frei von Tilt und Defokus, so ist P der Ursprung der Referenzwellenfront W_0 . Gleichung (3.1) entspricht also dem Strehl-Verhältnis S

$$S = \frac{I(P)}{I_1} = \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} e^{ik\Phi(r,\theta)} r dr d\theta \right|^2 \quad (3.15)$$

$$= \frac{1}{\pi^2} \left| \int_0^1 \int_0^{2\pi} \left[1 + ik\Phi(r,\theta) + \frac{1}{2}(ik\Phi(r,\theta))^2 + \frac{1}{6}(ik\Phi(r,\theta))^3 + \dots \right] r dr d\theta \right|^2,$$

wobei k den Wellenvektor $k = 2\pi / \lambda$ bezeichnet. Unter der Annahme, dass die Varianz σ_Φ der Aberrationsfunktion kleiner ist als $1/\sqrt{2}k$, kann die Reihenentwicklung in Gleichung (3.15) nach der zweiten Ordnung abgebrochen werden. Damit ergibt sich das Strehl-Verhältnis zu

$$S \approx \left| 1 + ik \langle \Phi \rangle + \frac{1}{2} k^2 \langle \Phi^2 \rangle \right|^2$$

$$\approx 1 - k^2 \left[\langle \Phi^2 \rangle - \langle \Phi \rangle^2 \right] \quad (3.16)$$

$$\approx 1 - k^2 \sigma_\Phi^2$$

Für kleine Aberrationen ist das Strehl-Verhältnis demnach unabhängig von der Form der Aberrationsfunktion. Diese Näherung ist zulässig, solange $\sigma_\Phi < 1/\sqrt{2}k = 0,11 \cdot \lambda$, also für $S > 0,5$. Aufgrund der Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung der Taylorreihenentwicklung ist der Betrag des mit Gleichung (3.16) genäherten Strehl-Verhältnisses kleiner als der exakt berechnete Wert. Eine genauere Näherung des Strehl-Verhältnisses wird von Mahajan zu

$$S \approx e^{-k^2 \sigma^2} \quad (3.17)$$

angegeben [53]. Mit dieser Näherung lassen sich Strehl-Verhältnisse bis $S > 0,3$, also für $\sigma_\Phi < \sqrt{\ln(10/3)}/k = 0,17 \cdot \lambda$, mit weniger als 10 % Fehler berechnen.

Streng genommen sind Gleichung (3.16) und (3.17) nur für eine gleichmäßige Ausleuchtung der Austrittspupille des optischen Systems gültig. Bei ungleichmäßiger Aus-

leuchtung sind diese Näherungen allerdings unter der Bedingung zulässig, dass σ_Φ^2 die intensitätsgewichtete Varianz der Aberrationsfunktion der Wellenfront darstellt [49, 54].

Das Strehl-Verhältnis wird häufig als Indikator für den Einfluss der Aberrationen auf die Abbildungsqualität eines realen optischen Systems genutzt. In welchem Maße ein optisches System ein Absinken des Strehl-Verhältnisses tolerieren kann ist anwendungsabhängig, jedoch gilt, dass eine Abnahme auf 80 % im Allgemeinen tolerabel ist [49]. Bei einem Strehl-Verhältnis $S > 0,8$ wird ein System daher als „beugungsbegrenzt“ bezeichnet. Mit Gleichung (3.16) ergibt sich daraus das sogenannte Maréchal-Kriterium: Ein optisches System gilt als beugungsbegrenzt, wenn der rms-Wellenfrontfehler σ_Φ geringer ist als $\lambda/14$ [49, 51]. Dabei gibt λ die Wellenlänge an.

Bei der Charakterisierung eines optischen Systems wird häufig statt des rms-Wellenfrontfehlers der Peak-to-valley-Wert der Aberrationsfunktion angegeben. Mit Gleichung (3.15) lässt sich zeigen, dass das Strehl-Verhältnis für einen gegebenen rms-Wellenfrontfehler σ_Φ minimal wird, wenn die Aberrationsfunktion Φ über der Hälfte der Apertur des optischen Systems den Wert $2\sigma_\Phi$ aufweist und über die restliche Aperturfläche gleich Null ist. Diese Verteilung verursacht bei einem gegebenen Peak-to-valley-Wert PV_Φ der Aberrationsfunktion ebenfalls ein minimales Strehl-Verhältnis. Der maximale Peak-to-valley-Wert, der ein Strehl-Verhältnis grösser 80 % und damit ein beugungsbegrenztes System garantiert, liegt damit bei $\lambda/7$ [55]. Diskontinuierliche Aberrationsfunktionen treten in der Realität jedoch nur selten auf. Bei Aberrationsfunktionen, die im Wesentlichen aus Zernike-Polynomen niedriger Ordnung zusammengesetzt sind, kann daher – ausgehend von der sogenannten Rayleigh-Regel [49, 56] – bei einem Peak-to-valley-Wert $PV_\Phi < \lambda/4$ von einem beugungsbegrenztem System mit $S > 0,8$ ausgegangen werden.

Neben dem rms-Wellenfrontfehler wird in der Praxis häufig die optische Transferfunktion (OTF) als Bewertungskriterium für die Abbildungsqualität optischer Systeme herangezogen [56]. Die Kombination von OTF und rms-Wellenfrontfehler zum sogenannten Hopkins-Kriterium wird für eine überschlägige Abschätzung von Toleranzen bei der Auslegung optischer Systeme genutzt [57, 58].

3.2 Thermische Effekte in Laserkristallen

Bei der optischen Anregung eines Laserkristalls wird neben der für den Laserprozess notwendigen Besetzungsinversion auch Wärme im Kristall erzeugt. Der Anteil der optischen Pumpleistung, der in Wärme umgewandelt wird, wird im Wesentlichen durch den

Quantendefekt zwischen der absorbierten Pumpwellenlänge und der emittierten Laserwellenlänge und durch die Quanteneffizienz bestimmt. Partielle Absorption des UV- und IR-Anteils spektral breitbandiger Pumpquellen wie Bogen- oder Blitzlampen kann zu einem zusätzlichen Wärmeeintrag in den Kristall führen. Desweiteren erhöhen nicht-strahlende Prozesse wie „Excited-state absorption“ und „Quenching“ den Wärmeeintrag. Neben der räumlichen und spektralen Pumplichtverteilung wird das Temperaturprofil des Kristalls ebenfalls durch die Kühlgeometrie, die räumliche Intensitätsverteilung der Laserstrahlung im Kristall und durch die thermische Leitfähigkeit des Kristalls bestimmt.

3.2.1 Temperaturprofil

Zur Bestimmung des sich im Laserkristall ausbildenden Temperaturprofils kann bei kontinuierlicher Anregung die stationäre Wärmeleitungsgleichung verwendet werden [59]

$$-Q(x, y, z) = K_c(T) \cdot \nabla^2 T(x, y, z) + \frac{dK_c(T)}{dT} (\nabla T(x, y, z))^2, \quad (3.18)$$

wobei $T(x, y, z)$ das räumliche Temperaturprofil des Kristalls beschreibt und $K_c(T)$ die Wärmeleitfähigkeit bezeichnet. Die pro Volumeneinheit eingebrachte Wärmemenge $Q(x, y, z)$ wird durch die räumliche Pumplichtverteilung bestimmt.

Für einen zylinderförmigen Kristall und unter Annahme eines axialsymmetrischen Pumpprofils lässt sich Gleichung (3.18) in Zylinderkoordinaten darstellen

$$\begin{aligned} -Q(r, z) = K_c(T) \cdot \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T(r, z)}{\partial z^2} \right] \\ + \frac{\partial K_c(T)}{\partial T} \cdot \left[\left(\frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \right)^2 \right]. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Erfolgt die Kühlung des Kristalls über die Mantelfläche, so kann in erster Näherung die Konvektionskühlung an den Kristallenden vernachlässigt werden. Die aus der Literatur [6, 60-63] bekannten Modelle für die Temperaturverteilung im Kristall bei jeweils unterschiedlichen Pumpegeometrien lassen sich – mit der Näherung einer temperaturunabhängigen Wärmeleitfähigkeit K_c – zu folgendem Temperaturprofil des Kristalls zusammenfassen

$$T(r, z) = T(R, z) + \frac{P_h}{2\pi K_c L} \cdot q(z) \cdot \int_r^R \frac{s(r')}{r'} dr', \quad (3.20)$$

wobei P_h die gesamte in den Kristall eingebrachte Wärmeleistung, R den Radius und L die Länge des Kristalls bezeichnen. $s(r)$ gibt an, welcher Anteil der Wärmeleistung in einer Scheibe mit Radius r enthalten ist

$$s(r) = \frac{2\pi}{P_h} \int_0^L \int_0^r Q(r', z') r' dr' dz' \quad (3.21)$$

und $q(z)$ beschreibt die Abhängigkeit der Wärmeleistung von z . Ist die Wärmeleistung unabhängig von z , so gilt $q(z) = 1$. Bei einseitig endgepumpten Kristallen gilt

$$q(z) = L \cdot \frac{\alpha_p e^{-\alpha_p z}}{1 - e^{-\alpha_p L}}, \quad (3.22)$$

bei beidseitig endgepumpten Kristallen

$$q(z) = L \cdot \frac{\alpha_p}{2(1 - e^{-\alpha_p L})} \cdot \left(e^{-\alpha_p z} + e^{-\alpha_p(L-z)} \right), \quad (3.23)$$

wobei α_p der Absorptionskoeffizient des Pumplichtes ist.

Bei Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit ergibt sich das Temperaturprofil für den einfachsten Fall $K_C(T) = a/T$ zu

$$T(r, z) = T(R, z) \cdot \exp\left(\frac{P_h}{2\pi a L} \cdot q(z) \cdot \int_r^R \frac{s(r')}{r'} dr' \right), \quad (3.24)$$

mit der Materialkonstante a . Ist die Wärmeleitfähigkeit eine Funktion höherer Ordnung der Temperatur, so ist keine geschlossene Lösung des Temperaturprofils möglich. Dies ist z. B. bei dem Material Titan:Saphir der Fall.

3.2.2 Thermische Linse

Das Auftreten von Temperaturgradienten verursacht mechanische Spannungen im Kristall, die im schlimmsten Falle zum Bruch des Kristalls führen können. Unterhalb der Zerstörschwelle führen die räumlichen Temperatur- und Spannungsverteilungen im Kristall zu einer Verformung des Kristalls und – infolge des thermooptischen und des photoelastischen Effekts – zu lokalen Änderungen des Brechungsindex.

Das Brechungsindexprofil setzt sich also aus dem konstanten Anteil n_0 , sowie aus temperatur- und spannungsabhängigen Anteilen Δn_T und Δn_ε zusammen

$$n(r, z) = n_0 + \Delta n_T(r, z) + \Delta n_\varepsilon(r, z). \quad (3.25)$$

Der Brechungsindex-bedingte Anteil der optische Weglängendifferenz OPD (optical path difference), die ein durch den Kristall propagierender Strahl erfährt, berechnet sich

als Integral der lokalen Brechungsindexänderung $n(r, z) - n_0$ über den Weg des Strahls durch den Kristall. Bei kollimierten Strahlen kann der Strahlenweg näherungsweise als parallel zur Kristallachse angenommen werden. In Kombination mit der thermisch bedingten Ausdehnung $\Delta L(r)$ des Kristalls in z-Richtung ergibt sich die OPD damit zu

$$\begin{aligned} OPD(r) &= \int_0^L (\Delta n_r(r, z) + \Delta n_\varepsilon(r, z)) dz + (n_0 - 1) \cdot \Delta L(r) \\ &= \int_0^L \left(\frac{\partial n}{\partial T} \Delta T(r, z) + \sum_{i,j=1}^3 \frac{\partial n}{\partial \varepsilon_{i,j}} \varepsilon_{ij} \right) dz + (n_0 - 1) \cdot \Delta L(r) \end{aligned} \quad (3.26)$$

wobei $\Delta T(r, z) = T(r, z) - T(R, z)$ die Temperaturdifferenz zur Mantelfläche des Kristalls ist, ε_{ij} der Tensor der im Kristall vorliegenden mechanischen Spannungen und α_T den thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Kristalls bezeichnen. Die geringe Temperaturabhängigkeit von $\partial n / \partial T$ -Koeffizienten wird gewöhnlich vernachlässigt. Die thermisch bedingte Ausdehnung $\Delta L(r)$ des Kristalls berechnet sich im ebenen Spannungsfall („plane stress“) zu

$$\Delta L(r) = \int_0^L ((1 + \nu) \alpha_T \Delta T(r, z)) dz, \quad (3.27)$$

wobei ν die Poisson-Zahl bezeichnet. Ein ebener Spannungsfall liegt vor bei endgepumpten Kristallen oder solange $L / 2R < 1,5$ [64, 65]. Kann keine ebene Spannung angenommen werden, so gibt Koechner die thermisch bedingte Ausdehnung des Kristalls zu

$$\begin{aligned} \Delta L(r) &= R \cdot \alpha_T \cdot \Delta T(r) \\ &= R \cdot \alpha_T \cdot \frac{1}{L} \int_0^L \Delta T(r, z) dz \end{aligned} \quad (3.28)$$

an. Werden auch die spannungsinduzierten Änderungen des Brechungsindex vernachlässigt, so gilt

$$OPD(r) = \int_0^L \left(\frac{\partial n}{\partial T} + (n_0 - 1) \frac{R}{L} \cdot \alpha_T \right) \Delta T(r, z) dz \quad (3.29)$$

bzw. im ebenen Spannungsfall

$$OPD(r) = \int_0^L \left(\frac{\partial n}{\partial T} + (n_0 - 1)(1 + \nu) \alpha_T \right) \Delta T(r, z) dz. \quad (3.30)$$

Die OPD eines durch den Kristall propagierenden Strahls ist also in erster Näherung proportional zu dem über die Länge des Stabes integrierten Temperaturprofil. Im ein-

fachsten Falle eines homogen gepumpten Laserkristalls, ist die eingebrachte Wärmeleistung unabhängig von r und z . Mit Gleichung (3.20) ergibt sich ein parabolisches Temperaturprofil zu

$$T(r) = T(R) + \frac{P_h}{4\pi K_c L} \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right). \quad (3.31)$$

Damit wird auch Gleichung (3.30) parabelförmig. Mit

$$f_{th}(r) = \left[-\frac{d^2}{dr^2} OPD(r) \right]^{-1} \quad (3.32)$$

wirkt der Kristall auf einen durch ihn propagierenden Strahl wie eine ideale dicke Linse der Brennweite $f_{th} = 2\pi R^2 K_c / \left(P_h \left(\frac{\partial n}{\partial T} + (n_0 - 1) \frac{R}{L} \cdot \alpha_T \right) \right)$. Man spricht daher auch von einer thermisch induzierten oder thermischen Linse. Der Anteil der Krümmung der Endflächen an der thermischen Linse ist für Nd:YAG und Nd:YVO₄ im Allgemeinen kleiner als 6% [3] und wird daher vernachlässigt. Damit steigt die Brechkraft der idealen thermischen Linse nahezu linear mit der in den Kristall eingebrachten Wärmeleistung P_h . Können die Temperaturabhängigkeit von $\partial n / \partial T$ oder der Wärmeleitfähigkeit $K_c(T)$ nicht vernachlässigt werden [6, 62], so ergibt sich allerdings auch bei einer homogenen Pumplichtverteilung kein rein parabelförmiges Temperaturprofil mehr. Die thermische Linse ist somit aberrationsbehaftet.

Unabhängig von $K_c(T)$ und $\partial n / \partial T$ treten Aberrationen auf, wenn die in den Kristall eingebrachte Wärmemenge ortsabhängig, also nicht mehr homogen über das Volumen verteilt ist. Typische Szenarien sind der seitengepumpte Stab, bei dem die Pumpleistung entweder verstärkt am Kristallrand oder verstärkt an der Kristallachse absorbiert wird, oder endgepumpte Stäbe.

Hodgson und Weber [6] errechnen das Temperaturprofil eines parabelförmig gepumpten Kristalls zu

$$T(r) = T(R) + \frac{P_h}{2\pi K_c L} \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 - \frac{\beta}{4} \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^4 \right) \right] \quad (3.33)$$

wobei

$$Q(r) = \frac{1 - \beta \left(\frac{r}{R} \right)^2}{1 - \beta / 2}. \quad (3.34)$$

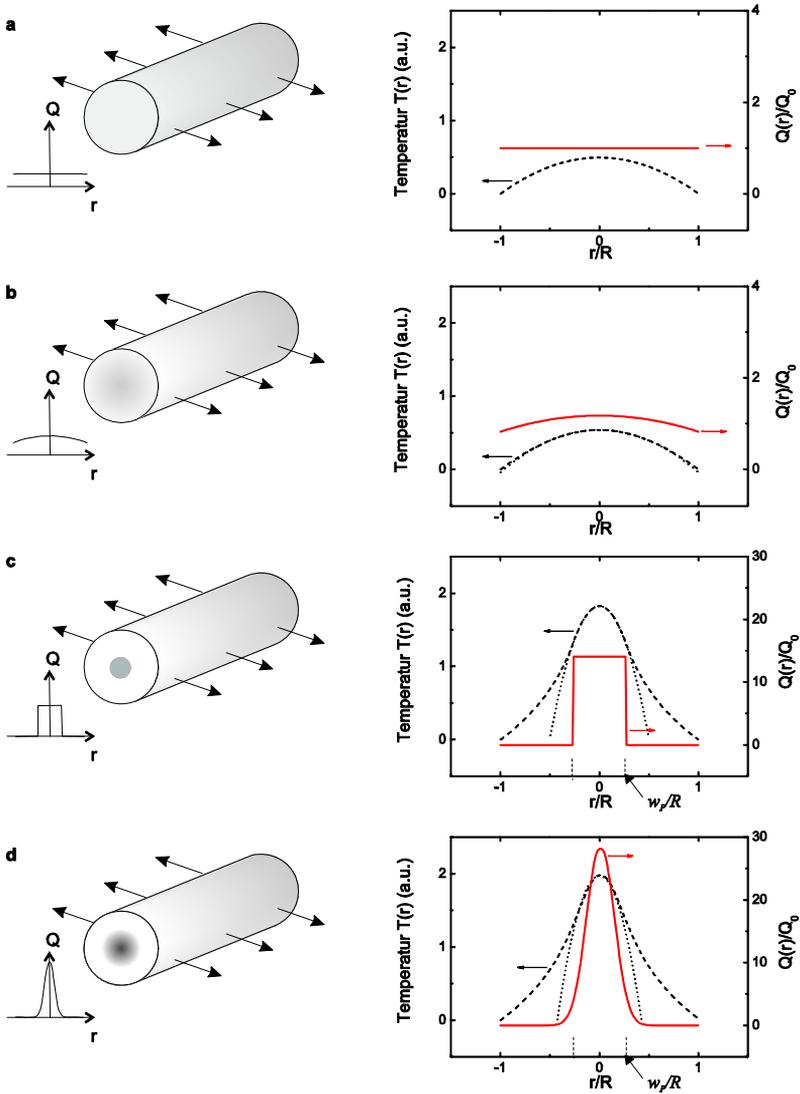


Abbildung 3.2 Temperaturprofil von gepumpten zylinderförmigen Laserkristallen in Abhängigkeit von der räumlichen Verteilung des Wärmeeintrags. Die Graphen zeigen den Wärmeeintrag (durchgezogene Linie), das Temperaturprofil des Kristalls (gestrichelt) und die parabolische Näherung des Temperaturprofils für achsnahe Strahlen (gepunktet) als Funktion des Abstands r von der Stabachse. Ganz oben ist ein homogen (a), darunter ein parabelförmig (b) gepumpter Stab aufgetragen. Als drittes wird ein „rechteckig“ oder Top-Hat-förmig gepumpter Stab (c) gezeigt. Unten schließlich ist der Wärmeeintrag gaußförmig (d). Der Radius w_p des Top-Hats beträgt 27 % des Stabradius R . Auch der $1/e^2$ -Radius w_p der unten gezeigten gaußförmigen Pumpverteilung beträgt 27 % von R . Der Gesamtwärmeeintrag P_h ist für alle Graphen gleich.

und β die Krümmung der Parabel bestimmt. Da die OPD des Laserkristalls laut Gleichung (3.30) proportional zum Temperaturprofil ist, zeigt die thermische Linse sphärische Aberrationen.

Das Temperaturprofil eines Top-Hat-förmig einseitig endgepumpten Kristalls ergibt sich zu

$$T(r, z) = T(R) + \frac{P_h}{4\pi K_C L} \cdot q(z) \cdot \begin{cases} 1 - \left(\frac{r}{w_p}\right)^2 + \ln\left(\frac{R}{w_p}\right)^2 & \text{für } r \leq w_p \\ \ln\left(\frac{R}{r}\right)^2 & \text{für } w_p < r \leq R \end{cases} \quad (3.35)$$

wobei w_p der Radius des Pumpflecks ist [60].

In Abbildung 3.2 sind die Temperaturprofile, die sich bei homogenem, parabel-, Top-Hat- oder gaußförmigem Wärmeeintrag in einen zylinderförmigen Stab ergeben, aufgetragen. Der Stab wird über die Mantelseiten gekühlt, Konvektionskühlung über die Stirnseiten wird vernachlässigt. Der Gesamtwärmeeintrag P_h ist für alle vier Fälle gleich und die Wärmeleitfähigkeit K_C wird temperaturunabhängig angenommen. Die parabelförmige Näherung des berechneten Temperaturprofils für paraxiale Strahlen ist ebenfalls aufgetragen. Ein parabelförmiges Temperaturprofil und damit eine aberrationsfreie thermische Linse erhält man bei einem homogenen Wärmeeintrag über den homogen gepumpten Bereich (Abbildung 3.2a,c). Für das Beispiel eines Top-Hat-förmig endgepumpten Kristalls bedeutet dies, dass ein Laserstrahl, dessen Durchmesser geringer ist als der Durchmesser des Pumpflecks, eine ideale thermische Linse erfährt. Ist der Durchmesser des Laserstrahls hingegen grösser als der des Pumpflecks, so erfährt der Strahl sphärische Aberrationen. Ist die Pumpverteilung kein Top-Hat, sondern parabolisch (Abbildung 3.2b) oder gaußförmig (Abbildung 3.2d), so erfährt auch ein Laserstrahl, der den gleichen Durchmesser hat wie der Pumpfleck, Aberrationen.

Bisher wurde zur Berechnung der OPD – und damit der thermischen Linse – stets die Integration der lokalen Brechungsindexänderungen parallel zur Stabachse verwendet (Gleichung (3.26), (3.29) und (3.30)). Dies ist jedoch nur zulässig, wenn der durch den Stab propagierende Strahl kollimiert ist. Ist der Strahl nicht kollimiert oder wird die Brennweite der thermischen Linse kürzer als die Rayleigh-Länge des Strahls, so kann der Strahlweg nicht mehr parallel zur Stabachse angenommen werden und die Integration muss entlang des realen Strahlweges erfolgen. Für thermische Linsen mit ausschließlich sphärischer Aberration r^4 ergibt sich daher ein Korrekturfaktor zu Gleichung (3.30), der abhängig ist von Durchmesser und Divergenz des Strahls beim Eintritt in den Stab, von der Brennweite der thermischen Linse und von der Stärke der sphärischen Aberrati-

on. Für kollimierte Strahlen und lange Brennweiten geht dieser Faktor gegen 1. Bei einer kurzen Brennweite wird der Korrekturfaktor kleiner als 1, wobei er desto kleiner wird, je unsymmetrischer die Strahlgeometrie innerhalb des Stabes ist. Die realen Aberrationen, die ein Strahl beim Durchgang durch einen gepumpten Stab erfährt, sind also in der Regel kleiner als die mit Gleichung (3.30) berechneten [62].

Bislang wurde als Ursache für die Ausbildung der thermischen Linse nur die thermischen Änderungen des Brechungsindex betrachtet. Für eine exakte Berechnung müssen jedoch auch die Brechungsindexänderungen infolge der im Kristall vorliegenden mechanischen Spannungen berücksichtigt werden (Gleichung (3.26)). Da sich die aufgrund der Temperaturgradienten im Kristall induzierten mechanischen Spannungen ε_{ij} in radialer und azimuthaler Richtung unterscheiden, ist die Änderung des Brechungsindex für die radiale und die azimuthale Polarisationskomponente im Allgemeinen nicht identisch. Isotrope Laserkristalle, wie z.B. Nd:YAG, werden daher doppelbrechend. Die thermische Linse besitzt zwei Brennweiten, eine für die radiale und eine für die azimuthale Polarisationskomponente des durch den Kristall propagierenden Strahls. Ein linear polarisierter Strahl erfährt somit eine nicht-rotationssymmetrische thermische Linse, was zu einer Verschlechterung der Strahlqualität führt. Außerdem führen die unterschiedlichen Brechungsindizes zu einer Depolarisation des Strahls. Mit einem Brechungsindexunterschied von etwa 15-20 % beträgt die Depolarisation bei Nd:YAG maximal 25 % [3].

Zahlreiche Veröffentlichungen befassen sich mit der Entwicklung von Methoden zur Kompensation der Spannungsdoppelbrechung. Bei Laserresonatoren mit Pumpleistungen unter 100 W bewirkt eine $\lambda/4$ -Platte zwischen dem Laserkristall und dem Resonatorenspiegel einen Vorzeichenwechsel des depolarisierten Lichts in Vergleich zu der gewünschten Polarisation. Das beim Rückweg durch den Kristall generierte depolarisierte Licht ist daher außer Phase mit dem auf dem Hinweg erzeugten depolarisierten Anteil und löscht diesen aus [66]. Bei beliebig hohen Pumpleistungen erlauben 90° -Polarisationsrotatoren die Kompensation von thermisch induzierter Doppelbrechung. Sie werden entweder zwischen zwei identischen Laserstäben positioniert oder zwischen Laserstab und Resonatorenspiegel. Beim Durchgang durch den Rotator werden die Polarisationsrichtungen um 90° gedreht. Der radial polarisierte Anteil, der beim ersten Durchgang durch einen Laserstab die radiale Brechkraft erfahren hat, erfährt somit beim zweiten Durchgang die tangential Brechkraft des Laserstabes. Auf den gesamten Strahlquerschnitt wirkt daher der Mittelwert von radialer und tangentialer Brechkraft.

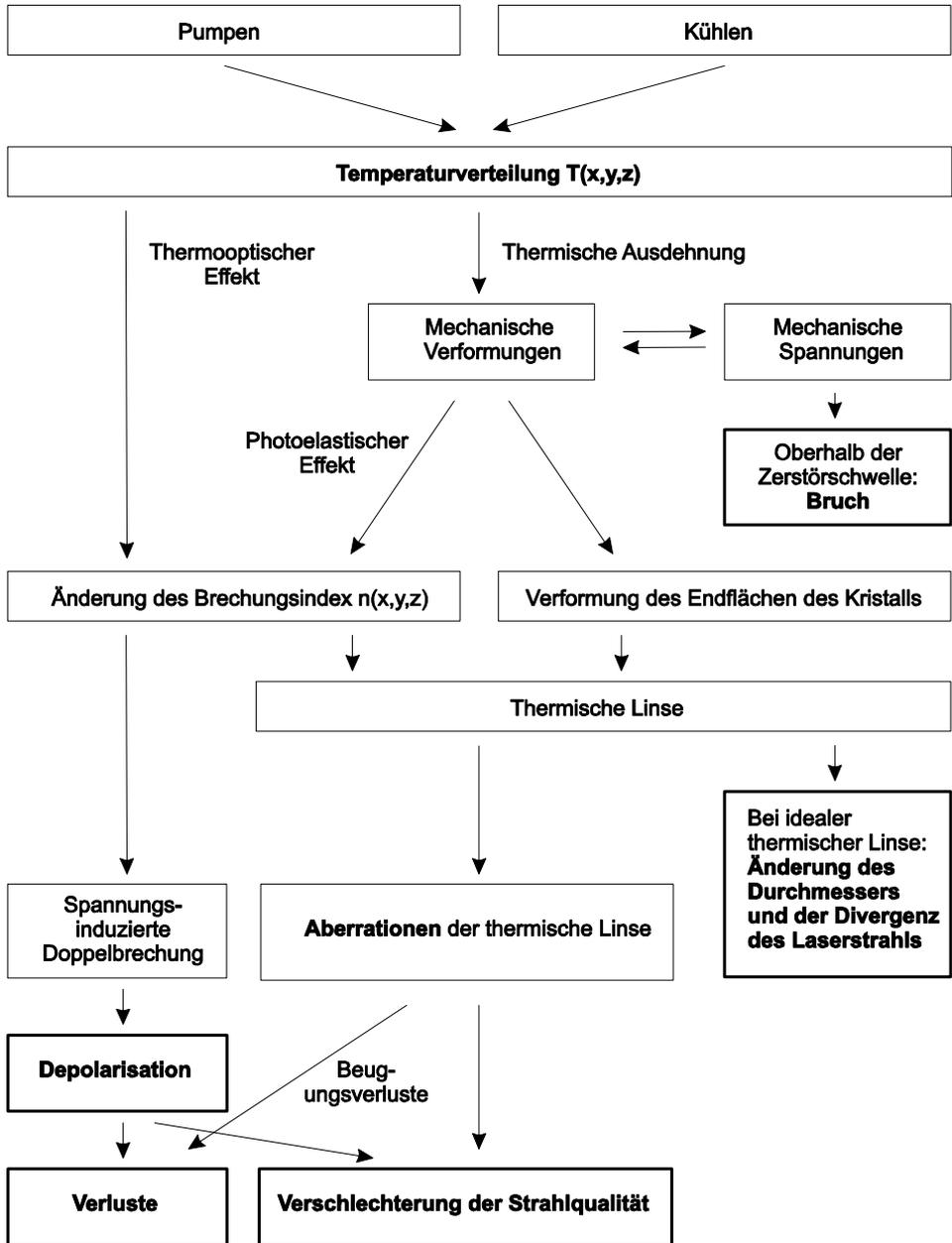


Abbildung 3.3 Übersicht thermischer Effekte in Festkörperlasern (nach [64])

Abbildungsoptiken – z. B. ein Relay-Teleskop – zwischen den Durchgängen verhindern negative Effekte der Strahlpropagation [3, 5]. Bei Grundmode-Lasern bewirkt sogar einfach ein Abstand von einer Rayleigh-Länge zwischen Laserkristall und Resonatorendspiegel die Kompensation der thermisch induzierten Doppelbrechung. Der depolarisierte Anteil des Lichts erfährt einen anderen Gouy-Shift als der unverändert polarisierte, so dass die Propagation zu einer Phasendifferenz von π und damit zur Kompensation führt [67].

Eine Übersicht der thermischen Effekte in Festkörperlasern und ihrer Folgen für den Laserbetrieb ist in Abbildung 3.3 dargestellt.

3.2.3 Auswirkung der thermischen Linse auf die Strahlqualität

Auswirkungen der aberrationsfreien thermischen Linse

Die Auswirkungen einer aberrationsfreien thermischen Linse auf die Strahlqualität eines Laserresonators lassen sich anhand des äquivalenten Stabilitätsdiagramms verdeutlichen. Im Gegensatz zu den klassischen g -Parametern passiver Resonatoren, die sich aus den rein geometrischen Größen des Resonators zusammensetzen, werden die äquivalenten g^* -Parameter um den Einfluss der idealen aberrationsfreien thermischen Linse erweitert. Für den in Abbildung 3.4 dargestellten aus einem Verstärkermedium und zwei Resonatorendspiegeln bestehenden Resonator sind die äquivalenten g^* -Parameter definiert zu [13]

$$g_i^* = g_i - \frac{d_i}{f_{th}} \left(1 - \frac{d_j}{R_j} \right) \quad i, j = 1, 2 \quad i \neq j, \quad (3.36)$$

wobei sich die klassischen g -Parameter $g_i = 1 - L/R_i$ aus den Krümmungsradien R_i und R_j der Resonatorendspiegel und dem Abstand L der Resonatorendspiegel zusammensetzen. Die äquivalente Länge des Resonators mit thermischer Linse ergibt sich zu

$$L^* = d_1 + d_2 - \frac{d_1 \cdot d_2}{f_{th}}, \quad (3.37)$$

wobei d_1 und d_2 die Abstände der Hauptebenen der thermischen Linse von den Resonatorendspiegeln sind. Für einen beliebig komplexen Resonator lassen sich die äquivalenten g^* -Parameter – wie in Kapitel 5.1 beschrieben – aus der halben Resonatorumlaufmatrix ablesen.

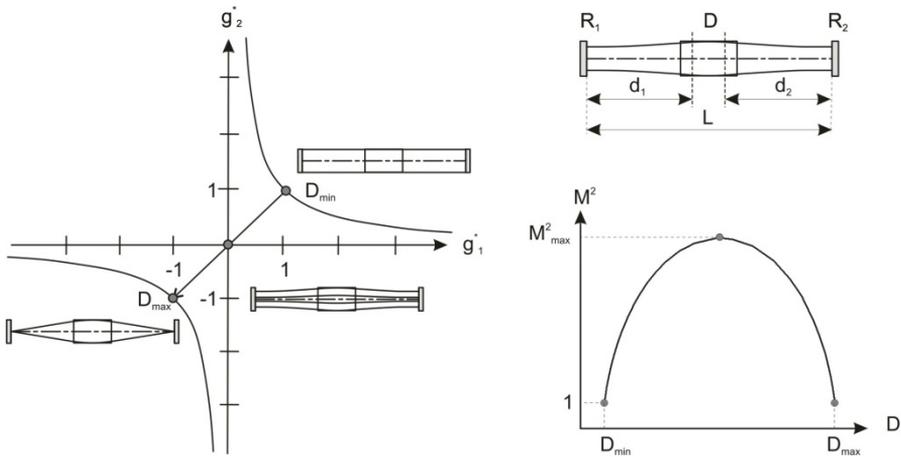


Abbildung 3.4 Durchgang durch das Stabilitätsdiagramm und Änderung der Strahlqualität eines symmetrischen Plan-Plan-Resonators in Abhängigkeit von der Brechkraft $D = f_{th}^{-1}$ der thermischen Linse.

Bei Variation der Brechkraft der thermischen Linse ändert sich die Position des Resonators im Stabilitätsdiagramm. Da die äquivalenten g^* -Parameter linear von der Brechkraft abhängen, bewegen sich Resonatoren mit einem Verstärkermedium gradlinig durch das Diagramm. Dabei sind die Steigung und die Position der Geraden eine Funktion der genauen Resonatoranordnung. Der Resonator ist stabil, d. h. Laserbetrieb ist möglich, solange $g_1^* g_2^* < 1$ gilt. Der Strahlradius des TEM₀₀-Modes auf den Resonator-endspiegeln beträgt [13]

$$w_{\sigma,i}^2 = \frac{\lambda L^*}{\pi} \sqrt{\frac{g_j^*}{g_i^* (1 - g_1^* g_2^*)}}. \quad (3.38)$$

Ausgehend von Gleichung (3.38) und den bekannten Krümmungsradien R_i der Resonator-endspiegel lässt sich der Strahlradius des TEM₀₀-Modes im gesamten Resonator berechnen. Sind der Radius a und die Position z_a der begrenzenden Apertur des Resonators bekannt, so ergibt sich die Strahlqualität als Funktion der Brennweite der thermischen Linse (Abbildung 3.4).

An den Grenzen des Stabilitätsdiagramms wird der Strahlradius im Verstärkermedium unendlich, kurz vorher erreicht der Resonator die optimale Strahlqualität. Ein stabiler Laserbetrieb ist jedoch nur schwer zu realisieren, da schon geringe Änderungen der thermischen Linse zu starken Schwankungen des Strahlradius und damit der

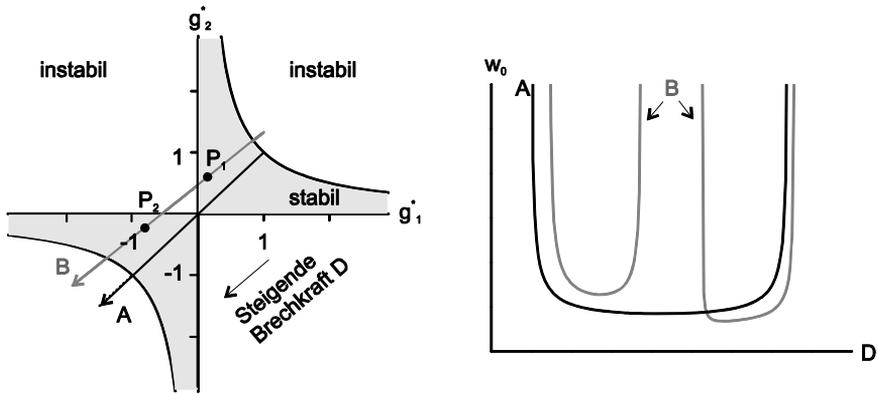


Abbildung 3.5 Links: Durchgang zweier Resonatoren durch das Stabilitätsdiagramm bei steigender Brechkraft der thermischen Linse. Rechts: Die begrenzende Apertur des Resonators wird durch den Laserkristall gebildet. Aufgetragen ist der Radius w_0 der TEM_{00} -Moden beider Resonatoren im Laserkristall in Abhängigkeit von der Brechkraft der thermischen Linse.

$$M^2 = \left(\frac{a}{w_{\sigma, TEM00}(z_a)} \right)^2 \tag{3.39}$$

Strahlqualität führen. In der Mitte der Stabilitätszone ist die Abhängigkeit der Strahlqualität von der thermischen Linse nahezu Null (horizontale Verlauf der Kurven in Abbildung 3.5 rechts). Ein stabiler Laserbetrieb bei jedoch schlechterer Strahlqualität ist möglich. Eine Verbesserung der Strahlqualität kann durch die Verringerung des Stabilitätsbereichs des Resonators erzielt werden, da der maximale M^2 -Wert proportional zur Breite $\Delta D = D_{\max} - D_{\min}$ der Stabilitätszone ist

$$M^2 = \frac{k \cdot \pi a^2}{4\lambda} \cdot \Delta D, \tag{3.40}$$

wobei die Konstante k für konfokale Resonatoren den Wert 1 annimmt. Für alle anderen Resonatoren gilt $k = 2$ [13].

Auswirkungen einer thermischen Linse mit Aberrationen

Die im vorherigen Abschnitt beschriebenen Überlegungen lassen den Schluss zu, dass bei hohen Pump- und Laserausgangsleistungen eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erreicht werden kann, solange der Stabilitätsbereich eines Resonators klein ist oder der Resonator nahe der Stabilitätsgrenze betrieben wird. Experimente zeigen jedoch, dass Laserausgangsleistungen von mehreren Hundert Watt auch an der Grenze des

Stabilitätsbereichs kaum mit guter Strahlqualität zu realisieren sind. Dies lässt sich auf die Aberrationen der thermischen Linse zurückführen.

Aus den Überlegungen zur thermischen Linse in Kapitel 3.2.2 geht die sphärische Aberration r^4 als primär auftretende Aberration hervor. Ihr Vorzeichen ist in der Regel entgegengesetzt zu dem des Defokus-Terms der thermischen Linse. Die Brechkraft der thermischen Linse nimmt also zum Rand des Laserstabes ab. Dies gilt, solange die Pumplichtabsorption auf der Stabachse stärker ist als am Rand des Stabes. Wird der Stab von der Seite gepumpt, so lassen sich die Pumpparameter jedoch auch so wählen, dass die Absorption an der Peripherie höher ist als auf der Stabachse. In diesem Fall kann die Brechkraft der thermischen Linse zum Rand des Stabes hin zunehmen.

Die Auswirkungen von sphärischen Aberrationen der thermischen Linse auf die Strahlqualität eines Lasers sind in numerischen Untersuchungen von Bourderionnet et al. [68], Buske [69], Hodgson et al. [6] und Kennedy [7] betrachtet worden. Buske und Hodgson zeigen anhand numerischer Simulationen, dass Aberrationen kaum Einfluss auf die Strahlqualität eines Lasers haben, solange sich der Laser nicht unmittelbar an einer Grenze des Stabilitätsbereichs befindet. Erst an den Grenzen des Stabilitätsbereichs, wenn eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität erwartet wird, verändern Aberrationen die Strahlqualität und Ausgangsleistung des Lasers. Dies lässt sich auf die durch die Aberrationen bewirkte Änderung der Anzahl und der Form der oszillierenden Resonator-Eigenmoden zurückführen. Zunächst wird nur die Änderung der Anzahl der im Resonator oszillierenden Eigenmoden betrachtet.

Operiert der Laser nahe einer Stabilitätsgrenze, so kann eine Erhöhung der Pumpleistung – und damit der Brechkraft D der thermischen Linse – zu einer weiteren Annäherung (Punkt P_1 in Abbildung 3.5) oder zu einer Vergrößerung (Punkt P_2 in Abbildung 3.5) des Abstands zur Grenze führen. Im Falle einer Annäherung an die Stabilitätsgrenze wächst der Strahlradius w_0 des Grundmodes im Verstärkermedium mit steigender Pumpleistung, es gilt $dw_0/dD > 0$. Vergrößert sich der Abstand zur Stabilitätsgrenze bei steigender Pumpleistung, so gilt $dw_0/dD < 0$. Die Änderung des Strahlradius des Grundmodes in Abhängigkeit von der Brechkraft der thermischen Linse ist in Abbildung 3.5 dargestellt.

Besitzt die thermische Linse sphärische Aberration, deren Vorzeichen dem Defokus-Term entgegengesetzt ist, und gilt $dw_0/dD < 0$ (Punkt P_2 in Abbildung 3.5), so zeigen Hodgson und Kennedy, dass sphärische Aberration bei Resonatoren, die nahe der Stabilitätsgrenze betrieben werden, zu einer Verbesserung der Strahlqualität führen kann. Eine formale Begründung liefert die Theorie der Intensitätsmomente [70]. An-

schaulich lässt sich die Verbesserung der Strahlqualität so erklären, dass die sphärische Aberration für eine Verringerung der Brechkraft am Rand des Kristalles sorgt. Während sich der achsennahe Teil des Resonators schon innerhalb des Stabilitätsbereiches befindet, ist der achsferne Teil des Resonators noch instabil. Kennedy spricht von einer „virtuellen Blende“. Achsferne Resonatormoden oder Moden mit einem großen Durchmesser erfahren erhöhte Beugungsverluste und können nicht oszillieren, so dass die Strahlqualität des Resonators – im Vergleich zum Resonator ohne Aberrationen – verbessert wird. Aufgrund des verringerten Überlapps von Lasermoden und gepumpten Volumen des Verstärkermediums kommt es jedoch zu einer Verringerung der Ausgangsleistung und damit zu einer Reduktion der Effizienz des Lasers. Die Rechnungen von Hodgson und Kennedy ergeben, dass die Brillanz des Lasers sinkt.

Eine Verbesserung der Strahlqualität aufgrund sphärischer Aberration ist auch bei $dw_0/dD > 0$ (Punkt P_1 in Abbildung 3.5) für einen nahe der Stabilitätsgrenze betriebenen Resonator möglich [61]. Aufgrund ihres größeren Durchmessers erfahren höhere transversale Moden eine geringere Brechkraft als der Grundmode. Die Beziehung $dw_0/dD > 0$ bewirkt nun eine Verringerung des Durchmessers der höheren Moden. Dies führt dazu, dass sich der Überlapp mit dem Grundmode vergrößert, so dass die Verstärkung, die die höheren transversalen Moden erfahren, sinkt. Dem Grundmode benachbarte Moden werden unterdrückt. Dies resultiert jedoch nur dann in einer verbesserten Strahlqualität, wenn andere – weiter vom Grundmode entfernte – transversale Moden mittels zusätzlicher Resonatorblenden unterdrückt werden. Im Allgemeinen geschieht dies nicht, so dass zwar die Oszillation der dem Grundmode benachbarten höheren transversalen Moden verhindert wird, jedoch andere Moden höherer Ordnungszahl nachrücken. Die Strahlqualität wird nicht verbessert, sondern verschlechtert [6, 7, 68, 69, 71]. Ist der Resonator auf der Kristallachse schon instabil, während er sich in den Randbereichen des Kristalls noch innerhalb des Stabilitätsbereiches befindet, so ergibt sich eine verringerte Laserausgangsleistung bei gleichbleibend schlechter Strahlqualität.

Neben dem Einfluss der sphärischen Aberration auf die Anzahl der im Resonator oszillierenden Eigenmoden, ändert sich aufgrund der Aberration auch die Divergenz und damit das räumliche Intensitätsprofil der Eigenmoden. Die Beugungsverluste δ_{diff} der Eigenmoden durch die Aberration können mittels des intensitätsgewichteten Strehl-Verhältnisses S abgeschätzt werden. Für einen Gaußmode mit dem $1/e^2$ -Radius von w_0 ergibt sich

$$\begin{aligned} \delta_{diff} &= 1 - S \\ &= 1 - \frac{\left| \int_0^R \exp\left(ik \cdot OPD_{np}(r) - \left(\frac{r}{w_0}\right)^2\right) r dr \right|^2}{\left| \int_0^R \exp\left(-\left(\frac{r}{w_0}\right)^2\right) r dr \right|^2}, \end{aligned} \quad (3.41)$$

wobei $OPD_{np}(r)$ die gemessene oder mit Gleichung (3.26) berechnete optische Weglängendifferenz abzüglich des Defokus-Terms bezeichnet. Für das Beispiel eines gaußförmig endgepumpten Stabes ergeben sich bei einem Verhältnis von Pump- zu Laserstrahlradius von $w_p/w_0 = 1$ Beugungsverluste von $\delta_{diff} = 20\%$. Der Überlapp η_m von Laserstrahl und gepumpten Volumen [72]

$$\eta_m = \frac{1 + 2\left(\frac{w_p}{w_0}\right)^2}{\left(1 + \left(\frac{w_p}{w_0}\right)^2\right)^2} \quad (3.42)$$

beträgt 75 %. Sollen die Beugungsverluste auf 2 % reduziert werden, so muss der Laserstrahlradius auf $w_0 = \sqrt{0,5}w_p$ reduziert werden. Der Überlapp verringert sich auf 55 %.

Da die Laserstrahlqualität durch die Kompensation der Aberrationen der thermischen Linse verbessert werden soll, ist es notwendig, abzuschätzen, wieviel Aberrationen ein Laserresonator tolerieren kann, wie präzise eine Korrektur der Aberrationen also sein müsste. Dies geschieht anhand der schon erwähnten numerischen Simulationen von Laserresonatoren von Bourderionnet et al. [68], Buske et al. [69] und Kennedy [71].

Die untersuchten Aberrationen werden in allen drei Veröffentlichungen über den Durchmesser des Laserstabs definiert. Da die konkreten Laserstrahldurchmesser nur von Bourderionnet angegeben werden, ist nur hier die tatsächlich auf den Strahl wirkende Aberration bekannt. Bezogen auf den 2.-Momenten-Durchmesser des Strahls berechnet Bourderionnet eine Verschlechterung der Strahlqualität von $M^2 = 1$ auf $M^2 = 3$ für sphärischer Aberration mit einem Zernike-Koeffizienten von $b_8 = 0,013\lambda$. Beträgt der Durchmesser des Strahls mehr als 45 % des Stabdurchmessers, so erfährt der Grundmode signifikante Beugungsverluste an der Stabapertur. Der Stab wirkt wie ein Raumfrequenzfilter, so dass eine Verschlechterung der Strahlqualität auf $M^2 = 3$ für einen Strahldurchmesser von 50 % erst bei einer sphärischer Aberration von $b_8 = 0,03\lambda$ erreicht wird. An diesem Punkt betragen die Beugungsverluste aufgrund der Raumfrequenzfilterung jedoch bereits 25 %, so dass ein effizienter Laserbetrieb behindert wird. Liegt nur sphärische Aberration vor, so entspricht ein Zernike-Koeffizient von

$b_8 = 0,5\lambda$ bezogen auf den gesamten Stab einer sphärischen Aberration von $b_8 = 0,03\lambda$ über 50 % des Stabdurchmessers. Der auch von Bourderionnet untersuchte Astigmatismus bewirkt lediglich eine Aufspaltung des Stabilitätsbereichs. Da der effektive Stabilitätsbereich des Resonators durch die Überlagerung beider Bereiche gebildet wird, bewirkt Astigmatismus eine Verringerung der Breite des Stabilitätsbereichs. Die Strahlqualität wird jedoch nicht beeinflusst.

Buske untersucht die Auswirkungen einer an einem realen Nd:YAG-Stab gemessenen Aberrationsfunktion auf die Strahlqualität eines Lasers. Auch er berücksichtigt Beugungsverluste an der Stabapertur. Der Peak-to-valley-Wert (PV-Wert) der untersuchten Aberrationsfunktion beträgt $1,4\ \mu\text{m}$ über den Stabdurchmesser. Den größten Anteil an der Aberrationsfunktion haben die Astigmatismus-Terme mit $b_4 = 0,5\lambda$ und $b_5 = 0,2\lambda$. Der Anteil der sphärischen Aberrationen beträgt $b_8 = 0,13\lambda$. Während die Strahlqualität bei einer aberrationsfreien thermischen Linse zu $M^2 = 2$ berechnet wird, so steigt sie schon bei 10 % der gemessenen Aberrationsfunktion auf $M^2 = 5$. Um eine Verbesserung der Strahlqualität zu erreichen, müssen die Aberrationen also auf $< 0,14\ \mu\text{m}$ korrigiert werden, wobei $b_8 < 0,013\lambda$ der Anteil der sphärischen Aberration ist.

Bei den Berechnungen der Laserstrahlqualität in Abhängigkeit von sphärischen Aberrationen berücksichtigt Kennedy keine Beugungsverluste an der Stabapertur. Wie Buske geht er von einer über 80 % des Stabdurchmessers gemessenen Aberrationsfunktion aus, betrachtet jedoch nur den Anteil der sphärischen Aberration mit $b_8 = 0,45\ \mu\text{m}$. Um eine Strahlqualität kleiner $M^2 = 10$ zu erhalten, wird eine notwendige Reduktion der sphärischen Aberration auf maximal $b_8 = 0,01\ \mu\text{m}$ berechnet. Dieser Wert entspricht der von Buske berechneten Korrekturgenauigkeit für sphärische Aberration. Da weder Buske noch Kennedy Zahlenwerte für die Durchmesser der betrachteten Laserstrahlen angeben, ist ein Vergleich mit Bourderionnet nur eingeschränkt möglich. Bourderionnet berechnet die maximal tolerablen sphärischen Aberrationen über den Laserstabradius zu $b_8 = 0,5\lambda$ für einen Strahlradius $w_0 = 0,5R$. Die sphärischen Aberrationen über w_0 dürfen allerdings maximal $b_8 = 0,03\lambda$ betragen. Dies entspricht einem PV-Wert von $0,05\lambda$. Für die Korrektur der Aberrationen kann daher angenommen werden, dass eine Korrekturgenauigkeit für sphärische Aberration von $0,05\lambda = \lambda/20$ PV über der Laserstrahldurchmesser notwendig ist. Dieses Kriterium ist deutlich strenger als die in Kapitel 3.1.3 diskutierte Rayleigh-Regel oder das Maréchal-Kriterium, die einen Peak-to-valley-Wert von maximal $\lambda/4$ bzw. einen rms-Wellenfrontfehler kleiner $\lambda/14$ fordern.

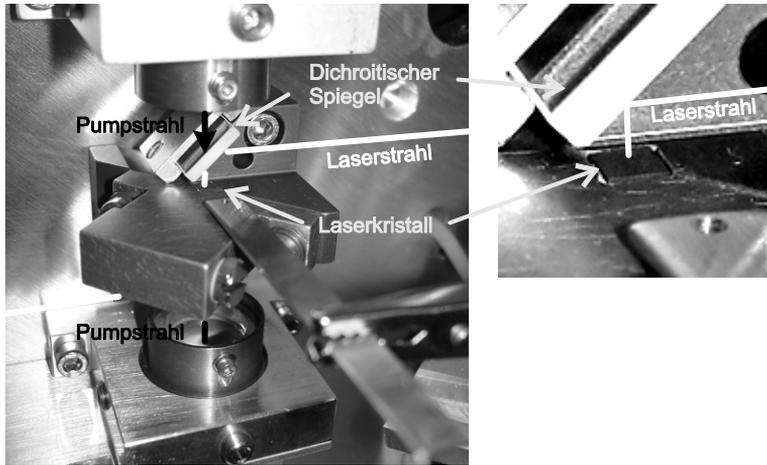


Abbildung 3.6 Laserkristall und Kristallhalterung des Beschriftungslasers VectorMark compact der Firma Trumpf.

3.3 Messung von Aberrationen der thermischen Linse

Im folgenden Abschnitt werden die thermooptischen Aberrationen eines beidseitig endgepumpten Nd:YVO₄-Lasers untersucht. Die Aberrationen werden mit einem Shack-Hartmann-Wellenfrontsensor als Funktion der Pumpleistung gemessen. Die experimentell bestimmten Aberrationen [8] eines bogenlampengepumpten Nd:YAG Laserstabverstärkers werden ebenfalls angegeben, da auch dieses System in Kapitel 5.3 als Laserresonator mittels eines in den Resonator integrierten deformierbaren Spiegels im Hinblick auf die Strahlqualität optimiert wird.

Aus den gemessenen Aberrationen und den im vorherigen Abschnitt abgeschätzten maximal tolerierbaren Aberrationswerten für Laser guter Strahlqualität ergeben sich die Anforderungen an einen deformierbaren Spiegel, der zur Kompensation der Aberrationen in den Resonator integriert werden soll.

3.3.1 Aberrationen des endgepumpten Nd:YVO₄-Lasers

Parameter und Eigenschaften des Lasersystems

Das untersuchte Nd:YVO₄-Lasersystem besteht aus dem Pumpmodul, dem Laserkristall und der Kristallhalterung und -kühlung des kommerziell erhältlichen Beschriftungslasers *VectorMark compact (VMc)* der Firma Trumpf (ehemals HAAS-LASER) [73]. Ein

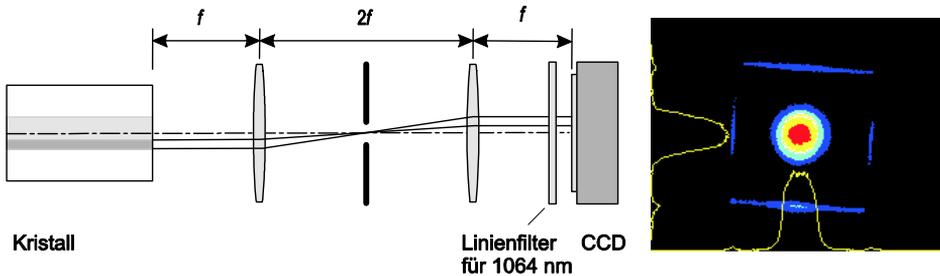


Abbildung 3.7 Messung der Fluoreszenz – und damit der über den Kristall integrierten Pumplichtabsorption – mittels eines telezentrischen Relay-Teleskops. Bei einer Brennweite der Teleskoplinse von 100 mm und einem Blendendurchmesser von 1,6 mm ergibt sich die transversale Auflösung zu 0,1 mm. Die Fluoreszenz des beidseitig gepumpten Nd:YVO₄-Kristalls ist rechts dargestellt. Streulicht macht die Kristallkanten sichtbar.

quaderförmiger Nd:YVO₄-Kristall mit den Dimensionen 3 x 3 x 10 mm³ und 1 at% Nd-Dotierung [74] dient als Verstärkermedium. Die Kühlung des Laserkristalls erfolgt über einen wasserdurchströmten Kühlkörper, in den der in Indium-Folie gewickelte Kristall eingeklemmt ist. Ein Zweipunktregler und eine Temperaturüberwachung vervollständigen die Kühlung. Die Endflächen des Kristalls sind antireflexbeschichtet.

Der Laserkristall wird durch zwei fasergekoppelte Laserdiodenmodule der Wellenlänge 808 nm von beiden Seiten endgepumpt. Pro Diodenmodul beträgt die maximale Pumpleistung 19,3 W bei einem Diodenstrom von 28 A. Aus der in Abbildung 3.7 dargestellten telezentrischen Messung der Fluoreszenz ergibt sich die räumliche Verteilung der über die Kristalllänge integrierten Pumplichtabsorption als eine Gaußfunktion 4. Ordnung. Der Querschnitt des gepumpten Volumens ist leicht elliptisch, wobei der Durchmesser auf den Hauptachsen 0,80 mm und 0,85 mm beträgt.

Dichroitisch beschichtete Spiegel, hochreflektierend bei der Laserwellenlänge 1064 nm und transmittierend bei 808 nm, ermöglichen einen coaxialen Verlauf von Pump- und Laserstrahlung (Abbildung 3.6).

Messaufbau

Zur Messung der thermooptischen Aberrationen des Lasersystems wird der Shack-Hartmann-Wellenfrontsensor *SHSLab* der Firma OPTOCRAFT GmbH [75] verwendet. Das Herzstück des Sensors ist ein Mikrolinsenarray aus Quarz mit 35 x 35 refraktiven Linsen. Jede einzelne Linse besitzt einen Durchmesser von 0,15 mm und eine Brennweite von 4,825 mm. Dieses Linsenarray ist mit einem Abstand, der etwa der Brennweite der Mikrolinsen entspricht, vor einer CCD-Kamera (JAI M300, 752 x 582 Pixel mit

einer Größe von $11,6 \times 11,2 \mu\text{m}^2$, 8 bit Auflösung) positioniert. Trifft eine ebene Welle auf das Linsenarray, so sind die von der CCD-Kamera aufgenommenen Fokuspunkte der einzelnen Linsen äquidistant zu einander. Fällt nun eine beliebig verkrümmte Wellenfront auf den Sensor, so kann aus der Abweichung jedes einzelnen Fokuspunktes von seiner Soll-Lage auf die mittlere lokale Steigung der Wellenfront am Ort der jeweiligen Linse zurückgerechnet werden. Der Sensor misst also die Wellenfrontverformung, wobei die räumliche Auflösung der Messung durch den Durchmesser der Mikrolinsen vorgegeben ist. Die Software des Sensors erlaubt das Subtrahieren von Referenzmessungen.

Der maximale messbare Krümmungsradius einer Wellenfront ist durch die Genauigkeit, mit der die Lage der Fokuspunkte bestimmt werden kann, festgelegt. Diese wird vorrangig vom Rauschen der CCD-Kamera bestimmt und beträgt für den verwendeten Sensor laut Herstellerangaben $1/6 \mu\text{m}$ [76]. Beträgt der Durchmesser der Messapertur auf dem Sensor 6 mm, so ergibt sich der maximal messbare Krümmungsradius zu 87 m. Der minimal messbare Krümmungsradius wird durch die maximal zugelassene Abweichung der Fokuspunkte von ihrer Soll-Lage bestimmt. Dürfen die Fokuspunkte den Bereich ihrer Subapertur – also der zugehörigen Mikrolinse – nicht verlassen, so ergibt sich bei einer Messapertur von 6 mm der minimal messbare Krümmungsradius zu 193 mm. Ein in die Software des Sensors *SHSLab* implementierter Kontinuierungsalgorithmus [76] hebt die Positionsbeschränkung der Fokuspunkte auf die eigene Subapertur jedoch auf. Mit der Randbedingung, dass die Differenz der mittleren Wellenfrontsteigung zweier benachbarter Subaperturen einen bestimmten Wert (Linsenradius/ Linsenbrennweite) nicht überschreiten darf, ergibt sich der minimal messbare Krümmungsradius zu 9,65 mm.

Messfehler werden vorwiegend durch eine Über- oder Untersteuerung des Sensors verursacht. Sind einzelne Fokuspunkte auf der CCD-Kamera übersteuert, so wird die Schwerpunkt-Bestimmung ihrer Position fehlerhaft. Sind Punkte dagegen untersteuert, so werden sie nicht vom Sensor erkannt und gehen nicht in die Berechnung ein. Liegen die untersteuerten Fokuspunkte im Randbereich der Messapertur, so kann es zu Schwankungen des Durchmessers der Messapertur kommen. Werden die gemessenen Wellenfrontverformungen in Zernike-Polynomen dargestellt, so ist diese Schwankung der Messapertur und damit des Normierungsradius der Zernike-Polynome, eine entscheidende Fehlergröße der Messung.

Vergleichsmessungen des verwendeten Shack-Hartmann-Wellenfrontsensors mit einem Michelson-Interferometer ergaben bei der Darstellung der Messergebnisse in Zernike-Polynomen Abweichungen der einzelnen Zernike-Koeffizienten von weniger

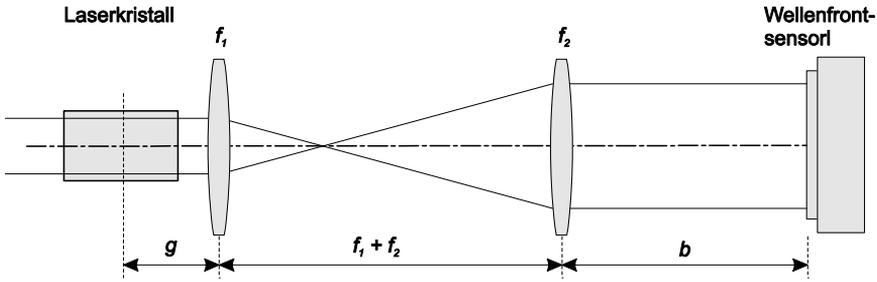


Abbildung 3.8 Phasen- und amplitudenrichtige Abbildung mittels eines Relay-Teleskops.

als $0,05 \mu\text{m}$. Auch hier ist die kritische Fehlergröße die Wahl des Normierungsradius der Zernike-Polynome. Beide Messmethoden zeigten Wiederholgenauigkeiten von $< 0,01 \mu\text{m}$. Die Vergleichsmessungen wurden sowohl mit Planspiegeln als auch mit angesteuerten Membranspiegeln (vgl. Kapitel 4.1.1) durchgeführt.

Nur selten kann eine Wellenfrontmessung direkt an dem Ort durchgeführt werden, an dem die Aberrationen entstehen. Aufgrund von Beugung verändern sich jedoch die Phasen- und Amplitudenverteilungen einer gestörten Wellenfront bei der Propagation. Ist die Propagationsstrecke groß gegenüber der Raumfrequenz der Aberrationen, so wird das Messergebnis verfälscht. Um dies zu verhindern, wird bei einer Wellenfrontmessung die Ebene, in der die Aberrationen entstehen, im Allgemeinen mittels eines Relay-Teleskops phasen- und amplitudenrichtig auf den Wellenfrontsensor abgebildet. Solch eine Relay-Abbildung ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Das Teleskop besteht aus zwei Linsen der Brennweite f_1 und f_2 , die im Abstand $f_1 + f_2$ von einander entfernt sind. Die Propagationsmatrix $\mathbf{M}_{\text{Relay}}$ ergibt sich zu

$$\begin{aligned}
 \mathbf{M}_{\text{Relay}} &= \begin{pmatrix} 1 & b \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_2} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f_1 + f_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f_1} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & g \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \\
 &= \begin{pmatrix} -\frac{f_2}{f_1} & f_1 + f_2 - g\frac{f_2}{f_1} - b\frac{f_1}{f_2} \\ 0 & -\frac{f_1}{f_2} \end{pmatrix}, & (3.43) \\
 &= \begin{pmatrix} V & 0 \\ 0 & \frac{1}{V} \end{pmatrix}
 \end{aligned}$$

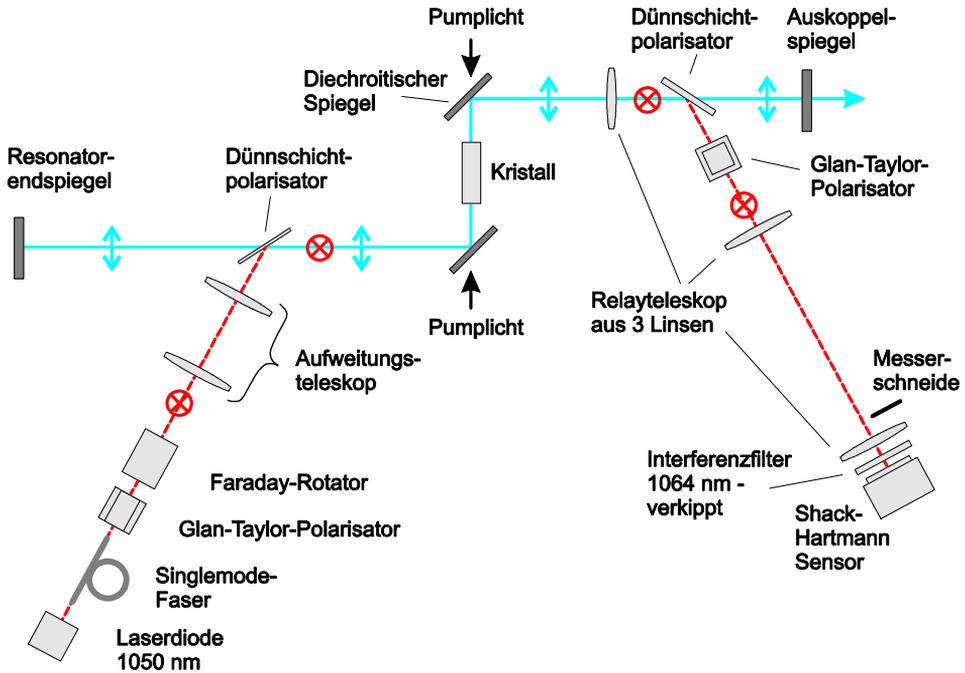


Abbildung 3.9 Messaufbau zur Bestimmung der thermooptischen Aberrationen des endgepumpten Nd:YVO₄-Lasers. Die Messung der Aberrationen ist sowohl während des Laserbetriebs als auch bei geblocktem Resonator möglich.

wobei g und b die Gegenstand- und die Bildweite sind. Die Vergrößerung V ergibt sich zu $-f_2 / f_1$. Damit verringert sich der Gradient der Wellenfront durch die Abbildung um den Faktor $1/V$, während sich die Bildgröße um den Faktor V vergrößert. Der Hub der Wellenfront – und damit auch der Aberrationen – wird durch die Relay-Abbildung also nicht verändert. Damit sind die Beträge der einzelnen Zernike-Koeffizienten in Gegenstands- und Bildebene gleich. Aufgrund des negativen Vergrößerungsfaktors V ergibt sich jedoch eine Inversion der Koeffizienten der nicht spiegelsymmetrischen Zernike-Polynome. Beispiele für nicht spiegelsymmetrische Zernike-Polynome sind Tilt, Koma und Trifoil. Wird ein Relay-Teleskop aus drei Linsen aufgebaut, so wird V positiv. Eine Inversion der Koeffizienten der nicht spiegelsymmetrischen Zernike-Polynome wird verhindert.

Der Aufbau zur Messung der thermooptischen Aberrationen des endgepumpten Nd:YVO₄-Lasersystems ist in Abbildung 3.9 dargestellt. Eine Laserdiode der Wellen-

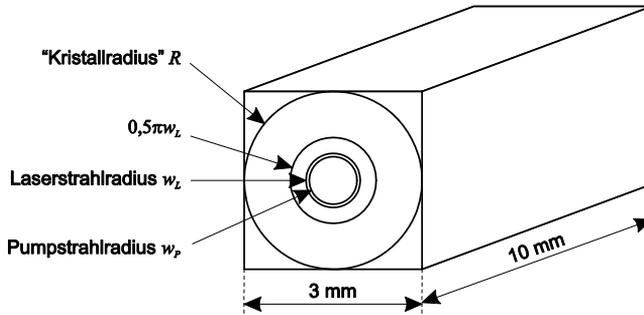


Abbildung 3.10 Abmessungen des Nd:YVO₄-Kristalls.

länge 1050 nm wird als Messlaser verwendet. Der Messstrahl durchläuft zunächst einen Raumfrequenzfilter aus einer Singlemode-Faser, wird kollimiert und passiert eine optische Diode, bestehend aus einem Faraday-Rotator und einem Glan-Taylor-Polarisator. Ein Teleskop weitet den s-polarisierten Strahl auf, bevor er über einen Dünnschichtpolarisator in den Strahlengang des p-polarisierten Lasers eingekoppelt wird. Die Wellenlänge des Messlasers wurde mit 1050 nm so gewählt, dass der Strahl an den dichroitisch beschichteten Pumpspiegeln reflektiert wird, jedoch keine Verstärkung im Laserkristall erfährt. Stimulierte Emission aufgrund des Messstrahls kann ausgeschlossen werden. Mithilfe eines weiteren Dünnschichtpolarisators wird der Messstrahl wieder aus dem Strahlengang des Lasers ausgekoppelt. Ein Relay-Teleskop aus drei Linsen bildet den Laserkristall auf den Shack-Hartmann-Wellenfrontsensor ab. Ein Glan-Taylor-Polarisator mit einem Auslöschungsverhältnis von 1:100.000 stellt sicher, dass keine irrtümlich vom Dünnschichtpolarisator (Auslöschungsverhältnis 1:100) reflektierte p-polarisierte Laserstrahlung auf den Wellenfrontsensor fällt. Eventuell s-polarisierte Pump- oder Laserstrahlung wird von einem verkippten 1064 nm Interferenzfilter aufgehalten. Aufgrund der Verkipfung ist das Transmissionsmaximum des Filters zu der Wellenlänge von 1050 nm verschoben.

Bevor der Laserkristall gepumpt und die thermische Linse vermessen werden kann, wird mit dem Wellenfrontsensor eine Referenzmessung durchgeführt. Diese Referenz wird von allen weiteren Messungen abgezogen. Damit ist sichergestellt, dass nur die thermische Linse, nicht aber eventuell im Messaufbau vorhandene Aberrationen vermessen werden.

Wird der Wellenfrontsensor durch eine CCD-Kamera ersetzt, der Interferenzfilter für maximale Transmission bei 1064 nm justiert und der Glan-Taylor-Polarisator nach

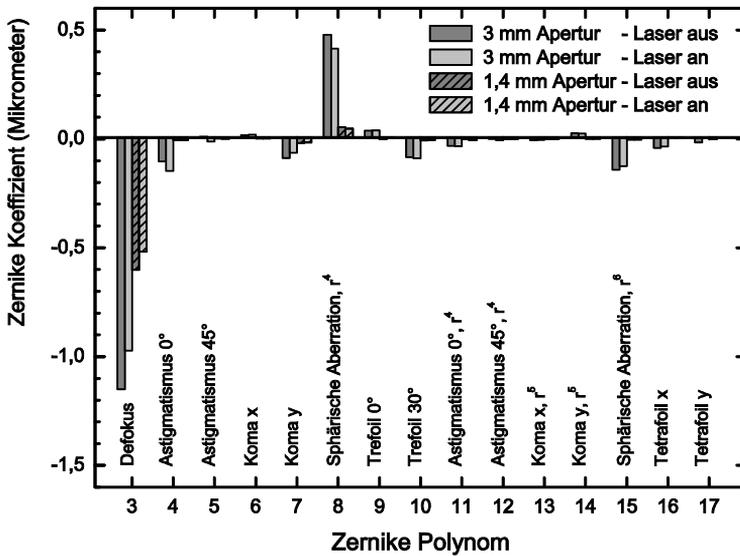


Abbildung 3.11 Die gemessene thermische Linse des endgepumpten Nd:YVO₄-Lasers in Zernike-Darstellung bei einer Pumpleistung von 27,8 W. Die Zernike-Koeffizienten wurden sowohl über den gesamten Kristalldurchmesser von 3 mm entwickelt, als auch über den Durchmesser πw_L , der einem Einschluss von 99% der Laserleistung entspricht. Wird der Laserresonator nicht geblockt, so vermindern sich die Zernike-Koeffizienten der einzelnen Aberrationsterme aufgrund von stimulierter Emission.

der Auskopplung aus dem Aufbau entfernt, so lässt sich der Radius des Laserstrahls im Verstärkerkristall messen.

Messergebnisse

Bei einer Pumpleistung von 27,8 W und einer Laserausgangsleistung von 4,6 W ergibt sich der $1/e^2$ -Radius des Laserstrahls w_L im Kristall zu 0,46 mm mit einer gaußförmigen Intensitätsverteilung. Damit ist der Durchmesser des Laserstrahls geringfügig grösser als der Durchmesser des gepumpten Volumens mit 0,8 mm und 0,85 mm auf beiden Hauptachsen der Ellipse. Die Apertur des Verstärkerkristalls von 3 mm x 3 mm bildet die begrenzende Apertur des Resonators, ist aber wesentlich grösser als der Laserstrahl (vgl. Abbildung 3.10).

Bei derselben Pumpleistung wird nun die thermische Linse sowohl bei Laserbetrieb, als auch bei geblocktem Resonator vermessen. Die Messergebnisse sind, in Zernike-Polynomen dargestellt, in Abbildung 3.11 aufgetragen. Obwohl die Zernike-Entwicklung für die ersten 36 Polynome durchgeführt wurde, werden nur die Koeffi-

zienten der ersten 18 Polynome aufgetragen. Die gemessenen Zernike-Koeffizienten höherer Ordnung verschwinden. Als Normierungsdurchmesser der Zernike-Polynome wird einmal die Kristallapertur von 3 mm Breite ($2R = 3$ mm) und einmal der mit π multiplizierte gemessene Laserstrahlradius w_L gewählt. Innerhalb dieses Durchmessers πw_L , der oft als Siegman-Kriterium bezeichnet wird, sind 99 % der Laserleistung enthalten. Damit ist dies der Durchmesser, über den der Strahl die Aberrationsfunktion erfährt. Im Folgenden werden daher die Aberrationen nur über den Durchmesser πw_L betrachtet.

Die dominierenden Zernike-Polynome der thermischen Linse sind Defokus und sphärische Aberration. Ist der Resonator geblockt, so beträgt der Zernike-Koeffizient des Defokus $b_3 = -0,57 \mu\text{m}$ über den Durchmesser $\pi w_L = 1,4$ mm. Im Laserbetrieb vermindert sich dieser Wert um 13 % auf $b_3 = -0,50 \mu\text{m}$. Das entspricht einer Brennweite der thermischen Linse von 245 mm und damit einer pumpleistungabhängigen Brechkraft von 0,147 dpt/W. Die Reduktion des Defokus-Terms im Laserbetrieb ist auf Kühlung infolge der stimulierten Emission zurückzuführen.

Der Anteil der sphärischen Aberration an der thermischen Linse beträgt mit einem Zernike-Koeffizienten von $b_8 = 0,055 \mu\text{m}$ im geblockten Resonator und mit $b_8 = 0,048 \mu\text{m}$ im Laserbetrieb etwa 10 % des Defokus-Terms. Auch hier beträgt die Reduktion des Koeffizienten durch stimulierte Emission 13 %. Neben der sphärischen Aberration enthält die Aberrationsfunktion Koma y mit $b_7 = -0,017 \mu\text{m}$. Die Koeffizienten aller anderen Zernike-Polynome liegen mit Werten $< 0,01 \mu\text{m}$ unterhalb der Messgenauigkeit des Wellenfrontsensors.

Die Dominanz der sphärischen Aberration in der gemessenen Aberrationsfunktion und das dem Defokus-Term entgegengesetzte Vorzeichen decken sich mit den theoretischen Überlegungen aus Kapitel 3.2.2.

Bevor die Entwicklung der thermischen Linse in Abhängigkeit von der Pumpleistung vermessen wird, muss überprüft werden, ob die Annahme des Normierungsradius von πw_L sinnvoll ist. Dazu wird die Brechkraft der thermischen Linse mittels Plan-Plan-Resonatoren bestimmt. Ein Plan-Plan-Resonator mit dem endgepumpten Nd:YVO₄-Kristall als Verstärkermedium wird aufgebaut. Die Länge des Resonators wird variiert und jeweils die maximale Pumpleistung an der Grenze des Stabilitätsbereiches notiert. Aus den äquivalenten g^* -Parametern des Resonators wird mit Gleichung (3.36) anschließend die Brechkraft der thermischen Linse in Abhängigkeit von der Pumpleistung berechnet. Es ergibt sich eine Brechkraft des endgepumpten Nd:YVO₄-Kristalls von

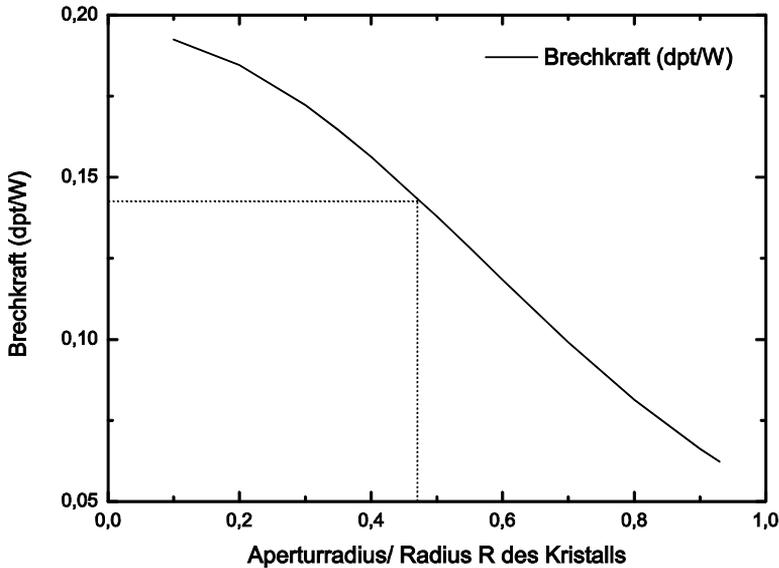


Abbildung 3.12 Die Brechkraft der thermischen Linse des endgepumpten Nd:YVO₄-Kristalls, berechnet aus der Messung des Wellenfrontensensors während des Laserbetriebs bei einer Pumpleistung von 27,8 W. Die Brechkraft ändert sich in Abhängigkeit von dem gewählten Aperturradius. Ein großer Strahl erfährt – im Mittel – eine geringere Brechkraft als ein Strahl geringeren Durchmessers. Nur bei einem Aperturradius von $0,5\pi w_p = 0,7 \text{ mm} = 0,47R$ ergibt sich die Brechkraft zu 0,147 dpt/W.

0,145 dpt/W. Damit beträgt die mit dieser Methode gemessene Brennweite der thermischen Linse 248 mm bei einer Pumpleistung von 27,8 W.

Abbildung 3.12 zeigt die aus der vorherigen Wellenfrontensormessung bestimmte Brechkraft der thermischen Linse als Funktion des Radius der Messapertur. Es wird deutlich, dass sich die Brechkraft nur bei einem Aperturradius von $\pi w_L (= 0,47R)$ zu 0,147 dpt/W ergibt. Damit ist gezeigt, dass πw_L der Durchmesser ist, über den der Laserstrahl die thermische Linse „wahrnimmt“. Die Annahme des Normierungsdurchmessers zu πw_L ist somit sinnvoll.

Ein Vergleich der mit Gleichung (3.35) theoretisch für einen Top-Hat-förmig endgepumpten Kristall berechneten thermischen Linse mit den experimentellen Messwerten ist in Abbildung 3.13 aufgetragen. Während die theoretischen und experimentellen Werte für die Zernike-Koeffizienten des Defokus-Terms und der sphärischen Aberration im Bereich der Messgenauigkeit übereinstimmen, gibt es bei den gemessenen Koeffizienten der sphärischen Aberration r^6 kleine Abweichungen von der berechneten Kur-

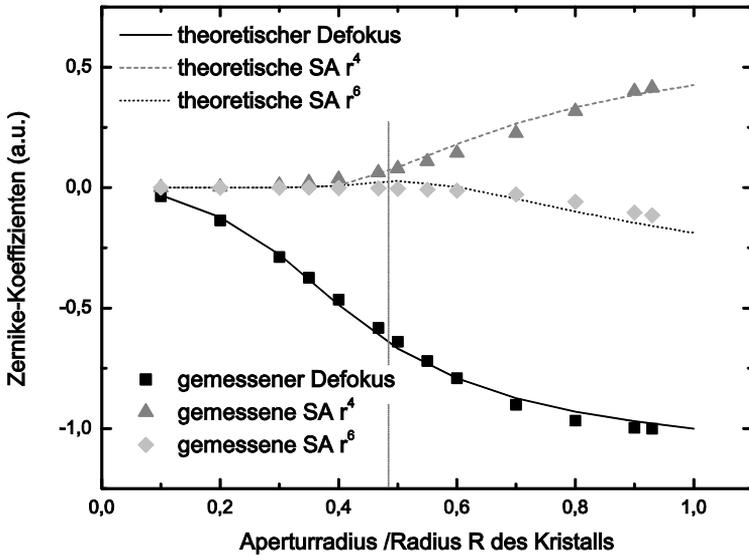


Abbildung 3.13 Vergleich der theoretisch berechneten mit der experimentell bestimmten thermischen Linse des endgepumpten Nd:YVO₄-Kristalls bei einer Pumpleistung von 27,8 W. Die Zernike-Koeffizienten des Defokus-Terms, der sphärischen Aberration r^4 (SA r^4) und der sphärischen Aberration r^6 (SA r^6) sind gegen das Verhältnis von Normierungsradius zur Breite des Kristalls aufgetragen.

ve. Dies lässt sich mit der Abweichung der Intensitätsverteilung der Pumpstrahlung von einem idealen Top-Hat und mit der Messgenauigkeit des Wellenfrontensors erklären.

In Abbildung 3.14 ist die Entwicklung der einzelnen Zernike-Koeffizienten der thermischen Linse bei Laserbetrieb in Abhängigkeit von der Pumpleistung aufgetragen. Die Koeffizienten des Defokus-Terms, der sphärischen Aberration und der Koeffizient des Astigmatismus 0° steigen im Wesentlichen linear mit der Pumpleistung an. Die Koeffizienten aller anderen Zernike-Polynome betragen unabhängig von der Pumpleistung weniger als $0,025 \mu\text{m}$.

Das Auftreten der sphärischen Aberration, das dem Defokus-Term entgegengesetzte Vorzeichen und der lineare Anstieg decken sich mit den theoretischen Überlegungen aus Kapitel 3.2.2. Diese theoretischen Überlegungen basieren auf der Annahme einer rotationssymmetrischen Pump- und Kühlgeometrie, so dass keine nichtrotationssymmetrischen Aberrationsterme wie Astigmatismus berechnet werden können. Der experimentell gemessene Astigmatismus-Term wird durch die leichte Elliptizität des Pumpflecks im Laserkristall verursacht (vgl. Abbildung 3.7).

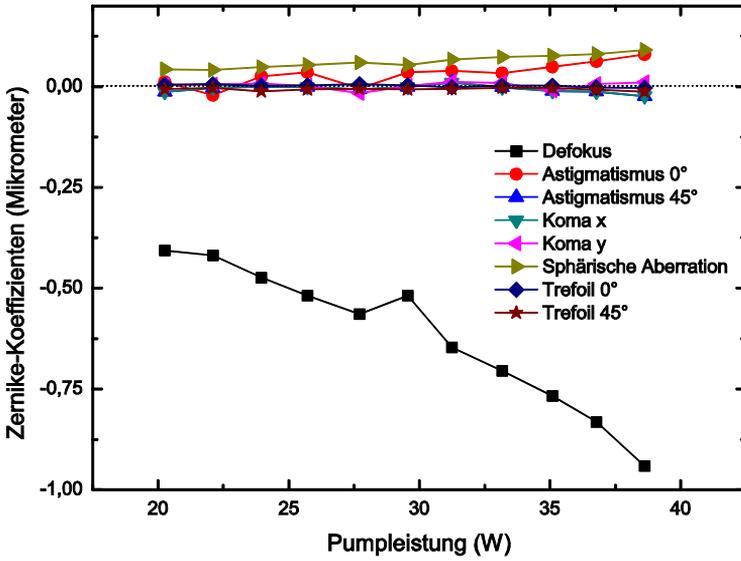


Abbildung 3.14 Entwicklung der Zernike-Koeffizienten der thermischen Linse in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Die Koeffizienten des Defokus-Terms und der sphärischen Aberration steigen linear mit der Pumpleistung an, der Koeffizient des Astigmatismus 0° nahezu linear.

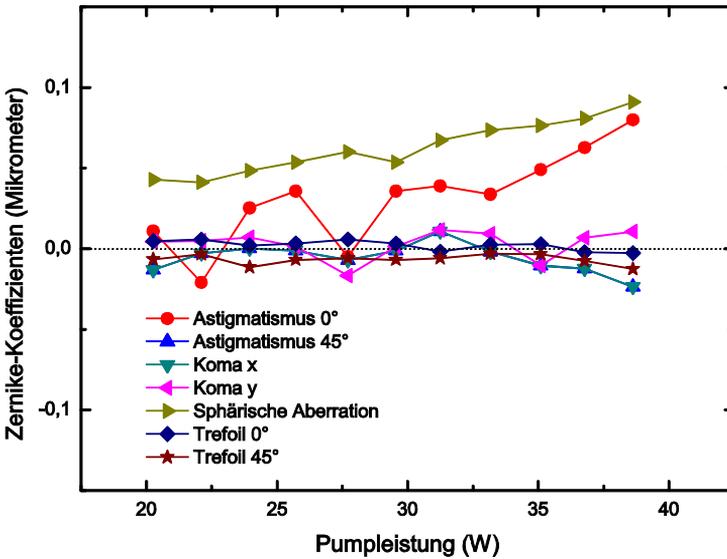


Abbildung 3.15 Entwicklung der Zernike-Koeffizienten der Aberrationsfunktion der thermischen Linse, aufgetragen in einem größerem Maßstab. Die Koeffizienten aller Zernike-Polynome außer sphärischer Aberration und Astigmatismus 0° betragen unabhängig von der Pumpleistung weniger als 0,025 μm .

Tabelle 3.2 Übersicht einiger temperaturabhängiger Kristallparameter von Nd:YVO₄ [77]

	a-Achse	c-Achse
Wärmeleitfähigkeit K_C / $\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	5,10	5,23
Wärmeausdehnungskoeffizient α_T / K^{-1}	$4,43 \cdot 10^{-6}$	$11,4 \cdot 10^{-6}$
Thermische Dispersion dn/dT / K^{-1}	$8,5 \cdot 10^{-6}$	$3,0 \cdot 10^{-6}$

Aus den Messungen folgt, dass bei einem endgepumpten Kristall nur die sphärische Aberration und – falls die Pump- oder Kühlgeometrie nicht rotationssymmetrisch ist – andere Aberrationen niedriger Ordnung in einem Optimierungsprozess kompensiert werden müssen.

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Messungen der thermischen Linse wurden mit einem Messstrahl durchgeführt, dessen Polarisierung orthogonal zu der des Laserlichts ist (Abbildung 3.9). Damit konnte der Messstrahl in den Laserresonator eingekoppelt werden und die thermische Linse mit und ohne Laserbetrieb vermessen werden. Die sonst häufig gewählte Alternative eines Messstrahls mit einer von der Laserwellenlänge verschiedenen Wellenlänge und der Einkoppelung des Strahls in den Resonator über einen dichroitischen Spiegel war für den untersuchten beidseitig endgepumpten Nd:YVO₄-Kristall nicht möglich, da Mess- und Laserstrahl an den – an beiden Enden des Kristalls positionierten – dichroitischen Pumpspiegeln reflektiert werden mussten. Durch die orthogonale Polarisierung von Mess- und Laserstrahl wurde die Messung der thermischen Linse für Licht, das parallel zur a-Achse des Nd:YVO₄-Kristalls polarisiert ist, durchgeführt. Der Laserstrahl erfährt jedoch die thermische Linse der c-Achse des Kristalls. Einige für die Berechnung der thermischen Linse bedeutende Kristallparameter von Nd:YVO₄ sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. Mit Gleichung (3.26) wird deutlich, dass sich aufgrund der unterschiedlichen Kristallparameter die Beträge der thermischen Linse für beide Achsen unterscheiden. Die Form der Linse bleibt jedoch gleich. Zum Abschätzen der Anforderungen an einen zur Aberrationskompensation eingesetzten Spiegel lassen sich daher auch die gemessenen Werte der thermischen Linse der a-Achse verwenden, zumal die Ergebnisse der Brechkraftmessung der a-Achse (Messung mit dem Wellenfrontsensor) und der c-Achse (Messung an Plan-Plan-Resonatoren) konsistent sind.

3.3.2 Aberrationen des bogenlampengepumpten Nd:YAG-Lasers

Parameter und Eigenschaften des Lasersystems

Das untersuchte Nd:YAG-Lasersystem besteht aus zwei kommerziell erhältlichen Hochleistungskavitäten und der Versorgungseinheit JAY 600 der Firma Trumpf [73]. Pro Kavität wird ein 179,5 mm langer Nd:YAG-Stab mittels zweier Bogenlampen gepumpt. Die maximale elektrische Pumpleistung beträgt 9 kW pro Bogenlampe und der Anregungswirkungsgrad des Laserkristalls beläuft sich auf 5,73 %. Bogenlampen und Laserkristall befinden sich in den Brennpunkten eines metallbeschichteten doppelelliptisch geformten Reflektors. Dabei ist der Nd:YAG-Stab von einem Glasröhrchen umgeben, durch das Kühlwasser strömt. Die Stäbe beider Kavitäten sind identisch. Sie besitzen einen Durchmesser von jeweils 6,35 mm und weisen eine Dotierungskonzentration von 0,58 at% Nd auf. Die Endflächen sind plan poliert und antireflexbeschichtet.

Die Hochleistungskavitäten sind in einer Master-Slave-Schaltung angeordnet. Mittels eines Potentiometers lässt sich das Verhältnis der Pumpleistungen beider Kavitäten justieren.

Die thermische Linse des bogenlampengepumpten Nd:YAG-Laser-Systems wurde im Labor für Photonik der Fachhochschule Münster von I. Buske im Rahmen seiner Dissertation vermessen [8]. Da das Nd:YAG-Laser-System in Kapitel 5.3 als Laserresonator untersucht wird, der mittels eines deformierbaren Spiegels auf optimale Strahlqualität optimiert wird, sind im Folgenden die wichtigsten Ergebnisse aus I. Buskes Messungen kurz zusammengefasst.

Messaufbau

Zur Messung der thermischen Linse verwendet Buske wiederum den Shack-Hartmann-Wellenfrontsensor *SHSLab* der Firma OPTOCRAFT. Der Messaufbau ist in Abbildung 3.16 dargestellt. Die beiden Nd:YAG-Stäbe stellen ein Verstärkersystem für einen Nd:YVO₄-Laser mit der Strahlqualität $M^2 = 1$ dar. Durchmesser und Divergenz des zu verstärkenden Laserstrahls beim Eintritt in das Verstärkersystem wurden so gewählt, dass das System bei einer elektrischen Pumpleistung von 31,3 kW symmetrisch durchlaufen wird. Der Strahldurchmesser ist am Austritt aus Stab 1 und beim Eintritt in Stab 2 maximal. Die spannungsinduzierte Doppelbrechung der beiden Laserstäbe wird durch ein Relay-Teleskop, das die Stabmitten beider Stäbe auf einander abbildet, und einen 90°-Quarz-Rotator kompensiert. Als Messlaser dient ein Helium-Neon-Laser. Der

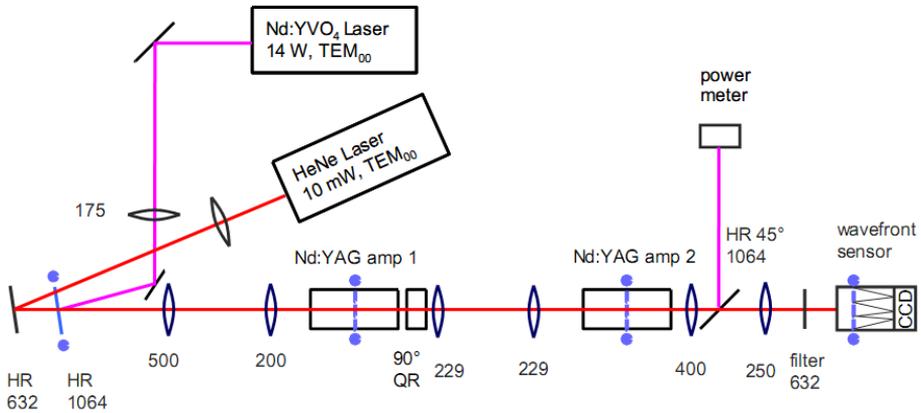


Abbildung 3.16 Abbildung aus der Dissertation von Buske [8], die den Messaufbau zur Bestimmung der Aberrationen der thermischen Linse des bogenlampengepumpten Nd:YAG-Verstärkersystems zeigt.

Messstrahl propagiert kollinear zu dem zu verstärkenden Laserstrahl, wobei Durchmesser und Divergenz dem zu verstärkenden Strahl angepasst wurden.

Aberrationen entstehen auf der gesamten Länge der Nd:YAG-Stäbe. Im Gegensatz zu den Messungen in Kapitel 3.3.1 kann die Brennweite der thermischen Linse in diesem System nicht als sehr groß im Vergleich zu der Stablänge angenommen werden. Der Messstrahl ist nicht im gesamten Stab kollimiert. Die vom Messstrahl aufgesammelten Aberrationen repräsentieren somit nicht die parallel zur optischen Achse integrierten Aberrationen aus Gleichung (3.30), sondern die über den konkreten Strahlenweg integrierten Aberrationen. Diese sind im Allgemeinen geringer als die theoretisch berechneten Aberrationen und vermindern sich bei zunehmend unsymmetrischem Strahlverlauf im Stab [62]. Verläuft der Messstrahl symmetrisch durch den Messaufbau, so ist die Asymmetrie des Strahlverlaufs in jedem einzelnen Stab maximal (vgl. Abbildung 3.17). Die vom Strahl aufgesammelten Aberrationen bei gegebener Pumpleistung sind minimiert.

Aus der bei einer Relay-Abbildung verursachten Bildumkehr folgt eine Invertierung der Koeffizienten der nicht spiegelsymmetrischen Zernike-Polynome. Nicht spiegelsymmetrische Polynome sind beispielsweise Tilt, Koma und Trifoil. Bei der Abbildung der Stabmitten aufeinander werden die von Stab 1 verursachten nicht-spiegelsymmetrischen Aberrationen also mit einem entgegengesetzten Vorzeichen auf Stab 2 abgebildet. Sind beide Stäbe identisch und ist der Strahlverlauf durch das Verstärkersystem symmetrisch, so folgt daraus die Kompensation der nicht spiegelsymmetrischen Aberratio-

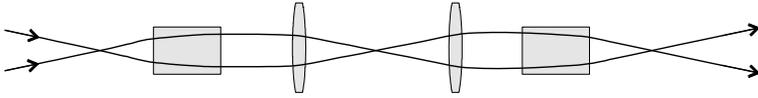


Abbildung 3.17 Symmetrischer Verlauf des zu verstärkenden Laserstrahls durch das bogenlampengepumpte Nd:YAG-Verstärkersystem bei einer Pumpleistung von 31,3 kW. Der Strahlverlauf in den einzelnen Stäben ist unsymmetrisch.

nen aufgrund der Relay-Abbildung. Voraussetzung dafür ist allerdings, dass die Phasenstörungen der Wellenfront sich noch nicht – in Folge der Strahlpropagation – in Intensitätsstörungen verwandelt haben.

Obwohl die Aberrationen auf der gesamten Stablänge entstehen, können sie mit dem Wellenfrontsensor nur in einer Ebene vermessen werden. Daraus folgt, dass zwar die Aberrationen des gesamten Stabes gemessen werden, sie jedoch so behandelt werden, als entstünden sie nur in einer Ebene in der Stabmitte. Ein weiteres Relay-Teleskop übernimmt die Abbildung der Stabmitten auf den Wellenfrontsensor. Bei der Auswertung der Messergebnisse berücksichtigt Buske die Invertierung der nicht spiegelsymmetrischen Zernike-Polynome aufgrund der Relay-Abbildung auf den Wellenfrontsensor. Die Referenzierung des Wellenfrontsensors erfolgt für einen vor Eintritt in Stab 1 kollimierten Messstrahl.

Messergebnisse

Bei einer Gesamtpumpleistung von 31,3 kW erhält Buske den Zernike-Koeffizienten des dominierenden Defokus-Terms zu $b_3 = -41,8 \mu\text{m}$. Mit einem Stabdurchmesser von 6,35 mm entspricht dies einer Brennweite des Gesamtsystems von 60,5 mm, wobei jeder einzelne Nd:YAG-Stab eine Brennweite von 121 mm aufweist. Der Anteil der sphärischen Aberration an der thermischen Linse beträgt mit $b_8 = 1,7 \mu\text{m}$ etwa 4 % des Defokus-Terms. Neben sphärischer Aberration enthält die Aberrationsfunktion der thermischen Linse des Verstärkersystems vor allem Astigmatismus mit $b_4 = -0,95 \mu\text{m}$ und $b_{11} = 0,5 \mu\text{m}$ und Koma mit $b_6 = -0,6 \mu\text{m}$. Die starken Astigmatismus-Terme lassen sich darauf zurückführen, dass alle vier Pump Lampen des Systems in einer Ebene liegen. Die Pumpintensität – und damit die Temperatur der Laserstäbe – ist in dieser Ebene erhöht. Auffällig ist der Anteil von Koma an der Aberrationsfunktion. Bei einem symmetrischen Strahlverlauf durch das Verstärkersystem sollte Koma kompensiert werden. Wird die Entwicklung der Aberrationsfunktion in Abhängigkeit von der Pumpleistung in Abbildung 3.18 betrachtet, so sieht man, dass die nicht-symmetrischen Zernike-Polynome bei einer Pumpleistung von 26,5 kW nahezu verschwinden. Dies spricht für

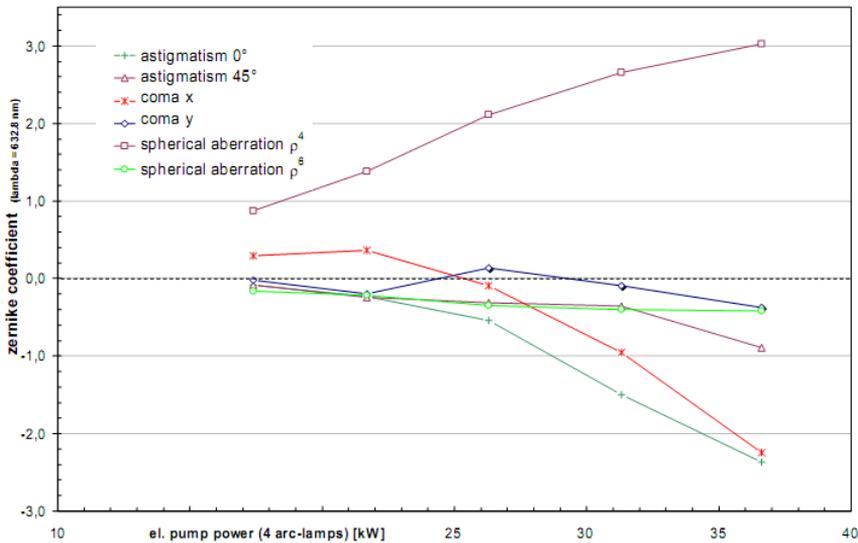


Abbildung 3.18 Diagramm aus der Dissertation von Buske [8], das die Entwicklung der Zernike-Koeffizienten von Astigmatismus, Koma und sphärischer Aberration in Abhängigkeit von der Pumpleistung zeigt. Die Darstellung der Zernike-Koeffizienten erfolgt in der Wellenlänge des Helium-Neon-Messlasers von 632,8 nm.

einen symmetrischen Strahlverlauf bei dieser Pumpleistung. Demgegenüber steigt der Betrag der sphärischen Aberration erwartungsgemäß mit steigender Pumpleistung linear an.

Die bisher aufgeführten Messergebnisse wurden bei ausgeschaltetem Nd:YVO₄-Laser bestimmt. Wird nun der zu verstärkende Nd:YVO₄-Laser aktiviert, so verringern sich die Koeffizienten der vermessenen Aberrationsfunktion. Bei einer Laserleistung des Nd:YVO₄-Lasers von 14 W und einer Pumpleistung des Verstärkersystems von 31,3 kW verringert sich der Betrag der sphärischen Aberration um 7 %, der des Koma-x-Terms um 14 %. Wie schon bei dem in Kapitel 3.3.1 untersuchten Nd:YVO₄-Kristall ist der Rückgang der Aberrationen auf Kühlung durch stimulierte Emission zurückzuführen.

3.3.3 Diskussion der Messergebnisse

Beim Vergleich der thermooptischen Aberrationen des endgepumten Nd:YVO₄-Lasers und des bogenlampengepumten Nd:YAG-Doppelstabverstärkers fällt sofort auf, dass die thermische Linse des Nd:YVO₄-Lasers nach den Kriterien der klassischen Optik als

beugungsbegrenzt angesehen werden kann, die thermische Linse des Doppelstabverstärkers jedoch aberrationsbehaftet ist.

Nach der Rayleigh-Regel wird ein optisches System als beugungsbegrenzt betrachtet, sobald der Peak-to-Valley-Wert der Aberrationsfunktion geringer ist als $\lambda/4$. Das Maréchal-Kriterium verlangt einen rms-Wert der Aberrationsfunktion geringer $\lambda/14$ (vgl. Kapitel 3.1.3). Beide Voraussetzungen sind im Falle des endgepumpten Nd:YVO₄-Lasers erfüllt. Diese klassischen Kriterien beruhen jedoch auf der Annahme, dass eine Verringerung des Strehl-Verhältnisses auf 80 % und damit Beugungsverluste von etwa 20 % tolerierbar sind. Im Falle eines Laserresonators erfährt ein Lasermode diese Beugungsverluste jedoch zwei Mal pro Resonatorumlauf. Ein Resonator reagiert daher viel empfindlicher auf Aberrationen als ein klassisches optisches System. Mit den in Kapitel 3.2.3 diskutierten Veröffentlichungen über die Konsequenzen von sphärischer Aberration für die Strahlqualität von Lasern, ergibt sich der maximal zulässige Koeffizient der sphärischen Aberration zu $\lambda/20$ - $\lambda/100$. Ebenso wie der Nd:YAG-Doppelstabverstärker sollte daher auch der endgepumpte Nd:YVO₄-Laser von einer Kompensation der Aberrationen der thermischen Linse profitieren.

Abschließend bleibt zu erwähnen, dass ein Laserresonator selbst das empfindlichste Instrument zur Messung der Aberrationen der thermischen Linse ist. Bei den in diesem Kapitel vorgestellten Aberrationsmessungen durchlief der Messstrahl die thermooptischen Aberrationen stets nur einmal. Ein Resonatormode erfährt die Aberrationen jedoch zweimal pro Umlauf. Außerdem macht das Licht im Allgemeinen viele Umläufe im Resonator, bis es ausgekoppelt wird. Der Laserresonator kann daher als Vielstrahl-Interferometer – mit der bekannt hohen Empfindlichkeit dieses Interferometertyps – betrachtet werden. Auch Aberrationsterme, die unterhalb der Messgenauigkeit des Wellenfrontensensors liegen, können daher durchaus noch Einfluss auf die Strahlqualität eines Lasers haben.

4 Regelkreis der Adaptiven Optik

Um die im vorherigen Abschnitt beschriebenen thermooptischen Aberrationen eines Laserresonators zu kompensieren, wird ein deformierbarer Spiegel in den Resonator integriert. Das Zusammenwirken dieses „Stellgliedes“ (deformierbarer Spiegel), eines Regelsignals (Strahlqualität, Laserausgangsleistung oder Brillanz) und der Regellogik (Optimierungsalgorithmus) stellt einen geschlossenen Regelkreis dar. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Regelkreises vorgestellt.

4.1 Adaptive Spiegel

Die Vielzahl an kommerziell erhältlichen adaptiven Spiegeln kann in zonale und modale Spiegel unterteilt werden. Unter dem Überbegriff „zonal“ werden pixelierte Spiegel zusammengefasst. Jeder einzelne Aktuator verändert nur eine kleine „Zone“ der Spiegeloberfläche. Die gewünschte Spiegelverformung wird also stufenweise zusammengesetzt. Hierbei sind die Aktuatoren, und damit die einzelnen Zonen, vollständig unabhängig voneinander. Ein Beispiel sind die Spiegelarrays in modernen Projektoren, die aus einer Vielzahl einzelner kleiner Spiegel zusammengesetzt sind [78]. Solche aus Einzelspiegeln zusammengesetzte Spiegelarrays sind für den Einsatz im Laserresonator jedoch nicht geeignet, da Absorption zwischen den Aktuatoren im Allgemeinen zur Zerstörung des Spiegels führt. Auch die Beugungsverluste zwischen benachbarten Aktuatoren sind im Laserresonator nicht erwünscht. Aus diesen Gründen werden Spiegelarrays im Folgenden nicht weiter betrachtet. Zonale Spiegel mit einer durchgängigen Spiegel-

oberfläche werden z. B. von der Firma Boston Micromachines Corporation hergestellt [79]. Aufgrund der durch die durchgängige Oberfläche vermiedenen Beugungsverluste wären diese Spiegel im Prinzip für den Laserbetrieb geeignet. Ihr Einsatz scheitert jedoch an der bis heute nicht verfügbaren hochreflektierenden Beschichtung, die für den Laserbetrieb benötigt wird.

Sobald der Bereich der Spiegeloberfläche, den ein einzelner Aktuator verformt, wesentlich grösser ist als die eigentliche Aktuatorfläche, werden adaptive Spiegel mit einer durchgängigen Oberfläche als modale Spiegel bezeichnet. Wird ein Aktuator des Spiegels angesteuert, so übt er eine Kraft auf den Spiegel aus und verformt die gesamte Oberfläche kontinuierlich. Hochreflektierend beschichtet eignen sich solche modalen Spiegel für den Einsatz im Laserresonator. Die Spiegel unterscheiden sich bezüglich ihres Funktionsprinzips, der Aktuatorgeometrie und den Randbedingungen. In Tabelle 4.1 bis Tabelle 4.3 ist eine Übersicht einiger adaptiver Spiegel verschiedener Hersteller dargestellt.

Mikrosystemtechnisch hergestellte deformierbare Spiegel sind aufgrund ihrer hohen Aktuatordichte (Rastermaß der Aktuatoren: 1,8 mm [80], 0,3-0,45 mm [79]), eines Spiegelhubs von mehreren Mikrometern und ihres vergleichsweise günstigen Preises (ab 3000\$) attraktiv für viele Anwendungen der adaptiven Optik. Zur Laserstrahlkorrektur sind sie angesichts der geforderten Reflektivität und thermischen Stabilität jedoch nur begrenzt geeignet. Boston Micromachines Corporation [79] bietet z. Zt. Spiegel mit Beschichtung aus Silber, Aluminium oder Gold an, jedoch keine dielektrische beschichteten Spiegel. Im Gegensatz dazu sind die Membranspiegel der Firma Flexible Optical [80] mit einer dielektrischen Beschichtung mit 99,8 % Reflektivität bei einer Wellenlänge von 1064 nm erhältlich. Die Zerstörschwelle liegt bei mehr als 144 kW/ cm². Infolge der Erwärmung der Spiegelmembran durch einen auftreffenden Laserstrahl sinkt jedoch die Zugspannung der Membran lokal. Dies führt dazu, dass sich das Laserstrahlprofil dem Spiegel als zusätzliche Verformung aufprägt. Einige Zehntel Mikrometer zusätzliche Verformung wurden im kontinuierlichen Laserbetrieb bei Leistungsdichten ab 100 W/ cm² beobachtet. Ist die Intensitätsverteilung auf dem Membranspiegel zeitlich konstant, so kann die thermisch verursachte Verformung durch Anpassen der Steuerungsspannungen des Spiegels zumindest theoretisch kompensiert werden.

Eine häufig zur Laserstrahlkorrektur in Hochenergie-Laser-Verstärker-Systemen eingesetzte Gruppe von deformierbaren Spiegeln sind die bimorphen Spiegel. Mit einem maximalen Spiegelhub von 10-16 µm und diversen – meist radialsymmetrischen – Aktuatormustern sind diese Spiegel gut zur Korrektur von Aberrationen niedriger Ord-

nung geeignet. Kommerziell sind bimorphe Spiegel mit einer freien Apertur grösser 30 mm erhältlich, Spiegel mit dem Durchmesser von 12 mm wurden kürzlich von NightN (opt) Ltd. vorgestellt. Bei typischerweise 20 Aktuatoren pro Spiegel wird in der Regel eine starke Aufweitung des zu korrigierenden Laserstrahl nötig. Die von Turn Ltd. [81], NightN (opt) Ltd. [82] und CILAS [83] vertriebenen bimorphen Spiegel setzen PZT (Blei-Zirkonat-Titant) als Aktuormaterial ein. Damit zeigen diese Spiegel eine Hysterese von bis zu 20 %. Um dies zu vermeiden, setzt AOptix [84] PMN (Blei-Magnesium-Niobat) ein. Dadurch verschwindet die Hysterese bei Raumtemperatur. Im Gegensatz zu den mikrosystemtechnisch hergestellten deformierbaren Spiegeln wurden keine thermischen Verformungen berichtet. Alle vorgestellten bimorphen Spiegel sind mit einer hochreflektierenden dielektrischen Beschichtung erhältlich.

Die klassische Form eines deformierbaren Spiegels – also eine rückseitig mit Aktuatoren verklebte Spiegelscheibe, die durch Zug- bzw. Druckkräfte der Aktuatoren verformt wird – ist in verschiedenen Varianten erhältlich. Xinetics [85] nutzt PMN-Stapelaktuatoren mit 1 mm Rastermaß und erzielt eine maximale Spiegelverformung von 4 μm bei weniger als 1 % Hysterese. Die Spiegel von Imagine Optic [86] werden verformt, indem 52 mit der Spiegelscheibe verklebte Magnete von Spulen angezogen werden. Bei einer Hysterese von etwa 2 % wurden maximale Spiegelverformungen von 50 μm über eine freie Apertur von 15 mm gemessen. Wesentlich preisgünstiger als diese beiden Spiegel ist eine weitere Variante des klassischen deformierbaren Spiegels, die seit 2005 von der Firma Flexible Optical [80] angeboten wird. 37 PZT-Balken sind in einem Raster von 4,3 mm senkrecht mit der Rückseite des Spiegels verklebt. Bei weniger als 8 % Hysterese wird ein maximaler Spiegelhub von 8 μm erreicht. Alle drei Spiegelvarianten sind dielektrisch hochreflektierend beschichtet erhältlich. Es wurden keine thermischen Verformungen berichtet.

Eine ausführliche Beschreibung und Diskussion der Funktionsweise und Eigenschaften von Membranspiegeln, deformierbaren Spiegeln mit Piezobalken-Aktuatoren und semi-passiven bimorphen Spiegeln erfolgt in den Kapiteln 4.1.1 bis 4.1.3. Sowohl Membranspiegel, als auch ein deformierbarer Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren wurden in den Resonatorexperimenten eingesetzt.

Tabelle 4.1 Übersicht einiger kommerziell erhältlicher Membranspiegel

Firma / Produktbezeichnung	Freie Apertur (mm)	max. PV bei Ansteuerung aller Aktuatoren (µm)	max. PV bei Ansteuerung eines Aktuators (µm)	Anzahl der Aktuatoren	Rastermaß der Aktuatoren (mm)	Material der Membran	Resonanzfrequenz (kHz)	max. Spannung (V)
Flexible Optical [80]								
Beschichtung: Ag, Al, Au. 15MM 37-channel auch mit dielektrischer HR-Beschichtung für 1064 nm (99,8 %).								
Aktuatorlayout: 15MM 37-channel: Hexagonales Raster, ansonsten: Konzentrisches Muster.								
15MM 37-channel	15	10	0,15 - 1,55	19/37	1,8	SiN	> 1	300
30MM 39/59-channel	30	9		39/59	1,8	SiN	> 1	300
40MM 59/79-channel	40	15		59	1,8	SiN	> 1	300
Boston Micromachines Corporation [79]								
Beschichtung: Ag, Al, Au, z. Z. keine dielektr. Beschichtung möglich.								
Aktuatorlayout: Rechtwinkliges Raster								
MiniDM	1,5 - 2,25	1,5 - 6	1,5 - 6	32	0,3 - 0,45	Si	> 1	
MultiDM	3,3 - 4,9	1,5 - 6	1,5 - 6	140	0,3 - 0,45	Si	> 1	
KiloDM	10,5	1,5	1,5	1064	0,34	Si	> 1	
Agil Optics (ehemals Intellite) [87]								
Beschichtung: Ag, Al, Au, HR für 800 nm, 355 nm, 1064 nm (ca. 97 %).								
Aktuatorlayout: Hexagonales o. rechtwinkliges Raster, Konzentrisches Muster								
	16	16		31/61		Si	4,1	500
	25	18		31/61		Si	3,1	500
	30	18		37		Si	4,1	500
	50	33-48		37-185		Si	1,6	500

Tabelle 4.2 Übersicht einiger kommerziell erhältlicher bimorpher Spiegel

Firma / Produktbezeichnung	Freie Apertur (mm)	max. PV bei Ansteuerung aller Aktuatoren (μm)	max. PV bei Ansteuerung eines Aktuators (μm)	Anzahl der Aktuatoren	Aktuormaterial	Substratmaterial	Hysterese (%)	Resonanzfrequenz (kHz)
Turn Ltd. [81]								
Beschichtung: Ag, Al, Au, dielektrisch. Aktuatorlayout: Hexagonales oder rechtwinkliges Raster, Konzentrisches Muster.								
AT26	66		9	20	PZT	Glas	< 20	> 0,5
NightN (opt) Ltd. [82]								
Beschichtung: Ag, Al, Au, dielektrisch. Aktuatorlayout: Konzentrisches Muster.								
Tiny mirrors	12-30	10		18	PZT	Glas	12	> 5
DM30	30	< 11	< 0,7	12	PZT	Glas	20	> 5
FH Münster [88]								
Beschichtung: Ag, Al, Au, dielektrisch. Aktuatorlayout: Konzentrisches Muster.								
BM2003-04	20	< 11	< 2	20	PZT	Si	21	> 1
CILAS [83]								
Beschichtung: dielektrisch. Aktuatorlayout: Konzentrisches Muster								
	33-100			19-188	PZT	Glas		
AOptix [84]								
Beschichtung: Ag, Al, Au, dielektrisch								
		16	3 innen 7-9 außen	35	PMN	Glas		> 4

Tabelle 4.3 Übersicht weiterer adaptiver modaler Spiegel (und Flüssigkristall-Phasenmodulatoren in Reflexion)

Firma / Produktbezeichnung	Freie Apertur (mm)	max. PV bei Ansteuerung aller Aktuatoren (μm)	max. PV bei Ansteuerung eines Aktuators (μm)	Anzahl der Aktuatoren	Rastermaß der Aktuatoren (mm)	Prinzip	Hysterese (%)	Resonanzfrequenz (kHz)
Xinetics [85]								
Prinzip: Piezostapel-Aktuatoren sind mit der Oberfläche verklebt und üben Zug- bzw. Druckkräfte auf diese aus.								
Beschichtung: Ag, Al, Au, dielektrisch								
	75	4	4	97	1	PNM	< 1	> 4
	140	4	4	349	1	PNM	< 1	> 2
Imagine Optic [86]								
Prinzip: mit der Oberfläche verklebte Magneten werden von Spulen angezogen.								
Beschichtung: Ag, Al, unbeschichtet								
Aktuatorlayout: rechtwinkliges Raster.								
Mirao52-d	15	50	15 innen 10 außen	52		elektr.- magn.	< 2	0,3
Hamamatsu [25]								
Prinzip: PAL-SLM (Parallel aligned nematic liquid crystal spatial light modulator), Änderung des Brechungsindex von Flüssigkristallen.								
Aktuatorlayout: Der gewünschte Phasenhub wird dem PAL-SLM mittels eines LCDs aufgeprägt. Hierbei wird die Pixelstruktur des LCDs verwischt.								
Zerstörschwelle: 2 W/ cm^2 (bei 1064 nm, cw)								
PAL-SLM X8267	20x20	> 0,63*	> 0,63*	0,59 $\cdot 10^6 \text{ px}$		LCD	0	0,2

* Phasenhub bei Reflexion

Bezeichnung	Freie Apertur (mm)	max. PV bei Ansteuerung aller Aktuatoren (μm)	max. PV bei Ansteuerung eines Aktuators (μm)	Anzahl der Aktuatoren	Rastermaß der Aktuatoren (mm)	Prinzip	Hysterese (%)	Resonanzfrequenz (kHz)
Flexible Optical [80]								
Prinzip: Piezobalken-Aktuatoren sind mit der Oberfläche verklebt und üben Zug- bzw. Druckkräfte auf diese aus.								
Beschichtung: Ag, Al, Au, dielektrisch								
Aktuatorlayout: balkenförmige Aktuatoren in einem rechteckigen Raster.								
30mm (19/)37-channel PDM	30	8	3 innen 7-8 außen	(19/) 37	4,3	PZT	7,4*	< 2
50mm 109-channel PDM	53	7	1,5	109	4,3	PZT	< 10	
Alpao [89]								
Prinzip: mit der Oberfläche verklebte Magneten werden von Spulen angezogen.								
Beschichtung: Ag, Al, dielektrisch								
Aktuatorlayout: rechteckiges Raster.								
dm52	15	50		52	2,5	elektr.- magn.	< 2	

* Im Labor für Photonik der FH Münster vermessen.

4.1.1 Membranspiegel

Aufbau

Aufgrund ihres vergleichsweise günstigen Preises (~ 3000 €) bei gleichzeitig hoher Aktuatordichte, finden sich mikrosystemtechnisch hergestellte deformierbare Membranspiegel (MM-DM: „micro-machined deformable mirror) in einer Vielzahl von Anwendungen [42, 46, 90-94]. Die Spiegel bestehen aus einer dünnen Membran aus Siliziumnitrid (SiN), die über einem segmentierten Elektrodenarray angebracht ist. Wird ein elektrisches Potential zwischen einer einzelnen Elektrode und der Membran angelegt, so verformt sich die Membran aufgrund der elektrostatischen Anziehung lokal. Kombinationen von Spannungen an unterschiedlichen Elektroden ermöglichen das Einstellen

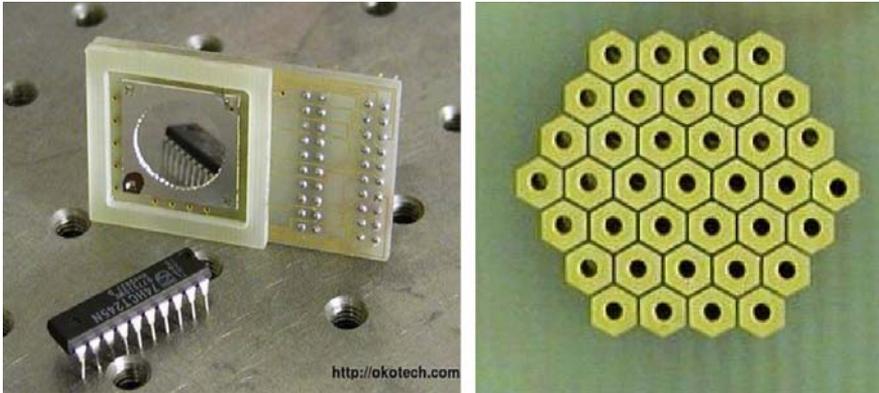


Abbildung 4.1 Deformierbarer Membranspiegel der Firma Flexible Optical mit einem Durchmesser von 15 mm. Das rechte Bild zeigt die unter der Membran gelegene Elektrodenstruktur mit 37 hexagonal angeordneten Elektroden.

spezieller Verformungen der Membranoberfläche. Abbildung 4.1 zeigt einen solchen Membranspiegel und das zugehörige Elektrodenarray. Löcher in den einzelnen Elektroden vermindern die Dämpfung der Membran durch die zwischen Membran und Elektrodenarray eingeschlossene Luft.

Zur Herstellung einer Spiegelmembran wird ein Silizium-Wafer auf beiden Seiten mit einer $0,5\ \mu\text{m}$ dicken spannungsarmen Siliziumnitridschicht versehen. In eine Schicht wird durch plasmaunterstütztes reaktives Ionenätzen eine Öffnung, die spätere freie Apertur des Spiegels, geätzt. Anschließendes anisotropes Ätzen des Wafers mittels einer Kaliumhydridlauge greift nur das Si, nicht aber das SiN an, so dass die $0,5\ \mu\text{m}$ dicke SiN-Schicht gegenüber der Öffnung frei stehen bleibt. Sie dient nun als Spiegelmembran. Starke Zugspannungen im SiN sorgen dafür, dass die Oberflächenform der Membran – neben der angelegten elektrischen Spannung – nur von den Randbedingungen ihrer Halterung abhängt. Da die SiN-Schicht im nicht weggeätzten Rahmen des polierten Si-Wafers gehalten wird, ist die Membran eben oder geringfügig astigmatisch. Bei einem Durchmesser von mehr als 25 mm können die Eigenspannungen allerdings zum Zerreißen der Membran führen. Größere Membrandurchmesser werden daher in einer Sandwichstruktur realisiert. Solch eine sogenannte Kompositmembran besteht aus zwei SiN-Schichten mit einer Zwischenschicht aus epitaktisch abgeschiedenem Polysilizium [95] und erreicht eine Dicke von ca. $10\ \mu\text{m}$. Der schematische Aufbau eines Kompositspiegels mit typischen Spiegelparametern ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

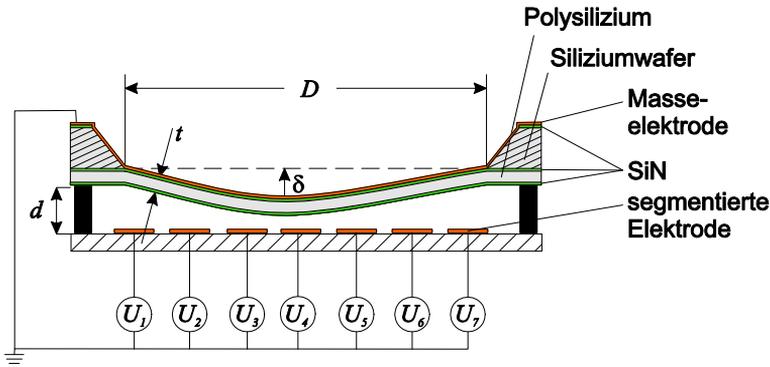


Abbildung 4.2 Schematischer Aufbau eines deformierbaren Membranspiegels der Firma Flexible Optical. Die Membran ist als Kompositstruktur aus Siliziumnitrid und Polysilizium ausgeführt.

Eine auf die Membran aufgedampfte Aluminiumschicht dient gleichzeitig als Masseelektrode und als einfache Reflexionsschicht. Zusätzlich zu der Al-Reflexionsschicht kann die Membran bei Bedarf mit einer reflektierenden Gold- oder Silberschicht oder mit einem dielektrischen Schichtsystem versehen werden. Bei den in Kapitel 5 eingesetzten Membranspiegeln wurde der Reflexionsgrad der Membran bei einer Wellenlänge von 1064 nm durch eine Ag-Schicht gefolgt von 12 dielektrischen Schichten auf 99,8 % erhöht [96]. Die Zerstörschwelle liegt oberhalb von 144 kW/cm² bei einer Dauerstrichleistung von 55 W [8].

Arbeitsbereich

Die statische Auslenkung der Membran wird durch die Poisson-Gleichung beschrieben [95]:

$$\nabla^2 \delta(x, y) = -\frac{P(x, y)}{T} = -\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{U^2(x, y)}{T \cdot d^2(x, y)} \quad (4.1)$$

wobei δ die Auslenkung der Membran am Ort (x, y) (vgl. Abbildung 4.2) und T die eindimensionale Membranzugspannung ist. Da die maximale Auslenkung der Membran δ_{max} mit einigen Mikrometern klein gegenüber dem Membrandurchmesser D von mehreren Millimetern ist, kann die Membranzugspannung T unabhängig von der Auslenkung als homogen und konstant angenommen werden. Der elektrostatische Druck $P(x, y)$ wird durch die Spannungsverteilung $U(x, y)$ der Aktuatoren im Abstand d zur Spiegelmembran verursacht, wobei $\varepsilon_0 \varepsilon_r$ die Dielektrizitätskonstante der Luft ist. Wie in Abbildung 4.2 dargestellt, ist die Membran am Rand eingespannt, hier gilt also $\delta = 0$.

Wird ein elektrisches Potential $U(x,y)$ zwischen die Membran und das darunter gelegene Elektrodenarray gelegt, so können die resultierenden elektrostatischen Kräfte näherungsweise analog zu den elektrostatischen Kräften in einem Plattenkondensator mit der Kapazität C und der Plattenfläche A beschrieben werden. Die anziehende elektrostatische Kraft F_{el} zwischen zwei Kondensatorplatten hängt quadratisch von der angelegten Spannung U und dem Plattenabstand $(d-\delta)$ ab.

$$F_{el} = P \cdot A = -\frac{C}{2} \cdot \frac{U^2}{d-\delta} = -\frac{\epsilon_r \epsilon_0 A}{2} \cdot \frac{U^2}{(d-\delta)^2}. \quad (4.2)$$

Dagegen wird die die Membran rücktreibende Kraft F_r entsprechend dem Hook'schen Gesetz als linear angenommen:

$$F_r = -k_f \delta \quad (4.3)$$

wobei k_f die Federkonstante ist. Werden die Gleichungen für die anziehende Kraft (4.2) und für die rücktreibende Kraft (4.3) gleichgesetzt

$$U^2 = \frac{2k_f}{\epsilon_r \epsilon_0 A} \cdot \delta (d-\delta)^2, \quad (4.4)$$

so ergibt sich ein labiles Gleichgewicht

$$\left. \frac{d}{d\delta} U^2 \right|_{\delta_{\max}} = \frac{2k_f}{\epsilon_r \epsilon_0 A} \cdot (d^2 - 4d\delta_{\max} + 3\delta_{\max}^2) = 0 \quad (4.5)$$

bei

$$\delta_{\max} = \frac{d}{3}. \quad (4.6)$$

Wird die Spiegelmembran über die maximale Auslenkung δ_{\max} hinaus ausgelenkt, so sind die Kräfte F_{el} und F_r nicht mehr im Gleichgewicht. Es gilt $F_{el} > F_r$, und die Membran wird auf das Elektrodenarray gezogen. Dies sollte vermieden werden, da es zur Zerstörung der Membran führen kann. Als Arbeitsbereich wird daher der Bereich zwischen 0 V und $U_{\max} = 0,9 \cdot U(\delta_{\max})$ gewählt.

Die Membran kann durch die elektrische Spannung zwischen Masseelektrode und Elektrodenarray nur angezogen, nicht aber abgestoßen werden. Sie wird also immer konkav verformt. Um jedoch trotzdem einen bidirektionalen Betrieb zu ermöglichen, wird der Spiegel mit einer konkaven Vorkrümmung betrieben. Diese Vorkrümmung der Membran wird durch das Anlegen einer Vorspannung U_{bias} erreicht. Da die Auslenkung der Membran quadratisch von der angelegten Spannung abhängt, sollte die Referenzspannung $U_{bias} = \sqrt{1/2} \cdot U_{\max} \approx 0,7 \cdot U_{\max}$ betragen. Von dieser Position aus ist

in beide Richtungen eine Verformung des Spiegels mit gleicher Amplitude möglich. Die erforderliche konkave Vorkrümmung des Membranspiegels muss im Experiment berücksichtigt und gegebenenfalls durch optische Elemente kompensiert werden.

Räumliche Eigenmoden des Spiegels

Zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit eines adaptiven Spiegels, bietet sich eine Betrachtung der räumlichen Eigenmoden des Spiegels an. Die Eigenmoden des Spiegels stellen Eigenlösungen der Poisson-Gleichung (4.1) unter den Randbedingungen dar, die durch die Anordnung der Aktuatoren und die Halterung der Membran gegeben sind. Damit geben die Eigenmoden Aufschluss darüber, mit welcher Amplitude der Spiegel eine gewünschte Verformung realisieren kann. Für die im Folgenden beschriebene Berechnung dieser Eigenmoden müssen die Verformungen der Spiegeloberfläche, bewirkt durch einzelne Spiegelelektroden, unabhängig von einander sein. Für den Membranspiegel bedeutet dies zum Einen, dass sich die elektrischen Felder der einzelnen Elektroden nicht überlagern dürfen. Das ist gegeben, wenn der Elektrodendurchmesser sehr viel grösser ist, als der Abstand des Elektrodenarrays von der Masseelektrode. Mit einem Elektrodendurchmesser von 1,8 mm und einem Abstand von 35-75 μm zwischen Membran und Elektrodenarray, ist diese Bedingung für die Membranspiegel der Firma Flexible Optical erfüllt. Wie in Abbildung 4.3 dargestellt, führt ein Spannungssignal an einer einzelnen Elektrode jedoch auch zu einer Verformung der Membran oberhalb der benachbarten Elektroden. Infolge des dadurch verringerten Abstandes der benachbarten Elektroden zur Spiegelmembran ändert sich mit Gleichung (4.2) auch die Einflussfunktion der Nachbarelektroden. Die Einflussfunktionen der einzelnen Elektroden sind also über die Spiegelmembran miteinander gekoppelt. Wie sich im Laufe der folgenden Berechnung der Eigenmoden des Spiegels jedoch zeigen wird, sind die durch die Kopplung verursachten Fehler gering. Die mittels der Eigenmoden für ein beliebiges Spannungsmuster berechnete Spiegelverformung wurde experimentell bestätigt.

Zur Berechnung der Eigenmoden werden zunächst die Einflussfunktionen der einzelnen Spiegelelektroden aufgenommen. Beispielhaft ist dies in Abbildung 4.3 zu sehen. Nacheinander wird eine Testspannung U_{Test} an jede einzelne Elektrode j angelegt und die resultierende Oberflächenverformung Φ_j der Membran vermessen. Die Verformung Φ_j lässt sich als Summe einzelner Zernike-Polynome Z_i darstellen, die jeweils mit dem Koeffizienten b_{ij} skaliert werden (vgl. Kapitel 3.1.2)

$$\Phi_j = \sum_{i=1}^M b_{ij} Z_i \quad (4.7)$$

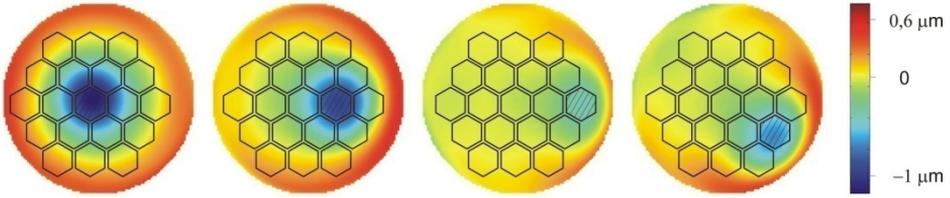


Abbildung 4.3 Oberflächenverformung eines deformierbaren Membranspiegels der Firma Flexible Optical mit einem Durchmesser von 10 mm beim Anlegen einer Spannung von 300 V an einzelne Spiegelelektroden. Die Farbskala ist auf die maximale Verformung normiert.

Da die Auslenkung der Membran proportional zum Quadrat der Testspannung ist (4.2), werden die Einflussfunktionen der einzelnen Elektroden bzw. ihre Darstellung in Zernike-Koeffizienten auf die quadrierte Testspannung U_{Test}^2 normiert

$$a_{ij} = \frac{b_{ij}}{U_{Test,j}^2} \quad (4.8)$$

und zu der sogenannten Einflussmatrix **EM** zusammengefasst [91]

$$\begin{aligned} \mathbf{EM} &= (\vec{a}_1 \quad \vec{a}_2 \quad \cdots \quad \vec{a}_N) \\ &= \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & \cdots & a_{1N} \\ a_{21} & a_{22} & \cdots & a_{2N} \\ a_{31} & a_{32} & \cdots & a_{3N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{M1} & a_{M2} & \cdots & a_{MN} \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Hierbei ist N die Anzahl der Spiegelelektroden und M die Anzahl der zur Darstellung gewählten Zernike-Polynome. Die Anzahl der in die Rechnung einbezogenen Zernike-Polynome beträgt für gewöhnlich 36, kann aber in Abhängigkeit der maximal erwarteten Raumfrequenz der Spiegelverformung angepasst werden.

Die Verformung der Spiegelmembran durch ein beliebiges Spannungsmuster kann nun durch eine einfache Matrixmultiplikation berechnet werden:

$$\vec{s} = \mathbf{EM} \cdot \vec{x}, \quad (4.10)$$

wobei \vec{x} der Vektor der an den einzelnen Elektroden anliegenden quadrierten Spannungen ist und \vec{s} die Oberflächenverformung, dargestellt durch die Koeffizienten der einzelnen Zernike-Terme, wiedergibt.

$$\bar{x} = \begin{pmatrix} U_1^2 \\ U_2^2 \\ \vdots \\ U_N^2 \end{pmatrix} \quad \bar{s} = \begin{pmatrix} s_1 \\ s_2 \\ \vdots \\ s_M \end{pmatrix}. \quad (4.11)$$

Die inverse Matrix von \mathbf{EM} , die sogenannte Kontrollmatrix \mathbf{KM} , ermöglicht es, das für eine gewünschte Oberflächenverformung notwendige Spannungsmuster \bar{x} zu berechnen.

$$\bar{x} = \mathbf{KM} \cdot \bar{s} \quad (4.12)$$

Da die Einflussmatrix \mathbf{EM} im Allgemeinen aber weder quadratisch noch singular ist, kann eine Matrixinversion nur näherungsweise geschehen. In [91, 97] wird solch eine Pseudoinversion anhand der Methode der Singulärwertzerlegung beschrieben.

Die Singulärwertzerlegung der Einflussmatrix \mathbf{EM} ermöglicht außerdem eine anschauliche Interpretation der Leistungsfähigkeit des deformierbaren Spiegels. $\mathbf{EM}_{(M \times N)}$ kann durch die Multiplikation dreier Matrizen ausgedrückt werden:

$$\mathbf{EM} = \mathbf{U} \mathbf{\Lambda} \mathbf{V}^T$$

$$= (\bar{u}_1 \quad \bar{u}_2 \quad \dots \quad \bar{u}_M) \begin{pmatrix} \lambda_1 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \lambda_2 & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \ddots & 0 & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \lambda_r & 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \lambda_{r+1} = 0 & \dots & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \ddots & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & \lambda_M = 0 & \dots & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \bar{v}_1 \\ \bar{v}_2 \\ \vdots \\ \bar{v}_N \end{pmatrix}. \quad (4.13)$$

Hierbei sind die Matrizen $\mathbf{U}_{(M \times M)}$ und $\mathbf{V}_{(N \times N)}$ unitär, ihre Spaltenvektoren sind also orthonormal zu einander. Hat die Einflussmatrix \mathbf{EM} den Rang r_{EM} , so enthält die Diagonalmatrix $\mathbf{\Lambda}_{(M \times N)}$ r_{EM} positive der Größe nach geordnete Diagonalelemente λ_i ($\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3 > \dots > \lambda_{r_{EM}}$). Auf den deformierbaren Spiegel bezogen, können die Matrizen \mathbf{U} , \mathbf{V} und $\mathbf{\Lambda}$ folgendermaßen gedeutet werden:

- \mathbf{U} : Jeder Spaltenvektor \bar{u}_i stellt einen räumlichen Eigenmode des deformierbaren Spiegels in Zernike-Koeffizienten dar. Insgesamt wird der komplette Satz an Eigenmoden dargestellt.
- $\mathbf{\Lambda}$: Die von Null verschiedenen Diagonalelemente λ_i sind die zu den Eigenmoden \bar{u}_i gehörenden Eigenwerte des Spiegels. Sie verknüpfen die Eigenwer-

te des Spiegel mit den zugehörigen Kontrollsignalen \bar{v}_i . Je grösser ein Eigenwert λ_i , desto grösser ist der Hub, mit der der Spiegel den zugehörigen Eigenmode darstellen kann.

- \mathbf{V}^T : Die Zeilenvektoren \bar{v}_i geben das Kontrollsignal an, welches am Elektrodenarray des deformierbaren Spiegels anliegen muss, um den zugehörigen Eigenmode anzusteuern. Insgesamt wird der komplette Satz der Kontrollsignale dargestellt.

Im Falle des Membranspiegels besteht das Kontrollsignal aus Spannungsquadratmustern.

Da die Eigenmoden \bar{u}_i orthonormal zu einander sind, kann jede Spiegelverformung sowohl als Summe von skalierten Zernike-Polynomen Z_i , als auch als Summe der skalierten Eigenmoden dargestellt werden.

$$\Phi = \sum_{k=1}^M b_k Z_k = \sum_{l=1}^{r_{EM}} c_l \lambda_l \bar{u}_l \cdot Z_l \quad (4.14)$$

Andererseits kann der deformierbare Spiegel nur Verformungen realisieren, die durch eine Kombination seiner Eigenmoden darstellbar sind. Mit Hilfe der Eigenmoden ist es also möglich, die minimal mögliche Abweichung von der gewünschten Spiegeldeformation \bar{s} zu berechnen

$$\text{minimale Abweichung} = |\mathbf{EM} \cdot \bar{x}' - \bar{s}|. \quad (4.15)$$

Hierbei ist \bar{x}' das mit Gleichung (4.10) errechnete Spannungsmuster, welches die gewünschte Deformation \bar{s} am besten realisiert.

Im Folgenden wird anhand der Eigenmoden beispielhaft die Leistungsfähigkeit des während der Laserexperimente (Kapitel 5.2.2) eingesetzten Membranspiegels MM-DM 09 beurteilt. Der Spiegel der Firma Flexible Optical ist baugleich zu dem in Abbildung 4.1 dargestellten Spiegel, besitzt jedoch nur 19 Elektroden bei einer freien Apertur von 10 mm. Aufgrund ihrer geometrischen Lage können vier Elektroden- oder Aktuatortypen mit unterschiedlichen Randbedingungen unterschieden werden. Die interferometrisch gemessenen Einflussfunktionen aller Aktuatortypen sind beispielhaft in Abbildung 4.3 aufgetragen. Mit Hilfe der oben beschriebenen Singulärwertzerlegung der Einflussmatrix werden die Eigenmoden des Spiegels bestimmt. Sie hängen von der Anzahl, Geometrie und Verteilung der Spiegelelektroden, sowie von den Materialeigen-

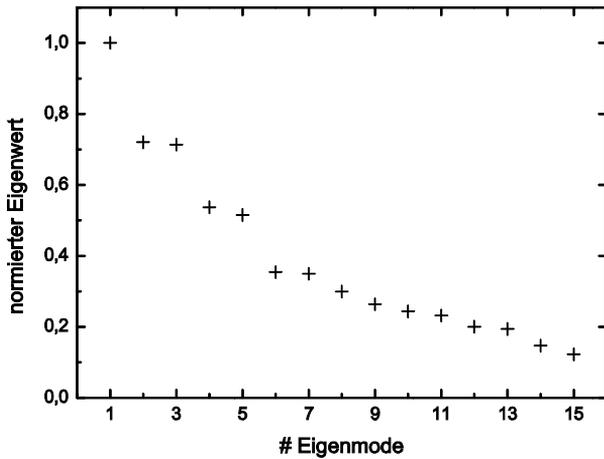
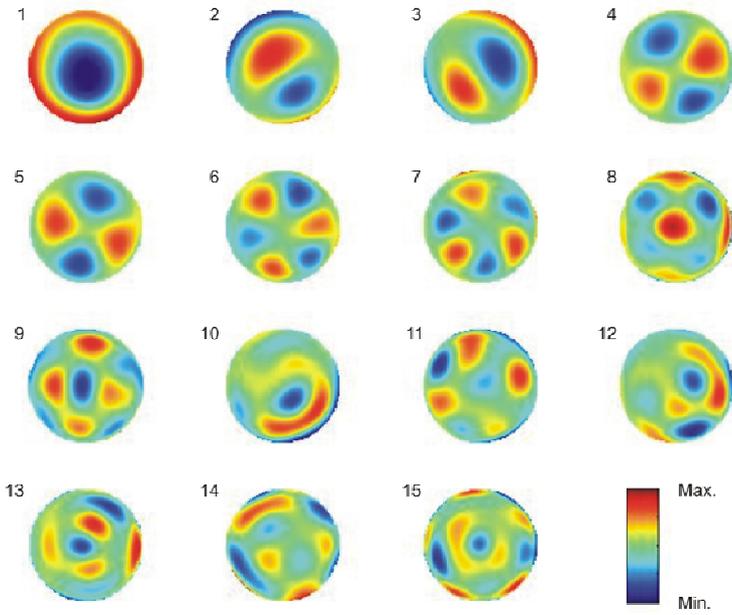


Abbildung 4.4 Oben: Die berechneten ersten 15 Eigenmoden des Membranspiegels MM-DM 09. Unten: Die zu den Eigenmoden gehörenden Eigenwerte. Die Eigenwerte sind auf den maximalen Eigenwert normiert und geben den Hub an, mit dem die Spiegeloberfläche einen Eigenmode darstellen kann.

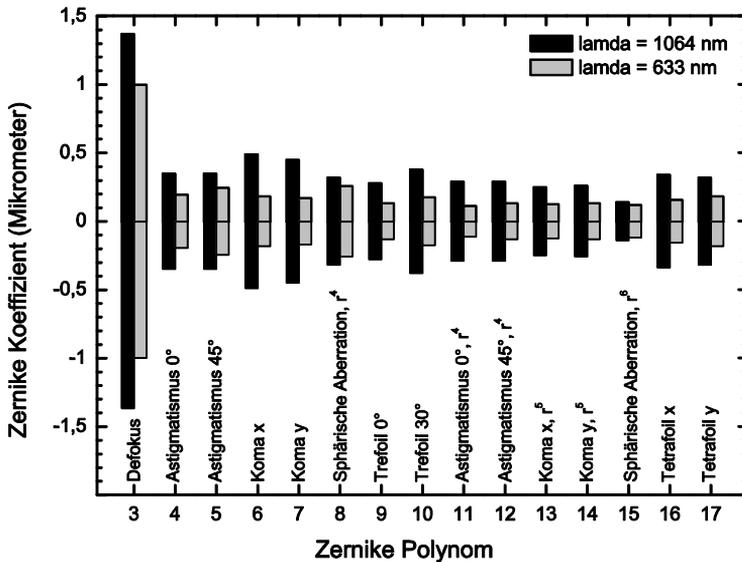


Abbildung 4.5 Vergleich der berechneten maximalen Koeffizienten, mit denen einzelne Zernike-Polynome mit einem Fehler von weniger als $\lambda/14$ bei Wellenlängen von 633 nm und 1064 nm von Spiegel MM-DM 09 über 90% des Membrandurchmessers realisiert werden können.

schaften der Spiegelmembran ab. Die ersten 15 Eigenmoden des Spiegels MM-DM 09 sind mit ihren Eigenwerten in Abbildung 4.4 dargestellt. Die ersten acht Eigenmoden ähneln Zernike-Polynomen. So stellt der erste Eigenmode im wesentlichen Defokus dar, die Eigenmoden 2 und 3 Koma. Betrachtet man die Eigenmoden 4 und 5 bzw. 6 und 7 über einen verringerten Durchmesser, so erhält man vor allem Astigmatismus und Trefoil (Dreiblättrigkeit). Der Hub, mit dem die Spiegeloberfläche diese Eigenmoden einstellen kann, verringert sich mit wachsender Ordnungszahl der Eigenmoden.

Mit Gleichung (4.15) lässt sich nun aus den Eigenmoden und Eigenspannungen die Genauigkeit berechnen, mit der eine gewünschte Oberflächenverformung des Spiegels realisiert werden kann. Als Maß für die maximal tolerierbare Abweichung hat sich das in Kapitel 3.1.3 definierte Maréchal-Kriterium durchgesetzt. Es ist erfüllt, wenn der rms-Wellenfrontfehler σ_ϕ weniger als $\lambda/14$ beträgt [51]. Mit der Näherung

$$\text{Strehl-Verhältnis } S \approx 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda} \sigma_\phi \right)^2 \quad (4.16)$$

entspricht dies einem Strehl-Verhältnis von mehr als 80 %. Das optische System wird in diesem Fall als „beugungsbegrenzt“ bezeichnet. Der maximale Hub, mit dem der Membranspiegel im Rahmen des Maréchal-Kriteriums einzelne Zernike-Polynome

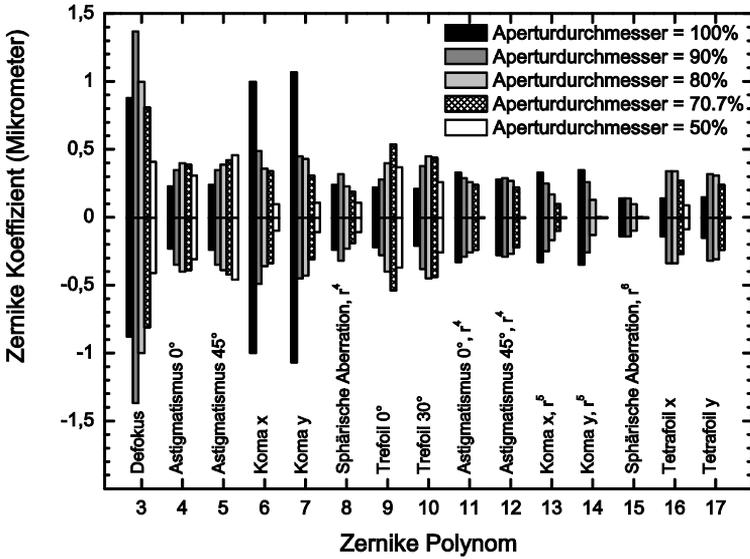


Abbildung 4.6 Berechneter Koeffizient, mit dem einzelne Zernike-Polynome mit einem Fehler von maximal $\lambda/14$ bei einer Wellenlänge von 1064 nm von Spiegel MM-DM 09 realisiert werden können. Ein Aperturdurchmesser von 100% entspricht 10 mm.

darstellen kann, ist mit Gleichung (4.15) für Wellenlängen von 633 nm und 1064 nm berechnet worden (Abbildung 4.5). Die am Spiegel anliegenden Steuerspannungen liegen zwischen 0 und 300 V, und eine Vorspannung von 212 V ermöglicht Hub in negative sowie positive Richtung. Da das Maréchal-Kriterium von der Wellenlänge abhängt, variiert auch der Hub, mit dem einzelne Zernike-Polynome hinreichend genau vom Membranspiegel realisiert werden können, mit der Wellenlänge. Wegen der Begrenzung der Steuerspannungen auf den Bereich von 0 bis 300 V sind Hub und rms-Wellenfrontfehler jedoch nicht einfach miteinander korrelierbar. Eine mathematische Beziehung kann nur über die Eigenmoden ausgedrückt werden. Ohne Kenntnis der Eigenmoden ist es daher nicht möglich, von dem im Rahmen des Maréchal-Kriteriums maximal darstellbaren Hub eines Zernike-Polynoms bei einer gegebenen Wellenlänge auf den maximal darstellbaren Hub bei einer beliebigen anderen Wellenlänge zu schliessen. Eine längere Wellenlänge ermöglicht jedoch tendenziell einen grösseren Hub. Dies rührt daher, dass ein rms-Fehler von $\lambda/14$ bei einer größeren Wellenlänge einer größeren absoluten Abweichung der Spiegeloberfläche von der Soll-Form entspricht, als bei einer kürzeren Wellenlänge.

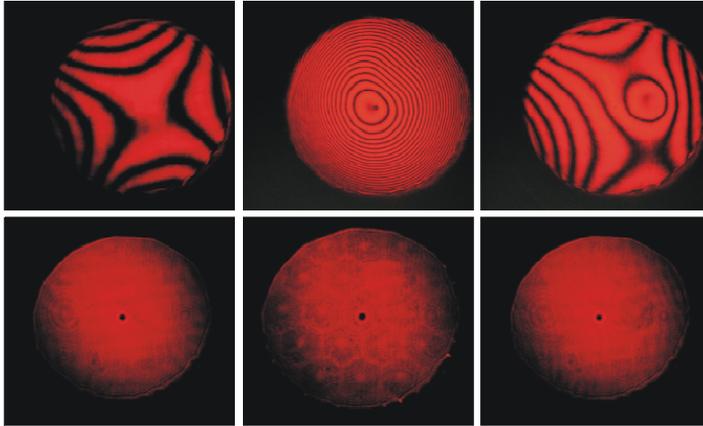


Abbildung 4.7 Interferogramme (obere Zeile) und dejustierte Abbildungen (untere Zeile) des Spiegels MM-DM 04. Die hexagonale Elektrodenstruktur des Spiegels wird in der Abbildung sichtbar (untere Bildreihe, insbesondere mittleres Bild), wenn die Kamera geringfügig aus der Bildebene geschoben wird. Am Elektrodenarray angelegte Spannungen: alle Elektroden auf 0 V (links), 300 V (mitte), eine Elektrode auf 300 V, die restlichen Elektroden auf 0 V (rechts).

Der maximal im Rahmen des Maréchal-Kriteriums einstellbare Hub der einzelnen Zernike-Polynome variiert auch mit dem genutzten Aperturdurchmesser. Wird die gesamte Fläche der Membran (100 % Aperturdurchmesser) genutzt, so schränken die Randbedingungen der Membranhaltung die Verformung stark ein. Die Membran ist am Rand eingespannt und kann dort nicht ausgelenkt werden. Wird die Verformung der Membran nun mit Hilfe der Eigenmoden beispielsweise für einen maximalen Defokus optimiert, so enthält die Membranverformung neben $0,86 \lambda$ Defokus auch $0,08 \lambda$ sphärische Aberration r^4 und $0,09 \lambda$ sphärische Aberration r^6 . Zusammen mit weiteren nicht erwünschten Zernike-Polynomen bewirkt dies ein Absinken des Strehl-Verhältnisses auf 80 %. Beim Verwenden eines kleineren Teils der Membranfläche wirkt sich die Membranhaltung geringer aus, so dass beispielsweise höhere Defokusterme möglich sind. Wird der genutzte Membrandurchmesser jedoch zu klein, so verhindert die begrenzte Anzahl von Aktuatoren das Anlegen von Zernike-Polynomen höherer Ordnung. Aus Abbildung 4.6 wird ersichtlich, dass der optimale Aperturdurchmesser des untersuchten Membranspiegels MM-DM 09 bei etwa 90 % des Membrandurchmessers liegt.

Durchdrücken der Aktuatorstruktur

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, sind die Einflussfunktionen der einzelnen Spiegelelektroden des Membranspiegels nahezu unabhängig von einander. Da der Durchmesser einer einzelnen Elektrode um den Faktor 25 grösser ist, als der Abstand der Elektrode zur Spiegelmembran, überlagern sich die E-Felder zweier benachbarter Elektroden kaum. Die lokale Begrenzung der E-Felder führt jedoch auch zu einem „Durchscheinen“ der Elektrodenstruktur auf der Oberfläche der Membran, dem sogenannten „print-through“ (Abbildung 4.7).

Thermisches Verhalten

Werden adaptive Spiegel für die Korrektur von Laserstrahlen eingesetzt, so muss sichergestellt werden, dass sie durch die auftreffende Laserleistung weder zerstört, noch in ihrer Leistungsfähigkeit verändert werden. Wie bereits beim Aufbau der Membranspiegel beschrieben, liegt die Zerstörungsschwelle für die in dieser Arbeit verwendeten dielektrisch beschichteten Membranspiegel bei mehr als 144 kW/cm² bei 55 W Dauerstrichleistung [8]. Die Membran ist als Kompositstruktur aufgebaut (vgl. Abbildung 4.2). Die Reflektivität der beschichteten Membran ist mit 99,8 % vergleichbar zu den Spezifikationen von mehr als 99,7 % bei konventionellen Laserspiegeln aus Glas [98]. Trifft jedoch ein Laserstrahl auf einen Membranspiegel, so prägt sich das Strahlprofil der dünnen Membran als zusätzliche Verformung auf. In Abhängigkeit von der einfallenden Laserleistung kann diese zusätzliche Verformung sowohl reversibel oder auch permanent sein. Verursacht wird die zusätzliche Verformung durch die Absorption der nicht reflektierten Strahlungsanteile in der Membran [99]. Die Membran wird lokal um $\Delta Temp$ erwärmt, so dass die Membranzugspannung T sinkt:

$$T(x, y, \Delta Temp) = (\varepsilon - \alpha_T \cdot \Delta Temp) t \cdot E . \quad (4.17)$$

Neben der Temperaturerhöhung hängt die Membranzugspannung von der relativen Anfangsdehnung ε und der Dicke t der Membran ab, sowie von dem thermischen Ausdehnungskoeffizient α_T und dem Elastizitätsmodul E des Membranmaterials. Ist die Spiegelmembran wie in unserem Falle aus mehreren Schichten – Kompositmembran, Al-Masseelektrode, dielektrisches Schichtsystem – aufgebaut, so setzt sich die Membranzugspannung als Summe aus den einzelnen Zugspannungen zusammen

$$T = \sum_i T_i . \quad (4.18)$$

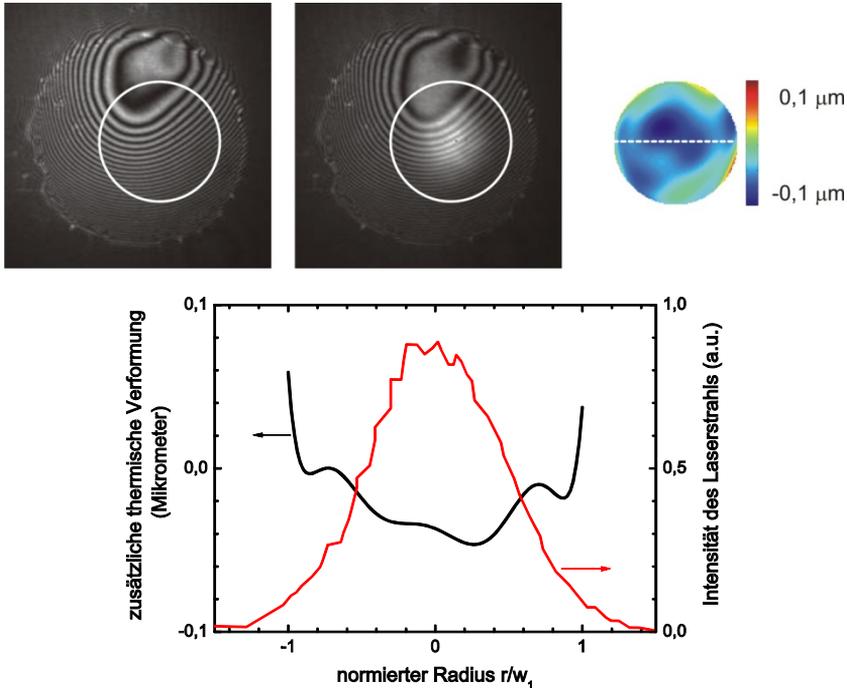


Abbildung 4.8 Interferogramme des Spiegels MM-DM 09 eingesetzt als Resonatorendspiegel. Die Interferogramme werden über die Auftrefffläche des Lasers auf den Spiegel ausgewertet. Diese Fläche ist durch einen weißen Kreis gekennzeichnet. Links: Laser ist abgeschaltet. Mitte: Laser läuft. Die Intensität auf der Membran liegt bei 110 W/cm^2 . Rechts: Die durch den Laserstrahl verursachte zusätzliche Verformung der Membran über den Strahlquerschnitt. Die Verformung über den gestrichelt angedeuteten Schnitt im Vergleich zur Intensitätsverteilung des Laserstrahles ist im unteren Graphen aufgetragen.

Die lokale Krümmung $\nabla^2 \delta(x, y)$ der Membran ist nach Gleichung (4.1) antiproportional zur Membranzugspannung T . Erwärmt die einfallende Laserstrahlung die Membran nun lokal, so erhöht sich also die Krümmung der Membran als Funktion der Temperatur. Die Auslenkung der Membran steigt, ihr wird das Intensitätsprofil des Laserstrahles aufgeprägt. Abbildung 4.8 zeigt solch eine experimentell gemessene Verformung der Spiegelmembran. Der Membranspiegel wird wie in Kapitel 5.2.2 beschrieben als Resonatorendspiegel genutzt. An allen Spiegelaktuatoren liegt eine Vorspannung von 225 V. Bei der resonator-internen Leistung von 14 W und einem $1/e^2$ -Strahldurchmesser von 4 mm ergibt sich die Intensität auf der Spiegelmembran zu 110 W/cm^2 . Sie befindet sich damit etwa um einen Faktor 1300 unterhalb der Zerstörschwelle. Ein Vergleich der

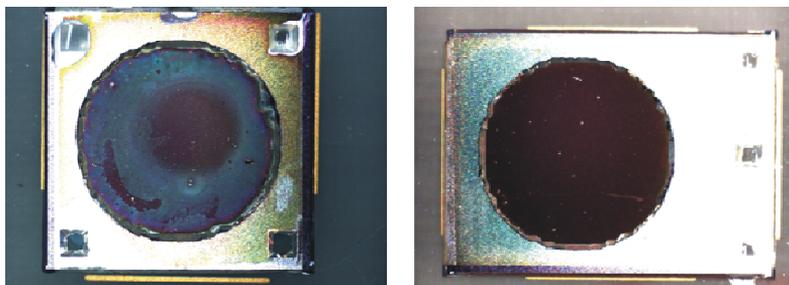


Abbildung 4.9 Links: MM-DM 09 nach einjährigem Einsatz. Die mitte-rechts gelegene Verfärbung entspricht der Position und Größe des Laserstrahls auf dem Spiegel. Rechts: Unbenutzter MM-DM 10.

Membranverformung mit und ohne Belastung durch den Laserstrahl ergibt jedoch trotzdem eine zusätzliche thermische Verformung von $0,25 \mu\text{m}$ peak-to-valley über den Strahlquerschnitt. Bei Vernachlässigung der gemessenen starken Membransteigung im Randbereich des Strahls (vgl. Abbildung 4.8 rechts) sinkt die zusätzliche Verformung auf $0,1 \mu\text{m}$. Mit Gleichung (4.17) errechnet sich die Verringerung der Membranzugspannung zu maximal 40 % am Ort des Intensitätsmaximums des Laserstrahls.

Die beschriebenen thermisch verursachten Verformungen limitieren den Einsatz von Membranspiegeln in der Lasertechnik. Wird ein Membranspiegel beispielsweise als Resonatorspiegel eingesetzt, so koppelt eine Veränderung der Spiegelverformung automatisch auf die Eigenmoden des Resonators zurück. Veränderungen der Eigenmoden wirken sich jedoch in einer ebenfalls veränderten Intensitätsverteilung auf dem Spiegel aus. Die Rückkopplung der Resonatormoden mit dem adaptiven Spiegel kann zu einer Oszillation des Resonators zwischen zwei Zuständen führen. Die experimentelle Beobachtung dieses Phänomens wird in Kapitel 5.2.2 beschrieben.

Werden Membranspiegel jedoch außerhalb des Laserresonators zur Korrektur von Strahlen mit konstanter Intensitätsverteilung eingesetzt, so ist die thermisch verursachte Verringerung der Membranzugspannung zeitlich konstant. Ist die dadurch entstehende zusätzliche Spiegelverformung gering, so kann sie eventuell durch eine Korrektur der elektrischen Spannungsverteilung der Spiegelaktuatoren kompensiert werden.

Alterungserscheinungen

Über eine Einsatzdauer von mehreren Jahren zeigten die im Labor für Photonik verwendeten Membranspiegel bislang keine Alterserscheinungen im Hinblick auf ihre Verformbarkeit. Im Gegensatz dazu sank die Reflektivität der dielektrisch beschichteten

Spiegel jedoch schon nach einem Einsatz von mehreren Wochen. Verursacht wird dies vermutlich durch die Oxidation der Ag-Schicht zwischen der Spiegelmembran und der dielektrischen Beschichtung. Oxidation tritt verstärkt dort auf, wo der Laserstrahl den Spiegel trifft (Abbildung 4.9). Dies macht eine thermische Beschleunigung des Prozesses wahrscheinlich. Anodenoxidation [100] kann ausgeschlossen werden, da die Aktuatorstruktur gegenüber der Membran positiv geladen betrieben wurde.

Wie die thermisch verursachten Verformungen der Spiegelmembran, so limitiert auch das Absinken der Reflektivität der Membranspiegel ihren Einsatz in der Lasertechnik, insbesondere als Resonatorspiegel.

4.1.2 Deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren

Aufbau

Eine große Gruppe deformierbarer Spiegel besteht im Wesentlichen aus einer freien dünnen Platte, die auf stempelförmigen Spiegelaktuatoren aufgeklebt ist. Werden alle Aktuatoren mit dem gleichen Signal angesteuert, so heben sie die Platte an. Wird jedoch nur ein einzelner Aktuator angesteuert, so übt er an seiner Position eine Kraft auf die Spiegelplatte aus und verformt diese.

Ende der 1970er Jahre wurden die ersten dieser Spiegel für die Astronomie entwickelt [101]. Piezokeramiken wurden als Spiegelaktuatoren eingesetzt. Heute sind Spiegel mit mehreren Tausend Aktuatoren und Aktuatorrastern im Millimeterbereich [102] kommerziell erhältlich. Um einen möglichst hohen Hub zu erzielen, werden in der Regel Piezostapel-Aktuatoren (PStack-DM: piezostack deformable mirror) eingesetzt. Der Preis der Spiegel liegt bei ca. 1000 \$ pro Aktuator [103, 104]. Diese Spiegel werden daher vorwiegend in großen Forschungseinrichtungen, z.B. in Observatorien, eingesetzt.

Deutlich günstigere deformierbare Spiegel werden seit 2005 von der niederländischen Firma Flexible Optical hergestellt [105]. Im Gegensatz zu herkömmlichen Spiegeln kommen keine Piezostapel-Aktuatoren zum Einsatz, sondern etwa 37 mm lange Piezokeramik-Balken aus Blei-Zirkon-Titant (PZT) (PBar-DM: Piezobar deformable mirror). Der Aufbau der Spiegel ist in Abbildung 4.10 skizziert. Die PZT-Balken sind in einem Rechteckraster mit der Spiegelplatte verklebt. Beim Anlegen von elektrischer Spannung an die Seitenflächen der Balken dehnen sich die Balken orthogonal zum angelegten E-Feld aus und verformen so die aufgeklebte Spiegelplatte. Da die Aktuatorbalken fest mit der Platte verklebt sind, werden die Nachbaraktuatoren durch die Verformung der Spiegelplatte ebenfalls geringfügig verformt. Der maximale Hub, den

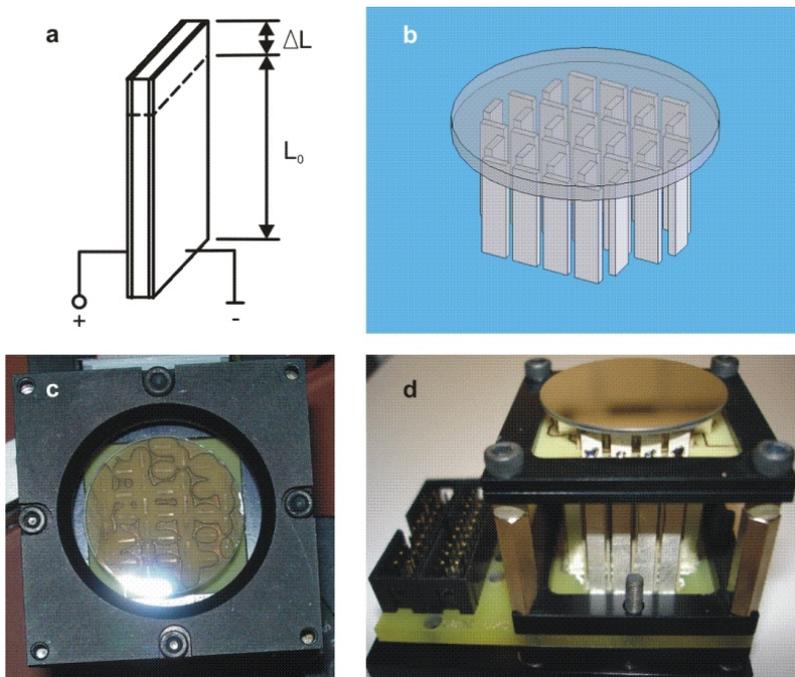


Abbildung 4.10 Deformierbarer Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren der Firma Flexible Optical. a: Verformung eines Piezokeramik-Streifens orthogonal zum angelegten elektrischen Feld. b: Aufbau des Spiegels. Man erkennt die Balkenaktuatoren unter der teiltransparent dargestellten Spiegelplatte. c,d: Photos des Spiegels.

ein einzelner Aktuator erreichen kann, hängt daher neben der angelegten Spannung auch von der Dehnung der Nachbaraktuatoren und der Steifheit der Spiegelplatte ab. Bei einem maximalen Hub von $8 \mu\text{m}$ bei einer Spannung von 400 V an allen Aktuatoren spezifiziert der Hersteller der Spiegel maximal $3 \mu\text{m}$ Hub zwischen Nachbaraktuatoren [105]. Im äußersten Aktuatorring wird der Einfluss der Nachbarn jedoch geringer, der maximale Hub zwischen Nachbaraktuatoren nimmt zu [90].

Je nach Anwendungsbereich des Spiegels besteht die Spiegelplatte aus BK7, Quarzglas oder Silizium. Im Gegensatz zu den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Membranspiegeln ist die Spiegelplatte mit einem Millimeter recht dick. Sie kann daher mit beliebigen dielektrischen oder metallischen Beschichtungen versehen werden. Ein weiterer Aspekt, der die deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren von den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Membranspiegeln unterscheidet, ist das Vorhandensein von typischerweise 7-15 % Hysterese [105, 106].

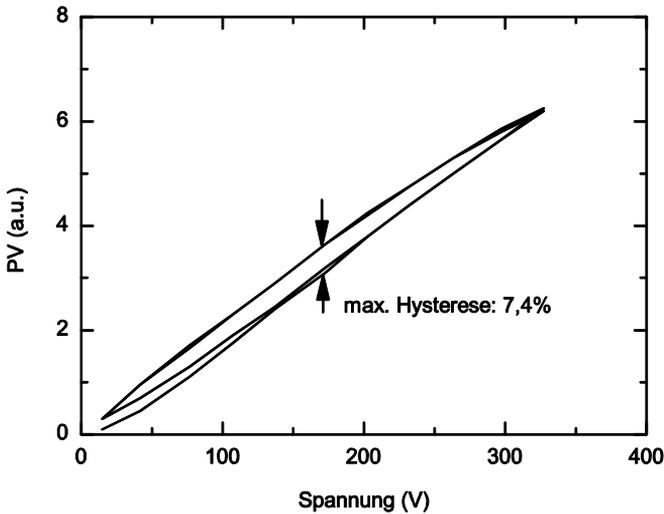


Abbildung 4.11 Gemessene Hysterese des deformierbaren Spiegels mit Piezobalken-Aktuatoren beim Durchfahren der Spannungscurve von 0 bis 330 V für einen Aktuator.

Der in dieser Arbeit eingesetzte deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren wurde dem Labor für Photonik als Dauerleihgabe von der Firma Flexible Optical zur Verfügung gestellt. Die Spiegelplatte besteht aus Glas, ist etwa 1 mm dick und hat einen Durchmesser von 30 mm. Sie ist dielektrisch hochreflektierend für 1064 nm beschichtet. Die 37 Aktuatoren von etwa 37 mm Länge haben einen Abstand von 4,3 mm von einander. Wie in Abbildung 4.11 aufgetragen, wurde über einen Arbeitsbereich von 0 bis 330 V eine Hysterese von maximal 7,4 % gemessen. Die Hysterese ist hierbei definiert als

$$Hysterese(U) = \frac{PV_{\max}(U) - PV_{\min}(U)}{PV_{\max}(U)}, \quad (4.19)$$

wobei $PV_{\max}(U)$ ($PV_{\min}(U)$) die maximal (minimal) gemessene Peak-to-valley-Verformung des Spiegels bei der Spannung U angibt.

Arbeitsbereich

Der im obigen Abschnitt beschriebene deformierbare Spiegel arbeitet im Gegensatz zu herkömmlichen Spiegeln der gleichen Bauart mit Balkenaktuatoren statt mit Stapelaktuatoren. Bei Balkenaktuatoren wird das elektrische Feld orthogonal zur gewünschten Verformungsrichtung angelegt (vgl. Abbildung 4.10). Das Piezomodul d_{31} und damit

die relative Längenänderung ΔL der Piezokeramik ist etwa halb so groß, wie das Piezomodul d_{33} bei parallelem elektrischem Feld

$$\Delta L \approx E \cdot d_{ij} \cdot L_0 . \quad (4.20)$$

Stapelaktuatoren dehnen sich parallel zum angelegten elektrischen Feld aus, haben jedoch im Allgemeinen eine geringere Ausgangslänge L_0 als Balkenaktuatoren. Piezostapelaktuatoren werden eingesetzt, wenn eine hohe Aktuatorsteifigkeit oder hohe Kräfte benötigt werden und die Abmessung der Aktuatoren klein sein soll [107]. Ist dies nicht notwendig, so sind Balkenaktuatoren eine preisgünstige Alternative. Wird ein Piezo-Aktuator angesteuert und übt Druck $P(x,y)$ auf die Spiegelplatte aus, so wird die statische Auslenkung $\delta(x,y)$ der Platte durch die biharmonische Gleichung [105, 108]

$$\nabla^2 \nabla^2 \delta(x,y) = \frac{P(x,y)}{D} = k_T d_{31} \cdot \frac{L_0}{D} \cdot \frac{U(x,y)}{d} \quad (4.21)$$

beschrieben. D bezeichnet die Steifheit der Spiegelplatte in der Einheit Nm. Außerdem hängt die Auslenkung der Platte von der Kleinsignalsteifigkeit k_T der Piezokeramik ab, sowie nach Gleichung (4.20) von dem Piezomodul d_{31} und dem angelegten elektrischen Feld mit $E = U / d$. U ist die an dem Aktuatorbalken anliegende elektrische Spannung und d bezeichnet die Dicke des Balkens. Wie in Abbildung 4.11 zu sehen, ist die Auslenkung der Spiegelplatte nahezu proportional zur angelegten elektrischen Spannung.

Durch das rechtwinklige Muster, in dem die 37 Aktuatoren angeordnet sind, können bei dem untersuchten deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren genau 12 Aktuatorpositionen geometrisch unterschieden werden. Die bei einer Spannung von 330 V mit einem Michelson-Interferometer gemessenen Einflussfunktionen dieser 12 Positionen sind in Abbildung 4.12 dargestellt. Obwohl der Durchmesser des Spiegels 30 mm beträgt, wurden die Einflussfunktionen nur über einen Durchmesser von 17 mm aufgenommen. Ursächlich hierfür ist die räumliche Begrenzung des Messstrahls des Interferometers durch einen 25,4 mm Strahlteiler. Der Messfleck ist jedoch konzentrisch zum Auftreffpunkt der Laserstrahlung der in Kapitel 5 beschriebenen Experimente. Da der Durchmesser der Laserstrahlung außerdem stets geringer als 17 mm ist, liefern die gemessenen Einflussfunktionen eine vollständige Beschreibung des Einflusses des deformierbaren Spiegels auf die einfallende Laserstrahlung.

Räumliche Eigenmoden des Spiegels

Die Aktuatoren des deformierbaren Spiegels sind durch ihre Verklebung mit der Spiegelplatte an einander gekoppelt. Die Verformungen der Spiegeloberfläche, bewirkt durch die einzelnen Aktuatoren, sind also nicht vollständig unabhängig von einander.

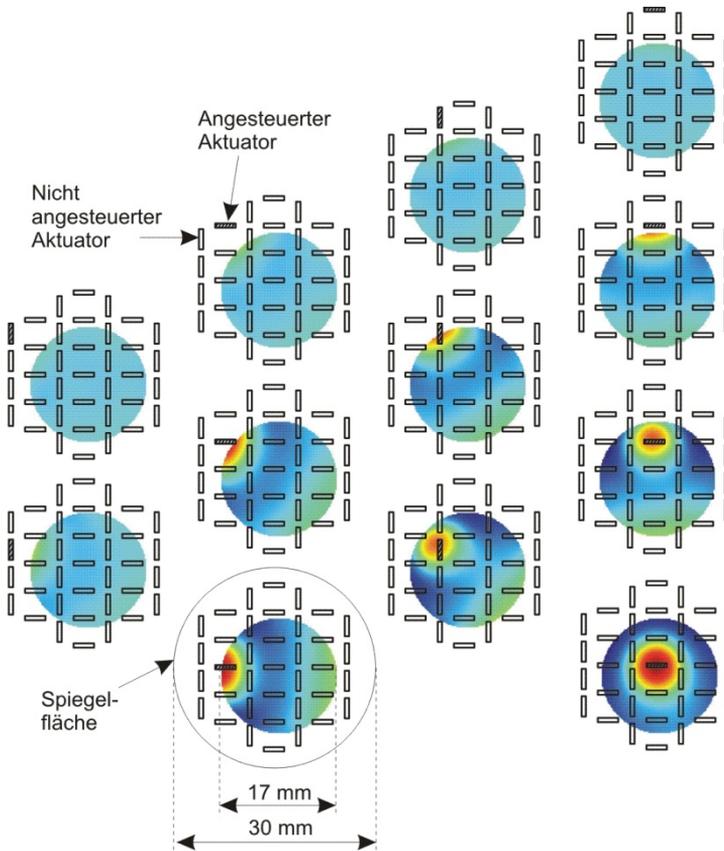


Abbildung 4.12 Interferometrisch gemessene Einflussfunktionen des deformierbaren Spiegels mit Piezobalken-Aktuatoren von Flexible Optical. Bei einem Spiegeldurchmesser von 30 mm wurden die Einflussfunktionen der einzelnen Aktuatoren bei 330 V über den dargestellten Durchmesser von 17 mm aufgenommen. Der angesteuerte Aktuator ist jeweils schraffiert dargestellt und die Farbskala ist auf maximale Verformung normiert.

Wäre die Kopplung der Aktuatoren zu stark, so wäre keine eindeutige Zuordnung von Spannungsmuster zu Spiegelverformung mehr möglich. Ein Extrembeispiel für solch eine Kopplung ist eine Spiegelplatte, die durch die Spiegelaktuatoren nur verkippt oder angehoben werden könnte, jedoch nicht verformt wird. Sind die Spiegelaktuatoren hingegen vollständig entkoppelt – wie im Falle der zonalen deformierbaren Spiegel – so entsprechen die Eigenmoden des Spiegels den Einflussfunktionen der einzelnen Aktuatoren.

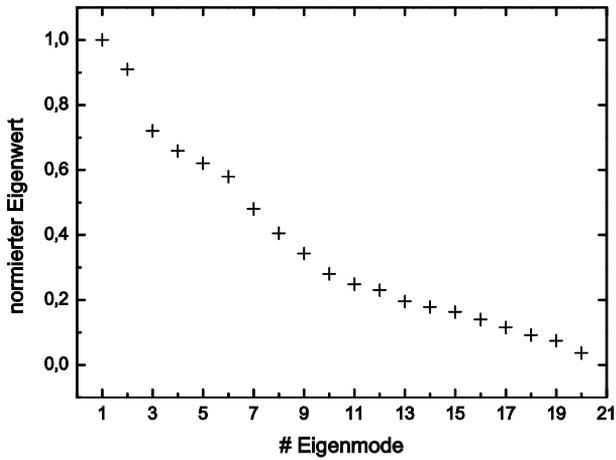
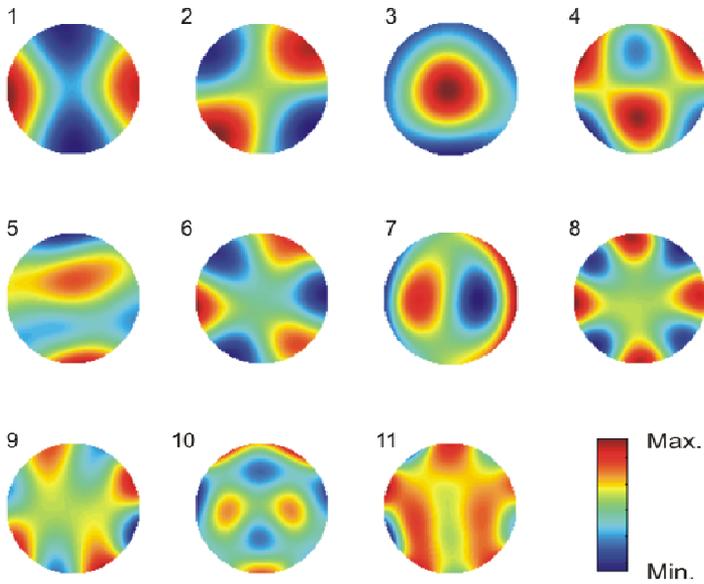


Abbildung 4.13 Oben: die berechneten ersten 11 Eigenmoden des deformierbaren Spiegels mit Piezobalken-Aktuatoren über eine Durchmesser von 17 mm. Unten: Die zu den Eigenmoden gehörenden Eigenwerte.

Trotz der Kopplung der Aktuatoren hat sich eine Beschreibung des PBar-DMs durch seine Eigenmoden als geeignet erwiesen. Die ersten 11 Eigenmoden sind in Abbildung 4.13 dargestellt. Sie wurden aus der Einflussmatrix des Spiegels mittels der in Kapitel 4.1.1 beschriebenen Methode der Singulärwertzerlegung berechnet. Wie schon bei der Betrachtung der Eigenmoden des Membranspiegels in Kapitel 4.1.1, so ähneln auch hier die Eigenmoden niedriger Ordnung Zernike-Polynomen. Die ersten beiden Eigenmoden stellen im Wesentlichen Astigmatismus dar, Eigenmode 3 vor allem Defokus. Betrachtet man die Eigenmoden 4 und 7, so erhält man Koma. Eigenmode 6 stellt Trefoil dar, die Eigenmoden 8 und 9 Tetrafoil. Der maximal erreichbare Hub der einzelnen Eigenmoden wird durch ihre Eigenwerte ausgedrückt und verringert sich mit wachsender Ordnungszahl der Eigenmoden. In Abbildung 4.13 sind die auf dem maximalen Eigenwert normierten Eigenwerte der Eigenmoden aufgetragen.

Anhand der errechneten Eigenmoden wurden die erwarteten Spiegelverformungen für mehrere zufällig gewählte Spannungsmuster berechnet. Der Vergleich der berechneten mit der gemessenen Verformung ergab stets eine Oberflächendifferenz von kleiner $0,05 \lambda$ rms und $0,3 \lambda$ PV bei einer Wellenlänge von 1064 nm. Damit ist nach dem in Kapitel 4.1.1 formulierten Maréchal-Kriterium eine Beschreibung des deformierbaren Spiegels anhand seiner Eigenmoden zulässig.

Bei dieser Messung wurde die Hysterese der Spiegelaktuatoren kompensiert, indem bei jedem Wechsel der Steuerspannungen die gesamte Hysteresekurve durchlaufen wurde: vor dem Anlegen eines neuen Spannungsmusters wurde die elektrische Spannung an allen Aktuatoren zuerst auf die Maximalspannung und danach auf Null gesetzt. So war gewährleistet, dass alle Messungen auf dem unteren Zweig der Hysteresekurve aufgenommen wurden.

Um die Leistungsfähigkeit des deformierbaren Spiegels mit Piezobalken-Aktuatoren im Vergleich zu den vorher untersuchten Membranspiegeln beurteilen zu können, wurde wieder mittels Gleichung (4.15) – im Rahmen des Maréchal-Kriteriums – der maximal durch den Spiegel darstellbare Hub der einzelnen Zernike-Polynome berechnet. Die an den Balkenaktuatoren anliegenden Steuerspannungen sind auf Werte zwischen 0 und 330 V begrenzt. In Abbildung 4.14 sind die maximal darstellbaren Zernike-Koeffizienten in Abhängigkeit vom Spiegeldurchmesser aufgetragen. Die prozentuale Angabe des Aperturdurchmessers bezieht sich auf die vermessene Fläche des Spiegels, also auf einen Messfleckdurchmesser von 17 mm. Die Ähnlichkeit der in Abbildung 4.13 dargestellten Eigenmoden des Spiegels mit Zernike-Polynomen niedriger Ordnung findet sich in Abbildung 4.14 wieder. Die Eigenmoden 1 und 2 – die Moden, die der

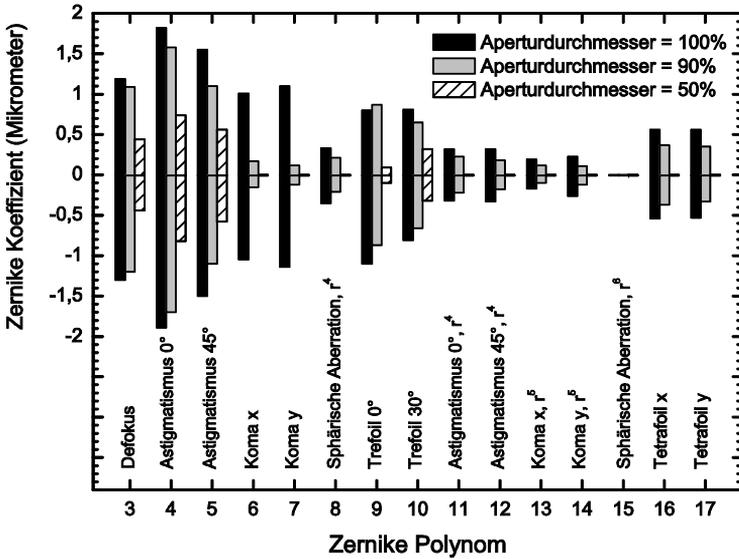


Abbildung 4.14 Berechneter Koeffizient, mit dem einzelne Zernike-Polynome mit einem Fehler von maximal $\lambda/14$ bei einer Wellenlänge von 1064 nm von dem deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren realisiert werden können. Kann ein Zernike-Polynom nicht durch den Spiegel eingestellt werden, so wird dies durch einen horizontalen Strich angedeutet. Ein Aperturdurchmesser von 100% entspricht 17 mm.

Spiegel mit dem höchsten Hub darstellen kann – ähneln den Zernike-Polynomen Astigmatismus 0° und Astigmatismus 45°. Auch Defokus und Koma lassen sich nach Abbildung 4.14 mit einem vergleichsweise großem Hub einstellen. Dies korrespondiert zu den Eigenmoden 3, 4 und 7.

Im Gegensatz zu dem in Kapitel 4.1.1 untersuchten Membranspiegel, ist die Spiegelplatte des deformierbaren Spiegels mit Piezobalken-Aktuatoren am Rand nicht eingespannt, sondern frei beweglich. Außerdem wurde nicht die gesamte Spiegelplatte vom Durchmesser 30 mm untersucht, sondern nur ein zentraler Bereich von 17 mm Durchmesser. Die Verformung der Platte wird also nicht durch äußere Randbedingungen behindert. Daher ergibt eine Verkleinerung des betrachteten Aperturdurchmessers – anders als bei den Membranspiegeln, die am Rand eingespannt sind – keinen Vorteil bei der Generierung von Zernike-Polynomen. Im Gegenteil, die Fähigkeit, Zernike-Polynome höherer Ordnung zu erzeugen, nimmt schon bei einer geringen Verkleinerung des Aperturdurchmessers stark ab. Die Ursache hierfür ist das ungünstige Verhältnis von Aktuatorraster (4,3 mm) zu Aperturdurchmesser (17 mm). Es stehen nicht genug Aktuatoren zur Verfügung, um Zernike-Polynome höherer Ordnung anzusteuern.

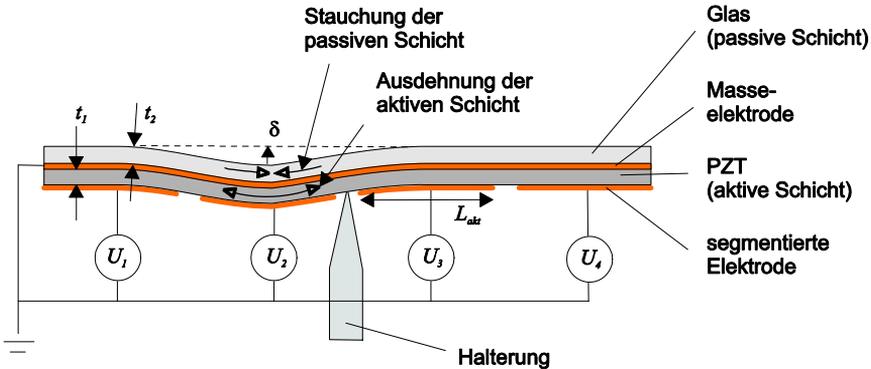


Abbildung 4.15 Schematischer Aufbau des untersuchten semi-passiven bimorphen Spiegels der Russian Academy of Sciences. Liegt an einem Aktuator eine elektrische Spannung an, so dehnt sich die aktive Schicht (Piezokeramik) lokal über diesem Aktuator aus. Die passive Glasschicht wird gestaucht. Infolgedessen wölbt sich der Spiegel über der angesteuerten Aktuatorfläche.

4.1.3 Bimorphe Spiegel

Aufbau

In ihrer einfachsten Form bestehen bimorphe Spiegel aus einer Piezokeramikplatte, die mit einem starren Substrat, beispielsweise Glas, verklebt ist. Beim Anlegen einer elektrischen Spannung an die Piezokeramik, dehnt sich diese auch orthogonal zum angelegten elektrischen Feld aus bzw. zieht sich zusammen (vgl. Pfeile in Abbildung 4.15). Da die Länge des starren Substrats konstant bleibt, verbiegt sich der Spiegel. Der Prozess verläuft analog zu der Verbiegung eines Bimetallstreifens, der erwärmt wird. Abbildung 4.15 zeigt den schematischen Aufbau eines bimorphen Spiegels. Eine Elektrode wurde segmentiert, so dass der Spiegel auch lokal verformt werden kann.

Genau genommen, dürfen nur Strukturen aus zwei aktiven Schichten (z.B. zwei Piezokeramiken) als „bimorph“ bezeichnet werden. Eine semi-passive Struktur, die aus einer aktiven (Piezokeramik) und einer passiven (Glas) Schicht besteht, ist – streng betrachtet – unimorph. In der adaptiven Optik hat sich der Begriff „Bimorphspiegel“ jedoch als Überbegriff für unimorphe, bimorphe und polymorphe Spiegel eingebürgert. In Übereinstimmung damit wird daher im Folgenden stets die Bezeichnung „bimorph“ verwendet.

Der untersuchte semi-passive bimorphe Spiegel (PUnim.-DM: Piezo-unimorph deformable mirror) wurde vom „Institute on Laser and Information Technology“ der Rus-

sian Academy of Sciences hergestellt. Heute können diese Spiegel von der Firma NightN (opt) Ltd. [82] bezogen werden. Der Spiegel besteht aus einem Glassubstrat von 30 mm Durchmesser und 2 mm Dicke, das flächig mit einer etwa 0,4 mm dicken Scheibe aus Blei-Zirkonat-Titant (PZT) verklebt ist. Die Piezokeramik ist auf beiden Seiten mit Kupfer beschichtet. Die durchgängige Kupferschicht auf der verklebten Seite der Keramik dient als Massenelektrode. Auf der anderen Seite der Keramik ist die Kupferschicht in 12 radial angeordnete Einzelelektroden (Abbildung 4.16), die Spiegelaktuatoren, unterteilt. Die Glasscheibe wurde nach dem Verkleben poliert und dielektrisch hochreflektierend für die Wellenlänge 1064 nm beschichtet. Der Spiegel wird punktuell von einer mittig angeklebten Nadel gehalten. Dies ermöglicht eine freie Verformung der gesamten Spiegelfläche.

Arbeitsbereich

Analog zu dem in Kapitel 4.1.2 beschriebenen deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren wird auch bei der Verformung des untersuchten bimorphen Spiegels vom transversalen piezo-elektrischen Effekt Gebrauch gemacht. Beim Anlegen einer elektrischen Spannung zwischen Masse und einer einzelnen Elektrode dehnt sich die Piezokeramik – entsprechend Gleichung (4.20) – lokal um die Strecke ΔL_{Akt} aus

$$\Delta L_{Akt} = d_{31} \cdot L_{Akt} \cdot E = d_{31} \cdot L_{Akt} \cdot \frac{U}{t_1}. \quad (4.22)$$

Hierbei ist d_{31} das transversale Piezomodul und L_{Akt} die Breite einer einzelnen Elektrode. Das elektrische Feld errechnet sich aus der angelegten elektrischen Spannung U und der Dicke t_1 der Piezokeramik.

Soll die Verformung des bimorphen Spiegels abgeschätzt werden, so müssen neben der angelegten elektrischen Spannung und dem Piezomodul auch die im Spiegel entstehenden mechanischen Spannungen und nicht zuletzt die Elektrodengeometrie berücksichtigt werden. Auflösen des Kräfte- und Momentengleichgewichts ergibt die Verformung als Funktion der angelegten elektrischen Spannung. Analytisch ist dies nur für simple Geometrien möglich. Eine Näherung für den einfachsten Fall eines semi-passiven bimorphen Spiegels mit nur einer Elektrode zeigt, dass die Oberflächenkrümmung $\nabla^2 \delta(0,0)$ im Zentrum des Spiegels proportional zur angelegten elektrischen Spannung U ist [109]

$$\nabla^2 \delta(0,0) = d_{31} U \cdot \frac{-6t_2(t_1 + t_2)}{\frac{E_1}{E_2} t_1^4 + 4t_1^3 t_2 + 6t_1^2 t_2^2 + 4t_1 t_2^3 + \frac{E_2}{E_1} t_2^4}. \quad (4.23)$$

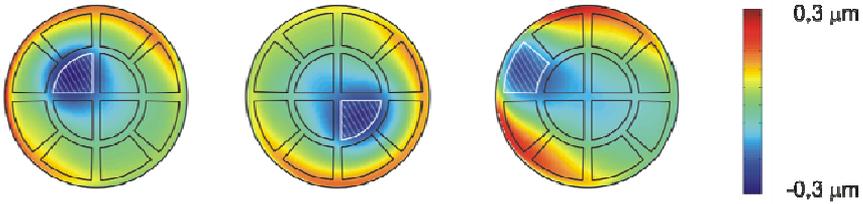


Abbildung 4.16 Oberflächenverformung eines semi-passiven bimorphen Spiegels der Russian Academy of Sciences beim Anlegen einer Spannung von 100 V an einzelne Spiegelelektroden. Die Farbskala ist auf die maximale Verformung normiert.

bzw.

$$\nabla^2 \delta(0,0) = \frac{d_{31} U}{t_1^2} \cdot \frac{-6kp(p+1)}{1+k^2 p^4 + 2kp(2+3p+2p^2)}. \quad (4.24)$$

Hierbei ist k das Verhältnis von Elastizitätsmodul E_2 der passiven Schicht zu dem Elastizitätsmodul E_1 der aktiven Schicht, und p das Verhältnis der passiven Schichtdicke t_2 zur aktiven Schichtdicke t_1 .

Typische Werte für die maximal zulässige Feldstärke des angelegten E-Feldes liegen für PZT zwischen 1-2 kV/mm in Polarisationsrichtung und 300 V/mm in Gegenrichtung [107]. Wird diese Feldstärke überschritten, so kann es zur Depolarisation, zu Durchschlägen und zur Zerstörung der Keramik kommen. Für den bimorphen Spiegel bedeutet diese Richtungsabhängigkeit der Grenzwerte, dass – abhängig vom gewählten Arbeitsbereich – Verformungen des Spiegels nicht für beide Richtungen gleich gut einstellbar sind. Die Dicke der Piezokeramik beträgt bei dem untersuchten Spiegel etwa 0,4 mm. Bei einer maximal zulässigen Feldstärke von 300 V/mm entgegen der Polarisationsrichtung der Keramik liegt die maximal zulässige Spannung also bei 120 V. Um sicher unterhalb dieser Schwelle zu bleiben, aber gleichzeitig Verformungen des Spiegels in beide Richtungen zuzulassen, wurde ein Arbeitsbereich von -100 V bis +100 V gewählt.

Aufgrund der Hysterese des piezoelektrischen Effektes unterliegt auch die Verformung des bimorphen Spiegels einer Hysterese. Diese wurde über einen reduzierten Arbeitsbereich von -75 V bis +75 V vermessen und beträgt 16 %.

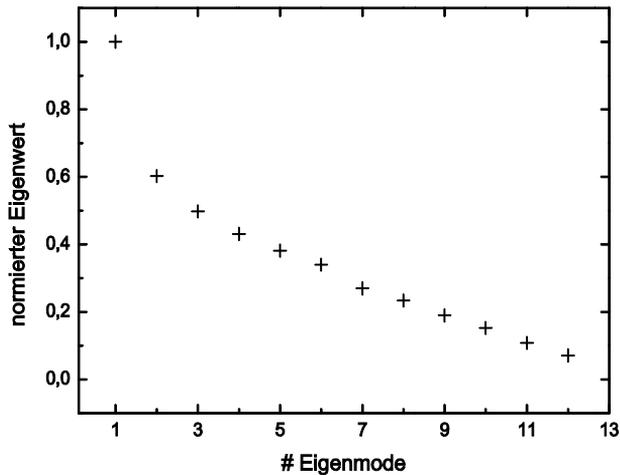
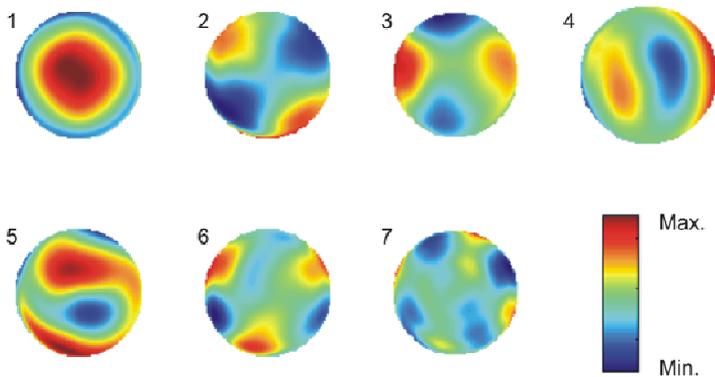


Abbildung 4.17 Oben: die berechneten ersten sieben Eigenmoden des semi-passiven bimorphen Spiegels. Unten: die zu den Eigenmoden gehörenden Eigenwerte.

Räumliche Eigenmoden des Spiegels

Der untersuchte semi-passive bimorphe Spiegel kann ebenfalls anhand seiner Eigenmoden beschrieben werden. Wie schon bei der Untersuchung der in den vorherigen Abschnitten 4.1.1 und 4.1.2 beschriebenen deformierbaren Spiegeln, wurden auch für den bimorphen Spiegel die Einflussfunktionen (für negative und positive elektrische Spannungen) gemessen und daraus die Eigenmoden des Spiegels berechnet. Anhand dieser Eigenmoden wurden dann die erwarteten Spiegelverformungen für mehrere zufällig gewählte Spannungsmuster bestimmt. Der Vergleich der berechneten mit der gemessenen

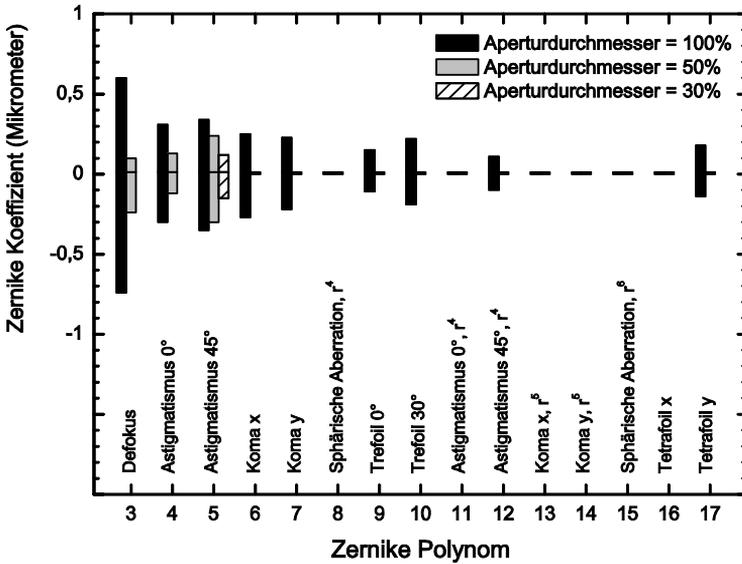


Abbildung 4.18 Berechneter Koeffizient, mit dem einzelne Zernike-Polynome mit einem Fehler von maximal $\lambda/14$ bei einer Wellenlänge von 1064 nm von dem bimorphen Spiegel realisiert werden können. Kann ein Zernike-Polynom nicht durch den Spiegel eingestellt werden, so wird dies durch einen horizontalen Strich angedeutet. Ein Aperturdurchmesser von 100% entspricht 30 mm.

nen Verformung ergab stets eine Oberflächendifferenz von kleiner $0,05 \lambda$ rms und kleiner $0,5 \lambda$ PV bei einer Wellenlänge von 1064 nm. Damit ist nach dem Maréchal-Kriterium eine Beschreibung des bimorphen Spiegels anhand seiner Eigenmoden zulässig.

Abbildung 4.16 zeigt einige Einflussfunktionen der einzelnen Aktuatoren des bimorphen Spiegels beim Anlegen einer positiven Testspannung von 100 V. Die ersten sieben der aus den Einflussfunktionen berechneten Eigenmoden des Spiegels sind mit ihren normierten Eigenwerten in Abbildung 4.17 dargestellt. Diese niedrigen Eigenmoden ähneln den Zernike-Polynomen Defokus, Astigmatismus und Koma. Dementsprechend lassen sich diese Zernike-Polynome auch mit dem höchsten Hub realisieren. Die berechneten Koeffizienten, mit denen sich die einzelnen Zernike-Polynome im Rahmen des Maréchal-Kriteriums von dem bimorphen Spiegel darstellen lassen, sind in Abbildung 4.18 aufgetragen. Aufgrund seiner geringen Aktuatoranzahl muss der Spiegel über den gesamten Durchmesser genutzt werden, wenn Oberflächenverformungen außer Defokus und Astigmatismus erzeugt werden sollen.

Tabelle 4.4 Vergleich einiger wichtiger Eigenschaften der untersuchten deformierbaren Spiegel

	MM-DM 04	MM-DM 09	MM-DM 10	PBar-DM	PUnim.- DM
Freie Apertur (mm)	12	10	10	30	30
Optimale Apertur (mm)	9	9	9	17	30
Anzahl der Aktuatoren	19	19	19	37	12
Rastermaß der Aktuatoren (mm)	1,8	1,8	1,8	4,3	7,5
Arbeitsbereich (V)	0 bis 300	0 bis 300	0 bis 300	0 bis 300	-100 bis +100
max. PV-Verformung bei Ansteuerung aller Aktua- toren (μm)	5,5	10	9,5	8 [‡] (bei 400 V)	2,8 1,4
max. PV-Verformung bei Ansteuerung eines Aktua- tors (μm)	0,5-1,1	0,4-1,55	0,35-1,35	2,25 (innere Aktuatoren)	0,5-0,9 0,25-0,5
Thermisches Verhalten	Strahlprofil eines Lasers "drückt" sich auf die Spiegelmembran durch.			keine Veränderung	
Beschichtung	Dielektrische HR-Beschichtung für 1064 nm (12 Schichten; R > 99,8 %)			Dielektrische Standard-HR- Beschichtung für 1064 nm (R > 99,7 %)	

4.1.4 Vergleich der Spiegel für den Einsatz im Laserresonator

Einige Eigenschaften der in den vorherigen Abschnitten untersuchten deformierbaren Spiegel sind zum Vergleich nochmal in Tabelle 4.4 aufgelistet. Man erkennt das dichte Aktuatorraster der Membranspiegel bei gleichzeitig hoher maximaler PV-Verformung im Vergleich zu den anderen Spiegeltypen. Negativ fällt hingegen das thermische Verhalten der Membranspiegel auf. Mit einem mittleren Aktuatorraster, hoher PV-Verformung bei der Ansteuerung einzelner oder auch aller Aktuatoren und Unempfindlichkeit gegenüber Temperaturänderungen sticht der PBar-DM als besonders geeignet für den Einsatz im Laserresonator hervor.

‡ Wert nach Herstellerangabe [105]

Alle anderen Tabellenwerte sind im Labor für Photonik gemessen worden.

Neben dem schon beschriebenen Membranspiegel MM-DM 09 werden in Tabelle 4.4 zwei weitere Membranspiegel aufgeführt, die ebenfalls in den später beschriebenen Resonatorexperimenten zum Einsatz kommen. Mit Ausnahme weniger Eigenschaften sind diese Spiegel baugleich zu dem schon beschriebenen Membranspiegel.

Folgende Voraussetzungen muss ein deformierbarer Spiegel erfüllen, um für den Einsatz im Resonator eines Festkörperlasers geeignet zu sein:

- Fähigkeit, die gewünschte Oberflächenverformung mit ausreichendem Hub einzustellen
- eindeutige Regelbarkeit, d.h. jedem Ansteuerungsmuster kann genau eine Spiegelverformung zugeordnet werden
- geringe Verluste des Strahls am Spiegel (Absorption, Streuung)
- zeitlich stabile Oberflächenverformung und geringe Empfindlichkeit gegenüber Temperaturänderungen.

Diese Voraussetzungen sollen im Folgenden diskutiert werden.

Oberflächenverformung der Spiegel

Ziel dieser Arbeit ist es, deformierbare Spiegel zur Kompensation von Aberrationen im Laserresonator zu nutzen. Die in Kapitel 3.3 vorgestellten Messungen machen deutlich, dass sowohl die Form, als auch der Hub der zu kompensierenden Aberrationen von der Pump- und Kühlgeometrie des Laserkristalles und ebenso von der absorbierten Pumpleistung bestimmt werden. Ein zur Kompensation geeigneter deformierbarer Spiegel sollte also für jeden Resonator separat ausgewählt werden. Allgemein gilt jedoch, dass die zu kompensierenden Aberrationen sich in den meisten Fällen fast vollständig durch Zernike-Polynome niedriger Ordnung – konkreter die Polynome 3 bis 8 – ausdrücken lassen. Der Hub, mit dem die einzelnen Spiegel die verschiedenen Zernike-Polynome darstellen können, wurde in den vorangegangenen Abschnitten in Abbildung 4.6, Abbildung 4.14 und Abbildung 4.18 dargestellt. Wird jeder Spiegel über seinen jeweils optimalen Durchmesser betrachtet – also über den Durchmesser, bei dem die Zernike-Koeffizienten der niedrigen Ordnungen maximal werden (Abbildung 4.19) – so zeigt der deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren das größte Potential zur Kompensation von Aberrationen. Defokus und sphärische Aberration können sowohl von diesem Spiegel als auch vom Membranspiegel mit dem gleichen Hub dargestellt werden. Der Hub des Spiegels mit Piezobalken-Aktuatoren für die Polynome Astigmatismus, Koma und Trefoil ist jedoch um mehr als Faktor 2 größer, als der Hub des Memb-

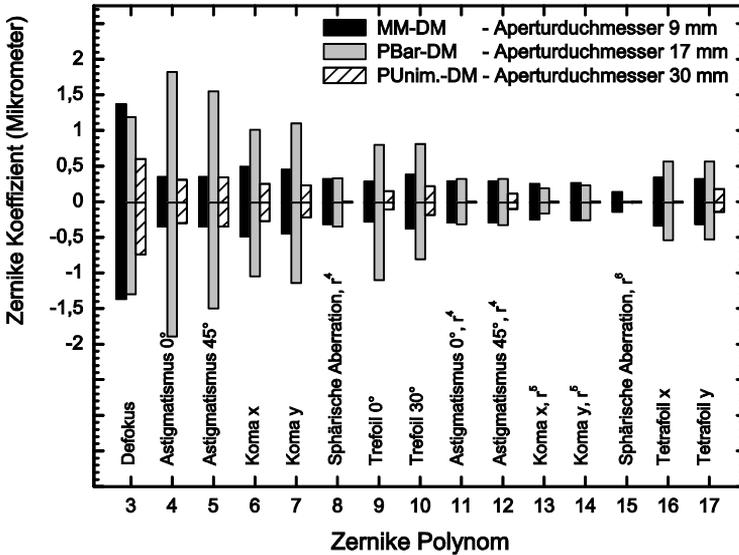


Abbildung 4.19 Optimaler Aperturdurchmesser der untersuchten Spiegel: Vergleich der maximalen darstellbaren Koeffizienten der Zernike-Polynome (vgl. Abbildung 4.6, Abbildung 4.14, Abbildung 4.18).

ranspiegels. Der bimorphe Spiegel ist beim Darstellen von Astigmatismus und Koma mit dem Membranspiegel vergleichbar, kann allerdings keine sphärische Aberration darstellen.

Andererseits werden Laserresonatoren – wie in Kapitel 5.1 beschrieben – mit zunehmendem Grundmodedurchmesser empfindlicher für Dejustage. Auch Strahldurchmesser von 9 mm auf einem Resonatorspiegel gelten in diesem Sinne schon als groß, sind jedoch realisierbar. Wird die Leistungsfähigkeit der drei untersuchten deformierbaren Spiegel nun über einen realistischen Aperturdurchmesser von 9 mm verglichen, so zeigt der Membranspiegel das größte Potential zur Aberrationskompensation. Abbildung 4.20 veranschaulicht, dass der bimorphe Spiegel über diesen Aperturdurchmesser nicht mehr zur Kompensation von Aberrationen geeignet ist. Mit einem Aktuorraster von 7,5 mm kann auf einem Aperturdurchmesser von 9 mm nur noch Astigmatismus erzeugt werden. Auch das Aktuorraster des deformierbaren Spiegels mit Piezobalken-Aktuatoren ist mit 4,3 mm nur geringfügig kleiner als der Aperturdurchmesser. Nur bei dem Membranspiegel liegen mit einem Rastermaß der Aktuatoren von 1,8 mm noch genügend Aktuatoren in der betrachteten Apertur, um das Einstellen von Zernike-Polynomen zu gewährleisten. Bis auf Zernike-Polynom 15 (sphärische Aberration r⁶)

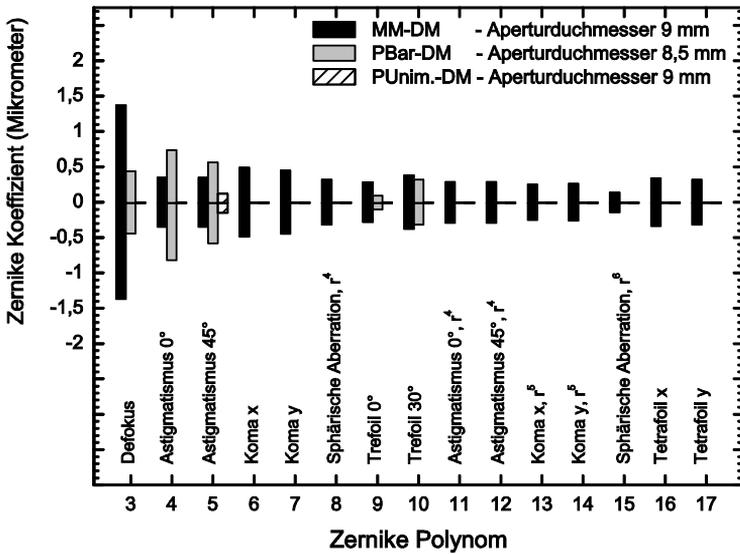


Abbildung 4.20 Aperturdurchmesser von etwa 9 mm: Vergleich der durch die untersuchten Spiegel maximalen darstellbaren Koeffizienten der Zernike-Polynome (vgl. Abbildung 4.6, Abbildung 4.14, Abbildung 4.18).

Aufgrund des mit 4,3 mm bzw. 7,5 mm groben Aktuatorrasters können der PBar-DM und der PUnim.-DM über einen Durchmesser von 9 mm keine höheren Zernike-Polynome mehr darstellen.

lassen sich mit dem Membranspiegel auf einem Durchmesser von 9 mm die ersten 17 Zernike-Polynome mit Koeffizienten grösser 0,3 µm einstellen.

Um nun beurteilen zu können, ob der Hub der deformierbaren Spiegel ausreicht, um Aberrationen von realen Laserkristallen zu kompensieren, sind beispielhaft die thermo-optischen Aberrationen zweier Laserkristalle in Abbildung 4.21 aufgetragen.

Das obere Diagramm zeigt die Aberrationen des in Kapitel 3.3.1 untersuchten beidseitig longitudinal diodengepumpten Nd:YVO₄-Kristalles. Bei 27,8 W Pumpleistung sind die Aberrationen im Laserbetrieb über einen Aperturdurchmesser von 3 mm und von 1,4 mm aufgetragen. Dabei entspricht der Durchmesser von 3 mm der vollen Kristallapertur, während in dem Durchmesser von 1,4 mm 99 % der Laserleistung enthalten sind. Der Laserstrahl erfährt die Aberrationen über die kleinere Apertur von 1,4 mm. Die thermo-optischen Aberrationen, die in dem unteren Diagramm dargestellt sind, wurden an dem in Kapitel 3.3.2 untersuchten Nd:YAG-Doppelstabsystem gemessen [8]. Es findet keine Kühlung aufgrund stimulierter Emission statt.

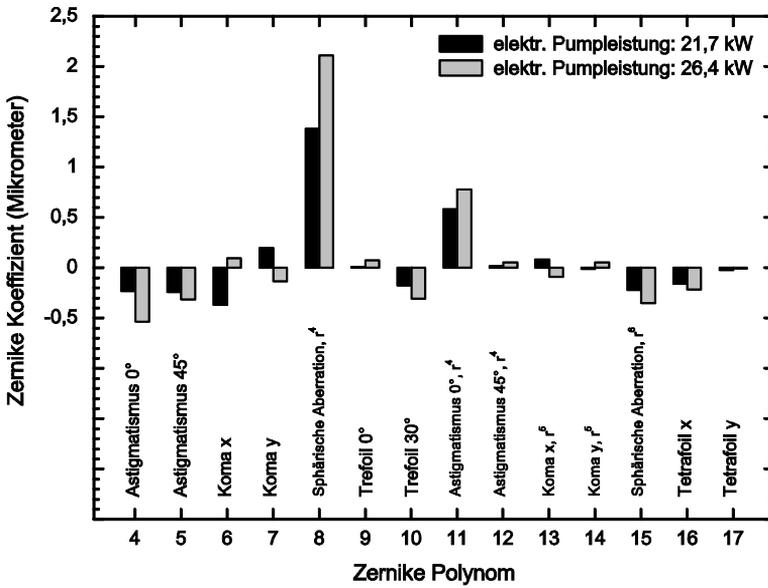
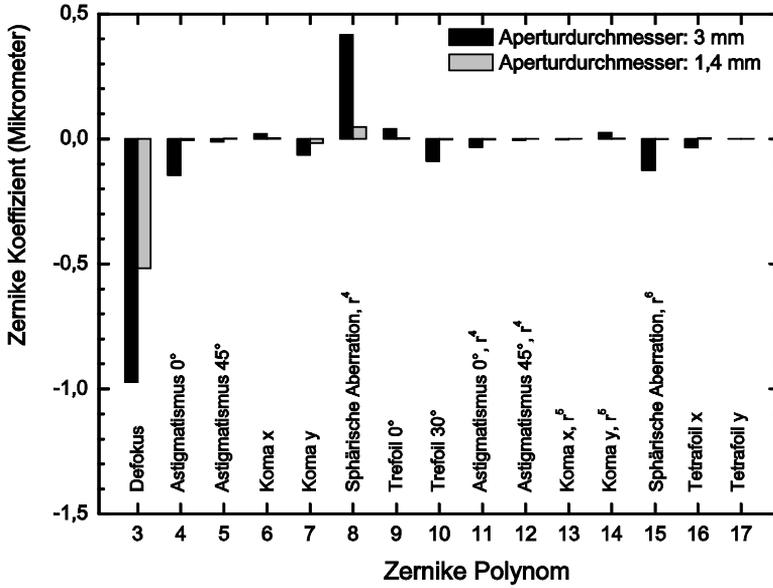


Abbildung 4.21 Gemessene Aberrationen von Laserkristallen.
 Oben: Longitudinal diodengepumpter Nd:YVO₄-Kristall. 27,8 W Pumpleistung.
 Unten: Blitzlampen-gepumptes Nd:YAG Doppelstabsystem.

Die Aberrationen des Laserkristalls werden im Laserbetrieb – sofern kein Ringresonator vorliegt – zweimal pro Resonatorumlauf durchlaufen. Wird ein deformierbarer Spiegel als Resonatorendspiegel zur Aberrationskompensation eingesetzt, so ist damit die Korrektur der doppelten Aberrationen des Laserkristalls pro Reflexion am Spiegel notwendig. Da die Oberflächenverformung des Spiegels einem Strahl bei der Reflexion doppelt aufgeprägt wird, lässt sich durch den Vergleich der gemessenen Aberrationsfunktionen der Laserkristalle in Abbildung 4.21 mit den Graphen der Spiegeleigenschaften in Abbildung 4.19 und Abbildung 4.20 grob beurteilen, wie gut die einzelnen Spiegel zur Aberrationskompensation geeignet sind. Da in Abbildung 4.19 und Abbildung 4.20 jedoch nur die Fähigkeit der Spiegel, einzelne Zernike-Polynome darzustellen, dargestellt ist, müssen für eine genaue Beurteilung der Eignung der Spiegel wieder die Eigenmoden hinzugezogen werden.

Nach dem Maréchal-Kriterium gilt ein optisches System als „beugungsbegrenzt“, sobald der rms-Wellenfrontfehler kleiner ist als $\lambda/14$ (oder $0,07\lambda$). Berechnet wurden daher die rms-Werte der verbleibenden Wellenfrontfehler, nachdem die thermooptische Aberration mit einem deformierbaren Spiegel korrigiert wurde. Hierbei wurde zum Einen der verbleibende Wellenfrontfehler ermittelt, der auftritt, wenn der Spiegel die gesamte thermische Linse (incl. Defokus) korrigiert. Aber auch der Wellenfrontfehler, den man erhält, wenn der Defokus-Term der thermischen Linse bei der Korrektur ignoriert wird, wurde berechnet. Defokus gilt – genau wie Tilt – nicht als Aberration im eigentlichen Sinne, da Defokus sich einfach durch eine Linse oder einen gekrümmten Resonatorspiegel korrigieren lässt.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.5 zusammengefasst. Zum Vergleich wird auch der rms-Wert der – nicht durch einen deformierbaren Spiegel korrigierten – thermooptischen Aberration aufgeführt. Der rms-Wert der über eine Apertur von 1,4 mm gemessenen Aberrationsfunktion des longitudinal gepumpten Nd:YVO₄-Kristalles beträgt beispielsweise 0,15 μm . Wird der Defokus-Term vernachlässigt, so reduziert sich der rms-Wert auf 0,01 μm . Da $0,01 \mu\text{m} < 1,064 \mu\text{m}/14 = 0,08 \mu\text{m}$ gilt, ist das Maréchal-Kriterium erfüllt. Das System gilt – nach den Regeln der klassischen Optik – als beugungsbegrenzt. Muss der Defokus-Term jedoch noch korrigiert werden oder wird die gesamte Kristallapertur betrachtet, so überschreiten die rms-Werte der Aberrationen das Maréchal-Kriterium und das System kann nicht als beugungsbegrenzt angenommen werden. Anders für die Aberrationen des bogenlampengepumpten Nd:YAG Doppelstabsystem: Auch wenn der Defokus-Term bei der Berechnung des rms-Wertes der Aberrationen vernachlässigt wird, so kann das System mit einem rms-Wert von

Tabelle 4.5 Rms-Wellenfrontfehler der gemessenen thermooptischen Aberrationen zweier Laserkristalle vor und nach der Korrektur durch deformierbare Spiegel. Wird der rms-Wert kleiner als $0,07\lambda$, so gilt eine Optik als „beugungsbegrenzt“, der Spiegel ist also in der Lage, die Aberration zu kompensieren. Rms-Werte $\leq 0,07\lambda$ sind fett dargestellt.

Resonator	Aberrationen (nicht kompensiert)	MM-DM 09 9 mm freie Apertur				Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren 17 mm freie Apertur				Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren 8,5 mm freie Apertur			
		incl. Defokus		ohne Defokus		incl. Defokus		ohne Defokus		incl. Defokus		ohne Defokus	
longitudinal dioden- gepumpter Nd:YVO ₄ - Kristall. Apertur:	3 mm	0,27	0,02	0,01	0,25	0,09	0,02	0,01	0,09	0,09	0,02	0,01	0,09
	1,4 mm	0,15	0,01	0	0	0,01	0,01	0	0	0,01	0,01	0	0
Bogenlampenge- pumpstes Nd:YAG Doppelstabsystem. Elektr. Pumpleistung:	21,7 kW	0,19	0,07	0,10	0,19	0,19	0,07	0,07	0,19	0,19	0,07	0,07	0,19
	26,4 kW	0,29	0,17	0,18	0,29	0,29	0,16	0,14	0,29	0,29	0,16	0,14	0,29

0,19 μm bei einer Pumpleistung von 21,7 kW (bzw. 0,29 μm bei 26,8 kW) nicht als beugungsbegrenzt angenommen werden.

Sowohl der Membranspiegel als auch der deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren sind über ihre optimalen Aperturen (9 mm bzw. 17 mm Durchmesser) in der Lage, die Aberrationen des longitudinal mit 27,8 W gepumpten Nd:YVO₄-Kristalls zu kompensieren. Besitzt der zu korrigierende Strahl einen Durchmesser von 8,5 mm, so ist eine Korrektur mit dem Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren nicht mehr möglich.

Auch Aberrationen des bogenlampengepumpten Nd:YAG Doppelstabsystems können mit diesem Spiegel bei einer Apertur von 8,5 mm nicht kompensiert werden. Beträgt der Durchmesser des zu korrigierenden Strahls jedoch 17 mm, so ist bei einer elektrischen Pumpleistung von 21,7 kW unter Vernachlässigung des Defokus-Terms die Kompensation der Aberrationen möglich. Bei einem geringen Strahldurchmesser auf dem deformierbaren Spiegel wird also eine Aufweitung des Strahls (mittels eines Relay-Teleskops) notwendig. Bei höheren Pumpleistungen können die Aberrationen zwar korrigiert, jedoch nicht vollständig kompensiert werden. Dies gilt auch für den Membranspiegel.

Das in diesem Abschnitt betrachtete Maréchal-Kriterium kann jedoch nur als Richtwert für die Beurteilung der Aberrationsfreiheit eines Laserresonators dienen. Selbst wenn ein Laserresonator nach den Kriterien der klassischen Optik als beugungsbegrenzt angenommen werden kann, führen die verbleibenden Aberrationen dem Resonator Verluste zu. Dies rührt daher, dass der Resonator – vereinfacht – als Vielstrahl-Interferometer betrachtet werden kann und somit empfindlich gegenüber jeglichen Störungen ist (vgl. Kapitel 3.3.3).

Regelbarkeit

Im Gegensatz zu dem untersuchten Membranspiegel, weisen sowohl der deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren, als auch der bimorphe Spiegel eine Hysterese von 7,4 % bzw. 16 % beim Einstellen von Oberflächenverformungen auf. Dieser Hysterese wird üblicherweise mit einer geschlossenen Regelung oder mit Nachschlagtabellen begegnet.

Verluste des Strahls am Spiegel

Der bimorphe Spiegel und der deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren sind beide mit einer Standard HR-Beschichtung für 1064 nm versehen worden. Daher sind sie für den Laserstrahl nicht verlustreicher als andere Resonatoroptiken auch. Bei dem Membranspiegel haben hingegen die geringe Dicke der Membran und Membranzugspannung nur eine aus 12 Lagen bestehende Beschichtung erlaubt. Der Reflexionsgrad ist mit 99,8 % indessen mit Standard HR-Beschichtungen vergleichbar. Allerdings wurde ein Altern der Beschichtung – vermutlich verursacht durch Oxidation – beobachtet, das mit einem Verlust an Reflektivität einher ging.

Stabilität der Oberflächenverformung

Weder bei dem bimorphen Spiegel, noch bei dem deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren wurde eine zeitliche Änderung, z.B. Kriechen, einer einmal angelegten Spiegelverformung beobachtet. Die Oberflächenverformung wird auch nicht durch einfallende Laserleistung verändert.

Bei dem untersuchten Membranspiegel hingegen führt die Absorption eines geringen Teils der einfallenden Laserstrahlung zu einer Änderung der Spiegelverformung. Das Strahlprofil prägt sich der Spiegelmembran auf. Dieser Effekt ist speziell beim Einsatz des Spiegels innerhalb eines Laserresonators unerwünscht, da die Rückkopplung zwischen dem Spiegel und den Resonatormoden zur Instabilität des Resonators führen kann.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass sowohl der Membranspiegel, als auch der deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren geeignet sind, thermooptische Aberrationen von Laserkristallen zu kompensieren. Es muss allerdings sichergestellt werden, dass genügend Spiegelaktuatoren über den zu korrigierenden Strahldurchmesser vorhanden sind. Soll z.B. sphärische Aberration kompensiert werden, so müssen zumindest ein zentraler Aktuator und ein ihn umgebender Ring von Aktuatoren vorhanden sein. Im Falle der wabenförmigen Anordnung der Aktuatoren des Membranspiegels beträgt die minimale Anzahl an Aktuatoren für die Kompensation von sphärischer Aberration daher 7. Je grösser der Abstand der Aktuatoren zu einander, desto grösser ist auch die zur Korrektur benötigte Spiegelfläche. Bei starken Aberrationen – etwa bei lampengepumpten Systemen – wäre ein höherer Hub der Spiegeldeformation wünschenswert.

Aufgrund seiner thermischen Empfindlichkeit kann der Membranspiegel jedoch nur in Resonatoren geringer Leistung eingesetzt werden. Schon bei auftreffenden Leistungen von 110 W/cm^2 wurde eine signifikante thermische verursachte Verformung des Spiegels gemessen.

Der untersuchte bimorphe Spiegel ist aufgrund seines geringen Hubs und seines großen Aktuatorrasters von 7,5 mm nicht für den Einsatz im Laserresonator geeignet.

4.2 Optimierung mit evolutionärem Algorithmus

Wird ein deformierbarer Spiegel eingesetzt, um die Aberrationen eines Laserstrahls zu kompensieren und ist die zu kompensierende Aberrationsfunktion bekannt, so könnten die Steuersignale für den deformierbaren Spiegel mit Hilfe der Kontrollmatrix des Spie-

gels direkt berechnet werden. Ist die zu kompensierende Aberrationsfunktion jedoch nicht bekannt, oder ist ihre Messung aufwändig, so stellen Suchalgorithmen eine Alternative zu der direkten Berechnung der Steuersignale dar. Als Maß für die Qualität der korrigierten Wellenfront dient eine sogenannte Zielfunktion. Gesucht wird nun nach den Steuersignalen des deformierbaren Spiegels, bei denen diese Zielfunktion maximal wird. Verschiedene Zielfunktionen werden in Abschnitt 4.3 diskutiert.

Neben dem Entfallen der genauen Messung der Wellenfrontverformung bieten Suchalgorithmen einige weitere Vorteile gegenüber der direkten Berechnung der Steuersignale des Spiegels:

- Der Suchalgorithmus benötigt keine Informationen über die Eigenschaften des deformierbaren Spiegels. Damit ist er stabil gegenüber Änderungen der Kontrollmatrix des Spiegels. Diese können z.B. durch Depolarisation eines Piezo-Aktuators des bimorphen Spiegels oder des Spiegels mit Piezobalken-Aktuatoren verursacht werden. Auch Temperaturänderungen oder eine Verformung der Spiegeloberfläche durch die einfallende Laserstrahlung können Veränderungen der Kontrollmatrix bewirken.
- Der Suchalgorithmus benötigt keine Informationen über die Form der zu korrigierenden Aberrationen. Damit ist er – beim Einsatz im Laserresonator – stabil gegenüber Rückkopplungen von Resonatormoden mit den Aberrationen des Laserkristalls (z.B. „Kühlung durch stimulierte Emission“, vgl. Kapitel 3.3).

Deformierbare Spiegel korrigieren nur Aberrationen, nicht die Amplituden- oder Intensitätsverteilung eines Strahls. Eine direkte Korrektur (Abbildung 4.22 unten) ist daher vor allem dann effektiv, wenn die Aberrationen (Phasenstörungen) noch nicht durch Propagation in eine Amplitudenänderung übergegangen sind. Dies ist der Fall, solange die Propagationslänge vom Aberrationen induzierenden Medium zum deformierbaren Spiegel klein gegenüber der charakteristischen Raumfrequenz $1/r_{spatial}$ der Aberrationsfunktion ist. Hierbei nimmt die Raumfrequenz mit steigender Ordnung der Zernike-Polynome zu. Auch die Propagationslänge L_{prop} in dem Aberrationen induzierenden Medium – z.B. dem Laserkristall – muss relativ kurz sein [110].

$$L_{prop} \ll \frac{2\pi}{\lambda} r_{spatial}^2. \quad (4.25)$$

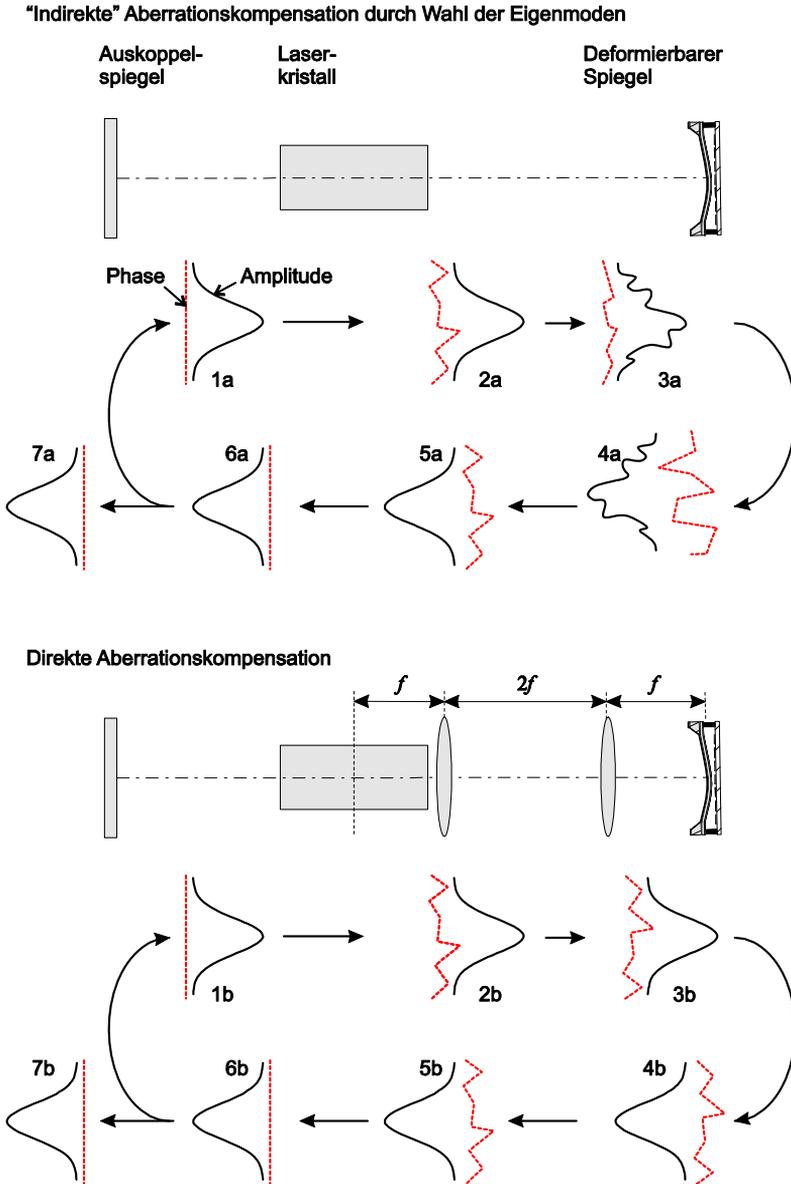


Abbildung 4.22 Schematische Zeichnung der Optimierung eines Laserresonators auf Strahlqualität durch einen deformierbaren Spiegel. Oben: „Indirekte“ Optimierung durch Auswählen der Resonator-Eigenmoden. Unten: Phasenrichtige Abbildung des Laserkristalls auf den deformierbaren Spiegel mittels Relay-Teleskop und direkte Kompensation der thermooptischen Aberrationen des Kristalls.

Bei der direkten Rückrechnung von den gemessenen thermooptischen Aberrationen des Laserkristalles auf die Steuersignale des deformierbaren Spiegels wird die Amplitudenveränderung des Strahls aufgrund von Propagation vernachlässigt. Ein Suchalgorithmus wählt die Spiegelverformung dagegen so, dass eine verbleibende Phasenstörung und die Amplitudenänderung des Strahls sich im Hinblick auf die zu optimierende Zielfunktion möglichst kompensieren. Anders ausgedrückt: Durch die Spiegelverformung werden die Resonator-Eigenmoden im Hinblick auf die zu optimierende Zielfunktion ausgewählt (Abbildung 4.22 oben).

- Die Zielfunktion kann so gewählt werden, dass mehrere Parameter des Systems gleichzeitig optimiert werden. So könnte ein Laserresonator z.B. auf eine gute Strahlqualität bei gleichzeitig hoher Ausgangsleistung optimiert werden.

Nachteilig ist jedoch, dass ein Suchalgorithmus eine gewisse Konvergenzzeit benötigt, während die Korrektur der Aberrationen der Wellenfront bei der direkten Berechnung der Steuersignale des deformierbaren Spiegels instantan erfolgt. Im Labor beträgt die Konvergenzzeit typischerweise einige Sekunden bis Minuten. Nur Aberrationen, die über diesen Zeitraum konstant sind, können korrigiert werden. Für die thermooptischen Aberrationen die in Kapitel 3 untersucht werden, ist dies der Fall.

4.2.1 Konventionelle Optimierungsverfahren

Die meisten Optimierungsverfahren starten mit einer zufällig gewählten Anfangslösung. Ausgehend von dieser Anfangslösung werden Folge­lösungen berechnet. Dies geschieht bei einigen Verfahren rein deterministisch, bei anderen Verfahren zufallsbasiert. Bekannte in der Praxis eingesetzte deterministische Verfahren sind die Branch-and-Bound-Methode [111, 112], das Downhill-Simplex-Verfahren [97], die Gauß-Seidel-Strategie [97] oder, falls die Zielfunktion differenzierbar ist, die Gradientenmethode [113]. Mit Ausnahme der Branch-and-Bound-Methode, gehören diese Verfahren zu den sogenannten Hill-climbing-Verfahren. Ausgehend von der zufällig gewählten Anfangslösung wird eine deterministisch bestimmte Nachbarlösung untersucht. Ist der Wert der Zielfunktion für die Nachbarlösung höher, als der Wert für die Anfangslösung, so wird die neue Lösung als Ausgangspunkt der Suche übernommen. Andernfalls wird in der Nähe der alten Lösung weitergesucht. Bei der Gradientenmethode wird die Steigung der Zielfunktion am Ort der Anfangslösung berechnet. Die Folge­lösung liegt dann in der Richt-

ung des steilsten Anstiegs der Zielfunktion. Auf diese Weise nähert sich das Verfahren zielstrebig einem Optimum. Hill-climbing-Verfahren existieren auch in nicht-deterministischer Form und gehören zu den einfachsten Methoden der Optimierung. Sie haben jedoch den Nachteil, dass sie mit hoher Wahrscheinlichkeit in ein lokales Optimum laufen. Da keine Verschlechterung der Zielfunktion akzeptiert wird, kann ein einmal erreichtes lokales Optimum nicht wieder verlassen werden.

Um zu vermeiden, in einem lokalen Optimum zu enden, akzeptieren die zufallsbasierten Verfahren Schwellwertakzeptanz [114, 115], Simulated Annealing [97, 113, 114] und der Sinflut-Algorithmus [114, 116] auch Verschlechterungen der Zielfunktion. Die drei Verfahren unterscheiden sich bei der Beurteilung, welcher Betrag einer Verschlechterung zu einem bestimmten Zeitpunkt der Optimierung akzeptabel ist. Alle gehen jedoch gegen Ende der Optimierung in Hill-climbing-Verfahren über.

Zu den zufallsbasierten Optimierungsverfahren gehören weiterhin die evolutionären Algorithmen [113, 114], das Monte-Carlo-Verfahren [117] und die Tabu-Suche [118]. Während die Wahl der Folge­lösungen beim Monte-Carlo-Verfahren nicht von den bisher untersuchten Lösungen beeinflusst wird, hängt sie bei den beiden anderen Verfahren von den Vorgängerlösungen ab. Bei der Tabu-Suche wird pro Iterationsschritt eine Lösung, bei den evolutionären Algorithmen eine Vielzahl von Lösungen untersucht. Der Vorteil aller zufallsbasierter Verfahren ist, dass keine Kenntnis über die Lage des Optimums im Suchraum benötigt wird.

Werden das Strehl-Verhältnis oder der Strahldurchmesser in der Fokusebene einer Linse als Zielfunktion definiert, so ist die Zielfunktion ableitbar und die Gradientenmethode kann verwendet werden. Allerdings führt die Tatsache, dass ein deformierbarer Spiegel nicht alle Verformungen beliebig gut einstellen kann, dazu, dass mehrere Optima im Suchraum existieren können. Je nach Anfangslösung wird die Gradientenmethode also nur ein lokales statt des globalen Optimums finden. Wenn bei der Optimierung eines Laserresonators neben dem Strehl-Verhältnis oder dem Strahldurchmesser auch die Laserausgangsleistung betrachtet wird, so verliert die Zielfunktion ihre Differenzierbarkeit. Dies rührt daher, dass die Laserausgangsleistung als Funktion der Laseraberrationen nicht notwendigerweise differenzierbar ist.

In der adaptiven Optik finden neben der direkten Berechnung der Steuersignale vor allem evolutionäre Algorithmen [119-122], Hill-climbing-Verfahren [46, 119, 122] und stochastische Gradienten-Verfahren [110] Verwendung. Bei Kenntnis des Funktionsverlaufes der Zielfunktion werden mit einer Kombination der Branch-and-Bound-Methode und dem Gradientenverfahren sehr schnelle Optimierungsläufe erzielt [123, 124].

Tabelle 4.6 Übersicht der Unterschiede dreier Schulen von Optimierungsalgorithmen, die der Darwin'schen Evolution nachempfunden sind.

	Evolutionsstrategien	Evolutionäres Programmieren	Genetische Algorithmen
Begründer	Rechenberg, Schwefel	Fogel	Holland
Darstellung des Lösungsraumes	natürliche Darstellung (reelle Zahlen)	natürliche Darstellung (reelle Zahlen)	binäre Darstellung
Selektionsmechanismus	Abschneideselektion	Turnierselektion	fitness-proportionale Selektion
Hauptvariationsoperator	Mutation <ul style="list-style-type: none"> • normalverteilt • selbstadaptive Steuerung der Mutationsparameter 	Mutation <ul style="list-style-type: none"> • selbstadaptive Steuerung der Mutationsparameter 	Rekombination
Nebenvariationsoperator	Rekombination	-	Mutation
Fitnessfunktion	Zielfunktion	Zielfunktion	Funktion der Zielfunktion

In dieser Arbeit wird ein evolutionärer Algorithmus zur Optimierung von Laserresonatoren genutzt (Kapitel 5). Im Folgenden wird diese Klasse von Optimierungsverfahren daher näher betrachtet.

4.2.2 Historische Entwicklung evolutionärer Algorithmen

Erste Versuche, evolutionäre Prinzipien auf die Lösung von Optimierungsaufgaben zu übertragen, wurden schon Ende der 50er Jahre unternommen [125, 126]. In den 70er und 80er Jahren bildeten sich dann verschiedene Schulen der evolutionären Algorithmen heraus. Rechenberg et al. entwickelten die sogenannten *Evolutionsstrategien* [127], Fogel et al. das *Evolutionäre Programmieren* [128] und Holland die *Genetischen Algorithmen* [129]. Seit den 90er Jahren kann eine verstärkte Zusammenarbeit der einzelnen Richtungen beobachtet werden. So haben sich Vertreter der verschiedenen Schulen 1991 auf den Sammelbegriff *Evolutionary Computing* geeinigt. Im Deutschen dient *Evolutionärer Algorithmus* als Sammelbegriff für alle Varianten von Optimierungsalgorithmen, die der Darwin'schen Evolution nachempfunden sind [130].

Der in dieser Arbeit eingesetzte evolutionäre Algorithmus verbindet Elemente aller drei Schulen.

4.2.3 Begriffe, Operatoren und Verfahren evolutionärer Algorithmen

Evolutionäre Algorithmen bedienen sich evolutionärer Prinzipien aus der Biologie, um Optimierungsaufgaben zu meistern. Daher sind auch die Begriffe, mit denen diese Algorithmen beschrieben werden, der Biologie entliehen. Sie werden im Folgenden erklärt.

Grundbegriffe

Als biologische Evolution wird die Veränderung der vererbaren Eigenschaften einer **Population** von Lebewesen (oder **Individuen**) von **Generation** zu Generation bezeichnet. Diese vererbaren Eigenschaften sind in Form von **Genen** kodiert. Der Satz der Gene eines Individuums wird als **Genom** bezeichnet, die Gesamtheit der Gene in einer Population als **Genpool**. Bei der **Fortpflanzung** werden die Gene eines Individuums kopiert und – von den **Eltern** – an die **Kinder** weitergegeben. Neue oder veränderte Werte der Eigenschaft eines Gens (**Allele**) entstehen durch **Mutation**, also durch eine zufällige Änderung des Gens. Das Erscheinungsbild eines Individuums (die Summe aller seiner Merkmale) wird **Phänotyp** genannt. Den Grad der Verschiedenartigkeit der Individuen auf der Ebene ihres Genoms bezeichnet man als **Diversität**.

Ändert sich die Häufigkeit der Allele in einer Population, so findet Evolution statt. Ursache ist entweder die natürliche **Selektion** (die unterschiedliche Überlebens- und Reproduktionsrate aufgrund der Allele) oder ein zufälliger **Gendrift** (eine zufällige Verringerung der Diversität in kleinen Populationen).

Wird das Prinzip der Evolution nun auf die Suche nach der optimalen Oberflächenverformung bzw. nach den Steuersignalen eines deformierbaren Spiegels übertragen, so kann jeder einzelne Spiegelaktuator als Gen betrachtet werden. Die an einem Aktuator anliegende Steuerspannung ist das zugehörige Allel. Mit dem Genom des Individuums wird das am Spiegel anliegende komplette Spannungsmuster bezeichnet. Die Oberflächenverformung des Spiegels ist der zugehörige Phänotyp.

Variationsoperatoren

Mutation, Klonen und Reproduktion sind die treibenden Faktoren der Evolution:

- **Mutationsoperator:**
In der Biologie führen kleine Fehler bei der Replikation des genetischen Codes bei der Teilung einer Zelle zur Mutation des genetischen Codes. Daran angelehnt wird mit Mutation ein Variationsoperator bezeichnet, der die In-

formation des elterlichen Genoms zufällig gemäß einer vorgegebenen Wahrscheinlichkeitsverteilung ändert. Ist das Genom binär dargestellt (genetische Algorithmen nach Holland), so geschieht dies durch die zufällige Negation einzelner Bits. Bei reellwertigen Darstellungen werden Zufallszahlen auf die einzelnen Gene addiert. In der Regel haben diese Zufallszahlen den Mittelwert Null und sind gaußverteilt. Kleine Mutationen sind also wahrscheinlicher als große. Durch die Wahl einer geeigneten Standardabweichung der Zufallsverteilung wird die Mutationsstärke gesteuert. Die Mutationsrate bestimmt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Gen verändert wird.

Die Steuerung von Mutationsstärke und -rate erfolgt oft selbstadaptiv, wird also von der Konvergenz der Optimierung geregelt. Zu Beginn der Optimierung sorgt eine hohe Mutationsstärke für eine hohe Diversität der Population, also für eine breite Suche im Lösungsraum. Eine geringe Mutationsstärke gegen Ende der Optimierung ermöglicht hingegen die Feinabstimmung der Lösung.

Mutation ist der Hauptvariationsparameter der Evolutionsstrategien nach Rechenberg und der evolutionären Programmierung nach Fogel.

- Replikation (Klonen):
Mit Replikation oder Klonen wird das vollständige Kopieren eines Individuums bezeichnet.
- Rekombination (Reproduktion):
Bei der Rekombination werden die genetischen Informationen zweier oder mehrerer Elternindividuen gemischt und ein oder mehrere Kinderindividuen erzeugt.

Selektion

Durch die Variationsoperatoren werden Neuerungen in das vorhandene genetische Material einer Population eingeführt. Mittels Selektion wird nun zwischen sinnvollen und nutzlosen Neuerungen unterschieden. Dazu müssen die einzelnen Individuen bewertet werden. In der Biologie geschieht dies sowohl durch die unterschiedlichen Überlebenschancen der einzelnen Individuen als auch durch ihre Fähigkeit, einen Geschlechtspartner zu finden und sich zu reproduzieren. Bei den evolutionären Algorithmen dient die Zielfunktion – also die zu optimierende Funktion – der Bewertung der einzelnen Individuen. Der Wert der Zielfunktion wird auch oft als Fitness bezeichnet. Für die genetischen Algorithmen nach Holland ist die Fitnessfunktion allerdings eine Funktion der

Zielfunktion, die von weiteren Nebenbedingungen abhängen oder stochastischen Einflüssen unterliegen kann.

Häufig vorkommende Selektionsparameter [130] sind:

- **Abschneideselektion:**
Die besten μ Individuen einer Generation werden zur Rekombination zugelassen. Die Wahrscheinlichkeit der Rekombination ist für alle ausgewählten Individuen gleich, unabhängig von der individuellen Fitness.
Es werden die Fälle der „Plus“- und der „Komma“-Selektion unterschieden, wobei bei der „Plus“-Selektion die Individuen, die zur Rekombination zugelassen werden, aus der Menge der Nachkommen und der Menge der Eltern ausgewählt werden. Bei der „Komma“-Selektion können nur Individuen aus der Menge der Nachkommen ausgewählt werden.
- **fitnessproportionale Selektion:**
Die Selektionswahrscheinlichkeit, also die Wahrscheinlichkeit zur Rekombination, ist proportional zur Fitness der einzelnen Individuen.
- **Turnierselektion:**
Für die Bestimmung eines Elternteils werden mehrere Individuen zufällig aus dem Selektionspool (Menge aller Individuen, die aufgrund ihrer Fitness als Eltern in Betracht gezogen werden) ausgewählt. Das Beste der ausgewählten Individuen „gewinnt“ das Turnier und wird selektiert.

4.2.4 Umsetzung eines evolutionären Algorithmus

In dieser Arbeit wird ein evolutionärer Algorithmus eingesetzt, um die Oberflächenverformung deformierbarer Spiegel zu optimieren. Der Algorithmus ist eine Weiterentwicklung der von I. Buske [8] und H.-M. Heuck [43] an der Fachhochschule Münster eingesetzten evolutionären Algorithmen. Gegenüber den ursprünglichen Algorithmen wurde die Rekombination überarbeitet und den Erfordernissen der adaptiven Optik angepasst. Zudem wurden weitere Optionen, z.B. zur Gewinnung des Fitnesssignals, in die Software integriert. Ein Ablaufschema des Algorithmus ist in Abbildung 4.23 dargestellt.

Zunächst wird eine Anfangspopulation von 100 zufällig gewählten Spiegelverformungen initiiert und anhand der Zielfunktion bewertet. Hierbei dient eines der in Abschnitt 4.3 vorgestellten Regelsignale als Zielfunktion. Die Ziel- und die Fitnessfunktion

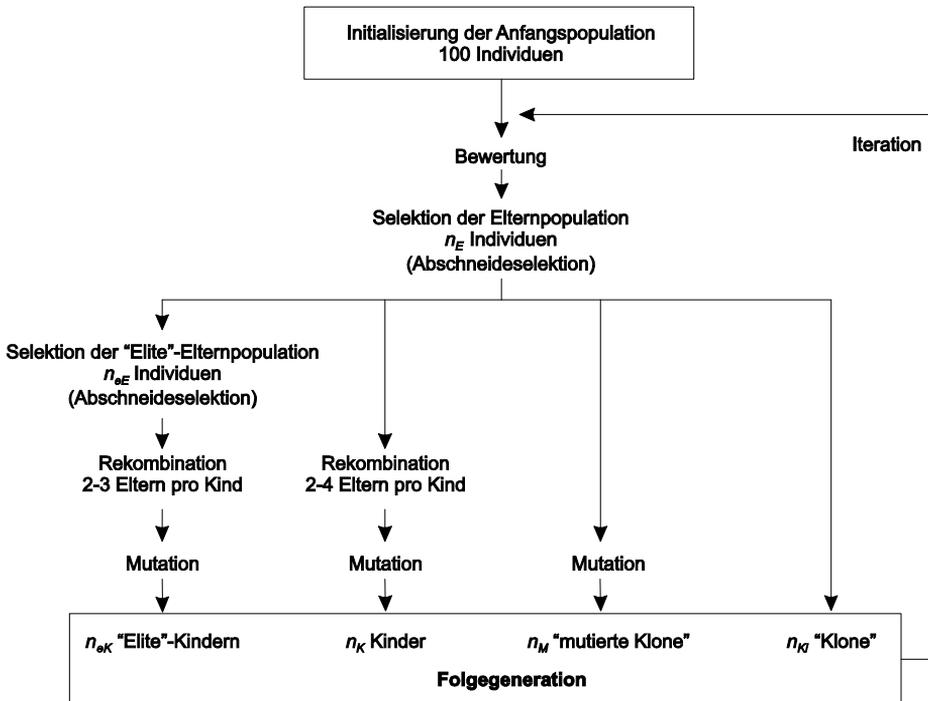


Abbildung 4.23 Ablaufschema des evolutionären Algorithmus.

sind für den vorgestellten Algorithmus identisch. Im Folgenden wird daher stets von der Fitnessfunktion gesprochen. Die n_E Individuen mit dem höchsten Fitnesswert werden per „Komma“-Abschneideselektion für die Fortpflanzung ausgewählt. Per Rekombination werden aus ihnen insgesamt n_K Kinder erzeugt, wobei jedes der Kinder 2–4 dieser Eltern haben kann. Alle Eltern können mehrfach verwendet werden und die Wahrscheinlichkeit der Rekombination hängt nicht von ihrer jeweiligen Fitness ab. Anschließend werden aus den n_E potentiellen Eltern nochmal die n_{eE} ($2 < n_{eE} < n_E$) Individuen mit der besten Fitness – sozusagen die „Elite-Eltern“ – selektiert. Auch aus ihnen entstehen durch Rekombination n_{eK} Kinder, im Folgenden „Elite“-Kinder genannt. Auf die Kinder und die „Elite“-Kinder wird ein Mutationsoperator angewandt, bevor sie in die Folgeneration übernommen werden. Abschließend werden die n_E Elternindividuen repliziert. Sie werden sowohl direkt in die Folgeneration übernommen („Klone“), als auch nachdem ein Mutationsparameter auf sie angewandt wurde („mutierte Klone“). Durch die direkte Übernahme der Elternindividuen in die Folgeneration ist gewährleistet, dass die maximale Fitness im Laufe der Optimierung nicht abnehmen kann. Eine typische Folgeneration besteht aus je 10 mutierten „Elite“-Kindern von 3 „Elite“-

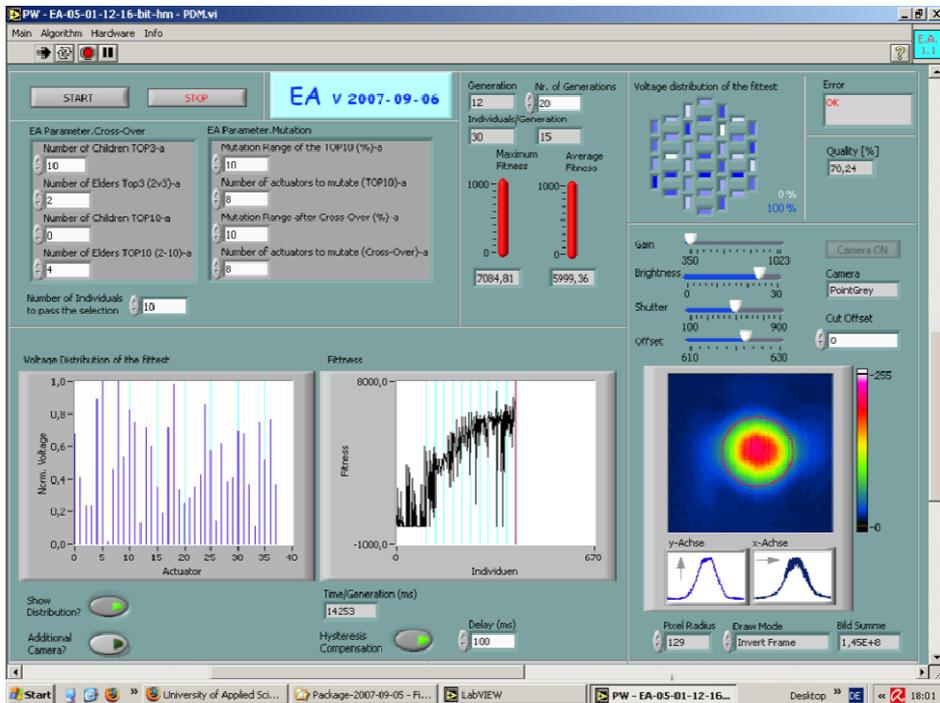


Abbildung 4.24 Screenshot der Benutzeroberfläche des evolutionären Algorithmus.

Eltern, 10 mutierten Kindern, 10 „mutierten Klonen“ und 10 „Klonen“. Ist die Folgegeneration vollständig gebildet, so werden ihre einzelnen Individuen gemäß ihrer Fitness bewertet, und der Kreislauf startet erneut.

Sowohl die Anzahl n_E der Eltern, n_{eE} der „Elite“-Eltern, n_K der Kinder und n_{eK} der „Elite“-Kinder als auch die Mutationsstärke und Mutationsrate können während der Optimierung verändert werden. Im Laufe der Optimierung wird dadurch der Übergang von der „Breitensuche“ über den gesamten Lösungsraum zu einer „Tiefensuche“ in der Umgebung eines Optimums möglich.

Abbildung 4.24 zeigt einen Screenshot der Bedienoberfläche des evolutionären Algorithmus. Die Programmierung in *LabVIEW* ermöglicht eine komfortable Nutzung der programmeigenen Schnittstellen und Bibliotheken, z.B. zur Ansteuerung von Kameras. Das obige Beispiel zeigt die Optimierung eines deformierbaren Spiegels mit Piezobal-ken-Aktuatoren. Der Spiegel dient als Resonatorspiegel eines bogenlampengepum- pten Nd:YAG-Lasers. Die Brillanz des Lasers wird mit einer CCD-Kamera aufgenom- men und dient als Fitnesssignal. Während der Regelung wird die Hysterese des deformierba-

ren Spiegels kompensiert. Alternativ zu der CCD-Kamera kann auch eine Photodiode zur Gewinnung des Regelsignals ausgelesen werden.

Welche Anzahl von Generationen durchschnittlich notwendig ist, bis die Optimierung konvergiert, ist sowohl von dem zu optimierenden System, als auch von den Optimierungsparametern wie z.B. Mutationsstärke und -rate, Rekombinationsrate, Populationsgröße, etc. abhängig. Eine Diskussion der Parameter erfolgt daher anhand konkreter Laserresonatoren in Kapitel 5.

4.3 Gewinnung eines Regelsignals

Die Wahl des Regelsignals – bzw. der Zielfunktion des evolutionären Algorithmus – hängt von dem Ziel bei der Optimierung des Laserresonators ab. Jede Funktion, die monoton mit der Annäherung an die Zielsetzung ansteigt, kann als Regelsignal gewählt werden. Als Ziel der Optimierung werden Laserausgangsleistung, Strahlqualität (M^2) und die Brillanz des Lasers betrachtet.

4.3.1 Laserausgangsleistung

Zur Optimierung eines Laserresonators auf maximale Ausgangsleistung wird die Laserleistung als Regelsignal mittels eines Leistungsmesskopfes gemessen. Alternativ zu einem Leistungsmesskopf kann eine Photodiode eingesetzt werden. Störungen der Messung durch Strahllageschwankungen können vermieden werden, indem die Photodiode in eine Ulbricht-Kugel integriert wird.

4.3.2 Strahlqualität M^2

Um die Beugungsmaßzahl M^2 – und damit die Strahlqualität – zu bestimmen, ist nach DIN EN-ISO 11146-1 [11] eine Serie von mindestens 10 Messungen des Intensitätsprofils des Laserstrahls aufzunehmen. Mindestens 5 der Messungen sollen innerhalb der einfachen Rayleigh-Länge auf beiden Seiten der Strahltaile liegen, mindestens 5 Messungen außerhalb der 2-fachen Rayleigh-Länge. An jeder Messposition wird der Strahldurchmesser nach der Methode der 2. Momente berechnet und anschließend eine Strahlkaustik an die Messwerte gefittet. Aus den Fitparametern der Kaustik lassen sich anschließend der Taillendurchmesser $d_{\sigma 0}$ und die Fernfelddivergenz θ_σ des Laserstrahles berechnen. Mit Gleichung (2.1) ergibt sich die Strahlqualität zu

$$M^2 = \frac{d_{\sigma 0} \cdot \theta_\sigma}{4} \cdot \frac{\pi}{\lambda}. \quad (2.1)$$

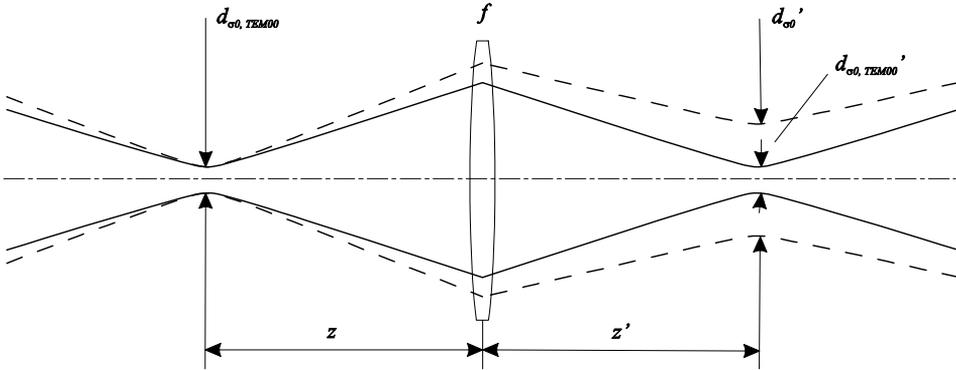


Abbildung 4.25 Propagation zweier Gaußstrahlen durch eine dünne Linse der Brennweite f . Ein Strahl mit der Beugungsmaßzahl $M^2 = 1$ ist durch die durchgezogene Linie dargestellt, ein Strahl mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 > 1$ durch die gestrichelte Linie.

Eine solche Messung der Beugungsmaßzahl ist zeitaufwändig. Der nach DIN-Norm gemessene M^2 -Wert ist daher nicht als Regelsignal für den evolutionären Algorithmus oder ein anderes iteratives Optimierungsverfahren geeignet.

Werden Taillendurchmesser d_{σ_0} und Fernfelldivergenz θ_σ nicht durch einen Fit der Strahlkaustik berechnet, sondern direkt gemessen, so reduziert sich die Anzahl der zur Berechnung des M^2 -wertes nötigen Messungen auf zwei. Bei konstant gehaltenem Taillendurchmesser ist sogar nur noch eine Messung – die der Fernfelldivergenz – nötig, und umgekehrt. Damit ist diese – nicht DIN-gerechte – Messung der Strahlqualität anhand eines einzigen Messwertes als Regelsignal für die Optimierung eines Laserresonators verwendbar. Diese Messmethode wird im Folgenden erläutert:

Bei Gaußstrahlen beträgt die Strecke z_R – gemessen von der Position der Strahlentaille – auf der sich ein Strahl um den Faktor $\sqrt{2}$ aufweitet

$$z_R = \frac{\pi d_{\sigma_0}^2}{4\lambda}, \tag{4.26}$$

wobei z_R als Rayleigh-Länge bezeichnet wird. Propagiert ein Gaußstrahl mit der Wellenlänge λ , der Rayleigh-Länge z_R und einem Taillendurchmesser d_{σ_0} durch eine dünne Linse der Brennweite f , so gilt folgende Beziehung

$$\frac{1}{z} + \frac{1}{z'} = \frac{1}{f} + \frac{z_R^2}{z(z^2 + z_R^2 - zf)}. \tag{4.27}$$

Hierbei ist z der Abstand der Linse von der „Original“-Strahlentaille und z' der Abstand der durch die Linse entstandenen Strahlentaille mit Durchmesser d_{σ_0}' von der Linse (vgl.

Abbildung 4.25). Für das Verhältnis der Taillendurchmesser vor und nach der Propagation durch die Linse gilt

$$\frac{d_{\sigma_0}'}{d_{\sigma_0}} = \frac{f}{\sqrt{z_R^2 + (z - f)^2}}. \quad (4.28)$$

Beträgt der Abstand der Strahltaille vor der Linse $z = f$, so lässt sich Gleichung (4.27) zu $z' = f$ vereinfachen, die zweite Strahltaille liegt also in der Brennebene der Linse. Für diesen Fall ergibt sich mit Gleichung (4.28)

$$d_{\sigma_0}' = f \cdot 4d_{\sigma_0} \cdot \frac{\lambda}{\pi} \quad (4.29)$$

und durch Einsetzen von Gleichung (2.1) die Fernfelddivergenz θ_σ zu

$$\theta_\sigma = \frac{d_{\sigma_0}'}{f}. \quad (4.30)$$

Die Strahlqualität ist demnach proportional zum Strahltaillendurchmesser in der Brennebene der Linse

$$M^2 = \frac{d_{\sigma_0}\pi}{4\lambda f} \cdot d_{\sigma_0}'. \quad (4.31)$$

Soll ein Laserresonator für die Beugungsmaßzahl M^2 optimiert werden und sind die Lage und der Durchmesser der Laserstrahltaille bekannt und konstant, so ermöglicht das oben beschriebene Verfahren die Gewinnung eines dem M^2 -Wert proportionalen Regelsignals.

Die Lage der Strahltaillen im Laserresonator lässt sich mit der Resonatorumlaufmatrix berechnen (vgl. Kapitel 5.1). Allgemein gilt jedoch, dass ein ebener Resonator-endspiegel eine Strahltaille auf diesem Spiegel bedingt. Ein nahezu konstanter Durchmesser dieser Strahltaille lässt sich realisieren, indem die begrenzende Apertur des Resonators auf diesen Spiegel abgebildet wird. Ein solcher Resonator ist in Abbildung 4.26 dargestellt.

Für die Optimierung der in Kapitel 5.2 und 5.3 beschriebenen Resonatoren wurde die Messung des in Abbildung 4.25 dargestellten Taillendurchmessers d_{σ_0}' mit einer CCD-Kamera und der 2. Momenten Methode durchgeführt. Vor der Messung wurde sichergestellt, dass die Antwort der CCD-Kamera auf die zu messende Laserleistung linear ist.

Aus den Aberrationsmessungen in Kapitel 3 ging hervor, dass sich die Aberrationen der thermischen Linse ändern, wenn stimulierte Emission vorliegt. Die Form der Aberrati-

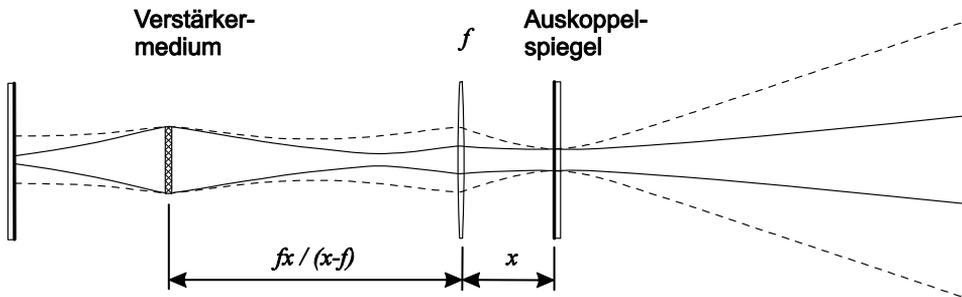


Abbildung 4.26 Laserresonator mit dem Verstärkermedium als begrenzende Apertur. Durch Abbildung des Verstärkermediums auf den flachen Auskoppelspiegel wird eine Strahltaile konstanten Durchmessers erzeugt. Der durchgezogen gezeichnete Resonatormodus hat eine Strahlqualität von $M^2 = 1$. Der sich bei einer geringeren thermischen Linse ausbildende Strahl ist gestrichelt dargestellt und hat einen M^2 -Wert von 3,5.

onsfunktion hängt also auch (schwach) von der Intensitätsverteilung der im Resonator umlaufenden Moden ab. Die Resonatoreigenmoden werden jedoch durch die Verformung des deformierbaren Spiegels bestimmt. Diese Verformung wiederum richtet sich nach den Resonatorparametern und den Aberrationen der thermischen Linse. Damit sind Spiegelverformung und thermo-optische Aberrationen (schwach) miteinander rückgekoppelt. Liegt keine solche Rückkopplung vor, z. B. beim Einsatz von adaptiver Optik in der Ophthalmologie, kann das mit der oben beschriebenen Methode gewonnene Regelsignal genutzt werden, um die zu kompensierenden Aberrationen direkt zu berechnen. Dabei werden die zu kompensierenden Aberrationen nicht als Summe von Zernike-Polynomen ausgedrückt, sondern als Summe von Lukosz-Zernike-Funktionen. Während die Zernike-Polynome in der Notation von Noll [52] so definiert wurden, dass der rms-Wert der Wellenfrontphase jedes Polynoms minimiert ist, so wurden die Lukosz-Zernike-Funktionen für einen minimalen rms-Strahldurchmesser im Fernfeld definiert. Voraussetzung ist eine homogene Intensitätsverteilung im Nahfeld. Booth [124] beschreibt ein Verfahren, dass die Korrektur einer aus N Lukosz-Zernike-Funktionen zusammengesetzten Aberration nach $N+1$ Messungen des rms-Strahldurchmessers im Fernfeld erlaubt. Dies ist eine signifikante Reduzierung der Anzahl der Messungen im Vergleich zu mehreren hundert Messungen bei der Korrektur mittels eines evolutionären Algorithmus oder anderer iterativer Verfahren.

4.3.3 Brillanz

Im vorherigen Abschnitt wurde beschrieben, wie ein Regelsignal für die Optimierung eines Laserresonators hinsichtlich des Strahlparameterproduktes gewonnen werden kann. Aus der mittels einer CCD-Kamera aufgenommenen Intensitätsverteilung in der oben beschriebenen und in Abbildung 4.26 und Abbildung 4.27 dargestellten Versuchsanordnung, kann neben der Fernfelddivergenz des Laserstrahls – durch Integration der Intensität über den Kamerachip – auch die Laserleistung berechnet werden. Zusammen mit Gleichung (2.1) ergibt sich daraus ein Regelsignal, das proportional zur Brillanz des Lasers ist

$$B_L \sim \frac{\iint I_{CCD}(x, y) dx dy}{d_{\sigma 0}^2}. \quad (4.32)$$

Für die Optimierung eines Laserresonators hinsichtlich seiner Strahlqualität oder Brillanz ist jedoch nicht die genaue Bestimmung des M^2 -Wertes oder der Brillanz nötig. Eine Funktion, die monoton mit diesem Wert ansteigt, genügt als Regelsignal.

Strehl-Verhältnis

Bei kleinen Aberrationen scheint sich das Strehl-Verhältnis als monoton mit der Strahlqualität ansteigendes Regelsignal anzubieten. Wie in Kapitel 3.1.3 diskutiert, ist das Strehl-Verhältnis S einer Wellenfront W mit der Aberrationsfunktion Φ ein Maß für die Abbildungsqualität eines optischen Systems. S gibt das Verhältnis der Spitzenintensitäten im Fernfeld mit und ohne Aberrationen an und kann mit Gleichung (3.17) näherungsweise zu

$$S \approx e^{-\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \cdot \sigma_\Phi^2} \quad (3.17)$$

ausgedrückt werden, falls die Varianz σ_Φ^2 der Aberrationsfunktion der Wellenfront geringer ist als $\left(\sqrt{\ln(10/3)} \cdot \lambda / (2\pi)\right)^2 = (0,17 \cdot \lambda)^2$. Diese Näherung ist somit gültig für $S > 0,3$. Wird die Exponentialfunktion als Taylorreihe entwickelt und werden nur die ersten zwei Terme der entwickelten Funktion betrachtet, so ergibt sich

$$S \approx 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \sigma_\Phi^2, \quad (3.16)$$

wobei die Näherung für $S > 0,5$ bzw. $\sigma_{\phi}^2 < \left(\sqrt{0,5} \cdot \lambda / (2\pi)\right)^2 = (0,11 \cdot \lambda)^2$ zulässig ist.

Die Wellenfront W kann – näherungsweise – als Summe von N Zernike-Polynomen Z_k ausgedrückt werden (vgl. (3.7))

$$\begin{aligned} W(r, \theta) &= \sum_{k=1}^N b_k Z_k(r, \theta) \\ &= \sum_{k=1}^3 b_k Z_k(r, \theta) + \sum_{k=4}^N b_k Z_k(r, \theta), \\ &= \text{Tilt} + \text{Defokus} + \Phi(r, \theta) \end{aligned} \quad (4.33)$$

wobei die einzelnen Polynome durch die Zernike-Koeffizienten b_k skaliert werden. Da die Zernike-Polynome bei Integration über den Einheitskreis orthogonal zueinander sind, lässt sich die Varianz der Wellenfront W auch als Summe der Varianzen σ_k^2 der einzelnen Zernike-Polynome ausdrücken. Mit Gleichung (3.12) ergibt sich für das Strehl-Verhältnis damit

$$S \approx 1 - \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \sum_{k=0}^N b_k^2 \sigma_k^2. \quad (4.34)$$

Aus Gleichung (4.34) wird ersichtlich, dass jeder Betrag des Strehl-Verhältnisses durch unendlich viele verschiedene Kombinationen von Zernike-Polynomen erreicht werden kann. Strahlen mit von einander abweichenden M^2 -Werten können also durchaus das gleiche Strehl-Verhältnis haben. Eine eindeutige Zuordnung von Strehl-Verhältnis zu M^2 und umgekehrt ist – mit Ausnahme von $S = 1$ bei $M^2 = 1$ – nicht gegeben. Das bedeutet, dass das Strehl-Verhältnis nicht monoton mit sinkendem M^2 -Wert zunimmt. Damit kann es nicht als Regelsignal für die Strahlqualität des Lasers verwendet werden. Auch für eine Optimierung hinsichtlich der in Gleichung (2.3) definierten Brillanz ist das Strehl-Verhältnis daher nicht geeignet.

Das Strehl-Verhältnis kann jedoch zur Optimierung der Spitzenintensität eines Laserresonators genutzt werden. Mit der Definition von S als dem Verhältnis von maximal gemessener Intensität im Brennpunkt zur rechnerisch maximal erreichbaren Intensität im Brennpunkt, entspricht das Produkt von Strehl-Verhältnis und Laserleistung

$$\text{Spitzenintensität} \sim S \cdot P_L \quad (4.35)$$

der Spitzenintensität. Obwohl die in Gleichung (2.3) definierte Brillanz keine Funktion der Spitzenintensität ist, wird die Optimierung der Brillanz von Laserresonatoren u.a. durch die geforderten Spitzenintensitäten in der industriellen Materialbearbeitung vorangetrieben. Bei Laserresonatoren mit geringen Aberrationen (Näherung (3.16)) kann

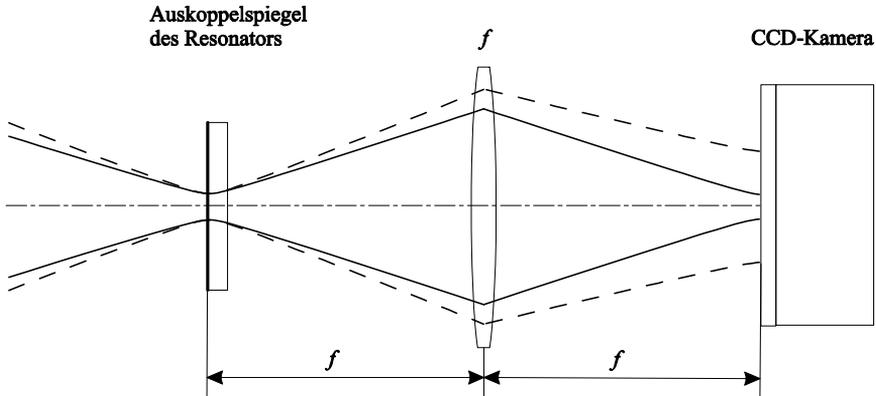


Abbildung 4.27 Aufbau für die Messung des Regelsignals. Auf dem flachen Auskoppelspiegel des Laserresonators liegt eine Strahltaille mit konstantem Durchmesser. Wird die Ebene des Resonatorspiegels als Nahfeld des Strahls definiert, so entsteht durch Propagation durch eine Linse der Brennweite f das Fernfeld des Strahls auf der CCD-Kamera. Aus dem mit der Kamera aufgenommenen Intensitätsprofil des Strahls lassen sich u.a. die Laserleistung und die Fernfelddivergenz. Ein Strahl mit der Beugungsmaßzahl $M^2 = 1$ ist durch die durchgezogene Linie dargestellt, ein Strahl mit einer Beugungsmaßzahl $M^2 > 1$ durch die gestrichelte Linie.

eine Optimierung der Spitzenintensität mittels des Strehl-Verhältnis also u. U. sinnvoll sein.

Das Strehl-Verhältnis lässt sich mit dem in Kapitel 4.3.2 beschriebenen und in Abbildung 4.27 dargestellten Versuchsaufbau gewinnen. Gemessen wird die maximale Intensität I_{max} , die in der Brennebene der Linse auftritt. Da die Leistung des Lasers schwanken kann, muss die gemessene maximale Intensität auf die Laserleistung normiert werden, um das Strehl-Verhältnis zu erhalten

$$S \sim \frac{I_{max,CCD}}{P_L} = \frac{I_{max,CCD}}{\iint I_{CCD}(x,y) dx dy}. \quad (4.36)$$

Nach Gleichung (4.35) ist das gesuchte Regelsignal jedoch das Produkt aus Strehl-Verhältnis und Laserleistung, so dass eine Normierung der Intensität I_{max} überflüssig wird.

Im Falle geringer Aberrationen – und nur dann ist Gleichung (3.16) gültig – liegt das Intensitätsmaximum gewöhnlich auf der optischen Achse. Die CCD-Kamera kann also durch eine Blende und eine dahinter liegende Photodiode ersetzt werden. Dies ermöglicht einen kostengünstigen Messaufbau. Die an der Photodiode abgegriffene elektrische Spannung ist nach Multiplikation mit der Kennlinie der Photodiode proportional zum gesuchten Regelsignal.

Power-in-the-bucket

Wie in Kapitel 2.1 berichtet, hat sich in der Lasertechnik die Beugungsmaßzahl M^2 als Maß für die Strahlqualität durchgesetzt. Neben der einfachen Vergleichbarkeit verschiedener Laser hinsichtlich ihres M^2 -Wertes ist sicher auch das Konzept des „eingebetteten Gaußstrahls“ ursächlich für die Verbreitung des M^2 -Formalismus. Zu jedem Strahl mit gegebenem M^2 -Wert kann ein eingebetteter Gaußstrahl mit $M^2 = 1$ gefunden werden, dessen Durchmesser an jeder Position dem durch M geteilten Durchmesser des Originalstrahls entspricht. Wenn auch nicht notwendigerweise real, so erlaubt dieser „hypothetische“ Strahl doch Rechnungen hinsichtlich Strahlpropagation oder Resonator-Design und vereinfacht daher die Auslegung optischer Systeme. Neben dieser Stärke des M^2 -Formalismus steht die – fehleranfällige – Messung der 2.-Momenten-Durchmesser des Laserstrahls, die für die Berechnung des M^2 -Wertes benötigt werden. Bei der Berechnung des Strahldurchmessers werden Leistungsanteile um so stärker gewichtet, je weiter sie vom Schwerpunkt des Strahles entfernt liegen. Das Rauschen einer CCD-Kamera kann daher beispielsweise schnell zu Messfehlern führen. Um solche Messfehler zu vermeiden, und gleichzeitig mehr Informationen über einen Strahl zu erhalten, als mit dem eindimensionalen Parameter M^2 möglich, schlägt Siegman eine sogenannte „Power-in-the-bucket“-Messung (PIB) als Ergänzung des M^2 -Formalismus vor [14].

Eine „Power-in-the-bucket“-Kurve stellt die über einen gegebenen Radius integrierte Leistung eines Strahls im Fernfeld als Funktion dieses Radius dar. Für zwei Strahlen mit gleichem M^2 -Wert lässt sich so z.B. vergleichen, inwiefern ein höherer M^2 -Wert durch einen insgesamt breiteren Strahl verursacht wird, oder durch (evtl. geringere) Leistungsanteile weit entfernt vom Schwerpunkt.

Ein Regelsignal für die Optimierung eines Laserresonators muss, wie der M^2 -Wert, eindimensional sein. Eine komplette „Power-in-the-bucket“-Kurve ist daher – auch wenn sie aus nur einer CCD-Aufnahme der Intensitätsverteilung berechnet werden kann – nicht als Regelsignal geeignet.

Einzelne Punkte der Kurve können jedoch als Regelsignal genutzt werden. Betrachtet man die integrierte Leistung für einen unendlich kleinen Radius, so entspricht diese PIB-Messung der Messung des (mit der Laserleistung multiplizierten) Strehl-Verhältnisses. Dies gilt unter der Bedingung, dass das Intensitätsmaximum im Schwerpunkt des Strahles liegt. Eine PIB-Messung für einen unendlich großen Radius entspricht der reinen Messung der Laserleistung. Wird dagegen die Leistung über den berechneten 2.-Moment-Durchmesser des Strahles integriert und dieser Wert durch die

Strahlfläche geteilt, so entspricht dies einer leistungsgewichteten Messung der Brillanz des Strahles.

Der in Abbildung 4.27 dargestellte Messaufbau erlaubt PIB-Messungen für beliebige Radian. Wird die CCD-Kamera durch eine Photodiode ersetzt, so können PIB-Messungen durch Einsetzen einer Blende vor der Photodiode realisiert werden.

Frequenzkonversion

Die Gewinnung eines Regelsignals mittels Frequenzkonversion wird in Referenz [131] vorgestellt. Der zu optimierende Laserstrahl wird in einen nichtlinearen Kristall fokussiert und die Leistung der entstandenen zweiten Harmonischen wird gemessen. Rechnungen zeigen eine quadratische Abhängigkeit des Regelsignals von der einfallenden Leistung bei konstantem Strahldurchmesser. Der Einfluss der Strahlqualität des zu optimierenden Strahls auf die Frequenzkonversion ist exponentiell abfallend. Damit steigt das Regelsignal monoton mit der Brillanz des zu optimierenden Lasers.

4.3.4 Vergleich der Regelsignale

In Tabelle 4.7 sind die Berechnungsvorschriften für die oben diskutierten Regelsignale noch einmal zusammengefasst. Als Detektoren dienen entweder eine Photodiode oder eine CCD-Kamera. Die Photodiode kann wahlweise hinter einer Blende eingesetzt werden. Der Detektor befindet sich entweder in einer beliebigen Position oder – bei konstantem Nahfelddurchmesser – im Fernfeld. Als Optimierungs-/ Regelziele sind Laserleistung, Strahlqualität und Brillanz aufgeführt.

Die Software des in dieser Arbeit entwickelten evolutionären Algorithmus erlaubt den Einsatz aller in Kapitel 4.3 vorgestellten Regelsignale. Die Methode der Frequenzkonversion wurde jedoch nicht getestet. Eine gewichtete Kombination der Regelsignale ist möglich. Zudem kann das Regelsignal im Laufe der Optimierung gewechselt werden.

Optimierungsläufe anhand eines mit einer Photodioden gewonnen Regelsignals erreichen hohe Geschwindigkeiten. Die Dauer einer Optimierung von 10 Generationen mit je 40 Individuen beträgt beispielsweise 8 s. Die Dauer einer Optimierung mittels eines per CCD-Kamera gewonnenen Regelsignals dauert 10-20 Mal länger. Dies liegt zum Einen an der nicht geschwindigkeits-optimierten Bildverarbeitung, aber auch an der gerätebedingten aufwändigeren Kommunikation zwischen Ansteuergerät des Spiegels und Computer (vgl. Kapitel 5.2.2).

Tabelle 4.7 Mögliche Regelsignale für die iterative Optimierung eines Laserresonators bezüglich Laserleistung, Strahlqualität und Brillanz.

	Beliebige Detektorposition	Konstante Strahltaillendurchmesser und -position Propagation durch Linse der Brennweite f , wobei $z = z' = f$	
	Photodiode	Photodiode	CCD-Kamera
Laserleistung P_L	$P_L \sim U_{Diode}$	$P_L \sim U_{Diode}$	$P_L \sim \iint I_{CCD}(x, y) dx dy$
Strahlqualität M^2			$M^2 \sim d_{\sigma_0}'$
Brillanz B_L			$B_L \sim \frac{\iint I_{CCD}(x, y) dx dy}{(d_{\sigma_0}')^2}$
		mit Blende $PIB \sim U_{Diode}$	$PIB \sim \int_0^{2\pi} \int_0^R I_{CCD}(r, \varphi) dr d\varphi$
		mit SHG-Kristall $P_{SHG} \sim U_{Diode}$ [131]	
Spitzenintensität		mit Blende $S \sim U_{Diode}$	$S \sim \frac{I_{\max, CCD}}{P_L} = \frac{I_{\max, CCD}}{\iint I_{CCD}(x, y) dx dy}$

Die Eignung jedes einzelnen Regelsignals für die Optimierung variiert mit dem zu regelnden System. Ein Vergleich der in dieser Arbeit verwendeten Regelsignale wird daher in Kapitel 5.2.2 exemplarisch für den dort untersuchten longitudinal diodengepumpten Nd:YVO₄-Laser durchgeführt.

5 **Adaptiv aberrationskompensierte Resonatoren**

Im vorherigen Kapitel wurden die deformierbaren Spiegel und die übrigen Elemente des Regelkreises der adaptiven Optik vorgestellt. Dieser Regelkreis wird nun in einen Laserresonator integriert. Im Folgenden werden zuerst die Randbedingungen vorgestellt, die an das Design eines Resonators mit integriertem deformierbaren Spiegel gestellt werden. Zwei Resonatoren werden mit diesen Randbedingungen aufgebaut und untersucht. Am Beispiel des in Kapitel 3.3.1 untersuchten beidseitig longitudinal diodengepumpten Nd:YVO₄-Kristalls als Verstärkermedium wird der Regelkreis der adaptiven Optik an die Bedingungen einer Optimierung im Laserbetrieb angepasst. Das Optimierungsverhalten bei unterschiedlichen deformierbaren Spiegeln, Regelsignalen und Parametern des evolutionären Algorithmus wird untersucht. Anhand der mit dem Nd:YVO₄-Laser erlangten Erkenntnisse wird dann ein adaptiv aberrationskompensierter bogenlampengepumpter Nd:YAG-Doppelstab-Laser aufgebaut.

5.1 Integration des adaptiven Spiegels in den Laserresonator

Soll ein deformierbarer Spiegel zur Aberrationskompensation in einen Laserresonator integriert werden, so muss sichergestellt werden, dass folgende Randbedingungen erfüllt sind:

- Damit eine Kompensation von Aberrationen zu einer Verbesserung der Strahlqualität führen kann, muss der Resonator entweder am Rande des Stabilitätsbereiches arbeiten oder der Stabilitätsbereich des Resonators muss klein sein (vgl. Kapitel 3.2.3).
- Die Anzahl der Aktuatoren des deformierbaren Spiegels die sich über den Durchmesser des Laserstrahls erstrecken, gibt die Ordnung der Aberrationen an, die kompensiert werden können. Im Falle der in Kapitel 4.1.1 charakterisierten Membranspiegel mit wabenförmig angeordneten Aktuatoren werden z.B. mindestens 7 Aktuatoren benötigt, um sphärische Aberration kompensieren zu können.
- Ein Regelsignal zur Steuerung des deformierbaren Spiegels muss bestimmbar sein. Soll die in Kapitel 4.3.3 beschriebene Power-in-the-bucket-Methode eingesetzt werden, so ist sicherzustellen dass eine Strahltaile konstanten Durchmessers an einer konstanten Position der optischen Achse existiert.

Der Vollständigkeit halber soll noch eine vermeintlich vierte Bedingung erwähnt werden. Im Allgemeinen wird in der adaptiven Optik die Position, an der Aberrationen auftreten, mittels eines Relay-Teleskops phasen- und amplitudenrichtig auf das korrigierende Element abgebildet. Darauf kann verzichtet werden, wenn sichergestellt ist, dass sich die durch die Aberration verursachten Phasenstörungen bei der Propagation der Welle zum korrigierenden Element noch nicht in Amplitudenstörungen umgewandelt haben. Um die für einen Resonator mit integriertem deformierbaren Spiegel oben an zweiter Stelle genannte Randbedingung zu erfüllen, also einen ausreichend großen Strahlquerschnitt auf dem deformierbaren Spiegel zu erzielen, ist im Allgemeinen eine Aufweitung des Strahldurchmessers auf dem Weg zum deformierbaren Spiegel nötig. Dies kann entweder mit einem Teleskop geschehen, oder – wie bei den in diesem Kapitel untersuchten Resonatoren – durch die Propagation des divergenten Strahls. Die zweite Möglichkeit führt dazu, dass die Propagationsstrecke von der thermischen Linse hin zum deformierbaren Spiegel grösser als die Rayleigh-Länge wird. Die Propagation darf nicht vernachlässigt werden. Eine direkte Phaseninversion durch Reflektion am deformierbaren Spiegel führt im Laserresonator daher nur dann zur Kompensation der thermooptischen Aberrationen, wenn eine Relay-Abbildung zwischen Laserkristall und deformierbarem Spiegel vorliegt.

Liegt keine Relay-Abbildung vor, so lassen sich die thermooptischen Aberrationen nicht vollständig kompensieren. Der deformierbare Spiegel kann jedoch zur Formung

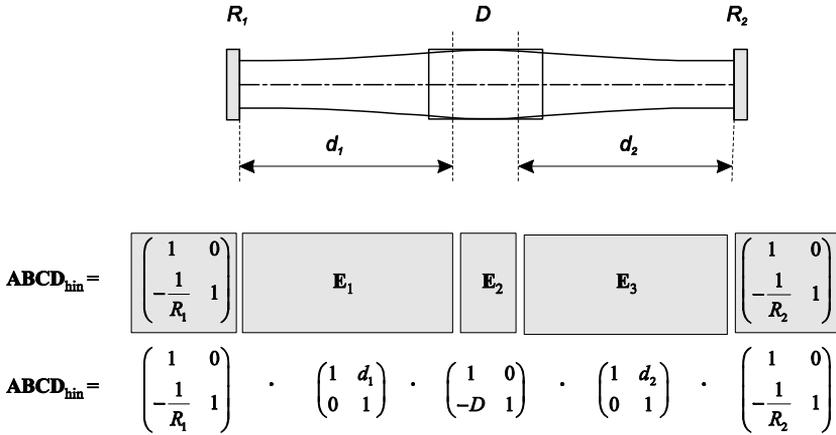


Abbildung 5.1 Beispiel für die Berechnung einer halben Resonatorumlaufmatrix, um die äquivalenten g^* -Parameter der Resonators zu berechnen.

der Resonator-Eigenmoden genutzt werden. Dies entspricht einer „indirekten“ Kompensation der Aberrationen (vgl. Abbildung 4.22). Beschreibungen der Wahl der Eigenmoden durch einen deformierbaren Spiegel im aberrationsfreien Resonator finden sich in den Referenzen [38, 132-134]. Demnach besteht beim Aufbau eines adaptiv aberrationskompensierten Resonators keine Randbedingung für die Position des deformierbaren Spiegel im Bezug zum Laserkristall.

Die beiden erstgenannten Randbedingungen – Betrieb am Rande des Stabilitätsbereichs und ein großer Strahldurchmesser auf dem deformierbaren Spiegel – lassen sich durch die in Kapitel 3.2.3 beschriebenen äquivalenten g^* -Parameter ausdrücken. Am Rand des Stabilitätsbereiches beträgt das Produkt beider g^* -Parameter nahezu 1 oder 0. Der Durchmesser eines TEM₀₀-Strahls auf den Resonatorendspiegeln ergibt sich zu

$$w_{\sigma,i}^2 = \frac{\lambda L^*}{\pi} \sqrt{\frac{g_j^*}{g_i^*(1-g_1^*g_2^*)}} \quad i, j = 1, 2 \quad i \neq j, \quad (3.38)$$

wobei L^* die Länge des äquivalenten Resonators ist. Besteht ein Resonator aus einem Verstärkermedium und zwei Resonatorendspiegeln, so lassen sich die äquivalenten g^* -Parameter und die Länge L^* mit den Gleichungen (3.36) und (3.37) berechnen. Enthält der Resonator weitere optische Elemente, so ist zur Berechnung von g_1^* , g_2^* und L^* das Aufstellen der halben Resonatorumlaufmatrix $\mathbf{ABCD}_{\text{hin}}$ notwendig. Sie berechnet sich zu

$$\mathbf{ABCD}_{hin} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R_2} & 1 \end{pmatrix} \cdot \prod_{k=1}^N \mathbf{E}_{(N+1)-k} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R_1} & 1 \end{pmatrix}, \quad (5.1)$$

wobei $\mathbf{E}_{(N+1)-k}$ die Matrizen der einzelnen optischen Elemente und R_1, R_2 die Krümmungsradien der Resonatorendspiegel sind. Die Spiegel werden jeweils „halb“ berücksichtigt und der Startpunkt der halben Umlaufmatrix liegt auf dem ersten Resonatorspiegel. N bezeichnet die Anzahl der optischen Elemente und Wegstrecken im Resonator (vgl. Abbildung 5.1). Es gilt

$$\mathbf{ABCD}_{hin} = \begin{pmatrix} g_1^* & L^* \\ \frac{g_1^* g_2^* - 1}{L^*} & g_2^* \end{pmatrix}. \quad (5.2)$$

Die Rücklaufmatrix berechnet sich entsprechend zu

$$\mathbf{ABCD}_{rück} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R_1} & 1 \end{pmatrix} \cdot \prod_{k=1}^N \mathbf{E}_k \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{R_2} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} g_2^* & L^* \\ \frac{g_1^* g_2^* - 1}{L^*} & g_1^* \end{pmatrix} \quad (5.3)$$

und für die komplette Resonatorumlaufmatrix gilt

$$\begin{aligned} \mathbf{ABCD} &= \mathbf{ABCD}_{rück} \cdot \mathbf{ABCD}_{hin} \\ &= \begin{pmatrix} 2g_1^* g_2^* - 1 & 2g_1^* L^* \\ \frac{(2g_1^* g_2^* - 1)^2 - 1}{2g_1^* L^*} & 2g_1^* g_2^* - 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

Mit den äquivalenten g^* -Parametern, die aus der halben Resonatorumlaufmatrix \mathbf{ABCD}_{hin} abgelesen werden, wird nun mit Gleichung (3.38) der Radius des TEM₀₀-Modes auf dem deformierbaren Spiegel berechnet. Der Krümmungsradius der Wellenfront R ist gleich dem Krümmungsradius des Spiegels. Mit dem komplexen Strahlparameter $q(z)$

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - \frac{i\lambda}{\pi w_\sigma(z)^2} \quad (5.5)$$

und den Strahlausbreitungsmatrizen \mathbf{E}

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \quad (5.6)$$

lässt sich der Radius $w_\sigma(z)$ des TEM₀₀-Modes an jedem Ort z des Resonators berechnen [13]

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}. \quad (5.7)$$

Mit diesen Überlegungen wurde mit der Software *MatLab* [135] ein Script erstellt, das einen Resonator im Hinblick auf eine zu wählende Gütefunktion optimiert. Die Optimierung des Resonators erfolgt mittels eines evolutionären Algorithmus. Dem Algorithmus typischerweise vorgegebene konstante Werte sind:

- Abmessungen, Brechungsindex und Brechkraft des Laserkristalls
- Krümmungsradius der Resonatorendspiegel (oder Liste der verfügbaren Krümmungsradien)
- Anzahl der Linsen im Resonator und Liste der verfügbaren Brennweiten
- Position und Durchmesser der begrenzenden Apertur des Systems
- Pumpleistung
- falls erwünscht: Abbildung oder Relay-Abbildung des Laserkristalls auf den Auskoppelspiegel
- falls erwünscht: Relay-Abbildung des Laserkristalls auf den deformierbaren Spiegel.

Variablen, die dem evolutionären Algorithmus für die Optimierung zur Verfügung stehen, sind in der Regel:

- Position aller optischen Elemente (Linsen, Spiegel, Laserkristall)
- Brennweiten der Linsen (nach einer Liste der verfügbaren Brennweiten, incl. Brennweite unendlich)
- evtl. Krümmungsradius eines oder beider Resonatorendspiegel (nach Liste der verfügbaren Krümmungsradien)

Die Gütefunktion, auf die der Resonator optimiert wird, setzt sich aus folgenden gewichteten Parametern zusammen:

- Zielwert für das Produkt $g_1^* g_2^*$ der äquivalenten g^* -Parameter
- Zielwert für den Strahldurchmesser auf dem deformierbaren Spiegel
- Zielwert für den Strahldurchmesser im Laserkristall

Die dritte Randbedingung bei der Auslegung des Resonator designs betrifft die Messbarkeit eines Regelsignals zu Steuerung des deformierbaren Spiegels. Verschiedene potentielle Regelsignale wurden in Kapitel 4.3 diskutiert. In Abschnitt 4.3.2 und 4.3.3 wurde ein Messaufbau erläutert, der zu Optimierung eines Laserresonators hinsichtlich Laserleistung, Strahlqualität oder Brillanz genutzt werden kann. Grundvoraussetzung

für diesen Aufbau ist die Existenz einer Strahltaile konstanten Durchmessers auf dem Auskoppelspiegel des Resonators. Ist der Laserkristall die begrenzen- de Apertur des Resonators, so wird solch eine Strahltaile erzwungen, indem der Laserkristall auf den flachen Auskoppelspiegel abgebildet wird (vgl. Abbildung 4.26). Diese Bedingung wird in das *MatLab*-Script zur Optimierung des Resonator- designs aufgenommen.

5.2 Adaptiv aberrationskompensierter endgepumpter Nd:YVO₄ Laser

5.2.1 Aufbau des Resonators

Mit den im vorherigen Abschnitt erläuterten Randbedingungen wird nun ein adaptiv aberrationskompensierten Laserresonator ausgelegt und aufgebaut. Als Verstärker- medium dient der in Kapitel 3.3.1 untersuchte beidseitig longitudinal diodengepumpte Nd:YVO₄-Kristall.

Der in Kapitel 4.1.1 charakterisierte Membranspiegel MM-DM 09[§] der Firma Flexible Optical wird als deformierbarer Spiegel eingesetzt. Der Spiegel hat einen Durchmesser von 10 mm und besitzt 19 wabenförmig angeordnete Aktuatoren. Bei der maximal angelegten Spannung U_{max} von 300 V beträgt der Hub des Spiegels 10 μm . Um Verformungen der Spiegelmembran in beide Richtungen realisieren zu können, wird eine Referenzspannung U_{bias} an alle Spiegelaktuatoren angelegt. Sie beträgt in der Regel 71 % ($=\sqrt{0,5}$) der maximalen Spannung U_{max} (vgl. Kapitel 4.1.1). Bei der Referenzspannung $\sqrt{0,5} \cdot U_{max} = 212$ V ergibt sich für den Membranspiegel MM-DM 09 ein Hub von 5 μm . Die Einspannung der Membran am Rand verhindert eine rein sphärische Verformung der gesamten Spiegelmembran. Über 90 % des Membrandurchmessers D ist die Verformung jedoch nahezu sphärisch und lässt sich als Defokus-Term mit einem Zernike-Koeffizienten von $b_3 = 2,25$ μm beschreiben. Aus der Skizze in Abbildung 5.2 ergibt sich der Krümmungsradius R_{MM-DM} des Spiegels damit zu

$$\begin{aligned} R_{MM-DM} &= \frac{(0,9 \cdot D / 2)^2}{4b_3} + b_3 \\ &= \frac{(0,45 \cdot 10^{-2} \text{ m})^2}{4 \cdot 2,25 \cdot 10^{-6} \text{ m}} + 2,25 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 2,25 \text{ m} \end{aligned} \quad (5.8)$$

[§] MM-DM 09: Interne Bezeichnung des deformierbaren Membranspiegels

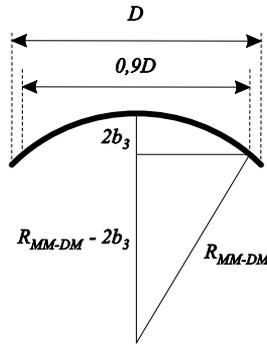


Abbildung 5.2 Zusammenhang zwischen dem Koeffizienten des Defokus-Terms und dem Krümmungsradius eines deformierbaren Spiegels.

Hochreflektierende Glaslaserspiegel stehen im Labor für Photonik der Fachhochschule Münster mit Krümmungsradien von 1 m, 2 m und 5 m zur Verfügung. Um die Leistungsfähigkeit des Resonators mit integriertem Membranspiegel mit einem herkömmlichem Resonator ohne adaptive Optik vergleichen zu können, wird die Referenzspannung U_{bias} des Membranspiegels – abweichend von der Regel – zu 225 V gewählt. Dies entspricht einem Krümmungsradius des Membranspiegels von 2 m über 90 % des Membrandurchmessers. Bei solch einer einfachen Ansteuerung des Spiegels durch das Anlegen eines einzigen Spannungswertes an alle Aktuatoren genügt die Membranverformung jedoch nicht dem in Kapitel 3.1.3 definierten Maréchal-Kriterium. Am Membranspiegel liegt also kein absolut reiner Defokus-Term an. Weitere Parameter des Spiegels finden sich in Tabelle 4.4 auf Seite 97.

Aus den Untersuchungen in Kapitel 3.3.1 geht hervor, dass die Aberrationsfunktion der thermischen Linse des verwendeten longitudinal gepumpten Laserkristalls in erster Linie aus sphärischer Aberration besteht. Um sphärische Aberration korrigieren zu können, werden mindestens 7 der wabenförmig angeordneten Aktuatoren des Membranspiegels über den Strahldurchmesser mit 99 % Leistungseinschluss $\pi w_{\sigma,1}$ („Siegman-Kriterium“) benötigt. Bei einem Aktuorraster von 1,8 mm ergibt dies einen minimalen Durchmesser des Laserstrahls auf dem Spiegel von $2w_{\sigma,1} = \frac{2}{\pi} \cdot 3 \cdot 1,8 \text{ mm} = 3,4 \text{ mm}$. Dieser minimale Durchmesser ist auch für die Formung der Resonator-Eigenmoden zur Optimierung des Resonators geeignet.

Der unter den Bedingungen

- Krümmungsradien der Spiegel: $R_1 = 2 \text{ m}$, $R_2 = \infty$

- Strahldurchmesser auf dem Membranspiegel $2w_{\sigma,l} \geq 3,4$ mm am Rand des Stabilitätsbereiches
- Abbildung des Laserkristalls auf den Auskoppelspiegel
- maximale Pumpleistung $P_p \leq 39$ W am Rand des Stabilitätsbereiches
- pumpleistungsabhängige Brechkraft der thermischen Linse

$$D(P_p) = 0,145 \text{ dpt} / \text{W} \cdot P_p$$

optimierte Laserresonator ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Neben der thermischen Linse des Laserkristalls enthält der Resonator eine Linse für die Abbildung des Kristalls auf den Auskoppelspiegel. Resonatorvarianten mit mehreren resonator-internen Linsen, z.B. zum Zweck einer Relay-Abbildung des Kristalls auf den deformierbaren Spiegel, wurden ebenfalls untersucht. Im Falle einer Relay-Abbildung des Laserkristalls auf den Membranspiegel verbreitert sich der Stabilitätsbereich des Resonators, so dass mit der maximal verfügbaren Pumpleistung von 39 W nicht mehr die Stabilitätsgrenze erreicht werden kann. Die Länge des Resonators lässt sich durch den Einsatz von weiteren resonator-internen Linsen verringern. Dies resultiert jedoch nicht in einer verbesserten Ausgangsleistung oder Strahlqualität des Resonators. Auf den Einsatz weiterer Linsen wird daher verzichtet.

Die Abmessungen des in Abbildung 5.3 dargestellten Resonators betragen $d_1 = 2385$ mm, $d_2 = 400$ mm und $d_3 = 133$ mm. Die Brennweite der resonator-internen Linse beträgt $f = 100$ mm. Aus der Resonatorumlaufmatrix ergibt sich ein Stabilitätsbereich von 19 W bis 35 W Pumpleistung. Aufgrund der Abbildung des Laserkristalls auf den Auskoppelspiegel besteht nur für einen der äquivalenten g^* -Parameter des Resonators eine Abhängigkeit von der Brechkraft der thermischen Linse. Die Bewegung durch das Stabilitätsdiagramm verläuft daher parallel zur g_2^* -Achse (vgl. Abbildung 5.3).

Der Resonator wird zunächst mit einem hochreflektierend beschichteten Glasspiegel von 2 m Krümmungsradius statt des deformierbaren Membranspiegels aufgebaut. Die Laserleistung und der Strahldurchmesser auf dem gekrümmten Resonatorendspiegel sind in Abbildung 5.4 aufgetragen. Die maximale Laserausgangsleistung von 7 W wird bei einer Pumpleistung von 32 W mit einer Strahlqualität von $M^2 = 5,2$ erreicht.

Anschließend wird der gekrümmte Glasspiegel durch den deformierbaren Membranspiegel MM-DM 09 ersetzt. Der Messaufbau ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Manuell wird bei geblocktem Resonator eine Verformung von $2,5 \mu\text{m}$ Defokus über 90 % des Spiegeldurchmessers angelegt. Dies entspricht einem Krümmungsradius von 2 m.

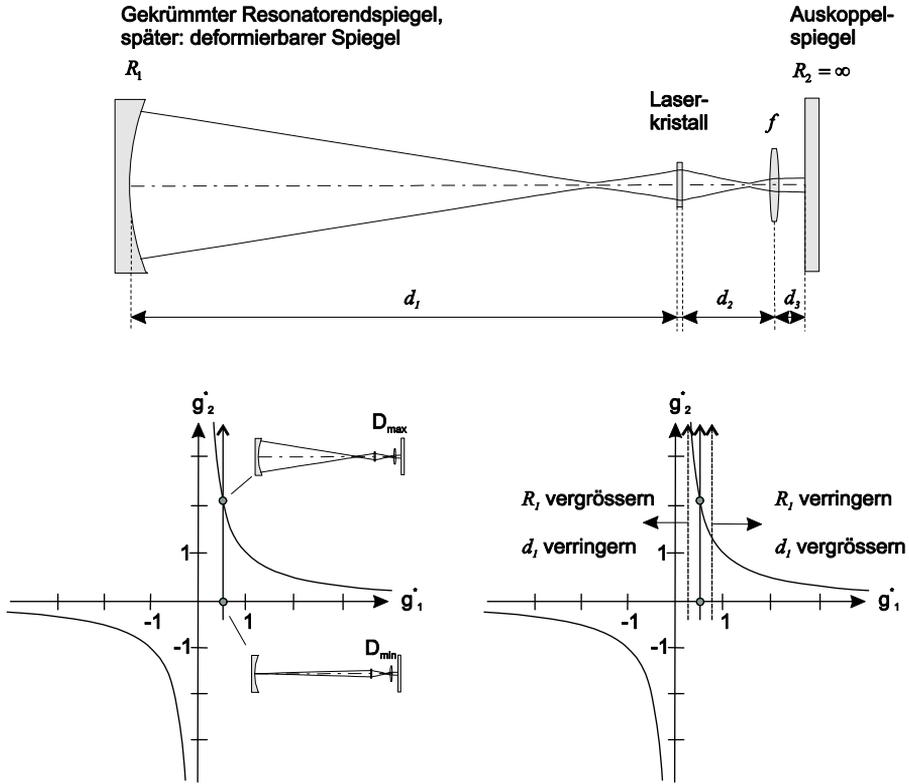


Abbildung 5.3 Oben: Layout des longitudinal end-gepumpten Nd:YVO₄-Lasers.
 Unten links: Bewegung des Resonators durch das Stabilitätsdiagramm bei Änderung der Brechkraft der thermischen Linse.
 Unten rechts: Verschiebung der Bewegung des Resonators im Stabilitätsdiagramm in Abhängigkeit vom Krümmungsradius R_1 des deformierbaren Spiegels und vom Abstand d_1 zwischen deformierbarem Spiegel und Laserkristall.

Wie in Abbildung 5.5 dargestellt wird der Resonator gefaltet, um die Verformung des Spiegels mit einem Michelson-Interferometer kontrollieren zu können. Die Laserleistung und der Strahldurchmesser auf dem Membranspiegel werden als Funktion der Pumpleistung aufgenommen und ebenfalls in Abbildung 5.4 dargestellt. Bei einer Pumpleistung von 26,5 W wird die maximale Laserausgangsleistung von 5,6 W mit einer Strahlqualität von $M^2 = 5,0$ erreicht.

Beim Vergleich der Messkurven beider Resonatoren fällt auf, dass der Resonator mit Membranspiegel die Stabilitätsgrenze schon bei kleineren Pumpleistungen erreicht

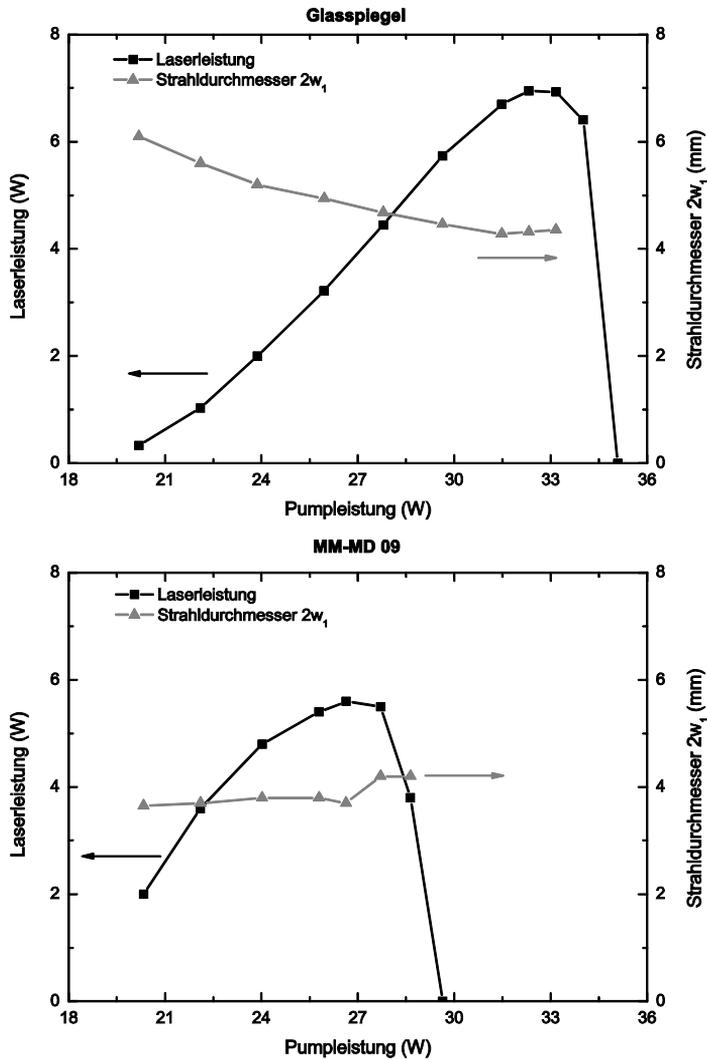


Abbildung 5.4 Laserausgangsleistung und Strahldurchmesser $2w_{\sigma i}$ auf dem gekrümmten Resonatorspiegel in Abhängigkeit der Pumpleistung. Oben: Resonator mit sphärischem Glasspiegel. Unten: Resonator mit Membranspiegel MMDM 09 bei einer Referenzspannung von 225 V an allen Aktuatoren.

als der Resonator mit einem Glasspiegel. Dies ist auf die in Kapitel 4.1.1 beschriebene thermisch verursachte Rückkopplung zwischen Spiegelmembran und Laserstrahl zurückzuführen. Über die Auftrefffläche des Laserstrahls wird die Spiegelmembran erwärmt, was zur Folge hat, dass die Membranzugspannung lokal abnimmt. Damit nimmt

die Krümmung der Membran über der Auftrefffläche des Laserstrahles zu (Gleichung (4.1)). Das in Abbildung 4.8 dargestellte und in Kapitel 4.1.1 diskutierte Beispiel für diese thermisch verursachte Änderung der Membranverformung wurde der hier vorgestellten Messung entnommen. Bei geblocktem Laserresonator und einer Spannung von 225 V beträgt der Krümmungsradius des Membranspiegels 2 m. Über den 4 mm Durchmesser des Laserstrahls auf der Membran entspricht dies einem Hub von 1 μm . Durch Vergleichen der Interferogramme der Spiegelmembran mit und ohne auftreffenden Laserstrahl ergibt sich die thermisch induzierte zusätzliche Verformung über den Laserstrahldurchmesser zu 0,25 μm . Der gesamte Hub von 1,25 μm über den Strahldurchmesser im Laserbetrieb entspricht nun einem Krümmungsradius des Spiegels von 1,6 m am Ort des Laserstrahls. Diese Verkleinerung des Krümmungsradius bewirkt eine Verschiebung der Bewegungslinie des Resonators im Stabilitätsdiagramm nach rechts, hin zu einem höheren Wert für g_l^* (vgl. Abbildung 5.3). Damit wird die obere Stabilitätsgrenze schon bei geringeren Pumpleistungen erreicht. Die untere Stabilitätsgrenze wird hingegen nicht verändert. Mit der Resonatorumlaufmatrix errechnet sich der Stabilitätsbereich des untersuchten Resonators für den Krümmungsradius $R_l = 1,6$ m des Membranspiegels zu 19 W bis 29 W Pumpleistung. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den in Abbildung 5.4 dargestellten Messergebnissen.

Bei beiden untersuchten Resonatoren beträgt der Laserstrahldurchmesser $2w_{\sigma,l}$ auf dem gekrümmten Resonatorendspiegel mehr als 3,8 mm über den gesamten Stabilitätsbereich. Der Durchmesser ist somit grösser als der ursprünglich geforderte Durchmesser von 3,4 mm. Damit werden alle Anforderungen an das Design eines adaptiv aberrationskompensierten Resonators erfüllt.

5.2.2 Geregelter Resonator mit integriertem Membranspiegel

Der im vorherigen Abschnitt beschriebene Laserresonator soll nun mittels des in Kapitel 4.2.4 beschriebenen evolutionären Algorithmus im Hinblick auf Laserstrahlqualität, Brillanz und Ausgangsleistung optimiert werden. Die Spannungsversorgung des deformierbaren Membranspiegel erfolgt mit dem im Labor für Photonik der Fachhochschule Münster entwickelten Steuergerät HVD-1 [8, 136]. Eine USB 1.1-Schnittstelle verbindet das Steuergerät mit dem Computer. Das Steuergerät stellt im unipolaren Betrieb Spannungen von maximal 400 V, im bipolaren Betrieb von maximal ± 175 V zur Verfügung. Die von dem Gerät bereitgestellte Spannung lässt sich auf die für den jeweiligen Spiegeltyp benötigte maximale Spannung U_{max} begrenzen. Die Spannungsausgabe er-

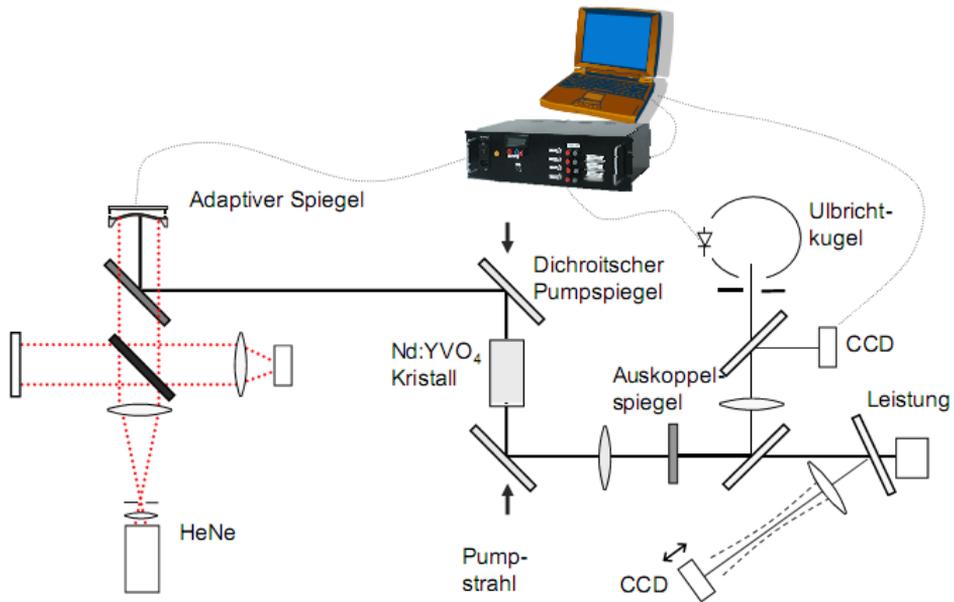


Abbildung 5.5 Aufbau des adaptiv aberrationskompensierten Resonators. Der deformierbare Membranspiegel wird über einen PC und das Steuergerät HVD-1 angesteuert. Zur Gewinnung des Regelsignals sind eine Photodiode und alternativ eine CCD-Kamera vorhanden. Wird die Feldverteilung auf dem Auskoppelspiegel als Nahfeld definiert, so vermessen Photodiode und CCD das Fernfeld des Laserstrahls. Laserleistung und Strahlqualität werden vermessen. Ein Michelson-Interferometer dient zum Vermessen der Verformung des Membranspiegels.

folgt mit einer Auflösung von 6 bit. Für den deformierbaren Membranspiegel wird die Spannung auf $U_{max} = 300$ V begrenzt.

Wegen des quadratischen Zusammenhangs von elektrischer Spannung zur Auslenkung der Spiegelmembran nimmt die Auflösung, mit der Spiegelverformungen realisiert werden können, mit zunehmender Spannung ab. (vgl. Gleichung (4.1)). Bei Spannungsschritten von $4,7$ V ($= 300$ V / 2^6) und einem maximalen Hub des Membranspiegels MM-DM 09 von 10 μ m entspricht die Änderung um einen Spannungsschritt von 0 zu $4,7$ V an allen Aktuatoren einer Änderung der Auslenkung um $2,5$ nm. Wird die Spannung dagegen um einen Schritt von $295,3$ V auf 300 V erhöht, so ändert sich die Auslenkung um 311 nm. Dies entspricht 3 % des maximalen Hubs. Damit ist – bei einem maximalen Zernike-Koeffizienten von $\pm 0,3$ μ m für sphärische Aberration über einen Membrandurchmesser von 9 mm – die Auflösung von sphärischer Aberration stets besser als 27 nm. Für die Regelung des deformierbaren Membranspiegels im Laserreso-

nator ist eine Auflösung der angelegten elektrischen Spannung von 6 bit also ausreichend.

Vier Rückkopplungskanäle zum Auslesen von Photodioden sind in das Steuergerät integriert. Das Steuergerät bietet dem Nutzer die Option, in einem Kommunikationsvorgang ein „gebündeltes Paket“ von maximal 100 Steuermustern vom Computer zum Gerät zu schicken. Das Steuergerät legt diese Muster sequentiell an den deformierbaren Spiegel an, speichert das jeweils mit einer Photodiode gemessene Fitnesssignal und schickt schließlich alle gespeicherten Fitnesswerte in einem weiteren Kommunikationsvorgang an den Computer zurück. Im Vergleich zu einer sequentiellen Übergabe einzelner Steuermuster mit direktem Auslesen des Fitnesssignals verringert sich durch die gebündelte Übergabe von Werten die Kommunikationszeit zwischen Steuergerät und Computer. Diese Option besteht allerdings nur bei der Verwendung einer Photodiode als Messgerät für das Fitnesssignal.

Wird nun die Optimierung des Resonators nach dem in Abbildung 4.23 (Seite 114) dargestellten Ablaufschema gestartet, so wird zunächst eine Anfangspopulation von 100 zufällig gewählten Spannungsmustern initialisiert. Bei der in Abbildung 5.6 dargestellten Optimierung dient der Photostrom einer in eine Ulbricht-Kugel integrierten Photodiode als Regelsignal (vgl. Abbildung 5.5). Die Pumpleistung beträgt 26,5 W. Das ist der Wert, bei dem im unregulierten Resonator die maximale Laserleistung gemessen wurde. Bei dem in Abbildung 5.6 dargestellten Optimierungsverlauf schwingt der Resonator nur für eines der 100 Spannungsmuster der Anfangspopulation an. Bei Resonatoren mit Membranspiegeln liegt die Durchschnittszahl der erfolgreichen Individuen der Anfangspopulation – nach den experimentellen Erfahrungen der vorliegenden Arbeit – bei 1 bis 5 %. Dieser geringe Wert wird dadurch bedingt, dass das Resonatordesign für einen Spiegel mit Referenzspannung, also mit einer Vorkrümmung, ausgelegt ist. Vor der eigentlichen Optimierung muss der evolutionäre Algorithmus zunächst diese Vorkrümmung bestimmen. Die Diversität der erfolgreichen Individuen der Anfangspopulation ist minimal. Bessere Spiegelverformungen – und damit eine Optimierung des Resonators – können nur durch Mutation entstehen.

Alle der Anfangspopulation folgende Generationen des in Abbildung 5.6 dargestellten Optimierungslaufes bestehen aus 40 Individuen, davon jeweils 10 „Klone“, 10 „mutierte Klone“, 10 „Elite“-Kinder und 10 Kinder (Nomenklatur: vgl. Kapitel 4.2.3). Die Mutationsrate und -stärke wird wegen der geringen Diversität der Anfangspopulation hoch gewählt. Während der gesamten Optimierung beträgt die Mutationsrate konstant

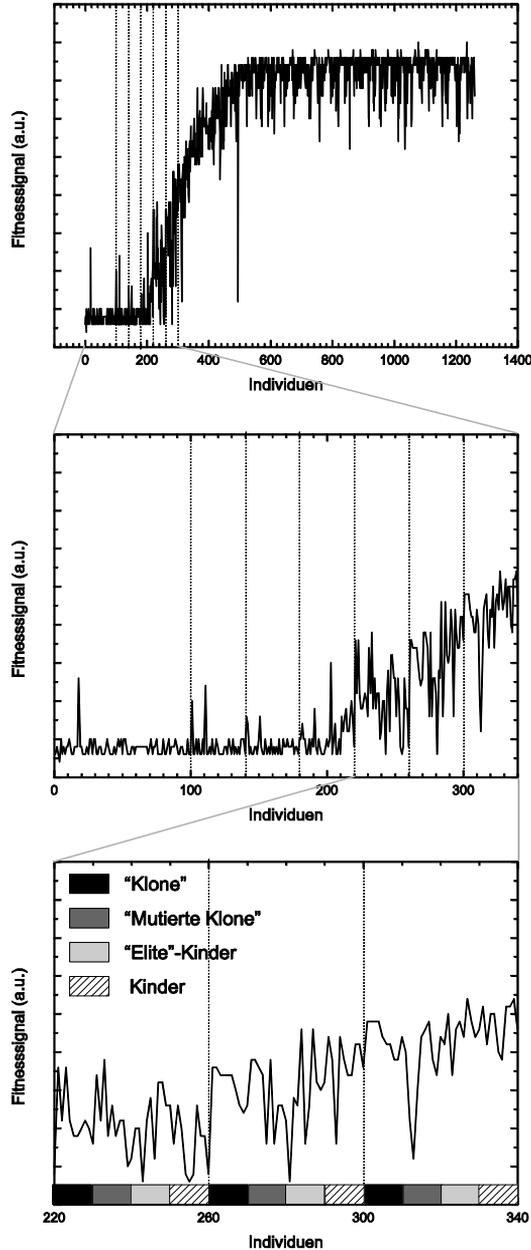


Abbildung 5.6 Optimierung des Resonators mittels des evolutionären Algorithmus. Als Fitnesssignal dient der Photostrom einer Photodiode, die sich in einer Ulbricht-Kugel befindet. Die Anfangspopulation besteht aus 100 Individuen. Jede weitere Generation besteht aus 40 Individuen, darunter 10 „Klone“, 10 „mutierte Klone“, 10 „Elite“-Kinder und 10 Kinder (Nomenklatur: vgl. Kapitel 4.2.3).

21 % bei einer Mutationsspanne von 10 %. Bei allen Individuen einer Generation, mit Ausnahme der „Klone“, werden die Spannungswerte also an vier zufällig ausgewählten Spiegelaktuatoren um einen Zufallswert zwischen $-0,1U_{max}$ und $0,1U_{max}$ verändert. Aufgrund der konstanten Mutationsrate und -spanne schwankt der Fitnesswert auch in der Endphase der Optimierung noch um etwa 20 %. Würden die Mutationsrate oder -spanne reduziert, so blieben Laserleistung und -qualität stabil.

Im dargestellten Beispiel ist nach 12 Generationen das Optimum erreicht. Die Laserleistung liegt bei 5,8 W bei einer Strahlqualität von $M^2 = 2,5$. Im Vergleich zu der Leistung des unregulierten Resonators von 5,2 W entspricht dies einem geringen Leistungsanstieg von 4 %. Allerdings wurde die Strahlqualität des Resonators von $M^2 = 5,0$ auf $M^2 = 2,5$ verbessert, obwohl die Optimierung im Hinblick auf Laserausgangsleistung und nicht auf Strahlqualität erfolgt ist.

Einfluss der einzelnen Operatoren des evolutionären Algorithmus auf die Optimierung

Bevor das Ergebnis der Optimierung diskutiert wird, soll kurz auf den Einfluss einzelner Operatoren des evolutionären Algorithmus auf den Optimierungsverlauf eingegangen werden.

Die 10 erfolgreichsten Spiegelmuster werden der nachfolgenden Generation unverändert als „Klone“ übergeben. Damit soll vermieden werden, dass die Optimierung unter ein schon einmal erreichtes Ergebnis zurückfällt. Beim Betrachten der Anfangspopulation und der ersten beiden Folgegenerationen der in Abbildung 5.6 dargestellten Optimierung wird jedoch deutlich, dass der Fitnesswert eines Klons unter dem Fitnesswert des geklonten Individuums liegen kann. Der Fitnesswert ein und desselben Spannungsmusters schwankt in dem betrachteten System aus Resonator und Membranspiegel. Dafür gibt es zwei Gründe. Zum einen verändert der Membranspiegel die Güte des Resonators. Wird nach einem „schlechten“ Spiegelmuster ein erfolgreiches Muster eingestellt, so schwingt der Laser mit einer Leistungsspitze an. Ein stärkeres Fitnesssignal wird gemessen, als wenn das gleiche erfolgreiche Spiegelmuster nach einem ebenfalls erfolgreichen Vorgänger eingestellt würde. Der Unterschied der gemessenen Fitnesssignale ist umso größer, je kürzer die Integrationszeit des Fitnesssensors ist. Eine Wartezeit zwischen Einstellen des Spiegelmusters und Messen des Fitnesssignals verhindert die irrtümliche Messung von Leistungsspitzen.

Die zweite Ursache für die Schwankung der gemessenen Fitnesswerte bei ein und demselben am Spiegel anliegenden Spannungsmuster liegt darin begründet, dass die

Verformung der Spiegeloberfläche des Membranspiegels nicht nur durch das angelegte Spannungsmuster, sondern auch durch die Erwärmung der Membran aufgrund des einfallenden Laserstrahls bestimmt wird (vgl. Kapitel 4.1.1 und 5.2.1). Wird das Spiegelmuster verändert, so bildet sich eine neue Intensitätsverteilung des Laserstrahls auf dem Spiegel aus. Die Temperaturverteilung der Membran ändert sich jedoch nicht instantan. Während die Spiegelverformung die Resonatorparameter und damit die anschwingenden Resonator-Eigenmoden bedingt, bedingt die Intensitätsverteilung der Moden auf der Spiegeloberfläche wiederum die Verformung des Spiegels. Erhält dieses rückgekoppelte System ausreichend Zeit, um einen Gleichgewichtszustand zu erreichen, so lässt sich jedem Spiegelmuster ein eindeutiger Fitnesswert zuordnen. Die mit dem System gemachten Erfahrungen deuten auf eine Einschwingzeit von einigen Sekunden hin. Bei einer Optimierung mittel eines Suchverfahrens wie des evolutionären Algorithmus, führt jedoch jede Wartezeit zwischen Einstellen der Regelgröße und Messung des Regelsignals zu einer signifikanten Verlängerung des Suchprozesses. Der betrachtete Optimierungslauf von 1260 untersuchten Spiegelmustern hätte bei Wartezeit von jeweils einer Sekunde eine Dauer von 21 Minuten. Mit dem im obigen Beispiel eingestellten Kompromiss einer Wartezeit von 10 ms summiert sich die Wartezeit während des gesamten Optimierungsprozesses auf 12,6 Sekunden. Bei der gesamten gemessenen Optimierungszeit von 24 Sekunden macht die Gesamtwartezeit trotzdem schon mehr als 50 % aus. Mit einer Wartezeit von 1 ms ließ sich nicht zuverlässig ein Optimum erreichen. Die Zuordnung von Fitnesswert zu Spiegelmuster erwies sich als zu willkürlich.

Die Dauer des Optimierungsprozesses eines Laserresonators wird somit nicht mehr – wie sonst in der adaptiven Optik üblich – durch die Einschwingzeit des deformierbaren Spiegels bestimmt (1 ms für den verwendeten Membranspiegel), sondern durch die Wartezeit zwischen dem Einstellen der Spiegelverformung und der Messung des Fitnesswertes.

Neben der Klonierung bedient sich der verwendete evolutionäre Algorithmus ebenfalls der Variationsoperatoren Mutation und Rekombination. Die Bedeutung der Mutation für den untersuchten Resonator – gerade zu Beginn der Optimierung – wurde bereits diskutiert. Bei den im weiteren Verlauf dieser Arbeit betrachteten Optimierungsläufen wird die Mutationsspanne jedoch mit fortlaufender Optimierung reduziert werden, um starke Schwankungen des Regelsignals im nahezu optimierten Zustand zu vermeiden und eine Feinabstimmung des Systems zu ermöglichen.

Die Rekombination hat sich besonders dann als bedeutsam erwiesen, wenn eine hohe Diversität der Population vorliegt. Für das System aus Laserresonator und Memb-

ranspiegel bedeutet dies, dass die Rekombination die Optimierung vorantreibt, sobald mittels der Mutation eine ausreichende Diversität vorliegt. Nähert sich die Regelung dem Optimum, so verringert sich die Diversität und die Bedeutung der Rekombination nimmt ab. Die Feinabstimmung wird wieder durch die – nun reduzierte – Mutation geleistet. Zahlreiche Optimierungsläufe haben gezeigt, dass für das betrachtete System eine Rekombination von wenigen besonders erfolgreichen Spiegelmustern wertvoller ist, als die Rekombination vieler erfolgreicher Muster. Die Individuen, die nach Abbildung 4.23 den Kindern zugerechnet werden, treiben die Optimierung im Gegensatz zu den „Elite“-Kindern nur wenig voran.

Kennzeichen verschiedener Regelsignale

Die in Abbildung 5.6 dargestellte Optimierung des Resonators hinsichtlich der Ausgangsleistung ergab eine Verbesserung der Ausgangsleistung von 4 % bei einer Reduktion des M^2 -Wertes von 5,0 auf 2,5. Dieser Zusammenhang für den untersuchten Resonator – bessere Strahlqualität bei höherer Laserausgangsleistung – wird durch weitere Optimierungsläufe mit unterschiedlichen Regelsignalen bestätigt. Typische Optimierungsergebnisse für die Fitnesssignale Leistung, Power-in-the-bucket und Strahlqualität sind in Tabelle 5.1 aufgeführt.

Bei dem in Tabelle 5.1 vorgenommenen Vergleich der Optimierungsergebnisse bei unterschiedlichen Regelsignalen ist die erreichte Ausgangsleistung des Lasers im Vergleich zu den im vorherigen Abschnitt betrachteten Messungen reduziert. Die Experimente sind im Abstand von zwei Monaten durchgeführt worden. In der Zwischenzeit ist die Reflektivität des Membranspiegels MM-DM 09 gesunken. Verursacht wird das Absinken der Reflektivität vermutlich durch eine Oxidation der Silber-Schicht zwischen der Spiegelmembran und der dielektrischen Beschichtung. Um andere Ursachen für das Absinken der Laserleistung auszuschließen, wurde der Resonator mehrfach neu aufgebaut, die Pumpdioden erneut vermessen und die eingesetzten Optiken und der Laserkristall auf Beschädigungen untersucht. Schließlich wurde der Membranspiegel wieder durch einen Glasspiegel von 2 m Krümmungsradius ersetzt. Die in Abbildung 5.4 aufgetragene Leistungskurve ließ sich reproduzieren. Wurde nun statt des Membranspiegels MM-DM 09 der nahezu unbenutzte baugleiche Membranspiegel MM-DM 10 (Spiegelparameter: vgl. Tabelle 4.4) in den Resonator integriert, so wurden für die Laserausgangsleistung wieder Werte zwischen 5,6 W und 6,0 W gemessen. Somit ist die Ursache des Leistungsabfalls beim Membranspiegel MM-DM 09 zu suchen. Ein

Tabelle 5.1 Vergleich typischer Optimierungsergebnisse bei unterschiedlichen Regelsignalen. Der Membranspiegel MM-DM 09 dient als deformierbarer Spiegel. Die Pumpleistung beträgt 26,5 W. Die Mutationsrate liegt konstant bei 21 % und die Mutationsspanne beträgt während der gesamten Optimierung 10 %.

	keine Optimierung – Membranspiegel mit Referenzspannung	Photodiode – Leistung	CCD – Leistung (Summe aller Pixelwerte)	CCD – Power-in-the-bucket (gegebenener Aperturradius)	CCD – Power-in-the-bucket (Aperturradius = Strahlradius)	CCD – M^2 (gemessener Strahlradius)	Kombination der Regelsignale Leistung und M^2
Laserleistung P_L (W)	4,9	5,3	5,1	5,3	5,3	2	5,3
M^2 (nach 30 Generationen)	5,0	2,4	2,3	2,3	2,1	> 3	2,3
Dauer einer Generation (s) (von 40 Individuen)		0,8	9	10	15	13	15
Anzahl von benötigten Generationen, um 80 % (90 %) des Optimums zu erreichen		2,5 (8)	11 (18)	9 (17)	12 (18)		9 (15)
Optimierungsdauer (s) (zum Erreichen von 80 % des Optimums)		4	200	200	330		300

erneutes Vermessen der Einflussfunktionen ergab keine Änderung der Spiegeleigenschaften hinsichtlich Verformung. Einen weiteren Hinweis auf Oxidation liefert die beobachtete Verfärbung der Spiegelmembran (Abbildung 4.9 auf Seite 83).

Beim Vergleich der in Tabelle 5.1 aufgeführten typischen Optimierungsergebnisse des longitudinal gepumpten Resonators überrascht zunächst die Ähnlichkeit der Messergebnisse trotz der verschiedenen Regelsignale und der damit unterschiedlichen Optimierungsziele. Unabhängig davon, ob der Resonator hinsichtlich der Laserleistung, Strahlqualität oder Brillanz optimiert wurde, stets wurde eine Laserleistung von etwa 5,3 W bei einer Strahlqualität von etwa $M^2 = 2,3$ erreicht. Dies nährt zunächst die Vermutung, dass der Membranspiegel nicht die Aberrationen der thermischen Linse kompensiert, sondern den Laserresonator schlicht hinsichtlich Verkippung und Defokus justiert. Um

auszuschließen, dass dem so ist, wurde der Membranspiegel vor den in Tabelle 5.1 aufgeführten Optimierungsläufen iterativ hinsichtlich Verkippung und – durch Anpassen der Referenzspannung – Defokus justiert. Eine Laserleistung von 4,9 W bei einer Strahlqualität von $M^2 = 5,0$ wurde erreicht. Die Verformung des Membranspiegels wurde interferometrisch vermessen. Eine erneute Messung der Spiegelverformung nach erfolgter Optimierung wurde vorgenommen, um zu ermitteln, in wieweit die Optimierung den Resonator justiert. Am Beispiel der in Tabelle 5.1 aufgeführten Power-in-the-bucket-Optimierung mittels CCD-Kamera und einer auf den Schwerpunkt des Strahls zentrierten Apertur, deren Radius dem gemessenen 2.-Momentenradius des Strahls entspricht, ergibt sich über den $1/e^2$ - Strahldurchmesser von 4 mm auf dem Spiegel die Änderung der Spiegelverformung in Zernike-Koeffizienten zu: $b_1 = 0,13 \mu\text{m}$, $b_2 = -0,01 \mu\text{m}$, $b_3 = -0,3 \mu\text{m}$ (Defokus), $b_4 = -0,23 \mu\text{m}$, $b_5 = -0,18 \mu\text{m}$, $b_6 = -0,04 \mu\text{m}$, $b_7 = 0,04 \mu\text{m}$ und $b_8 = 0,07 \mu\text{m}$ (sphärische Aberration). Bei der Optimierung der Laserleistung von 4,9 W zu 5,3 W und der Strahlqualität von $M^2 = 5,0$ auf $M = 2,1$ wurde der Resonator zwar justiert (b_1 , b_2 , b_3), aber es scheinen auch Aberrationen kompensiert worden zu sein (b_4 bis b_8). Während der Laserexperimente tauchte die Vermutung auf, dass die gemessenen Koeffizienten b_4 bis b_8 – aufgrund der limitierten Anzahl von Spiegelaktuatoren über dem Strahldurchmesser – als Artefakte des Justage-Vorgangs zu betrachten sind, und nicht als Reaktion der Regelung auf die Aberrationen der thermischen Linse. Ein Rückgriff auf die Charakterisierung des Membranspiegels MM-DM 09 in Kapitel 4.1.1 widerlegt diese Vermutung jedoch. Nach Abbildung 4.6 (Seite 79) lässt sich über einen Durchmesser von 5 mm bei einer Wellenlänge von 1064 nm ein Defokus-Term von $b_3 = \pm 0,3 \mu\text{m}$ im Rahmen des Maréchal-Kriteriums einstellen.

Da für den betrachteten endgepumpten Resonator mit Membranspiegel bei optimierter Strahlqualität auch die maximale Laserleistung vorliegt, ist es dem Anwender nahezu freigestellt, ein beliebiges der in Tabelle 5.1 aufgeführten Regelsignale zu wählen. Die Dauer der Regelung per Photodiode ist mit 0,8 s pro Generation (aus 40 Individuen) um einen Faktor 10-20 geringer als die Dauer der Regelung per CCD-Kamera. 0,6 Sekunden gewinnt die Photodiode gegenüber der CCD-Kamera dadurch, dass pro Generation nur zwei Kommunikationsvorgänge mit dem Steuergerät HVD-1 notwendig sind, während bei einer Regelung mit der Kamera 80 Kommunikationsvorgänge ablaufen. Gravierender ist allerdings, dass die Software des evolutionären Algorithmus – vor allem im Bezug auf die Bildverarbeitung bei der Aufnahme eines Regelsignals per Kamera – bislang noch nicht auf Geschwindigkeit optimiert wurde. Der Vorteil einer Optimierung mit einer Kamera ist jedoch, dass der komplette Optimierungsverlauf betrachtet und gespeichert werden kann. Sämtliche Oberflächenverformungen des deformierba-

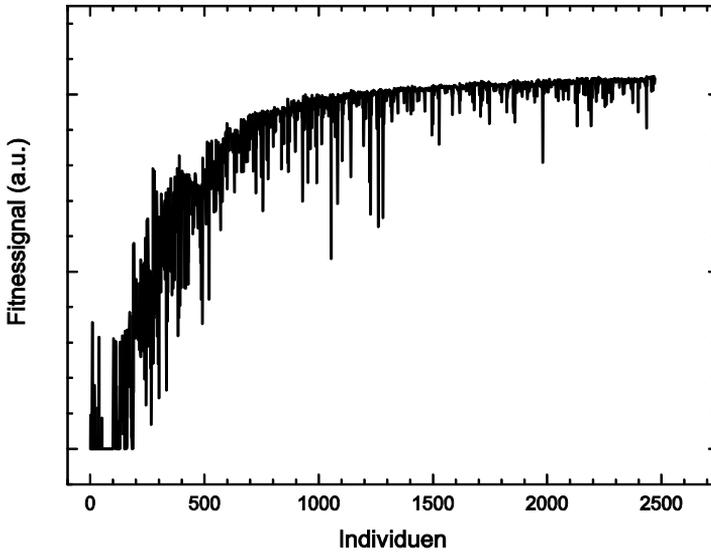


Abbildung 5.7 Optimierungsverlauf bei angepasster Mutationsspanne. Die Anfangsgeneration besteht aus 100, jede weitere Generation aus 30 Individuen („Klone“, „mutierte Klone“ und „Elite“-Kinder). Bei einer Pumpleistung von 26,5 W werden eine Laserleistung von 5,2 W und eine Strahlqualität von $M^2 = 1,7$ erreicht.

ren Spiegels während der Optimierung lässt sich die entsprechende Fernfeldverteilung des Laserstrahls zuordnen.

Als nicht erfolgreich hat sich die Optimierung des Resonators auf reine Strahlqualität – mit dem Durchmesser des Laserstrahls im Fernfeld als Regelsignal – erwiesen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass Kamerarauschen – gerade in der Anfangsphase der Optimierung, wenn die Leistung des noch Lasers gering ist – zur fehlerhaften Bestimmung des 2.-Momenten-Radius des Strahls führen kann. Wird in der Anfangsphase der Optimierung hingegen auf ein anderes Regelsignal, z.B. Laserleistung, optimiert und die Regelung erst beim Erreichen eines Leistungsschwellwertes auf den Fernfelddurchmesser umgestellt, so sind die Optimierungsergebnisse denen der anderen Regelsignale gleichwertig (vgl. rechte Spalte von Tabelle 5.1).

Alle bislang betrachteten Optimierungsläufe sind bei einer konstanten Mutationsrate und Mutationsspanne erfolgt. Wird die Mutationsspanne in der Endphase der Optimierung jedoch verringert, so wird eine genauere Feinabstimmung des Systems möglich. Abbildung 5.7 zeigt einen Optimierungsverlauf mit solch einer angepassten Mutationsspanne. Bei einer Pumpleistung von 26,5 W wurde eine Laserausgangsleistung von

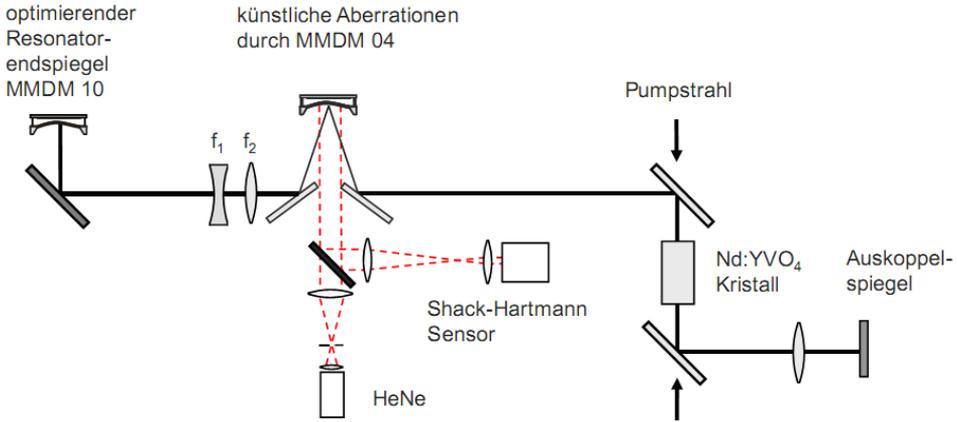


Abbildung 5.8 Resonator mit zusätzlichen künstlichen Aberrationen aufgrund eines zusätzlichen Membranspiegels.

5,2 W bei einer Strahlqualität von $M^2 = 1,7$ erreicht. Als Regelsignal diente der mit einer CCD-Kamera gemessene Power-in-the-bucket-Wert hinter einer Apertur im Fernfeld. Der Aperturdurchmesser wurde so gewählt, dass er dem Durchmesser des optimierten Laserstrahls entsprach. Die Apertur war zu jedem Zeitpunkt der Optimierung auf den Laserstrahl zentriert. Die durch die Optimierung erzielte Änderung der Spiegelverformung über den Strahldurchmesser betrug $0,08 \mu\text{m}$ Verkippung, $-0,08 \mu\text{m}$ Defokus, $0,24 \mu\text{m}$ Astigmatismus, $0,22 \mu\text{m}$ Koma und $-0,08 \mu\text{m}$ sphärische Aberration.

Optimierung bei zusätzlich künstlich erzeugten Aberrationen

Um die Leitungsfähigkeit von deformierbarem Spiegel und evolutionärem Algorithmus zu prüfen, und gleichzeitig noch einmal zu verifizieren, dass die Regelung in der Lage ist den Resonator nicht nur zu justieren, sondern Aberrationen zu kompensieren, werden zusätzliche künstlich erzeugte Aberrationen in der Resonator eingefügt. Zuvor wird der gealterte Membranspiegel MM-DM 09 durch den baugleichen Spiegel MM-DM 10 ersetzt (vgl. Tabelle 4.4).

Mangels geeigneter Phasenplatten werden die zusätzlichen Aberrationen durch einen zweiten Membranspiegel in den Resonator eingebracht. Hergestellt wurde der Spiegel mit der laborinternen Bezeichnung MM-DM 04 wiederum von der Firma Flexible Optical. Der Spiegel besitzt 37 Aktuatoren bei einem Membrandurchmesser von 15 mm (vgl. Tabelle 4.4). Bei einer Referenzspannung von 210 V beträgt der Krümmungsradius dieses Membranspiegels 4 m. Wie in Abbildung 5.8 dargestellt lenken zwei Dün-

schichtpolarisatoren den Strahl zunächst unter einem Winkel von 24° auf den Membranspiegel MM-DM 04 und dann wieder zurück in den alten Strahlenweg des Resonators. Mit zwei Linsen der Brennweiten $f_1 = -500$ mm und $f_2 = 750$ mm wird die Vorkrümmung des Membranspiegels kompensiert. Die Verformung des Spiegels über den Strahldurchmesser wird mit dem in Kapitel 3.3.1 beschriebenen Shack-Hartmann-Wellenfrontsensor *SHSLab* überwacht. Die Änderung der Resonatorumlaufmatrix durch das Einbringen des gekrümmten Membranspiegels ist – wegen des geringen Abstandes des Spiegels von 100 mm zu den die Krümmung kompensierenden Linsen – minimal. Der Aufbau ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

Zunächst wird mit dem zusätzlichen Membranspiegel MM-DM 04 über den Strahldurchmesser durch Anlegen einer Vorspannung ein nahezu reiner Defokus-Term eingestellt. Der Resonator wird von Hand justiert. Dann wird der deformierbare Resonatorendspiegel MM-DM 10 mittels des evolutionären Algorithmus optimiert. Laserleistung P_L und Strahlqualität werden gemessen. Da der Spiegel MM-DM 04 bislang noch keine zusätzlichen Aberrationen in den Resonator eingebracht hat, dienen die gemessene Laserleistung und Strahlqualität als Vergleichswerte, die der Resonator bei vollständiger Kompensation zusätzlich eingebrachter Aberrationen wieder erreichen sollt. Nachdem diese Vergleichswerte aufgenommen worden sind, kann die gewählte Aberrationsfunktion an den Spiegel MM-DM 04 angelegt werden. Bevor Laserleistung und Strahlqualität notiert werden, wird die Verkippung beider Resonatorendspiegel von Hand nachjustiert. Die Verschlechterung von Laserleistung und Strahlqualität kann demnach nur auf die zusätzlichen Aberrationen, nicht aber auf eine eventuelle Dejustage des Resonators zurückgeführt werden. Im letzten Schritt wird der evolutionäre Algorithmus zur Optimierung des Resonatorendspiegels MM-DM 10 gestartet. Ist das Optimum erreicht, werden Laserleistung und Strahlqualität gemessen und den vorher aufgenommenen Vergleichswerten gegenübergestellt.

Die Messergebnisse sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Aufgrund der erhöhten Resonatorverluste durch den zusätzlichen Membranspiegel und durch zwei zusätzliche Linsen (Breitband-antireflex-beschichtet) sinkt die Laserleistung – auch wenn noch keine zusätzlichen Aberrationen in den Resonator eingebracht werden – im Vergleich zu den vorher betrachteten Resonatoren ab. Auch die Strahlqualität ist reduziert. Der zusätzliche Membranspiegel MM-DM 04 wird zweimal pro Resonatorumlauf durchlaufen. Die in Tabelle 5.2 angegebenen zusätzlichen Aberrationen entsprechen daher den doppelten Zernike-Koeffizienten der Spiegeldeformation. Außerdem wurde die Verkippung des

Tabelle 5.2 Kompensation zusätzlicher Aberrationen

Keine zusätzlichen Aberrationen → Resonator optimiert mit evolutionärem Algorithmus	$P_L = 2,75 \text{ W}$ $M^2 = 3,5$	$P_L = 3 \text{ W}$ $M^2 = 3,5$	$P_L = 2,75 \text{ W}$ $M^2 = 3,5$
Zusätzliche Aberration über den Strahldurchmesser (in Reflexion)	Astigmatismus $b_5 = 0,15 \text{ }\mu\text{m}$	Koma $b_6 = 0,15 \text{ }\mu\text{m}$	sphärische Aberration $b_8 = 0,12 \text{ }\mu\text{m}$
→ manuell justierte Verkippung	$P_L = 2,6 \text{ W}$ $M^2 = 3,8$	$P_L = 2,4 \text{ W}$ $M^2 = 3,8$	$P_L = 1,45 \text{ W}$ $M^2 = 4,5$
→ Resonator optimiert mit evolutionärem	$P_L = 3 \text{ W}$ $M^2 = 3,8$	$P_L = 3 \text{ W}$ $M^2 = 3,4$	$P_L = 2,45 \text{ W}$ $M^2 = 4$

Strahlengangs des Laserstrahls zum Messtrahl des Wellenfrontsensors um 24° berücksichtigt. Angegeben werden nicht die unter senkrechtem Einfall gemessenen Werte der Spiegelverformung, sondern die zusätzlichen Aberrationen, die der Laserstrahl bei einem Einfallswinkel von 24° erfährt. Zudem entsprechen die zusätzlich in den Resonator eingebrachten Aberrationen nicht reinen Zernike-Polynomen. In der Tabelle ist nur der Koeffizient des dominierenden Zernike-Polynoms angegeben.

Trotz dieser Einschränkungen und der Tatsache, dass das Aberrationen erzeugende Element dem Aberrationen kompensierenden Element sehr ähnlich ist, verdeutlichen die in Tabelle 5.2 aufgeführten Messergebnisse das Potential der Optimierung. Die zusätzlich eingefügten Aberrationen verschlechtern Strahlqualität und Laserleistung, wobei eine Dejustage des Systems ausgeschlossen werden kann. Insbesondere auf sphärische Aberration reagiert der Resonator empfindlich. Die Optimierung mittels deformierbarem Spiegel und evolutionärem Algorithmus sorgt für eine fast vollständige Kompensation der negativen Auswirkungen der zusätzlichen Aberrationen.

Dies bestätigt noch einmal die Schlussfolgerungen des vorherigen Abschnitts, dass die in Tabelle 5.1 aufgeführten Strahlqualitätsverbesserungen nicht nur auf eine Justage des Laserresonators, sondern ebenso auf Aberrationskompensation zurückgeführt werden können.

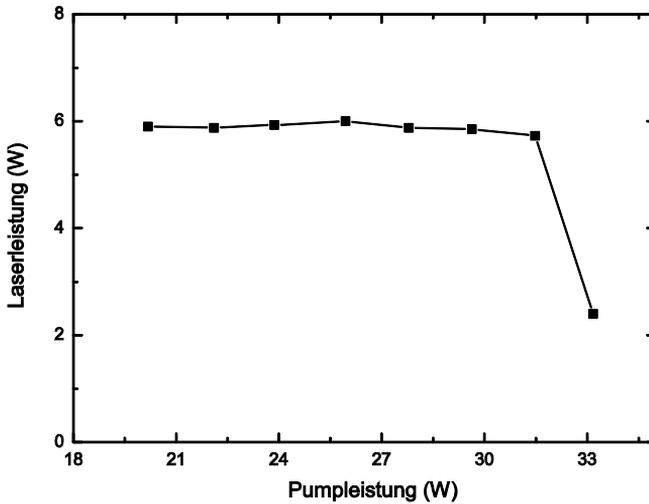


Abbildung 5.9 Laserleistung des Resonators mit integriertem noch nicht oxidierten Membranspiegel MM-DM 09 bei Optimierung für jede Pumpleistung.

Die bisher beschriebenen Resonatorexperimente sind bei der vergleichsweise niedrigen Pumpleistung von 26,5 W durchgeführt worden. Dies liegt in der thermischen Rückkopplung von Membranspiegel zu Lasermode begründet. In Abbildung 5.9 wird die Entwicklung der Laserausgangsleistung mit der Pumpleistung aufgezeigt, wobei der Resonator für jede Pumpleistung optimiert wurde. Die maximal erreichbare Laserleistung ist unabhängig von der eingestellten Pumpleistung. Membran und Laserstrahl „spielen“ miteinander. Ermöglicht die Krümmung der Spiegelmembran eine höhere Laserleistung, so steigt die Intensität des Strahls auf der Membran. Die Krümmung der Membran nimmt zu, bis die Laserleistung abfällt und sich ein Gleichgewichtszustand einstellt. Soll ein adaptiv aberrationskompensierter Laserresonator jenseits der 5 W-Grenze aufgebaut werden, so ist der Membranspiegel durch einen deformierbaren Spiegel zu ersetzen, der nicht mit dem Laserstrahl rückgekoppelt ist.

5.2.3 Geregelter Resonator mit integriertem deformierbarem Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren

Der bisher als Resonatorendspiegel genutzte Membranspiegel wird durch den in Kapitel 4.1.2 charakterisierten deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren (PBar-DM) ersetzt. Auch dieser Spiegel stammt von der Firma Flexible Optical und wurde dem Labor für Photonik der Fachhochschule Münster im August 2007 als Dauerleihgabe zur

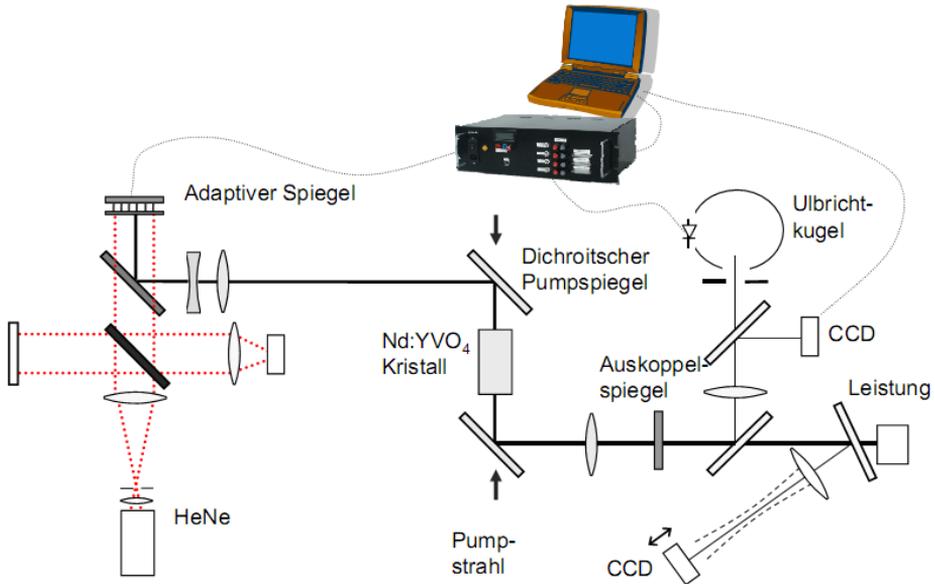


Abbildung 5.10 Aufbau des adaptiv aberrationskompensierten Resonators mit integriertem deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren. Zwei Linsen der Brennweiten $f_1 = 250$ mm und $f_2 = -200$ mm dienen als Ersatz für die nicht vorhandene Vorkrümmung des PBar-DMs. Der Abstand der konkaven Linse zum deformierbaren Spiegel beträgt 170 mm, der Abstand der Linsen von einander 87 mm.

Verfügung gestellt. Mit Ausnahme des Einfügens zweier Linsen der Brennweiten $f_1 = 250$ mm und $f_2 = -200$ mm, die die Vorkrümmung des Membranspiegels ersetzen, wird der Aufbau des Laserresonators im Vergleich zum vorherigen Kapitel nicht verändert.

Der große Vorteil des PBar-DMs gegenüber den im vorherigen Kapitel eingesetzten Membranspiegeln ist die Unabhängigkeit der Spiegelverformung von der auf den Spiegel treffenden Intensitätsverteilung des Laserstrahls. Nachteilig sind jedoch die Hysterese des Spiegels von 7,4 % und das vergrößerte Aktuorraster von 4,3 mm gegenüber dem Aktuorraster des Membranspiegels von 1,8 mm. Bei der bisher stets betrachteten Pumpleistung von 26,5 W beträgt der Laserstrahldurchmesser auf dem deformierbaren Spiegel 4 mm. Damit befänden sich maximal vier Aktuatoren unterhalb der Strahlauftrefffläche und es könnten keine Aberrationen kompensiert werden. Wird die Pumpleistung erhöht, so vergrößert sich der Durchmesser des Strahls auf dem Spiegel. Bei einer

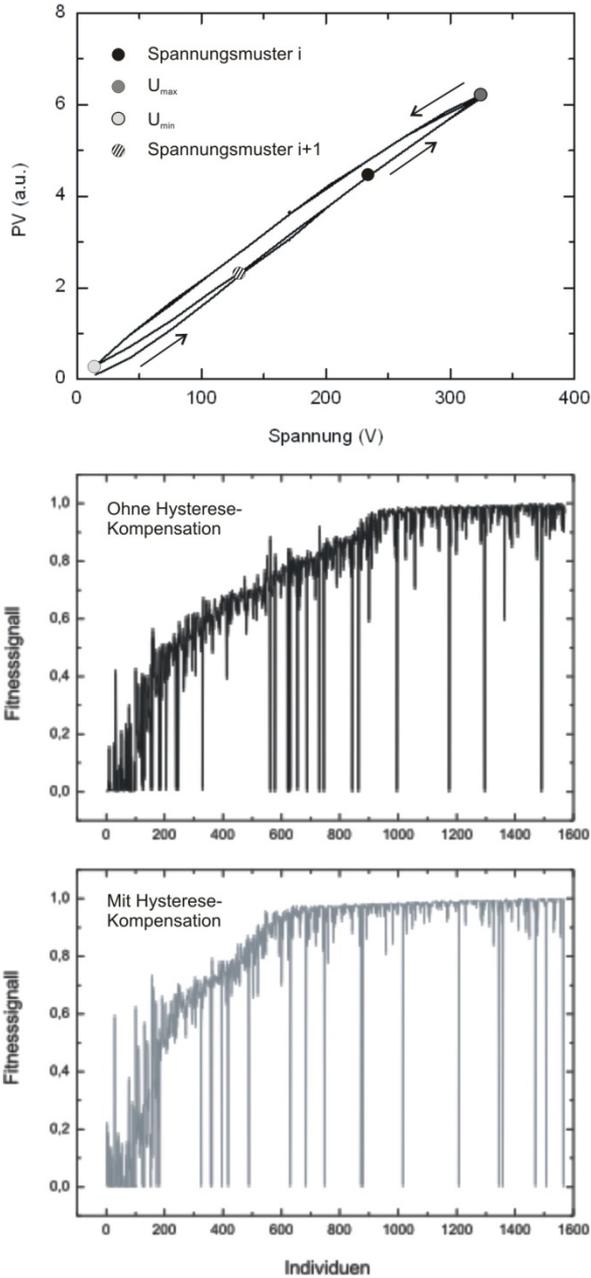


Abbildung 5.11 Oben: Hysterese-Kompensation durch das Durchfahren der gesamten Hysterese-kurve vor Anlegen eines neuen Spannungsmusters.

Mitte: Optimierungsverlauf ohne Hysterese-Kompensation (Regelsignal: Leistung (CCD))

Unten: Optimierungsverlauf mit Hysterese-Kompensation (Regelsignal: Leistung (CCD))

Pumpleistung von 38,6 W wurde ein Durchmesser von 11,4 mm gemessen. Sieben Aktuatoren befinden sich unterhalb der Strahlaufrefffläche. Damit ist die Anzahl der Spiegelaktuatoren, die einen Einfluss auf den Strahl haben, ausreichend für eine Aberrationskompensation.

Eine der im vorherigen Kapitel geschilderten Schwierigkeiten bei der Optimierung des Laserresonators mit einem Membranspiegel war die nicht eindeutige Zuordbarkeit von Fitnesswert zum am Spiegel anliegenden Spannungsmustern. Die Ursache hierfür war die thermische Rückkopplung von Spiegelverformung und Laserstrahl. Auch bei der Optimierung eines Resonators mit integrierten PBAR-DM erweist sich die Zuordnung von Fitnesswert zu Spannungsmuster als problematisch. Ursächlich hierfür ist allerdings die Hysterese der Spiegelaktuatoren. Aus diesem Grund wurde die Option einer „Hysterese-Kompensation“ in die Optimierungssoftware eingefügt. Wie in Abbildung 5.11 dargestellt, wird vor dem Anlegen eines neuen Spannungsmusters die gesamte Hysterese-Kurve aller Aktuatoren durchlaufen. Ebenfalls abgebildet sind zwei Optimierungsverläufe bei gleicher Pumpleistung und gleichem Regelsignal. Wird die Hysterese-Kompensation eingesetzt, so verringert sich die Zahl der zur Optimierung benötigten Generationen geringfügig.

Da der Laserresonator ohne eine Vorkrümmung des deformierbaren Spiegels ausgelegt wurde, muss zu Beginn der Optimierung nicht die optimale Krümmung des Spiegels gefunden werden. Der Laser springt selbst in der Anfangspopulation bei nahezu jeder Spiegelverformung an. Wie in Abbildung 5.11 erkennbar, beträgt die Anzahl der erfolgreichen Spiegelverformungen in der Anfangspopulation nahezu 100 %. Bei der Optimierung mittels eines Membranspiegels lag die Erfolgsquote bei 1-5 %. Damit ist die Diversität der erfolgreichen Spiegelmuster zu Beginn der Optimierung deutlich grösser als bei der Verwendung eines Membranspiegels.

Die Ergebnisse der Optimierung des Resonators mittels PBAR-DM und evolutionärem Algorithmus sind in Abbildung 5.12 aufgetragen. Laserleistung und Strahlqualität wurden sowohl für einen auf Ausgangsleistung, als auch für einen auf Brillanz optimierten Resonator in Abhängigkeit der Pumpleistung vermessen. Zum Vergleich werden die Messwerte aufgetragen, die sich ergeben, wenn der deformierbare Spiegel durch einen hochreflektierend beschichteten flachen Glasspiegel ersetzt wird.

Bei Pumpleistungen kleiner 29,4 W lassen sich keine Unterschiede zwischen den optimierten Resonatoren und dem Resonator ohne deformierbaren Spiegel erkennen. Der Durchmesser des Laserstrahls auf dem deformierbaren Spiegel ist zu gering, als

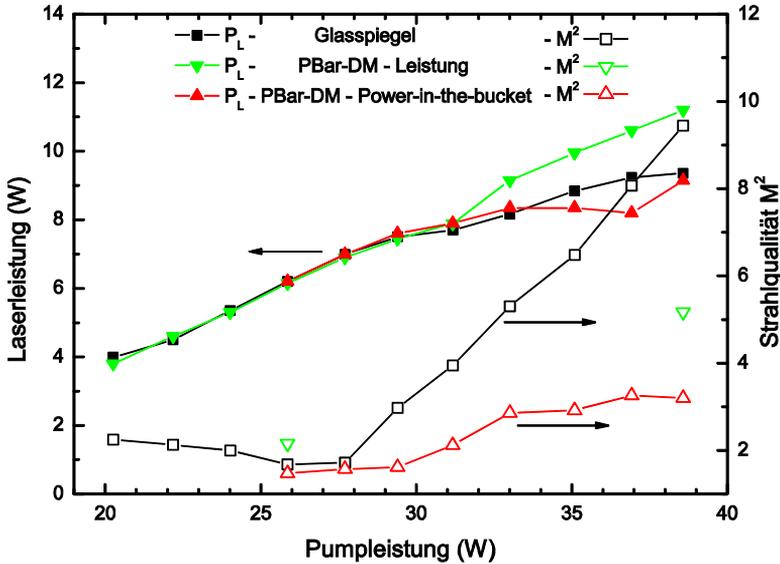


Abbildung 5.12 Laserleistung und Strahlqualität in Abhängigkeit der Pumpleistung.

Betrachtete Resonatoren: Resonator mit integriertem PBar-DM, bei jeder Pumpleistung zunächst auf Ausgangsleistung, dann auf Brillanz (CCD - Power-in-the-bucket) optimiert. Resonator, bei dem der PBar-DM durch einen flachen Glasspiegel ersetzt wurde. Die geschlossenen Symbole geben die Laserleistung, die offenen Symbole die Strahlqualität an.

dass der Resonator durch den Spiegel optimiert werden könnte. Die Strahlqualität liegt unterhalb von $M^2 = 3$. Wird die Pumpleistung weiter erhöht, so verschlechtert sich die Strahlqualität des nicht optimierten Resonators nahezu linear. Bei einer maximalen Pumpleistung von 38,6 W ergibt sich ein M^2 -Wert von 9,5 bei einer Laserausgangsleistung von 9,4 W. Wird der Resonator mit integriertem deformierbarem Spiegel bei dieser Pumpleistung mit dem Ziel maximaler Laserausgangsleistung optimiert, so erhöht sich die Laserleistung auf 11,2 W. Gleichzeitig verbessert sich die Strahlqualität auf $M^2 = 5,2$. Eine weitere Verbesserung der Strahlqualität wird durch eine Optimierung mit der Zielsetzung maximaler Brillanz erreicht. Es ergibt sich ein M^2 -Wert von 3,2 bei 9,2 W Laserleistung. Das Regelsignal Power-in-the-bucket wird dabei mit einer CCD-Kamera über eine Apertur konstanten Durchmessers gemessen, die stets auf den Laserstrahl zentriert ist. Bei einer Pumpleistung von 38,6 W und nahezu konstanter Laserleistung konnte der M^2 -Wert durch die Optimierung des Resonators damit auf ein Drittel seines Ursprungswertes ($M^2 = 9,5$ im Resonator mit Glasspiegel) reduziert werden. Dies entspricht einer Steigerung der Brillanz um den Faktor 9.

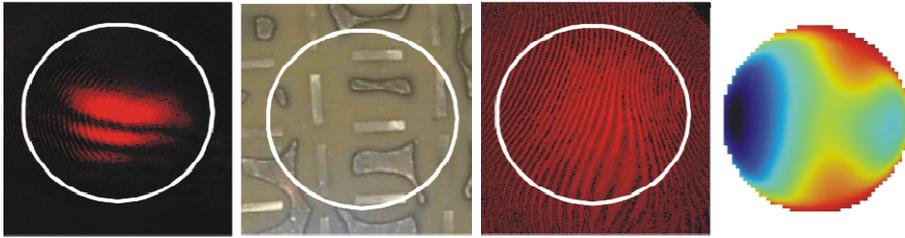


Abbildung 5.13 Auf Brillanz optimierter Resonator bei 38,6 W Pumpleistung.
 Von links nach rechts: Laserstrahl auf dem PBar-DM; Position des Strahls auf dem PBar-DM (vgl. Abbildung 4.10, Seite 85); Interferogramm des PBar-DMs über den Strahldurchmesser; Falschfarbendarstellung der Verformung des PBar-DMs über den Strahldurchmesser.

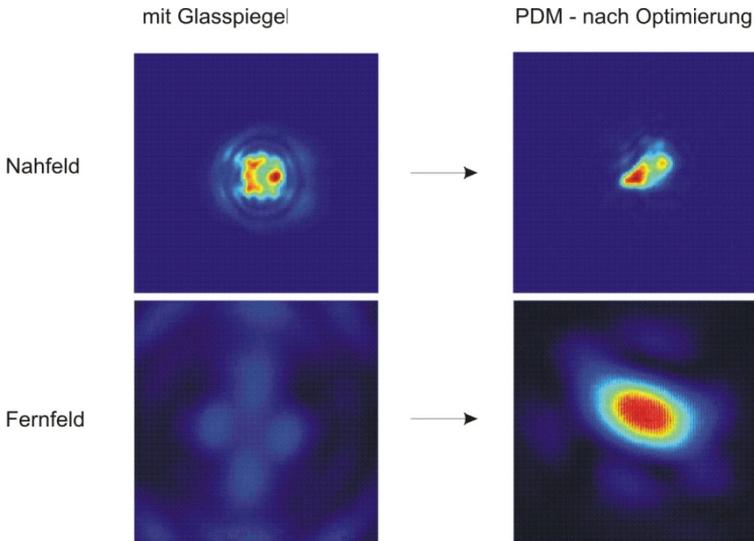


Abbildung 5.14 Intensitätsverteilungen im Nah- und Fernfeld bei 38,6 W Pumpleistung
 Links: Resonator ohne deformierbaren Spiegel (gleiche Farbskalierung bei beiden Bildern)
 Rechts: Resonator mit integriertem PDM. Auf Brillanz optimiert (gleiche Farbskalierung bei beiden Bildern).

Die Verformung des bei 38,6 W Pumpleistung für maximale Brillanz optimierten PBar-DMs über den Strahldurchmesser von 11,4 mm beträgt in Zernike-Koeffizienten: $b_3 = -0,03 \mu\text{m}$ (Defokus), $b_4 = 0,2 \mu\text{m}$ (Astigmatismus 0°), $b_5 = -1,23 \mu\text{m}$ (Astigmatismus 45°), $b_6 = 0,2 \mu\text{m}$ (Koma x), $b_7 = 0,08 \mu\text{m}$ (Koma y) und $b_8 = 0,06 \mu\text{m}$ (sphärische Aberration). In Abbildung 5.13 sind die Verformung der Spiegeloberfläche im optimierten Zustand und die Intensitätsverteilung des Strahls auf dem PBar-DM abgebildet.

Die Nah- und Fernfeldintensitäten des Lasers vor und nach der Optimierung werden von Abbildung 5.14 wiedergegeben. Die Intensitätsverteilungen lassen erkennen, dass die Verformung der Spiegeloberfläche Einfluss auf die Formung der Resonatormoden genommen hat. Die thermooptischen Aberrationen sind also nicht „eins zu eins“ von dem deformierbaren Spiegel kompensiert worden, sondern die Optimierung des Resonators erfolgte durch die Wahl der Eigenmoden des Resonators.

5.3 Adaptiv aberrationskompensierter bogenlampengepumpter Nd:YAG-Doppelstablaser

5.3.1 Aufbau des Resonators

Nachdem der Regelkreis der adaptiven Optik bei den geringen Laserleistungen des longitudinal gepumpten Laserresonators aus Kapitel 5.2 optimiert wurde, sollen die bislang gewonnenen Erfahrungen nun auf den in Kapitel 3.3.2 vorgestellten bogenlampengepumpten Nd:YAG-Doppelstab-Hochleistungslaser übertragen werden.

Zusätzlich zu den in Kapitel 5.1 diskutierten Randbedingungen für das Resonator-design muss eine Kompensation der spannungsinduzierten Doppelbrechung der Nd:YAG-Stäbe sichergestellt sein. Wie schon in Kapitel 3.3.2 beschrieben geschieht dies durch eine Relay-Abbildung der Stabmitten der Nd:YAG-Kristalle aufeinander und durch die Drehung der Polarisationsrichtung zwischen den Stäben mit einem 90°-Quarz-Rotator. Daraus ergibt sich eine weitere Randbedingung für das Resonatorlayout: an der Grenze des Stabilitätsbereiches soll die Strahlpropagation durch das Doppelstab-System symmetrisch sein. Ein symmetrischer Strahlverlauf sorgt nach den Feststellungen in Kapitel 3.3.2 ebenfalls dafür, dass sich die Aberrationen, die dem Strahl aufgeprägt werden, minimieren.

Mit diesen zusätzlichen Randbedingungen wird mit Hilfe des in Kapitel 5.1 beschriebenen *Matlab*-Scriptes das in Abbildung 5.15 dargestellte Resonatorlayout gewählt. Die Nd:YAG-Stäbe werden durch ein Relay-Teleskop mit Linsen der Brennweite $f_2 = 229$ mm aufeinander abgebildet. Eine weitere Linse der Brennweite $f_3 = 100$ mm bildet Laserkristall 2 auf den Auskoppelspiegel ab. Durch diese Abbildung wird eine Strahltaile konstanten Durchmessers auf dem Spiegel erzwungen. Die vierte resonatorinterne Linse der Brennweite $f_1 = 500$ mm befindet sich in $d_1 = 160$ mm Abstand zum deformierbaren Spiegel. Die Resonator-Abmessungen sind $d_2 = 660$ mm, $d_3 = 180$ mm, $d_4 = 458$ mm, $d_5 = 180$ mm, $d_6 = 250$ mm und $d_7 = 150$ mm und die Reflektivität des Auskoppelspiegels beträgt 30 %.

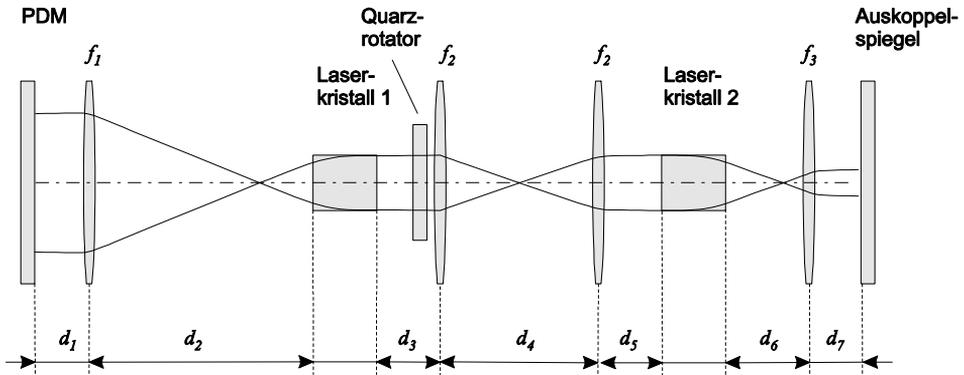


Abbildung 5.15 Layout des Nd:YAG-Doppelstab-Lasers.

Membranspiegel sind aufgrund ihrer thermischen Empfindlichkeit nicht für das mit bis zu 36 kW elektrischer Leistung pumpbare Doppelstab-System geeignet. Daher wird der deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren als adaptiver Spiegel eingesetzt.

Mit einer Brechkraft von 0,36 dpt/ kW ergibt sich der berechnete Stabilitätsbereich des Lasers zu 10,7 kW bis 26 kW Pumpleistung. Der Strahldurchmesser am Ort des deformierbaren Spiegels wächst mit steigender Pumpleistung und sollte an der Grenze des Stabilitätsbereiches 14,7 mm betragen. Aufgrund der Abbildung der Laserstäbe auf den Auskoppelspiegel verläuft die Bewegung des Resonators durch das g^* -Diagramm parallel zur g_2^* -Achse.

5.3.2 Geregelter Resonator mit integriertem deformierbarem Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren

Zunächst wird der in Abbildung 5.15 dargestellte Resonator mit einem hochreflektierend beschichteten ebenen Glasspiegel statt des deformierbaren Resonatorendspiegels aufgebaut. Die gemessene Laserausgangsleistung und die Stahlqualität sind in Abbildung 5.16 als Funktion der Pumpleistung aufgetragen. Der Stabilitätsbereich des Lasers ergibt sich in guter Übereinstimmung mit der Theorie zu 11,6- 22,35 kW Pumpleistung (Leistung aller vier Bogenlampen). Bei 21,2 kW Pumpleistung erreicht der Laser eine maximale Ausgangsleistung von 407 W. Die Strahlqualität beträgt bei dieser Pumpleistung $M^2 = 30$.

Die Intensitätsverteilung auf dem Auskoppelspiegel – und damit die Intensitätsverteilung in den Laserstäben – ist in Abbildung 5.17 in Abhängigkeit von der Pumpleistung abgebildet. Kurz nach Erreichen der maximalen Laserausgangsleistung bei der

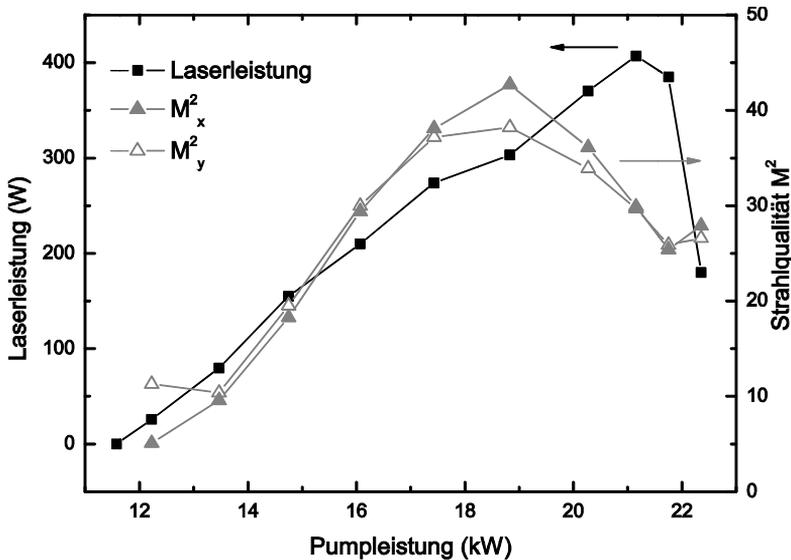


Abbildung 5.16 Resonator mit Glasspiegel statt des deformierbaren Spiegels. Laserausgangsleistung und Strahlqualität in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

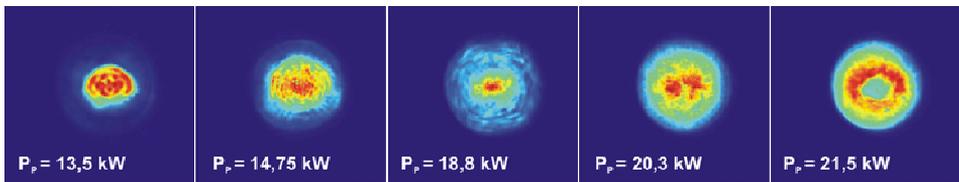


Abbildung 5.17 Resonator mit Glasspiegel statt des deformierbaren Spiegels. Intensitätsverteilung auf dem Auskoppelspiegel in Abhängigkeit von der Pumpleistung P_p . Die Farbskalierung der Bilder ist nicht konstant.

Pumpleistung P_p von 21,2 kW wird der Resonator nahe der optischen Achse schon instabil ($P_p = 21,5$ kW), während in den Randbereichen der Nd:YAG-Stäbe noch Moden oszillieren. Wie in Kapitel 3.2 beschrieben ist dieses Phänomen auf sphärische Aberration der thermischen Linse zurückzuführen.

Aus der dargestellten Entwicklung der Intensitätsverteilung auf dem Auskoppelspiegel mit der Pumpleistung lässt sich ablesen, dass der Strahldurchmesser auf dem Auskoppelspiegel – trotz Abbildung der Laserstäbe – nicht als vollständig konstant angenommen werden kann. Dies ist jedoch die Voraussetzung dafür, dass der Fernfeld-durchmesser des Strahls proportional zum M^2 -Wert des Lasers ist und damit als Regel-

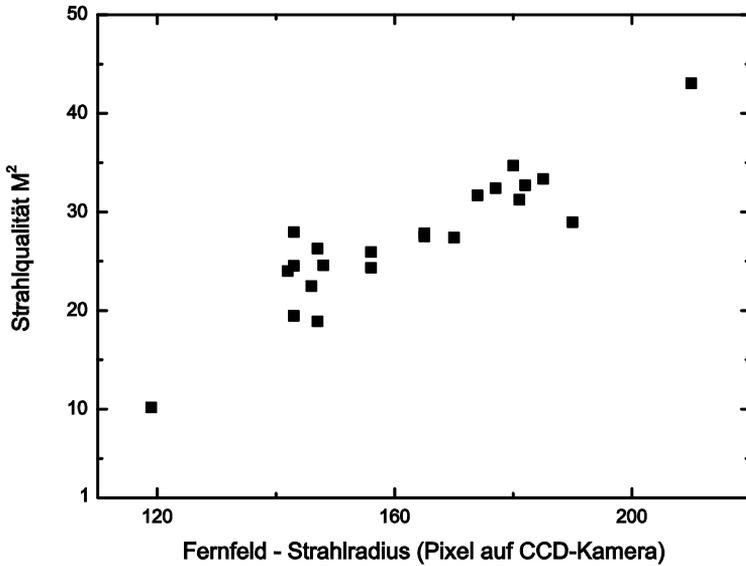


Abbildung 5.18 Gemessene M^2 -Werte als Funktion des gemessenen Strahldurchmessers im Fernfeld. Jeder Punkt repräsentiert eine Resonatorjustage/-optimierung. Dargestellt sind optimierte und nicht optimierte Resonatoren bei Pumpleistungen zwischen 11,6 kW und 22,35 kW Pumpleistung.

signal für den evolutionären Algorithmus verwendet werden kann. In Abbildung 5.18 sind gemessene M^2 -Werte als Funktion des gemessenen Fernfelddurchmessers des betrachteten Resonators aufgetragen. Dabei wurde die Strahlqualität – wie stets in dieser Arbeit, wenn der M^2 -Wert benutzt wird – gemäß DIN EN-ISO 11146-1 [11] durch Messung der Strahldurchmesser mittels der 2.-Momentenmethode im Nah- und Fernfeld bestimmt. Jeder Punkt repräsentiert einen Resonator. Gemessen wurden Resonatoren im optimierten und im nicht optimierten Zustand bei einer Reihe von Pumpleistungen. Es zeigt sich, dass der Fernfelddurchmesser trotz der Streuung der Messwerte (korrigiertes Bestimmtheitsmaß = 0,81) ein geeignetes Regelsignal für die Optimierung der Strahlqualität des Resonators darstellt.

In Abbildung 5.19 ist der gemessene Strahldurchmesser $2w_1$ auf dem hochreflektierend beschichteten Resonatorendspiegel in Abhängigkeit von der Pumpleistung aufgetragen. Um die Aberrationen des Resonators kompensieren zu können, wird dieser Spiegel nun durch den deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren ersetzt. Mit den Überlegungen aus Kapitel 5.2.1 lässt sich sphärische Aberration ansatzweise kompensieren, sobald der Strahldurchmesser grösser ist als der zweifache Rasterabstand der

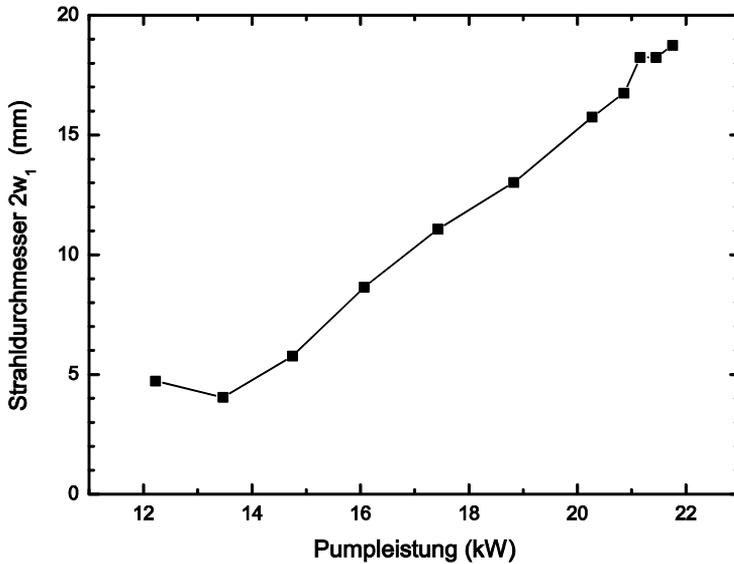


Abbildung 5.19 Gemessener Strahldurchmesser $2w_1$ auf dem hochreflektierend beschichteten Resonatorenspiegel in Abhängigkeit von der Pumpleistung.

Aktuatoren. Der Durchmesser auf dem PBAR-DM sollte also mehr als 8,6 mm betragen. Laut Abbildung 5.19 ist diese Bedingung bei einer Pumpleistung größer 16 kW erfüllt.

Der Resonator wird nun bei verschiedenen Pumpleistungen P_p mit evolutionärem Algorithmus und PBAR-DM im Hinblick auf eine maximale Ausgangsleistung und Brillanz optimiert. Die Regelsignale werden mit einer CCD-Kamera aufgenommen. Für die Optimierung hinsichtlich Brillanz wird sowohl die Regelung auf die Laserleistung innerhalb einer Apertur von festem Radius, als auch die Regelung auf die Leistung innerhalb des zu jedem Zeitpunkt neu berechneten Strahldurchmessers betrachtet.

Die Ausgangsleistung und Strahlqualität des Resonators im optimierten Zustand wird notiert. Außerdem wird die Oberflächenform des optimierten PBAR-DMs und der Strahldurchmesser $2w_1$ auf dem PBAR-DM vermessen. Die Laserleistung und Strahlqualität M^2 der optimierten Resonatoren ist in Abbildung 5.20 in Abhängigkeit von der Pumpleistung aufgetragen. Zum Vergleich sind auch die Werte aus Abbildung 5.16 für den Resonator mit Glasspiegel statt deformierbarem Spiegel angegeben.

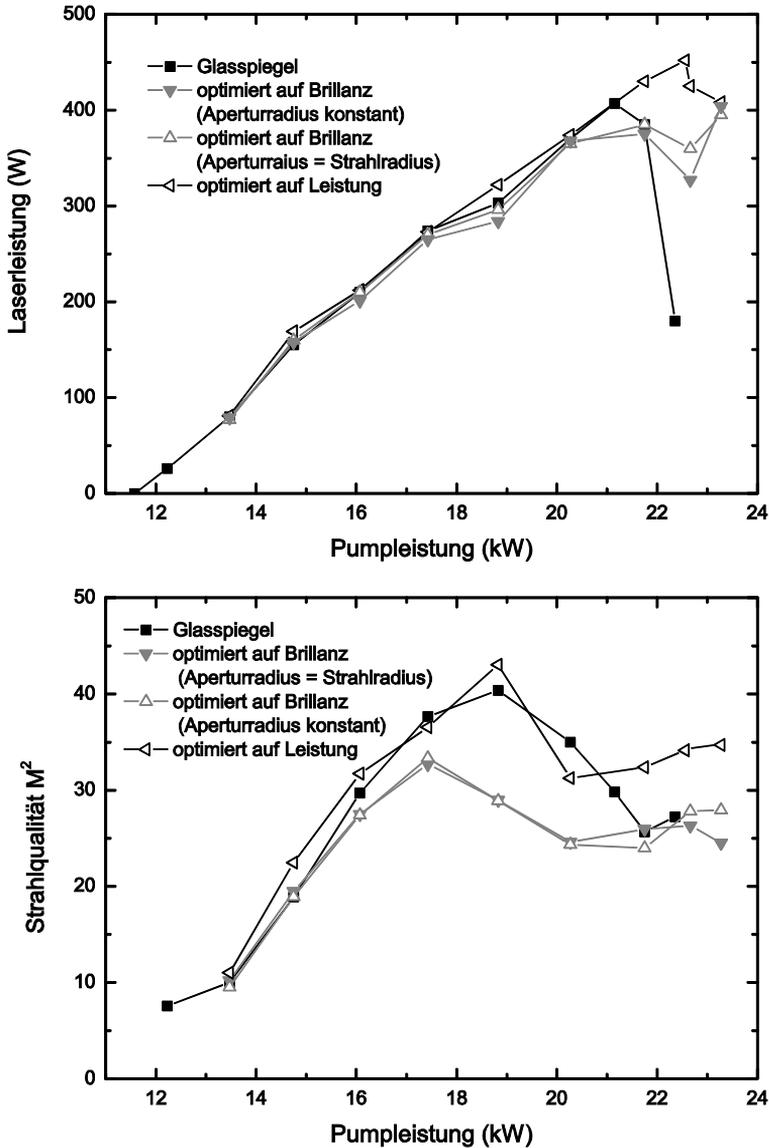


Abbildung 5.20 Laserleistung und Strahlqualität adaptiver Resonatoren in Abhängigkeit von der Pumpleistung. Für jede Pumpleistung wurden die Resonatoren hinsichtlich Laserleistung oder Brillanz optimiert. Zum Vergleich sind die Messwerte des Resonators ohne deformierbaren Spiegel aufgetragen (Glasspiegel).

Bei Pumpleistungen bis 16 kW lassen sich keine Unterschiede zwischen den adaptiven Resonatoren und dem Resonator ohne deformierbaren Spiegel erkennen. Der

Durchmesser des Laserstrahls auf dem deformierbaren Spiegel ist zu gering, als dass der Resonator durch den Spiegel optimiert werden könnte. Wird der Resonator mit dem Ziel maximaler Ausgangsleistung optimiert, so lässt sich auch bei Pumpleistungen grösser 16 kW kein Zuwachs an Laserleistung beobachten. Erst an der Grenze des Stabilitätsbereiches ohne adaptive Optik (ab 22 kW Pumpleistung) erreicht die Optimierung einen Anstieg der Laserleistung. Dies ist jedoch nicht auf eine Kompensation von Aberrationen zurückzuführen, sondern schlicht darauf, dass die Krümmung des deformierbaren Spiegels die Stabilitätsgrenze des Lasers verschiebt. Im Rückgriff auf Abbildung 5.3: Die Bewegung des Resonators im g^* -Diagramm wird nach links verschoben.

Die Stabilitätsgrenze des Lasers verschiebt sich bei hohen Pumpleistungen sowohl bei der Optimierung im Hinblick auf maximale Laserleistung, als auch bei der Optimierung hinsichtlich Brillanz. Ist das Ziel der Optimierung maximale Brillanz des Lasers, so wird ab einer Pumpleistung von 17,4 kW die Strahlqualität des Lasers verbessert. Dabei ist es irrelevant, ob das Power-in-the-bucket-Regelsignal über einen geeigneten konstanten Aperturdurchmesser oder über den jeweiligen aus der Messung berechneten Durchmesser des Laserstrahls gemessen wird. Bei einer Pumpleistung von 18,8 kW verringert sich der M^2 -Wert des Lasers durch die Optimierung von zuvor 41 auf 29. Bei 21,2 kW Pumpleistung wird im unregelmässigen Resonator die maximale Laserleistung von 407 W bei einem M^2 von 30 gemessen. Ohne Verlust an Laserleistung wird mittels Optimierung $M^2 = 24$ erreicht. Da die Verbesserung der Strahlqualität nicht zu einem Absinken der Laserleistung führt, wird durch die Optimierung bei Pumpleistungen ab 17,4 kW die Brillanz des Lasers erhöht.

In Abbildung 5.21 sind die Oberflächenverformung des auf Leistung oder Brillanz optimierten PBAR-DMs in Abhängigkeit der Pumpleistung, bei der die Optimierung stattfand, aufgetragen. Dargestellt werden die über den jeweiligen Strahldurchmesser (im optimierten Zustand) berechneten Zernike-Koeffizienten für Tilt x , Defokus und sphärische Aberration – also die Zernike-Koeffizienten, die „der Strahl sieht“. Aufgrund der Optimierung – und damit der Verschiebung der Stabilitätsgrenze – weichen die Strahldurchmesser der optimierten Resonatoren von den in Abbildung 5.19 aufgetragenen Strahldurchmessern des Resonators ohne deformierbarem Spiegel ab (Abbildung 5.22).

Die Verkippung (Tilt x) und der Defokus-Term dienen allein der Justage des Resonators bzw. halten den Resonator am Rande des Stabilitätsbereichs. Einzig das Polynom der sphärischen Aberration dient zur Kompensation von Aberrationen. Von der Charakterisierung des deformierbaren Spiegels in Kapitel 4.1.2 ist bekannt, dass der maximale

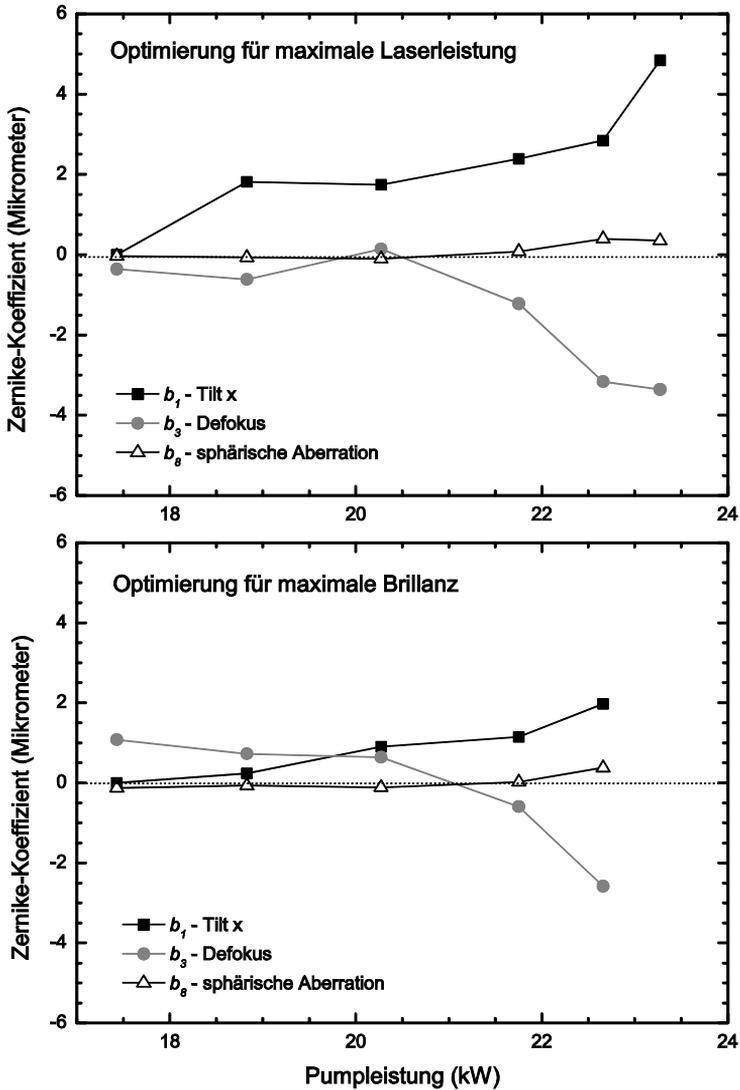


Abbildung 5.21 Oberflächenverformung des auf Leistung oder Brillanz optimierten PDMs in Abhängigkeit der Pumpleistung, bei der die Optimierung stattfand. Als Normierungsradius der Zernike-Polynome wird der Strahldurchmesser auf dem PDM im optimierten Zustand genutzt.

Zernike-Koeffizient, mit dem der Spiegel sphärische Aberration – im Rahmen des Maréchal-Kriteriums – über einen Durchmesser von 17 mm einstellen kann, bei $b_8 = \pm 0,5 \mu\text{m}$ liegt (vgl. Abbildung 4.14, Seite 91). Dieser Wert wird bei Pumpleistungen von mehr als 21,8 kW erreicht. Aus den in Kapitel 3.3.2 zitierten Aberrationsmes-

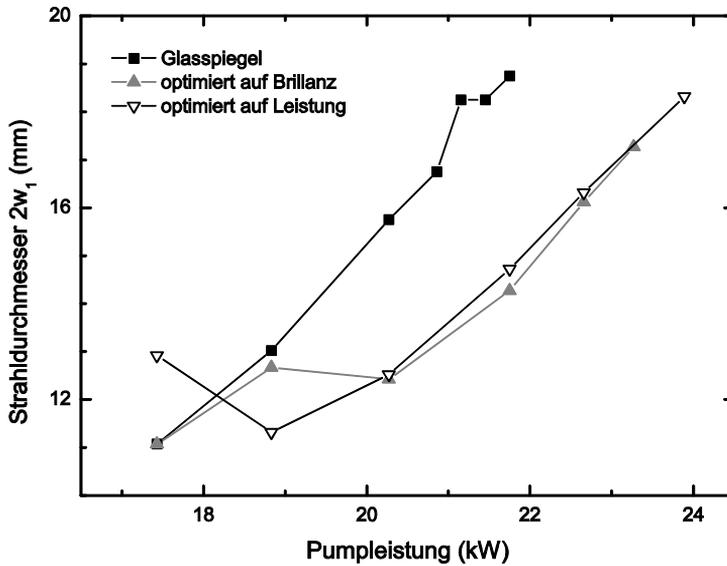


Abbildung 5.22 Strahldurchmesser adaptiver Resonatoren in Abhängigkeit von der Pumpleistung auf dem deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren. Zum Vergleich sind die Strahldurchmesser auf dem Glasspiegel, der den deformierbaren Spiegel im nicht-adaptiven Resonator ersetzt, aus Abbildung 5.19 aufgetragen.

sungen aus der Dissertation von Buske [8] geht hervor, dass bei dem von ihm gewählten Strahlengang bei einer Pumpleistung von 21,8 kW sphärische Aberrationen von $b_8 = 0,9 \mu\text{m}$ zu kompensieren sind. Für eine vollständige Kompensation der Aberrationen des Lasers und damit eine Verbesserung der Strahlqualität unter einen Wert von $M^2 = 24$ ist der PBAR-DM daher nicht geeignet.

Im Labor für Photonik der Fachhochschule Münster wird aus diesem Grund zur Zeit an der Entwicklung bimorpher Spiegel gearbeitet, die speziell zur Kompensation der in Laserresonatoren auftretenden Aberrationen ausgelegt sind.

6 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde das Potential eines Regelkreises aus evolutionärem Algorithmus und deformierbarem Spiegel zur Kompensation thermooptischer Aberrationen des Laserkristalls mit dem Ziel der Verbesserung der Laserstrahlqualität untersucht.

Dazu wurden zunächst die Mechanismen, die zur Entstehung von thermooptischen Aberrationen führen, erläutert. Die Aberrationen eines longitudinal gepumpten Nd:YVO₄-Kristalles wurden vermessen und mit den Aberrationen eines bogenlampen-gepumpten Nd:YAG-Doppelstab-Systems verglichen. Der dominierende Term der Aberrationsfunktion ist in beiden Fällen die sphärische Aberration. Schon bei einem Zernike-Koeffizienten von weniger als $\lambda/20$ führt diese zu Einbußen in Laserleistung und Strahlqualität.

Bevor ein deformierbarer Spiegel zur Korrektur der Aberrationen in den Laserresonator integriert werden konnte, wurden mehrere Membranspiegel, ein deformierbarer Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren und ein bimorpher Spiegel charakterisiert und auf ihre Eignung für den Einsatz im Laserresonator untersucht. Bei Laserleistungen kleiner 5 W haben sich Membranspiegel aufgrund ihrer guten Oberflächenverformbarkeit und ihrer hohen Aktuatordichte als geeignet erwiesen. Aufgrund von Alterungserscheinungen eignen sie sich jedoch nicht für einen permanenten Einsatz im Resonator. Thermische Beeinflussung machen diese Spiegel außerdem unbrauchbar, sobald die einfallenden Intensitäten grösser werden als 100 W/cm^2 . Unbeeinflusst von thermischen Effekten kann der deformierbare Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren bei jeder Laserleistung genutzt werden. Der Hub, mit dem einzelne Aberrationsterme dargestellt werden kön-

nen, liegt über dem Hub der entsprechend einstellbaren Aberrationsterme des Membranspiegels. Das Rastermaß der Aktuatoren des deformierbaren Spiegels mit Piezobalken-Aktuatoren ist allerdings mehr als doppelt so groß wie der des Membranspiegels. Der dritte untersuchte Spiegeltyp, ein bimorphe Spiegel, eignet sich aufgrund der gemessenen geringen Oberflächenverformbarkeit nicht für den Einsatz im Laserresonator.

Ein evolutionärer Algorithmus und eine Regelsignalaufnahme vervollständigen den Regelkreis der adaptiven Optik. Durch die Abbildung des Laserkristalls auf den Auskoppelspiegel des Resonators ergibt sich ein einfacher Aufbau für die Messung des Regelsignals. Eine feste Anordnung aus einer Linse und einer Photodiode oder CCD-Kamera erlaubt die Optimierung des Resonators auf Laserleistung, Brillanz oder Strahlqualität.

Unter Beachtung der durch den Regelkreis der adaptiven Optik vorgegebenen Randbedingungen wurden zwei Laserresonatoren – zum einen mit dem untersuchten longitudinal gepumpten Nd:YVO₄-Kristall, zum anderen mit dem bogenlampengepumpten Nd:YAG-Doppelstab-System als Verstärkermedium – aufgebaut. Das Leistungsverhalten beider Resonatoren mit und ohne integrierten deformierbaren Spiegel wurde untersucht. Im Falle des Nd:YVO₄-Lasers konnte die Strahlqualität durch Optimierung eines Membranspiegels mittels des evolutionären Algorithmus bei nahezu konstanter Laserausgangsleistung von 5,2 W von $M^2 = 5$ auf $M^2 = 1,7$ verbessert werden. Mit dem deformierbaren Spiegel mit Piezobalken-Aktuatoren gelang bei einer konstanten Laserleistung von 9,2 W eine Optimierung von $M^2 = 9,5$ auf 3,2. Es wurde gezeigt, dass diese Steigerung der Brillanz nicht durch eine Justage des Resonators durch den deformierbaren Spiegel, sondern tatsächlich durch die Kompensation von Aberrationen verursacht wurde. Mit dem gleichen Spiegel wurde die Strahlqualität des Nd:YAG-Lasers von $M^2 = 30$ auf $M^2 = 24$ verbessert. Die Laserleistung blieb konstant bei 407 W. Der von dem deformierbaren Spiegel bereitgestellte Hub war für eine weitergehende Optimierung des Resonators aber nicht ausreichend.

Das wesentliche Ergebnis dieser Arbeit lässt sich wie folgt zusammenfassen:

Thermooptische Aberrationen verhindern den Betrieb von Festkörperlasern mit hoher Ausgangsleistung bei gleichzeitig guter Strahlqualität. Die Kompensation dieser Aberrationen durch einen in den Resonator integrierten deformierbaren Spiegels führt zu einer Verbesserung der Strahlqualität bei Erhalt der Laserausgangsleistung. Die Regelung der Spiegelverformung mittels eines evolutionären Algorithmus ermöglicht den Verzicht auf eine differenzierte und eventuell teure oder zeitraubende Messung der zu kompensierenden Aberrationen. Der limitierende Faktor eines solchen Regelkreises sind

z. Z. die deformierbaren Spiegel, die noch nicht in der Lage sind, die benötigten Verformungen mit dem nötigen Hub bereitzustellen.

Veröffentlichungen

P. Welp, I. Buske, and U. Wittrock, "Intracavity use of membrane mirrors in a Nd:YVO₄ laser," in *Proceedings of the 4th International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine*, U. Wittrock, ed. (Springer, Heidelberg, 2005), pp. 229-236.

I. Buske, H.-M. Heuck, P. Welp, and U. Wittrock, "Aberrations of a Master-Oszillator-Power-Amplifier laser with adaptive optics correction," in *Proceedings of the 4th Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine*, U. Wittrock, ed. (Springer, Heidelberg, 2005), pp. 249-259.

U. Wittrock and P. Welp, "Adaptive laser resonator control with deformable MOEMS mirrors," in *Photonics West, San Jose, January 2006*, (Proc. SPIE, 2006), pp. 6113-6112.

P. Welp, H.-M. Heuck, and U. Wittrock, "Intracavity adaptive optics optimization of an end-pumped Nd:YVO₄ laser," in *6th International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine*, (Galway, 2007), pp. 413-418.

P. Welp, H.-M. Heuck, and U. Wittrock, "Intracavity adaptive optics optimization of an end-pumped Nd:YVO₄ laser," in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Europe*, (München, 2007), pp. CC-12-WED.

P. Welp and U. Wittrock, "Solid-state lasers with intra-cavity aberration compensation by an adaptive mirror", im Oktober 2008 eingereicht zur Veröffentlichung in *Optics Letters*

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Freunden und Kollegen bedanken, die zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben. Ohne ihre Unterstützung wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Mein besonderer Dank gilt:

Herrn Prof. Dr. Ulrich Wittrock, der es mir ermöglicht hat, auf dem interessanten Gebiet der adaptiven Optik und Laserentwicklung zu arbeiten. Insbesondere möchte ich mich für zahlreiche Diskussionen und Anregungen bedanken, die diese Arbeit wesentlich geprägt und mein Verständnis für Optik und Laserphysik erweitert haben.

Herrn Prof. Dr. Helmut Zacharias, für die Betreuung dieser Arbeit seitens der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster und für die Unterstützung bei den kleinen und großen bürokratischen Hürden einer Promotion als Fachhochschulabsolventin.

Herrn Dr. Gleb Vdovin von der Firma Flexible Optical B. V. für die Dauerleihgabe des PBar-DMs, ohne den die Resonatorexperimente nicht über den Status „Proof-of-principle“ hinausgekommen wären.

Herrn Dr. Alexis V. Kudryashov von der Firma NightN (opt) Ltd. für die Dauerleihgabe des Substrates eines PUnim.-DM.

Meinen Kollegen und Mitstreitern im Labor für Photonik der FH Münster: Klaus Albers, Christian Büdenbender, Dr. Ivo Buske, Stefan Droste, Agnes Frieling, Dr. Alexan-

der Gößling, Dr. Hans-Martin Heuck, Sven Verpoort, Cordula und Martin Wolf und Dr. Hagen Zimer für eine tolle Zeit, zahlreiche Diskussionen, Kaffeepausen, Segel- und Surfwochenenden, Grillabende und und und. Ohne Euch hätte es nicht halb so viel Spaß gemacht und wäre nicht halb so gut geworden. Danke!

Den Mitarbeitern des Fachbereiches Physikalische Technik: Otfried Berges, Andreas Galle, Markus Gilbert, Andreas John und Dr. Marco Lentjes für ihre kompetente technische und aufmunternde Unterstützung.

Literaturverzeichnis

- [1] V. Magni, "Resonators for solid state lasers with large-volume fundamental mode and high alignment stability," *Appl. Opt.* **25**, 107 (1986).
- [2] S. De Silvestri, P. Laporta, and V. Magni, "Misalignment sensitivity of solid-state laser resonators with thermal lensing," *Opt. Commun.* **59**, 43 (1986).
- [3] W. Koechner, *Solid state laser engineering* (Springer, Berlin, 1999).
- [4] W. Koechner and D. K. Rice, "Effect of birefringence on the performance of linearly polarized YAG:Nd lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **6**, 557 (1970).
- [5] Q. Lü, N. Kugler, H. Weber, S. Dong, N. Müller, and U. Wittrock, "A novel approach for compensation of birefringence in cylindrical Nd:YAG rods," *Optical and Quantum Electronics* **28**, (1996).
- [6] N. Hodgson and H. Weber, "Influence of Spherical Aberration of the Active Medium on the Performance of Nd:YAG Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 2497-2507 (1993).
- [7] C. Kennedy, "Helicoid modal analysis of laser oscillators with spherical aberration," *Appl. Opt.* **41**, 6991-6999 (2002).
- [8] I. Buske, "Aberrationen in Nd:YAG Hochleistungslasern und -verstärkern: Ihr Einfluss und ihre Korrektur mit adaptiver Optik," (Dissertation Technische Universität Berlin, 2005).
- [9] C. Lehner, "Vortrag - Laserstrahlschweißen," Trumpf, (2003).
- [10] Wikipedia, Stichwort "Schweißen", 2008-01-19, <http://de.wikipedia.org/wiki/Schweissen>).
- [11] "DIN EN ISO 11146-1: Prüfverfahren für Laserstrahlmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen, Teil 1: Stigmatische und einfach astigmatische Strahlen (ISO 11146-1:2005)," (DIN Deutsches Institut für Normung e.V., Berlin, 2005).
- [12] "DIN EN ISO 11146-2: Prüfverfahren für Laserstrahlmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen, Teil 2: Allgemein astigmatische Strahlen (ISO 11146-2:2005)," (DIN Deutsches Institut für Normung e.V., Berlin, 2005).
- [13] N. Hodgson, *Laser resonators and beam propagation* (Springer, London, 2005).

- [14] A. E. Siegman, "How to (maybe) measure laser beam quality," *DPSS Lasers: Applications and Issues*, OSA TOPS **17**, 184-199 (1998).
- [15] V. Gapontsev, D. Gapontsev, N. Platonov, O. Shkurikhin, V. Fomin, A. Mashkin, M. Abramov, and S. Ferin, "2 kW CW ytterbium fiber laser with record diffraction-limited brightness," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Europe*, 2005, (2005).
- [16] Y. Hirano, Y. Koyata, S. Yamamoto, K. Kasahara, and T. Tajime, "208-W TEM₀₀ operation of a diode-pumped Nd:YAG rod laser," *Opt. Lett.* **24**, 679-681 (1999).
- [17] C. Stolzenburg, J. Speiser, M. Larionov, and A. Giesen, "Power scalability of thin disk lasers in fundamental mode operation," *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) Europe*, 2005 6-6 (2005).
- [18] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönniger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, and A. Tünnermann, "High-power rod-type photonic crystal fiber laser," *Optics Express* **13**, 1055-1058 (2005).
- [19] F. Röser, J. Rothhard, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann, "131 W 220 fs fiber laser system," *Optics Letters* **30**, 2754-2756 (2005).
- [20] *Trumpf Laser GmbH & Co KG - Produktkatalog Laser* (Ditzingen, 2007).
- [21] *IPG Photonics Corporation - Produktkatalog* (2007).
- [22] S. Makki and J. Leger, "Solid-state laser resonators with diffractive optic thermalaberration correction," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35**, 1075-1085 (1999).
- [23] R. Oron, N. Davidson, A. A. Friesem, and E. Hasman, "Transverse mode shaping and selection in laser resonators," *Progress in Optics* **42**, 325-386 (2001).
- [24] G. W. Holleman, G. M. Harpole, H. Injeyan, R. H. Moyer, M. M. Valley, J. P. Machan, R. J. S. Pierre, J. G. Berg, and L. J. Marabella, "Modeling high-brightness kW solid state lasers," *Proceedings of SPIE* **2989**, 15 (1997).
- [25] Hamamatsu Photonics, <http://www.hamamatsu.com/>.
- [26] R. R. Stephens and R. C. Lind, "Experimental study of an adaptive-laser resonator," *Optics Letters* **3**, 79-81 (1978).
- [27] D. Anafi, J. M. Spinhirne, R. H. Freeman, and K. E. Oughstun, "Intracavity adaptive optics. 2: Tilt correction performance," *Applied Optics* **20**, 1926-1932 (1981).
- [28] J. M. Spinhirne, D. Anafi, and R. H. Freeman, "Intracavity adaptive optics. 3: Hsuria performance," *Applied Optics* **21**, 3969-3982 (1982).
- [29] K. E. Oughstun, "Intracavity adaptive optic compensation of phase aberrations. I: Analysis," *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 862-872 (1981).
- [30] K. E. Oughstun, "Intracavity adaptive optic compensation of phase aberrations. II: Passive cavity study for a small Neq resonator," *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 1180-1192 (1981).
- [31] K. E. Oughstun, "Intracavity adaptive optic compensation of phase aberrations. III: Passive and active cavity study for a large Neq resonator," *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 282-302 (1983).
- [32] K. E. Oughstun, "Intracavity compensation of quadratic phase aberrations," *J. Opt. Soc. Am.* **72**, 1529-1537 (1982).
- [33] K. E. Oughstun, "Aberration sensitivity of unstable-cavity geometries," *J. Opt. Soc. Am. A* **3**, 113 (1986).

- [34] U. J. Greiner and H. H. Klingenberg, "Thermal lens correction of a diode-pumped Nd:YAG laser of high TEM₀₀ power by an adjustable curvature mirror," *Opt. Lett.* **19**, 1207 (1994).
- [35] T. Y. Cherezova, L. N. Kaptsov, and A. V. Kudryashov, "Cw industrial rod YAG:Nd³¹ laser with an intracavity active bimorph mirror," *Appl. Opt.* **35**, 2554-2561 (1996).
- [36] T. Y. Cherezova, S. S. Chesnokov, L. N. Kaptsov, and A. V. Kudryashov, "Super-Gaussian laser intensity output formation by means of adaptive optics," *Optics Communications* **155**, 99-106 (1998).
- [37] M. Gerber, T. Graf, and A. Kudryashov, "Generation of custom modes in a Nd:YAG laser with a semipassive bimorph adaptive mirror," *Applied Physics B: Lasers and Optics* **83**, 43-50 (2006).
- [38] P. T. Beyersdorf, S. Zappe, M. M. Fejer, and M. Burkhardt, "Cavity with a deformable mirror for tailoring the shape of the eigenmode," *Applied Optics* **45**, 6723-6728 (2006).
- [39] O. Boyko, T. A. Planchon, P. Mercère, C. Valentin, and P. Balcou, "Adaptive shaping of a focused intense laser beam into a doughnut mode," *Optics Communications* **246**, 131-140 (2005).
- [40] A. V. Kudryashov and V. V. Samarkin, "Control of high power CO₂ laser beam by adaptive optical elements," *Optics Communications* **118**, 317-322 (1995).
- [41] U. Wittrock, Vorrichtung zur Güteschaltung eines Lasers, (German Patent Application DE 19643576A1)
- [42] G. Vdovin and V. Kiyko, "Intracavity control of a 200-W continuous-wave Nd:YAG laser by a micromachined deformable mirror," *Opt. Lett.* **26**, 798-800 (2001).
- [43] H. M. Heuck, "Einsatz adaptiver Optik und Kompensation chromatischer Aberration beim Petawattlaser PHELIX," (Dissertation, TU Clausthal, 2006).
- [44] A. Kudryashov, "High peak-power laser beam correction and formation," *Proceedings of SPIE* **6018**, 60180E (2005).
- [45] I. Buske, H.-M. Heuck, and U. Wittrock, "Master-Oscillator-Power-Amplifier laser with adaptive aberration correction," in *Proceedings of the 3rd International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine*, (Starline Printing Inc., Albuquerque, USA, 2002), pp. 49-54.
- [46] W. Lubeigt, G. Valentine, J. Girkin, E. Bente, and D. Burns, "Active transverse mode control and optimisation of an all-solid-state laser using an intracavity adaptive-optic mirror," *Opt. Express* **10**, 550-555 (2002).
- [47] S. P. Poland, D. Burns, W. Lubeigt, B. A. Patterson, G. Valentine, A. J. Wright, and J. M. Girkin, "Use of optimisation algorithmic techniques with active optics for aberration correction in optical sectioning microscopy," *Proceedings of SPIE* **6018**, 60181H (2005).
- [48] P. Yang, M. Ao, Y. Liu, B. Xu, and W. Jiang, "Intracavity transverse modes controlled by a genetic algorithm based on Zernike mode coefficients," *Opt. Express* **15**, 17051-17062 (2007).
- [49] M. Born and E. Wolf, *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light* (Pergamon Press, Oxford [u.a.], 1993).

- [50] N. Trappe, J. A. Murphy, and S. Withington, "The Gaussian beam mode analysis of classical phase aberrations in diffraction-limited optical systems," *European Journal of Physics* **24**, 403-412 (2003).
- [51] J. C. Wyant and K. Creath, "Basic Wavefront Aberration Theory for Optical Metrology," in *Applied Optics and Optical Engineering*, R. R. Shannon, and J. C. Wyant, eds. (Academic Press, 1992), pp. 1-53.
- [52] R. J. Noll, "Zernike polynomials and atmospheric turbulence," *J. Opt. Soc. Am* **66**, 207-211 (1976).
- [53] V. N. Mahajan, "Strehl ratio of a Gaussian beam," *Journal of the Optical Society of America A* **22**, 1824-1833 (2005).
- [54] V. N. Mahajan, "Zernike Annular Polynomials for Imaging Systems With Annular Pupils," *Journal of the Optical Society of America* **71**, 75-85 (1981).
- [55] A. van den Bos, "Aberration and the Strehl ratio," *J. Opt. Soc. Am. A* **17**, 356-358 (2000).
- [56] D. Malacara, *Handbook of optical design* (Marcel Dekker, New York [u.a.], 2004).
- [57] R. W. Gostick, "OTF-based optimization criteria for automatic optical design," *Optical and Quantum Electronics* **8**, 31-37 (1976).
- [58] C. Olson, "Lens performance budgeting using the Hopkins ratio," *OPTICS AND PHOTONICS NEWS* **19**, 12 (2008).
- [59] H. D. Baehr and K. Stephan, *Wärme-und Stoffübertragung* (Springer, 2004).
- [60] Y. F. Chen, T. M. Huang, C. F. Kao, C. L. Wang, and S. C. Wang, "Optimization in scaling fiber-coupled laser-diode end-pumped lasers to higher power: influence of thermal effect," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **33**, 1424-1429 (1997).
- [61] W. Clarkson, "Thermal effects and their mitigation in end-pumped solid-state lasers," *Journal of Physics- D: Applied Physics* **34**, 2381-2395 (2001).
- [62] A. Montmerle Bonnefois, M. Gilbert, P. Y. Thro, and J. M. Weulersse, "Thermal lensing and spherical aberration in high-power transversally pumped laser rods," *Optics Communications* **259**, 223-235 (2006).
- [63] J. K. Jabczynski, "Modeling of diode pumped laser with pump dependent diffraction loss," *Optics Communications* **182**, 413-422 (2000).
- [64] S. Chénais, F. Druon, S. Forget, F. Balembois, and P. Georges, "On thermal effects in solid-state lasers: The case of ytterbium-doped materials," *Progress in Quantum Electronics* **30**, 89-153 (2006).
- [65] A. K. Cousins, S. T. I. Optronics, and W. A. Bellevue, "Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**, 1057-1069 (1992).
- [66] W. A. Clarkson, N. S. Felgate, and D. C. Hanna, "Simple method for reducing the depolarization loss resulting from thermally induced birefringence in solid-state lasers," *Optics Letters* **24**, 820-822 (1999).
- [67] J. J. Morehead, "Compensation of Laser Thermal Depolarization Using Free Space," *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* **13**, 498-501 (2007).
- [68] J. Bourderionnet, A. Brignon, J. P. Huignard, and R. Frey, "Influence of aberrations on fundamental mode of high power rod solid-state lasers," *Optics Communications* **204**, 299-310 (2002).

- [69] I. Buske and U. Wittrock, "Diffraction analysis of aberrated laser resonators," *Appl. Phys. B* **83**, 229-233 (2006).
- [70] R. Martínez-Herrero, P. M. Mejías, N. Hodgson, and H. Weber, "Beam quality changes generated by thermally-induced spherical aberration in laser cavities," *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 2173-2176 (1995).
- [71] C. J. Kennedy, "Model for variation of laser power with M2," *Appl. Opt.* **41**, 4341-4346 (2002).
- [72] P. Laporta and M. Brussard, "Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid-state lasers," *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **27**, 2319-2326 (1991).
- [73] TRUMPF Laser GmbH + Co. KG, <http://www.trumpf-laser.com/> (Ditzingen).
- [74] S. Dong, (personal communication, 2008).
- [75] OPTOCRAFT GmbH, <http://www.optocraft.de> (Erlangen).
- [76] J. Schwider, "Handbuch, Shack-Hartmann-Sensor-SHSLab," (Lehrstuhl für Optik/Universität Erlangen-Nürnberg, 2000).
- [77] U-Oplaz Technologies, Inc., www.u-oplaz.com (Chatsworth, CA).
- [78] C.-M. Cheng, DLP PROJECTION APPARATUS, (20060279858)
- [79] Boston Micromachines Corporation, <http://www.bostonmicromachines.com> (Cambridge, MA).
- [80] Flexible Optical B.V., <http://www.okotech.com/> (Delft, Niederlande).
- [81] Turn Ltd., <http://www.turn.ru/> (Moskow, Russland).
- [82] NightN (opt) Ltd., <http://www.nightn.ru/> (Shatura, Russland).
- [83] CILAS, <http://www.cilas.com> (Orleans, Frankreich).
- [84] AOptix Technologies, <http://www.aoptix.com/> (Campbell, CA).
- [85] Xinetics Inc., <http://www.xinetics.com/> (Devens, MA).
- [86] Imagine Optic, <http://www.imagine-optic.com/> (Orsay, Frankreich).
- [87] AgilOptics Inc., <http://www.agiloptics.com/> (Albuquerque, NM).
- [88] Fachhochschule Münster - Labor für Photonik, <https://www.fh-muenster.de/photonik/>.
- [89] Alpao, <http://www.alpao.fr> (Saint Martin d'Hères, Frankreich).
- [90] E. Dalimier and C. Dainty, "Comparative analysis of deformable mirrors for ocular adaptive optics," *Opt. Express* **13**, 4275-4285 (2005).
- [91] E. J. Fernández and P. Artal, "Membrane deformable mirror for adaptive optics: performance limits in visual optics," *Opt. Express* **11**, 1056-1069 (2003).
- [92] D. Dayton, S. Restaino, J. Gonglewski, J. Gallegos, S. McDermott, S. Browne, S. Rogers, M. Vaidyanathan, and M. Shilko, "Laboratory and field demonstration of a low cost membrane mirror adaptive optics system," *Opt. Commun.* **176**, 339-345 (2000).
- [93] C. Paterson, I. Munro, and J. C. Dainty, "A low cost adaptive optics system using a membrane mirror," *Opt. Express* **6**, 175 (2000).
- [94] I. Buske, H.-M. Heuck, J. Hüve, H. Zimer, and U. Wittrock, "Master-Oscillator-Power-Amplifier laser with adaptive aberration correction," in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, (Long Beach, CA, 2002).
- [95] G. Vdovin, "Adaptive Mirror Micromachined in Silicon," (Dissertation, Delft University of technology, 1996).

- [96] G. Vdovin, N. Kugler, and M. Schacht, "Membrane deformable mirrors under cw laser load " Proceedings of SPIE 3762, 58-67 (1999).
- [97] W. H. Press, S. A. Tekolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in C* (Cambridge U. Press, New York, 1992).
- [98] *Thorlabs - Katalog* (2007).
- [99] G. Vdovin and P. M. Sarro, "Micromachined membrane deformable mirrors for laser applications," in *3rd International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine*, S. R. Restaino, and S. W. Teare, eds. (Albuquerque, USA, 2001), pp. 35-48.
- [100] H. R. Shea, A. Gasparyan, C. D. White, R. B. Comizzoli, D. Abusch-Magder, and S. Arney, "Anodic oxidation and reliability of MEMS polysilicon electrodes at high relative humidity and high voltages," Proceedings of SPIE **4180**, 117 (2003).
- [101] R. K. Tyson, *Principles of adaptive optics* (Academic Press, Boston [u.a.], 1998).
- [102] Xinetics Inc., <http://www.xinetics.com> (Devens, MA, USA, 2007).
- [103] M. A. Helmbrecht, "Wavefront Correction," Center for Adaptive Optics Santa Cruz, Summer School (Presentation), (2006).
- [104] S. S. Olivier, "Scot S. Olivier," Center for Adaptive Optics Santa Cruz, Summer School (Presentation), (2004).
- [105] *Flexible Optical - Adaptive Optics Product Guide* (2006).
- [106] J. C. Dainty, A. V. Koryabin, and A. V. Kudryashov, "Low-Order Adaptive Deformable Mirror," Appl. Opt. **37**, 4663-4668 (1998).
- [107] *Designing with Piezoelectric Transducers: Nanopositioning Fundamentals* (PI Ceramic GmbH, Lederhose, Deutschland, 2005).
- [108] S. P. Timoshenko and S. Woinowsky-Krieger, "Theory of plates and shells," (1959).
- [109] E. M. Ellis, "Low-cost bimorph mirrors in adaptive optics," (Dissertation, University of London, Imperial College of Science, Technology and Medicine, 1999).
- [110] M. A. Vorontsov, G. W. Carhart, M. Cohen, and G. Cauwenberghs, "Adaptive optics based on analog parallel stochastic optimization: analysis and experimental demonstration," J. Opt. Soc. Am. A **17**, 1440-1453 (2000).
- [111] A. H. Land and A. G. Doig, "An Automatic Method of Solving Discrete Programming Problems," *Econometrica* **28**, 497-520 (1960).
- [112] R. J. Dakin, "A tree-search algorithm for mixed integer programming problems," *The Computer Journal* **8**, 250-255 (1965).
- [113] I. Gerdes, F. Klawonn, and R. Kruse, "Evolutionäre Algorithmen, Vieweg, Wiesbaden, 2004," (ISBN 3-528-05570-7).
- [114] K. Weicker, *Evolutionäre Algorithmen* (Teubner, Stuttgart [u.a.], 2002).
- [115] G. Dueck and T. Scheuer, "Threshold accepting: A general purpose optimization algorithm appearing superior to simulated annealing," *Journal of Computational Physics* **90**, 161-175 (1990).
- [116] G. Dueck, "New Optimization Heuristics: The Great Deluge Algorithm and the Record-to-Record Travel," *Journal of Computational Physics* **104**, 86-92 (1993).
- [117] R. Motwani and P. Raghavan, *Randomized Algorithms* (Cambridge University Press, 1995).
- [118] F. Glover and M. Laguna, *Tabu Search* (Springer, 1997).

- [119]A. J. Wright, D. Burns, B. A. Patterson, S. P. Poland, G. J. Valentine, and J. M. Girkin, "Exploration of the Optimisation Algorithms used in the implementation of Adaptive Optics in Confocal and Multiphoton Microscopy," *Microsc. Res. and Tech* **67**, 36-44 (2005).
- [120]L. Sherman, J. Y. Ye, O. Albert, and T. B. Norris, "Adaptive correction of depth-induced aberrations in multiphoton scanning microscopy using a deformable mirror," *Journal of Microscopy* **206**, 65-71 (2002).
- [121]O. Albert, L. Sherman, G. Mourou, T. B. Norris, and G. Vdovin, "Smart microscope: an adaptive optics learning system for aberration correction in multiphoton confocal microscopy," *Opt. Lett.* **25**, 52 (2000).
- [122]F. Gonté, A. Courteville, and R. Dändliker, "Optimization of single-mode fiber coupling efficiency with an adaptive membrane mirror," *Optical Engineering* **41**, 1073 (2002).
- [123]M. J. Booth, "Wave front sensor-less adaptive optics: a model-based approach using sphere packings," *Opt. Express* **14**, 1339-1352 (2006).
- [124]M. J. Booth, "Wavefront sensorless adaptive optics for large aberrations," *Optics Letters* **32**, 5-7 (2007).
- [125]R. Friedberg, B. Dunham, and J. North, "1959 A learning machine, part II," *IBM Journal of Research and Development* **3**, 282287.
- [126]B. Dunham, D. Fridshal, R. Fridshal, and J. H. North, "Design by natural selection," *Synthese* **15**, 254-259 (1963).
- [127]I. Rechenberg, "Kybernetische Losungssteuerung einer experimentellen Forschungsaufgabe," Annual Conference of the WGLR at Berlin in September **35**, (1964).
- [128]L. J. Fogel, A. J. Owens, and M. J. Walsh, *Artificial Intelligence Through Simulated Evolution* (Wiley New York, 1966).
- [129]J. H. Holland, "Adaption in Natural and Artificial Systems: An Introductory Analysis with Applications to Biology, Control, and Artificial Intelligence," (1975).
- [130]H.-G. Beyer, E. Brucherseifer, W. Jakob, H. Pohlheim, B. Sendhoff, and T. B. To, "Evolutionäre Algorithmen - Begriffe und Definitionen (gem. Richtlinie VDI / VDE 3550 Blatt 3)," (Uni Dortmund, 2001).
- [131]W. Lubeigt, G. J. Valentine, and D. Burns, "Brightness enhancement of a solid-state laser using an intra-cavity deformable mirror," *Proceedings of SPIE* **6018**, 60180I (2005).
- [132]M. Gerber, T. Graf, and A. Kudryashov, "Generation of custom modes in a Nd:YAG laser with a semipassive bimorph adaptive mirror," *Appl. Phys. B* **83**, 43-50 (2006).
- [133]T. Y. Cherezova, S. S. Chesnokov, L. N. Kaptsov, and V. V. Samarkin, "Active laser resonator performance: formation of a specified intensity output," *Appl. Opt.* **40**, 6026-6033 (2001).
- [134]I. V. Ilyina and T. Y. Cherezova, "Gerchberg-Saxton algorithm for multimode beam reshaping," in *6th International Workshop on Adaptive Optics for Industry and Medicine*, C. Dainty, ed. (Galway, Ireland, 2007).
- [135]The MathWorks, Inc., <http://www.mathworks.de/> (Natick, MA).
- [136]H.-M. Heuck, I. Buske, U. Buschmann, H. Krause, and U. Wittrock, "A novel microprocessor-controlled high-voltage driver for deformable mirrors," in *Adap-*

tive Optics for Industry and Medicine: Proceedings of the 4th International Workshop, U. Wittrock, ed. (Springer, Heidelberg, 2005), pp. 73-81.

