

Kontaktierung und Charakterisierung von Kristallen für Scheibenlaser

von Dr.-Ing. Mikhail Larionov
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · Wissenschaft
München

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

Hauptberichter: Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf
Mitberichter: Prof. Dr. rer. nat. Günter Huber
PD Dr. rer. nat. Adolf Giesen

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

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ., 2008

D 93

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

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2009

ISBN 978-3-8316-0855-3

Printed in Germany

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

Kurzfassung

Scheibenlaser finden zunehmend Einsatz in industriellen und wissenschaftlichen Anwendungen. Die Geometrie des Lasermediums – eine dünne Scheibe, die durch eine Stirnseite gekühlt wird – gibt dem Design seinen Namen. Eine geringe Dicke des Lasermediums, die typischerweise einige Hundert Mikrometer beträgt, ermöglicht eine effiziente Kühlung, die besonders für den Betrieb von Quasi-Drei-Niveau-Lasermaterialien vorteilhaft ist. Die Ausgangsleistung kann über die Fläche des gepumpten Bereichs skaliert werden, da sowohl die mechanischen Spannungen im Lasermedium als auch seine Temperatur hauptsächlich von der Leistungsdichte und nicht von der absoluten Leistung abhängig ist. Der Wärmefluss ist annähernd parallel zur Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls. Daher ist die Verzerrung der Wellenfront beim Durchgang durch das Lasermedium gering und ein effizienter Betrieb mit hoher Ausgangsleistung und guter Strahlqualität ist möglich.

Das Lasermaterial in Form einer dünnen Scheibe wird für den Laserbetrieb üblicherweise auf einem Träger befestigt, um die notwendige mechanische Stabilität zu erreichen. Der Kontakt zum Träger soll homogen und mechanisch dauerhaft stabil sein. Zusätzlich soll er einen niedrigen Wärmewiderstand aufweisen. Verschiedene Kontaktierungsmöglichkeiten, wie Löten und Kleben auf einen Träger oder eine Komposit-Scheibe, bei der der Träger transparent ist und vom Laserstrahl durchquert wird, werden beschrieben und miteinander verglichen.

Insbesondere das Löten der Laserscheiben auf den Träger hat am IFSW Einsatz gefunden. Die Auswahl des Lotes und die verwendete Technik werden beschrieben. Um die Lötung zu charakterisieren, wurde ein Testaufbau entwickelt, der die Fehlstellen der Lötverbindung visualisiert.

Das meist eingesetzte Material im Scheibenlaserdesign ist Ytterbium dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG). Das dreifach ionisierte Ytterbium besitzt eine einfache Energie-Struktur, die keine zusätzlichen Zerfallsprozesse außer spontanen und induzierten Emissionen zulässt. Bei den im Scheibenlaserdesign typischen Anregungsdichten ist aber zusätzlicher nichtstrahlender Zerfall (engl.: Quenching) vorhanden, der die Anregungsenergie zum großen Teil in Wärme umwandelt und so die erreichbare Verstärkung und die maximal zulässige Pumpleistungsdichte begrenzt. Dieser Zerfall wurde in Ytterbium dotiertem Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG) experimentell nachgewiesen. Ein Messaufbau, der die gleichzeitige Messung der absorbierten Leistung, Temperatur und Verstärkung des Lasermaterials ermöglicht, wurde verwendet, um die Rate und die Wärmeezeugung des zusätzlichen Zerfalls zu quantifizieren. Eine starke Abhängigkeit der Zerfallsrate von der Dotierung wurde festgestellt, so dass die Dotierung für die Laserexperimente auf 10 at. % Ytterbium begrenzt wurde.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Symbolverzeichnis	11
Abkürzungen	15
Extended Abstract	17
1 Einleitung	21
1.1 Stand der Technik	22
1.2 Scheibenlaserdesign	25
1.2.1 Besonderheiten des Scheibenlaserdesigns	27
1.3 Zielstellung und Aufbau der Arbeit	29
2 Grundlagen	31
2.1 Messung relevanter Materialparameter von Yb:YAG	31
2.1.1 Yb:YAG – spektrale Eigenschaften	31
2.1.2 YAG – thermomechanische und thermooptische Eigenschaften	36
2.1.3 YAG – Wärmeleitfähigkeit	38
2.1.4 Yb:YAG – Zusammenfassung der Materialparameter	39
2.2 Analytisches Modell des Scheibenlasers	39
2.2.1 Ratengleichungen	40
2.2.2 Nulldimensionales Modell	42
2.2.2.1 Berücksichtigung der Pumpoptik	42
2.2.2.2 Lösung für den Fluoreszenzbetrieb	43
2.2.2.3 Lösung für Dauerstrichbetrieb	44
2.2.3 Axiale Temperaturverteilung	47
2.2.4 Nulldimensionales Modell mit Berücksichtigung der Temperatur	48
2.2.4.1 Fluoreszenzbetrieb	49
2.2.4.2 Scheibentemperatur und Laserwirkungsgrad	54
2.3 Fluoreszenz im Scheibenlaserdesign: ASE und Absorption der Fluoreszenz in der Beschichtung	56

2.3.1	ASE	57
2.3.2	Wärmeerzeugung in der Beschichtung und Unterdrückung der ASE	60
2.4	Laserbetrieb und Scheibenform	64
2.4.1	Beugungsverluste	65
2.4.2	Optische Phasendifferenz (OPD) in einer Laserscheibe	67
2.4.3	Inversionsabhängigkeit des Brechungsindex	67
3	Quenching in Yb:YAG	69
3.1	Messaufbau	72
3.2	Vergleich zwischen Laser- und Fluoreszenzbetrieb	76
3.3	Auswertung der Messungen im Fluoreszenzbetrieb	79
3.4	Ergebnisse der Messungen	84
3.5	Zusammenfassung des Kapitels 3 und Ausblick	89
4	Kontaktierungsdesign und Kühlung	93
4.1	Beschichtungsdesign	95
4.1.1	Beschichtungsmaterialien	96
4.1.2	Designs	97
4.1.3	Wärmewiderstand der HR-Beschichtung	98
4.1.4	Mechanische Festigkeit	99
4.1.5	Pulsfestigkeit	99
4.1.6	Beschichtungsprozess und eingebaute Spannungen	101
4.2	Scheibe auf dem Träger	103
4.2.1	OPD in Laserscheibe im Betrieb	103
4.2.2	Aufpressen	105
4.2.3	Löten	107
4.2.3.1	Lötfähige Beschichtung	108
4.2.3.2	Spannungen nach dem Löten	108
4.2.3.3	Auswahl des Lotes	111
4.2.3.4	Das Lot Au80Sn20	114
4.2.3.5	Löten mit Gold-Zinn auf Kupfer-Wolfram	115
4.2.4	Kleben	117

4.2.4.1	Klassifizierung und Vergleich der Klebstoffe	118
4.2.4.2	Klebeaufbau und -prozedur	121
4.2.4.3	Experimentelle Ergebnisse	124
4.3	Scheibe auf der Vorderseite kontaktiert.....	126
4.3.1	Experimente	128
4.4	Vergleich einiger Kontaktierungsdesigns mittels FEM-Rechnungen	130
4.4.1	Multimode-Betrieb.....	131
4.4.2	Absorption und ASE.....	132
4.4.3	Mittlere Temperatur und Spannungen	134
4.4.4	Brechkraft der thermischen Linse.....	136
4.4.5	Verstärkung und Beugungsverluste	137
4.4.6	Pulsbetrieb.....	139
5	Charakterisierung der Kristalle für Scheibenlaser	141
5.1	Anforderungen	141
5.2	Technologischer Ablauf.....	142
5.3	Kontaktierungsqualität	143
5.4	Form.....	149
6	Zusammenfassung.....	154
7	Anhang.....	158
7.1	Einfluss der dreidimensionalen Wärmeleitung.....	158
7.2	Temperaturverteilung über einen Lötdefekt	160
7.3	Gleichungen und Aufgaben der Elastizitätstheorie	161
7.3.1	Axial symmetrische Formulierung der Gleichungen.....	161
7.3.2	Berücksichtigung der Temperaturverteilung	162
7.3.3	Aufgabe: Spannungen in einer dünnen Scheibe nach dem Löten	163
7.3.4	Aufgabe: Scherspannungen im Lot beim Abkühlen.....	163
7.3.5	Aufgabe: Verbiegung der Wärmesenke bei einem radial homogenen axialen Wärmefluss im Pumpfleck	165
7.3.6	Dünne Platten.....	167
7.3.6.1	Aufgabe: Verbiegung einer dünnen Platte unter Wasserdruck	168

7.3.6.2 Aufgabe: Verbiegung der Scheibe mit Beschichtungsspannungen .	168
Literaturverzeichnis	170

Extended Abstract

Thin disk laser concept was introduced in 1992 by the „Institut fuer Strahlwerkzeuge (IFSW)“ und „Deutsches Zentrum fuer Luft- und Raumfahrt (DLR)“. The design employs a disk with a thickness, which is much smaller than the diameter of the pumped spot in the disk. This allows a very efficient cooling over one of the flat disk faces, making an efficient operation of quasi-three-level materials such as Yb:YAG possible. The heat flow is almost one-dimensional and collinear with the propagation direction of the laser light. The absence of strong radial heat flow eliminates in a first approximation the problem of thermal lensing and diffraction losses in laser operation with good beam quality.

The scalability of the output power with the pumped area is the next important feature of the thin disk laser design. Using the same pump and laser fluences on the laser disk the size of the pumped area can be enlarged without any significant increase of the crystal temperature and therefore with the same efficiency in multimode operation. However the diffraction losses due to a residual thermal lens reduce the efficiency in the operation with good beam quality for higher pump powers.

The heat flow through the cooled face of the laser disk achieves several hundred Watts per square centimetre, making a fluid cooling necessary. However a laser disk with a typical thickness of 0,2 mm and a typical diameter of 10 mm cannot be cooled directly. The mechanical stability of the disk has to be improved by some mechanically rigid mounting.

The mounting of the laser disk should fulfil several conditions:

- + providing a plane or spherical shape of the laser disk during laser operation
- + withstanding the mechanical stress during laser operation
- + being homogeneous at least in the pumped region
- + having a low heat resistance (in case of heat sink)

Especially the first requirement is hard, because the deviation from the spherical shape should be smaller than $\lambda/20$, that means at a laser wavelength of 1 μm the deviation should be smaller than 50 nm.

There are two major possibilities to mount the laser disk - to contact a transparent mechanically stable carrier disk to the uncooled side of the laser disk or to contact the laser disk with its cooled side to a mechanically stable heat sink. The first possibility can be realized e.g. by bonding of a thick undoped YAG disk to the laser disk. Gluing or soldering of the laser disk on the heat sink are examples of the second possibility. These three techniques – bonding, gluing and soldering – were studied by the author experimentally and theoretically.

A bonded laser disk can be directly cooled with a cooling fluid, eliminating the heat resistance of a heat sink. This reduces the temperature of the laser material and enhances the laser efficiency. The undoped cap on the laser disk reduces the amplification of spontaneous emission (ASE). So a higher gain can be achieved in high power operation with a large pump spot and more energy can be stored in the

disk. A disadvantage of this design is the three-dimensional heat flow in the thick carrier disk. This leads for pump spot diameters, D_p smaller than eight times the crystal thickness, d ($D_p < 8d$) to stronger thermal lensing. The change of the refractive power of the spherical part of the thermal lens is large and the diffraction losses due to the aspherical part of the thermal lens are high, making an efficient laser operation with a good beam quality impossible without phase correction.

Laser disks can also be mounted on a heat sink with an adhesive. Adhesives have generally a low heat conductivity of about $0,1 \text{ W/(K}\cdot\text{m)}$ – $0,2 \text{ W/(K}\cdot\text{m)}$. In order to minimize the heat resistance of the mounting the thickness of the adhesive layer have to be limited to approximately $1 \mu\text{m}$. It is technologically difficult to produce a thin adhesive layer and a good spherical shape of the mounted laser disk, simultaneously. Using a transparent adhesive and a transparent heat sink the absorption of the fluorescence at the bottom of the crystal can be avoided and the effect of ASE can be reduced, simultaneously. The total heat generation in the disk can be reduced compared with the soldering case. Using UV-curing adhesives the material of the heat sink can be free chosen, since it is not necessary to heat up the disk for curing. For example it is advantageous to use diamond due to its high mechanical rigidity, high thermal conductivity and transparency.

Soldering is a mounting technique, which is currently employed at the IFSW. But solders commonly used in the electronic industry have a low mechanical strength at the operation temperature and plastic deformation of solder in laser operation can occur. In this case the shape of the laser disk changes during laser operation, making a stable laser operation impossible. Therefore a special solder – the gold-tin eutecticum (Au80Sn20) with a melting temperature of $280 \text{ }^\circ\text{C}$ was chosen. Its tensile strength of 250 MPa is high enough to avoid any mechanical deformation of the mounting in laser operation. To avoid a contacting stress due to the high soldering temperature a cte-matched heat sink made of copper-tungsten is used.

A mounted laser disk should have a homogeneous heat contact and mechanical bond in the pumped area. Any imperfections cause local phase distortions and stress. Local phase distortions reduce the efficiency in the laser operation with good beam quality and local stress can destroy the laser crystal. However, contact delaminations are common for soldering with gold-tin because of very rapid oxidation of the solder surface. A special soldering technique was developed to minimize the number of soldering defects.

In order to test the soldered crystals and qualify them for laser operation with a given pump spot size a special set-up was developed to visualize the contact defects. A spot with a diameter of 2 mm on the laser crystal is pumped with a power of 500 W . The crystal is illuminated with a collimated beam of a green helium-neon laser ($\lambda=543 \text{ nm}$). Interference of the green light reflected from both sides of the crystal can be observed with a CCD camera. Any local temperature rise during laser operation is visualized as a change of the intererometric fringe pattern. Additionally, the laser crystal can be moved in the disk plane, so the whole disk can be tested.

Another key issue of the thin disk laser design is the choice of the laser material. The excitation density is very high in the thin disk laser design. Up to 40 \% of the ytterbium ions are excited in pulse laser operation at low repetition rate. At such high

excitation densities several additional decay mechanisms other than the spontaneous and induced emission exist in Yb:YAG. A measuring set-up allowing a simultaneous measurement of the absorbed power, the small signal gain, surface temperature of the disk with and without laser operation was used in order to investigate these processes. The measured data were analysed using an analytical model. The main assumption of the model is the homogeneous distribution of the absorbed power across the thickness of the laser disk. This assumption was proved using a numerical 2D-modelling and found to be correct for typical operation conditions. Absorption and emission cross sections of Yb:YAG were measured in the temperature range of interest between room temperature and 300 °C. The measured cross sections were used in the evaluation of the measurements.

For all materials a decay rate and a heat generation higher than predicted by the model was measured. Changing of the cooling water temperature from 16 °C to 85 °C showed, that the decay is only slightly dependent on the temperature in this temperature range. The rate of the additional decay – “quenching” – depends mainly on the density of excited ytterbium ions. Two types of additional decay were identified. The rate of the first one is lower than that of the spontaneous fluorescence. It increases nonlinearly with the density of the excited ions. The second one is a threshold process. It starts at some threshold density of the excited ytterbium ions and is so fast, that the density of the excited ions does not increase further by increasing the pump power. Approximately half of the pump photon energy is converted into heat by excited ions decaying through this channel. The threshold density depends on the doping concentration and is lower for higher doping concentrations. This type of quenching limits the achievable density of the excited ions and the gain of the laser disk. Using crystals with thicknesses optimised for efficient cw operation a maximum gain of 22 % with a doping concentration of 9 %, a gain of 7 % with a doping concentration of 12,7 % and only a gain of 1 % with a doping concentration of 15,7 % was achieved.

Concluding, two key issues of thin disk laser design are addressed in this thesis; the choice of the material and the mounting of the laser crystal are discussed in detail. It is shown experimentally, that the doping concentration of Yb should be kept low for an efficient laser operation. In the pulsed laser operation with low repetition rates ($<1/\tau_f$) the doping concentration should be lower than 10 %. In continuous wave operation an efficient operation is possible with a doping concentration of 12,7 % as well. Quenching in Yb:YAG was experimentally observed and empirically described. The quenching rate depends strongly on the density of excited Yb ions and on the doping concentration.

Three mounting techniques: soldering, adhesive bonding and diffusion bonding are compared experimentally and theoretically. Soldering with gold-tin is the most promising mounting technique for the output powers up to several kW. The manufacturing process for laser disks beginning with the polishing and coating of the crystal and finishing by the testing of the soldered crystal was developed and is described in the thesis.

1 Einleitung

Die Festkörperlaser finden zunehmend Einsatz in der Industrie. Dank ihrer Kompaktheit und Zuverlässigkeit gewinnen sie immer größere Anteile des Weltlasermarkts. Auch in der Materialbearbeitung, die einst von CO₂-Laser bedient wurde, gewinnen sie zunehmend an Bedeutung. Hier kommt dem Festkörper die Emissionswellenlänge zugute, die bei den üblichen Festkörperlasern etwa zehnmal unter der eines CO₂-Lasers liegt. Das hat insbesondere zwei Auswirkungen – der Laserstrahl kann durch eine Glasfaser transportiert werden und die durch die Beugungsmaßzahl ausgedrückte Strahlqualität des Lasers darf zehnmal schlechter sein, ohne dass die Fokussierbarkeit des besten CO₂-Lasers unterschritten wird.

Die prinzipiell mögliche bessere Strahlqualität würde dem Anwender erlauben [1], eine günstigere Kombination aus Arbeitsabstand, Fokusgröße und Größe der eingesetzten Optik auszunutzen. Entweder kann der Fokus verkleinert werden, wobei die anderen beiden Parameter konstant bleiben, der Arbeitsabstand unter Beibehaltung der Fokus- und Optikgröße erhöht werden, oder es können kleinere und billigere Optiken zur Fokussierung des Laserstrahls eingesetzt werden. Es ist auch denkbar, dass alle drei Parameter geändert werden, so dass die Bearbeitungsanlage schneller oder effektiver wird.

Die Fokussierbarkeit ist maximal, wenn ein Gaußstrahl eingesetzt wird. Dieser stellt unter allen möglichen Intensitätsverteilungen das Optimum dar, für das das Produkt aus Fokusdurchmesser und Fernfelddivergenz minimal ist. Für die Anwendung bedeutet das, dass auch bei einem kleinen Fokusdurchmesser die Fokussieroptik relativ klein bleibt bzw. ein großer Arbeitsabstand gewählt werden kann. Eine weitere Verbesserung der Fokussierbarkeit könnte durch weitere Verkürzung der Wellenlänge erreicht werden.

Was bedeutet Strahlqualität für den Laserentwickler? Physikalisch gesehen setzt sie eine obere Grenze für die Indizes m, n der Gauß-Moden TEM_{mn}, die im Laserresonator zugelassen sind. Im Grenzfall oszilliert nur ein Mode – der Gauß-Mode TEM₀₀. Man spricht in diesem Fall vom Grundmodebetrieb. In der Praxis wird leider üblicherweise eine Verschlechterung der Lasereffizienz bei einer Verbesserung der Strahlqualität verzeichnet. Abgesehen von dem kleineren Überlapp zwischen Verstärkungsbereich und Resonatormode ist die mit der Verbesserung der Strahlqualität steigende Empfindlichkeit des Lasers auf Phasenstörungen der wichtigste Grund dieser Verschlechterung.

Unter der Annahme, dass alle Resonatorelemente ohne Last eine ideal sphärische Form besitzen, werden die Phasenstörungen im Betrieb durch die Änderung der Form für reflektierende Elemente und zusätzlich durch die Änderung des Brechungsindex für transmittierenden Elemente verursacht. Die Änderungen werden durch Erwärmung hervorgerufen. Da das laseraktive Medium üblicherweise die größte Erwärmung aufweist, entstehen die größten Phasenstörungen im laseraktiven Medium. Die Wärme im laseraktiven Medium entsteht u.a. wegen des Quantendefekts. Das Pumpphoton hat mehr Energie als das Laserphoton. Die Energiedifferenz verbleibt im Lasermaterial in Form von Wärme. Je mehr Laserphotonen produziert werden, desto mehr Wärme entsteht. Die thermischen Probleme werden mit steigender Ausgangsleistung

gravierender. Die Situation wird durch die niedrige Wärmeleitfähigkeit der meisten Lasermaterialien erschwert, die typischerweise 50-fach geringer als die von Kupfer und 100 bis 1000 mal niedriger als die von Diamant ist.

Um die zwei Anforderungen, die seitens der Anwendung gestellt werden – höhere Ausgangsleistung und bessere Strahlqualität oder gar einen beugungsbegrenzten Strahl – gerecht zu werden, wurden und werden unterschiedliche Laserkonzepte verfolgt.

1.1 Stand der Technik

Das Stablaserdesign hat zuerst den Weg in die Industrie gefunden. Wie der Name sagt, hat das Lasermaterial die Form eines Stabs. Der Stab wird entweder durch die zylindrische Oberfläche oder durch die Stirnflächen mit Lampen oder Diodenlasern gepumpt. Die erzeugte Wärme wird durch die zylindrische Oberfläche abgeführt. Der Wärmefluss und der Temperaturgradient sind damit radial. Die radiale Temperaturverteilung erzeugt im Laserstab eine starke thermische Linse, die wegen der nicht vollständig homogenen Pumpstrahlungsverteilung und Kühlung nicht perfekt sphärisch ist. Die asphärischen Anteile verursachen Verluste beim Betrieb mit guter Strahlqualität. Außerdem begrenzen die Brechkraft der thermischen Linse und die mechanischen Spannungen im Stab, die Doppelbrechung und Depolarisationsverluste verursachen, die extrahierbare Laserleistung.

Eine Gruppe aus Japan hat einen quasi-cw Nd:YAG Stablaser mit einer mittleren Leistung von 1 kW und einer Strahlqualität von $M^2 < 9$ [2] demonstriert. Eine andere Gruppe aus Japan hat eine Leistung von 12 kW bei einer elektrisch-optischer Effizienz von 22 % und einer Beugungsmaßzahl von etwa 30 erzielt [3]. Kommerziell werden diodengepumpte Stablaser für die Materialbearbeitung z. B. von den Firmen TRUMPF Laser [4] und ROFIN SINAR [5] angeboten. Laser mit einer Ausgangsleistung von 6 kW bei einer Strahlqualität von $M^2=75$, mit 4,5 kW mit einer Strahlqualität von $M^2=48$ (TRUMPF) bzw. $M^2=36$ (ROFIN SINAR) stehen im Lieferprogramm. Die Leistung wird in eine Faser mit einem Durchmesser von 600 μm (6 kW) bzw. 400 μm (4,5 kW) eingekoppelt und zum Werkstück geführt.

Um einen effizienten Grundmodebetrieb im Stabdesign zu gewährleisten müssen spezielle Maßnahmen wie Kompensation der Depolarisation und der thermischen Linse ergriffen werden (s. z. B. [6] und [7]).

Eine Verbesserung der Wärmeabfuhr kann mit einem Design erreicht werden, in dem das Lasermedium dünn ist, so dass der Weg des Wärmeflusses im Lasermaterial möglichst kurz ist. Zur Zeit werden drei Ansätze verfolgt, die nach der Form des Lasermediums benannt werden: Slab, Faser und Scheibe [8].

Im Slablaserdesign [9, 10, 11, 12] besitzt das Lasermedium die Form eines Quaders (engl. Slab), der in einer Richtung dünn ist (einige mm oder unter 1 mm). Die Kühlung wird so aufgebaut, dass der Wärmefluss parallel zur kürzesten Kante ist. Der Laserstrahl verläuft senkrecht dazu. Aufgrund der Kühlgeometrie weist das Slablaserdesign unterschiedlich starke thermische Linsen und dementsprechend auch typischerweise unterschiedliche Strahlqualitäten für die tangentialen und sagittalen Richtungen auf. Die Kühlung ist viel effizienter als im Stablaserdesign. Die Probleme der Doppelbrechung und der thermischen Linse sind stark reduziert.

Der Resonator kann so aufgebaut werden, dass das Licht im Zig-Zag mehrmals durch den Slab geschickt wird. Auf diese Weise haben SHNITZLER ET. AL. [10] eine Ausgangsleistung von 982 W mit einer elektro-optischen Effizienz von 16 % erreicht. Die Beugungsmaßzahl ist richtungsabhängig und wurde zu $M^2 < 3$ und $M^2 < 7$ gemessen. Auch höhere Leistungen von 5,4 kW [13] und 6,1 kW [14] sind bereits demonstriert. Die Firma EdgeWave GmbH [15] bietet Slablaser bis zu einer Ausgangsleistung von 200 W bei einer Beugungsmaßzahl $M^2 < 2$ an [16].

Alternativ kann ein rechteckiger Strahl entsprechend der Apertur des Slabs ausgekoppelt werden. Die Verwendung eines Auskoppelspiegels mit einem über den Strahlquerschnitt variierenden Reflexionsgrad erlaubt es, einen Strahl mit gleicher Strahlqualität in beide Richtungen zu erzeugen. HOFFMAN ET.AL. [11] haben mit diesem Ansatz eine Ausgangsleistung von 220 W mit $M^2 < 1,5$ in beide Richtungen demonstriert.

Im Faserlaserdesign ist üblicherweise die Strahlqualität durch den Faserkerndurchmesser und numerische Apertur der Faser gegeben. Falls die Faser nur einen Mode zulässt, kann nur ein Mode anschwingen. Die Strahlqualität des Lasers wäre in diesem Fall nahezu beugungsbegrenzt. Die kleinen Endflächen einer Faser und die nichtlinearen Effekte in der Faser begrenzen allerdings die Ausgangsleistung des Faserlasers.

Mittels Verwendung von „double-cladding“ und einer Faser mit einer kleinen numerischen Apertur im Kern wurde allerdings eine Leistung von über 1 kW mit einer Beugungsmaßzahl von 3,4 und einer optisch-optischen Effizienz von 80 % demonstriert [17]. Eine kompliziertere Faserstruktur mit drei Ummantelungen hat eine Leistung von 1,3 kW [18] ermöglicht. Die Verwendung der „photonischen Faser“ – der Faserquerschnitt enthält in einer besonderen Weise angeordnete Poren [19] – könnte eine Vergrößerung des Faserquerschnitts unter Beibehaltung der guten Strahlqualität ermöglichen.

Um die Leistung zu erhöhen, kann die Strahlung mehrerer Faserlaser in eine Faser gekoppelt werden. Die Strahlqualität wird dabei schlechter. Auf diese Weise hat die Firma IPG Photonics eine Laserausgangsleistung von 5,5 kW mit $M^2 = 12$ [20] und 10,4 kW mit $M^2 = 34$ [3] demonstriert. Die Gesamteffizienz des 10,4 kW-Lasers ist mit über 25 % sehr hoch.

Im Scheibenlaserdesign ist der Wärmefluss kollinear mit dem Laserstrahl. Die Scheibe ist dünn. Die Wärme wird durch eine oder beide Stirnflächen abgeführt. Diese Anordnung verkleinert die Phasenstörungen und erlaubt einen effizienten Betrieb mit guter Strahlqualität. Inzwischen sind Scheibenlaser kommerziell erhältlich. Sie werden zur Zeit von den Firmen TRUMPF Laser (4 kW mit $M^2 = 21$, gekoppelt in eine 200 μ -Faser [4]), ROFIN SINAR Laser (3 kW mit $M^2 = 36$, gekoppelt in 300 μ -Faser [5]), JENOPTIK L.O.S. (8 W bei $\lambda = 532$ nm mit $M^2 < 10$ [22]) und ELS (100 W mit $M^2 < 1,1$ [23]) angeboten. Im IFSW beträgt die höchste zur Zeit erreichte Grundmodeleistung 225 W mit $M^2 < 1,2$ [24].

Die bisher genannten Ergebnisse beziehen sich auf den Dauerstrichbetrieb. Der Pulsbetrieb mit guter Strahlqualität und hoher mittleren Leistung bedeutet hohe Wärmeerzeugung, große Phasenstörungen und niedrige Effizienz im Betrieb mit guter

Strahlqualität. Deswegen muss das Problem der Wärmeabfuhr ebenfalls behandelt werden, was durch Verwendung der oben genannten Designs möglich ist.

Im folgenden wird zwischen Piko- und Nanosekundenbetrieb unterschieden, da die Laser unterschiedlich aufgebaut werden. Falls die Pulsdauer im Pikosekundenbereich oder kürzer ist, treten viele zusätzliche Effekte auf. Nichtlineare Effekte verbreitern das Spektrum des Pulses, die Dispersion der eingesetzten Resonatorelemente muss kompensiert werden. Außerdem muss die Bandbreite des verstärkenden Mediums ausreichend groß sein. Diese zusätzlichen Effekte müssen bei der Laserauslegung berücksichtigt werden und begrenzen die mittlere Leistung bzw. die Pulsenergie.

Abgesehen von der „national ignition facility“ [25] und Militärprojekten [26] wird die z.Zt. höchste Pulsleistungsdichte von mehrstufigen Titan-Saphire-Lasern erreicht. Die Pulsenergie liegt bei einigen Joule, die Pulsrepetitionsrate ist unter 100 Hz und die Pulsdauer beträgt deutlich unter 1 ps [27].

Im Faserlaserdesign begrenzen die nichtlinearen Effekte die erreichbare Pulsenergie. In der Gruppe von PROF. TÜNNERMANN [28] wurde ein Faserlaser mit einer Pulsenergie von maximal 4 mJ und einer Pulslänge von 50 ns bei einer Pulsrepetitionsrate von 3 kHz demonstriert. Bei Erhöhung der Pulsrepetitionsrate auf 50 kHz steigt die mittlere Leistung auf 100 W. Die Strahlung ist beugungsbegrenzt. Die Verwendung einer Faser mit einem größeren Kerndurchmesser ermöglicht eine Steigerung der Pulsenergie auf 8 mJ bei einer Verschlechterung der Strahlqualität auf etwa $M^2=10$.

Im Pikosekundenbereich werden z. B. von IMRA America Inc. Faserlaser mit eingebauten Verstärker angeboten. Die Geräte zeichnen sich durch kompakte und robuste Bauform aus. Die höchste mittlere Leistung im Angebot beträgt z.Zt. 400 mW [29] bei einer Pulsdauer von unter 300 fs. Die höchste Pulsenergie beträgt etwa 100 μ J. Die CPA-Technik – Verlängerung der Pulsdauer vor der Verstärkung und anschließende Komprimierung – und Fasern mit großem Kerndurchmesser kommen zum Einsatz [30].

In den Scheiben- und Slabdesigns kann die Größe des Strahls im LAM theoretisch so groß gehalten werden, dass die Zerstörung vermieden wird. Falls die Verstärkung hoch und die Resonatorlänge klein ist, können Pulse mit einer Pulsdauer von einigen Nanosekunden im gütegeschalteten Betrieb erzeugt werden. So werden z. B. von der Firma EdgeWave GmbH [15] gütegeschaltete Laser mit einer Pulsdauer von etwa 5 ns und einer Pulsenergie von maximal 20 mJ bei einer Strahlqualität von $M^2<2$ im Slablaserdesign angeboten. Die höchste angebotene mittlere Leistung beträgt 80 W und die Repetitionsrate 50 kHz.

Die Eignung des Scheibenlaserdesigns für den Pulsbetrieb war aufgrund der geringen Verstärkung der Scheibe von 10 % - 20 % nicht selbstverständlich. Im gütegeschalteten Betrieb sind die Pulse im Scheibenlaserdesign deswegen länger als bei den anderen Konzepten. Die Pulsdauer beträgt 100 ns und mehr [31]. Wegen der kleinen Phasenstörungen sind die Verluste allerdings so niedrig, dass das Verhältnis von Verstärkung zu Verlusten günstig ist und das Erreichen einer Verstärkung von 10^6 und mehr in einem regenerativen Scheibenlaserverstärker möglich ist. Im Nanosekundenbereich ist eine Pulsenergie von 37 mJ bei einer Repetitionsrate von 1 kHz und einer Pulslänge von 10 ns demonstriert worden [31]. Im

Pikosekundenbereich wurde eine mittlere Leistung von 26 W bei 20 kHz und einer Pulslänge von 1,8 ps gezeigt [32]. Die höchste demonstrierte Pulsenergie beträgt 4,5 mJ bei einer Pulsdauer von 5 ps [33]. Im modengekoppelten Betrieb mit sättigbarem Halbleiter-Absorber (SESAM) wurde im Scheibenlaserdesign eine mittlere Leistung von 60 W bei einer Repetitionsrate von 34 MHz mit einer Yb:YAG-Scheibe erreicht [34]. Die Pulslänge beträgt dabei 810 fs.

1.2 Scheibenlaserdesign

Das Scheibenlaserprinzip ist in Abbildung 1.1 illustriert. Der Laserkristall hat die Form einer Scheibe mit einem Radius R_{sch} und einer Dicke d . Eine Seite des Laserkristalls ist für die Pump- und Laserwellenlänge entspiegelt (AR vom engl. anti reflection) und wird weiter AR-Seite genannt. Die andere Seite ist für die beiden Wellenlängen verspiegelt (HR vom engl. high reflection) und wird im weiteren HR-Seite genannt.

Der Laserkristall wird über die HR-Seite gekühlt. Die Pumpstrahlung beaufschlagt den Laserkristall von der anderen Seite und wird im Laserkristall absorbiert. Der gepumpte Teil des Laserkristalls wird im weiteren Pumpfleck genannt. Der Pumpfleck ist meistens radialsymmetrisch und hat einen Radius von R_p . Es ist auch denkbar, dass der Kristall vollflächig gepumpt wird. Das ist z. B. der Fall, wenn die Pumpleistung durch die zylindrische Mantelfläche in den Laserkristall radial eingestrahlt wird [40, 35, 36]. Diese Pumptanordnung kann für einen multi-kW-Betrieb interessant sein. Das Erreichen einer homogenen Verteilung der absorbierten Leistung, was für einen effizienten Betrieb mit guter Strahlqualität notwendig ist, ist in dieser Anordnung allerdings schwieriger zu realisieren.

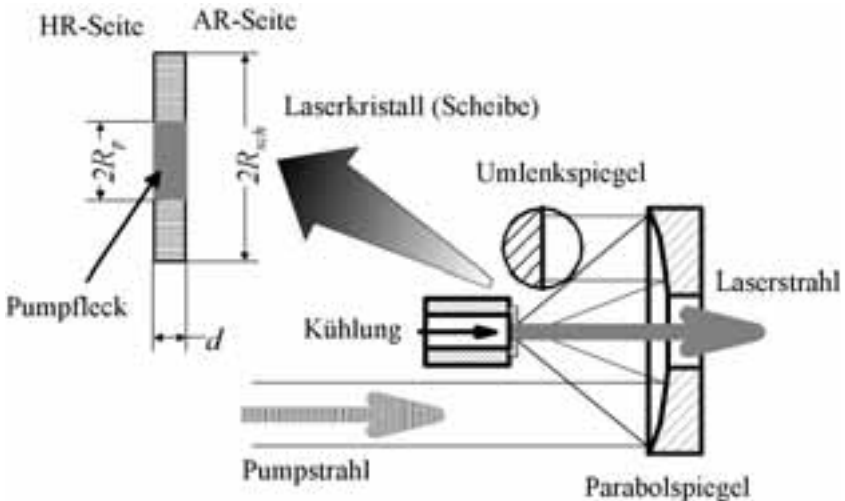


Abbildung 1.1: Scheibenlaserprinzip

Der Laserkristall wird im Resonator als Spiegel verwendet. Der Laserstrahl verläuft senkrecht oder nahezu senkrecht zur Laserkristallebene und wird an der HR-Seite des Laserkristalls reflektiert.

Die Dicke des laseraktiven Mediums muss klein im Vergleich zum Pumpfleckradius sein, um einen überwiegend eindimensionalen Wärmefluss im Laserkristall zu gewährleisten.

$$\frac{d}{R_p} \ll 1 \quad (1.1)$$

Wenn diese Bedingung erfüllt ist, ist der Wärmefluss senkrecht zum Laserstrahl im Gegensatz zum Stablaserdesign gering. Deswegen ist der Temperaturunterschied in der Scheibenebene im Pumpfleck klein, aber aufgrund der restlichen dreidimensionalen Wärmeleitung und radialen Pumpstrahlungsverteilung nicht gleich Null. Das radiale Temperaturprofil führt zu einer Phasenänderung Φ der Laserstrahlung, die von der radialen Koordinate r abhängig ist und thermische Linse genannt wird. Die Funktion $\Phi(r)$ kann in eine Potenzreihe über die geraden Potenzen von r entwickelt werden. Der konstante Term ist für den Laserbetrieb irrelevant. Der nächste parabolische Term beschreibt in der paraxialen Näherung eine sphärische Linse, die durch ihre Brechkraft beschrieben wird. Die restlichen Summanden und die nicht radial symmetrischen Anteile der thermischen Linse sind asphärisch und verursachen Verluste im Laserbetrieb mit guter Strahlqualität.

Die thermische Linse im Scheibenlaserdesign ist klein verglichen mit dem Stablaserdesign. Ihre Brechkraft ist weit unter 1 m^{-1} (im Stablaserdesign typischerweise über 10 m^{-1}). Die asphärischen Anteile der thermischen Linse sind auch klein, was einen effizienten Betrieb mit hoher Ausgangsleistung und guter Strahlqualität ermöglicht.

Mit einem Scheibendurchmesser von 10 mm und einem Pumpfleckdurchmesser von 6 mm und einer Scheibendicke von 205 μm ist im IFSW eine Leistung von 650 W im Dauerstrichbetrieb demonstriert worden [37]. Für die höheren Ausgangsleistungen bzw. eine andere Betriebsart muss der Pumpfleckradius und dementsprechend der Scheibendurchmesser angepasst werden. Eine Laserleistung von 5,3 kW aus einer Laserscheibe wurde bereits von der Firma TRUMPF Laser demonstriert [38].

Aufgrund der kleinen Dicke des Laserkristalls ist die Absorption der Pumpstrahlung bei einer Reflexion auf dem Laserkristall niedrig, typischerweise 10 % - 30 %. Um trotzdem einen hohen Wirkungsgrad zu erzielen, muss eine Pumpoptik eingesetzt werden. Sie ist in Abbildung 1.1 mit Parabol- und Umlenkspiegel schematisch dargestellt. Die Aufgabe der Pumpoptik ist es, den nichtabsorbierten Teil der Pumpstrahlung nach der Reflexion auf dem Laserkristall mehrmals wieder auf den Laserkristall zu richten, bis die Pumpstrahlung möglichst vollständig absorbiert ist. Es können unterschiedliche Konzepte eingesetzt werden, wie es in den Arbeiten von STEFFEN ERHARD [39, 40] beschrieben ist. Es hat sich herausgestellt, dass der Einsatz eines Parabolspiegels zur Abbildung der Pumpstrahlung auf den Laserkristall besonders vorteilhaft ist, da in diesem Fall mehrere (16, 24, 32 und mehr) Pumpstrahlungsdurchgänge in einer einfachen Weise mit einem Parabolspiegel und vier Umlenkspiegeln realisiert werden können.

Der Einsatz einer Pumpoptik sieht auf den ersten Blick wie ein Nachteil des Scheibenlaserdesigns aus, ermöglicht aber die Entkopplung der Absorption der Pumpstrahlung und der Verstärkung der Laserstrahlung, was für einen effizienten Betrieb eines Drei-Niveau-Lasermaterials wichtig ist.

Die Besonderheiten des Scheibenlaserdesigns, die aus Gl. (1.1) folgen, werden im folgenden kurz aufgeführt und unter den Aspekten, die für diese Arbeit interessant sind, diskutiert. Für eine ausführliche Beschreibung des Scheibenlaserdesigns können die am IFSW abgeschlossenen Dissertationen von KARSTEN CONTAG [41] und ANDREAS VOSS [42], wissenschaftliche Veröffentlichungen [43, 40, 37] und der Beitrag im Sammelwerk von R. DIEHL [44] empfohlen werden.

1.2.1 Besonderheiten des Scheibenlaserdesigns

Die Ausgangsleistung bzw. Pulsenergie ist im Scheibenlaserdesign prinzipiell über die Fläche des gepumpten Bereichs skalierbar. Weder die Scheibentemperatur noch die mechanischen Spannungen steigen wesentlich bei einer Vergrößerung des Pumpflecks unter Beibehaltung einer konstanten Pumpleistungsdichte. Der Skalierung stehen nur einige technologische Probleme im Weg – die Handhabung einer größer werdenden Scheibe ist schwieriger und ein Resonator mit einem großen Strahlradius auf der Scheibe ist empfindlicher gegen Verkipfung der Resonatorspiegel und Änderung der Brechkraft der Scheibe [45].

Im Scheibenlaserdesign werden hohe Leistungen aus einem kleinen Volumen (einige mm^3) extrahiert. Deswegen sind die Anregungsdichte und die Wärmeerzeugung groß, was hohe Temperaturen (100 °C und mehr) und eine hohe Dichte der angeregten Ionen im Betrieb bewirkt. Die Eigenschaften der Lasermaterialien in diesem Temperaturbereich sind meistens nicht bekannt und werden im allgemeinen ungünstiger für den Laserbetrieb. Die hohe Anregungsdichte zusammen mit einer hohen Dotierung, die für das Scheibenlaserdesign theoretisch vorteilhaft wäre, begünstigen die Energiemigration zu Verunreinigungen und anderen Störstellen oder die Anregung von Bändern des Wirtsmaterials mit Energien einiger angeregten Ionen. Diese Prozesse erzeugen zusätzliche Wärme im Material und bauen die Anregung ab. Sie begrenzen z.Zt. die Dotierung von Yb:YAG auf 10 at. % im Puls- und auf etwa 12 at. % im Dauerstrichbetrieb. Bei höheren Dotierungen wird der Laserbetrieb ineffizienter.

Die Kleinsignalverstärkung der Scheibe bei einer Reflexion ist gering, typischerweise 10 % bis 30 %. Um dennoch einen effizienten Verstärkerbetrieb zu erreichen muss entweder ein regenerativer Verstärker eingesetzt werden oder viele Reflexionen auf der Scheibe müssen geometrisch realisiert werden [46, 48].

Die Depolarisation in einer Laserscheibe ist niedrig, typischerweise unter 0,1 %, was einen effizienten TEM₀₀-Betrieb und den Betrieb mit einer festgelegten Polarisation, wie es z. B. für einen regenerativen Verstärker erforderlich ist, ermöglicht.

Eine effektive Kühlung wird benötigt, um die entstehende Wärmeleistungsdichte von einigen 100 W/cm^2 ohne große Temperaturerhöhung des laseraktiven Mediums abzuführen. Im IFSW wurden Untersuchungen unterschiedlicher Kühlkonzepte durchgeführt [47]. Mit dem Konzept, in dem das Wasser die Scheibe oder den Träger der Scheibe direkt anspricht, wurden die besten Ergebnisse erzielt. Das zweitbeste

Die letzte Besonderheit des Scheibenlaserdesigns, die hier angesprochen werden soll, ist der Wellenleitereffekt einer dünnen Scheibe. Eine dünne Scheibe kann die Fluoreszenz aus dem Pumpfleck zum Rand hin durch Totalreflexion an den Stirnflächen führen. Nach der Reflexion an der Seitenfläche wird der Weg der Fluoreszenz umgekehrt. Die auf diese Weise in der Scheibe umlaufende Fluoreszenz baut die Inversion im Pumpfleck zusätzlich ab und stellt einen parasitären Prozess dar, der ASE (von engl. Amplified Spontaneous Emission) genannt wird und z. B. aus dem „Aktivspiegel“-Design („active mirror“ [51]) bekannt ist. Die ASE begrenzt die Pumpfleckgröße und damit die theoretisch erreichbare Ausgangsleistung. Die Grenze ist allerdings in Experimenten noch nicht erreicht und liegt je nach Design unterschiedlich hoch.

1.3 Zielstellung und Aufbau der Arbeit

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines technologischen Ablaufs für die Herstellung von kontaktierten Laserkristallen für den Scheibenlaser. Der Autor hat die Herstellung der Laserkristalle von der Kristallzucht bis hin zum Kontaktieren und Testen betreut und teilweise entwickelt. Die Erfahrungen bilden das Grundgerüst dieser Arbeit.

Theoretisch bringt eine höhere Dotierung Vorteile für den Laserbetrieb im Scheibenlaserdesign. Der Kristall kann dünner werden, die mittlere Kristalltemperatur sinkt. Eine niedrigere Kristalltemperatur senkt die Laserschwelle im Dauerstrichbetrieb bzw. erhöht die Verstärkung der Scheibe im Pulsbetrieb. Beim Versuch die Dotierung von Yb:YAG von 9 at. % auf 12 at. % und mehr zu erhöhen, hat sich aber herausgestellt, dass diese kleine Änderung der Dotierung zu einer dramatischen Verschlechterung der Lasereigenschaften führt. Die Gründe dafür wurden untersucht und die Anwesenheit von nichtlinearen Prozessen, die die Anregung abbauen und zum großen Teil in Wärme umwandeln, wurde gezeigt. Diese nichtlinearen Prozesse sind vermutlich unabhängig von der Reinheit des Materials und den Zuchtbedingungen in Yb:YAG immer präsent. Sie begrenzen die Dotierung, bei der Yb:YAG im Scheibenlaserdesign effizient eingesetzt werden kann.

Die Untersuchungen der nichtlinearen Prozesse und die Kontaktierung der Kristalle sind die zwei Hauptthemen dieser Arbeit. Die nichtlinearen Prozesse bestimmen die Wahl des Lasermaterials, das erst durch Kontaktierung als Laserkristall verwendet werden kann.

Entsprechend ist diese Arbeit gegliedert. Im Kapitel 2 *Grundlagen* werden Messungen und theoretische Überlegungen vorgestellt, die weiter in der Arbeit verwendet werden und von allgemeinem Interesse sind. Zuerst werden die relevanten gemessenen Materialparameter von Yb:YAG und YAG bei den im Scheibenlaserdesign üblichen bzw. möglichen Temperaturen beschrieben. Diese Daten werden bei der Auswertung der Messungen und bei der Modellierung verwendet.

Anschließend wird ein Modell eingeführt, das in einer einfachen Weise die Temperaturerhöhung im Betrieb berücksichtigt. Die aufgeführten Formeln können von einem Laserentwickler verwendet werden, um ohne FEM-Rechnungen die experimentellen Ergebnisse nachzurechnen, auszuwerten oder einen Laser auszulegen. Als Beispiel werden die Formeln zur Veranschaulichen des Einflusses der Temperatur

im Dauerstrichbetrieb verwendet, um die Anforderungen an den Wärmewiderstand der Kontaktierung zu erklären.

Das beiden letzten Unterkapitel behandeln die zwei Teilprobleme, die im Scheibenlaserdesign in einer besonderen Weise berücksichtigt werden müssen – ASE und thermische Linse.

Das Kapitel 3 *Quenching in Yb:YAG* stellt den verwendeten Messaufbau vor. Die nichtlinearen Prozesse werden quantitativ beschrieben, ihre Ursache und Gegenmaßnahmen werden diskutiert.

Das Kapitel 4 *Kontaktierungsdesign und Kühlung* widmet sich dem Thema Kontaktierung. Unterschiedliche Möglichkeiten der Kontaktierung werden diskutiert. Die entwickelten Verfahren und Aufbauten werden beschrieben, sowie die Erfahrungen mit der jeweiligen Kontaktierungsmethode bzw. mit den auf diese Weise kontaktierten Kristallen. Zum Schluss werden die drei aussichtsreichsten Kontaktierungsmethoden mit Hilfe von FEM-Rechnungen verglichen.

Ein Bestandteil des Fertigungsprozesses ist die Qualitätskontrolle, die in Kapitel 5 *Charakterisierung der Kristalle für Scheibenlaser* vorgestellt wird. Sie hilft, fehlerhafte Kristalle bereits auf frühen Stufen im Fertigungsprozess auszusortieren und so die Kosten zu senken. Dem Anwender erspart sie Zeit und Nerven bei den Versuchen mit einem schlechten Laserkristall. Der entwickelte technologische Ablauf wird zuerst skizziert. Die einzelnen Kontrollen sowie die verwendeten Qualitätskriterien werden ausführlich beschrieben. Die entwickelten Aufbauten werden dargestellt.

Eine *Zusammenfassung* gibt die wichtigsten Ergebnisse der Arbeit wieder. Im *Anhang* sind die mathematischen Ausführungen platziert. Außerdem beinhaltet er einige Formeln der Elastizitätstheorie, die für die Abschätzungen für die im Scheibenlaserdesign üblichen Größenverhältnisse nützlich sind.

2 Grundlagen

2.1 Messung relevanter Materialparameter von Yb:YAG

Das Ytterbium-Ion (Yb) ist sehr interessant für den Einsatz in Hochleistungs-Festkörperlasern. Der Quantendefekt ist verglichen mit Neodymium (Nd) niedrig. Es gibt ein Absorptionsband im Wellenlängenbereich zwischen 900 nm und 1000 nm, in dem Diodenlaser als Pumpquelle erhältlich sind. Die Energiestruktur ist sehr einfach und besteht aus nur sieben Niveaus. Es lässt keine störende „up-conversion“ und „cross-relaxation“ Prozesse zu, wie sie z. B. in den Nd-basierten Lasern bekannt sind.

Die Eigenschaften des Wirtsmaterials, wie Wärmeleitfähigkeit, mechanische Festigkeit und Bearbeitbarkeit bestimmen die Eignung eines Materials als Wirtsmaterial für Hochleistungslaser. Die Verzerrung der Wellenfront der Laserstrahlung beim Durchgang durch das aktive Laserelement, die thermische Linse, spielt für die Festkörperlaser eine besondere Rolle. Die Effizienz eines Lasers im Betrieb mit guter Strahlqualität wird durch die Form dieser Linse maßgeblich bestimmt. In den Stablasern legt die thermische Linse die Grenze der aus einem Stab extrahierbaren Leistung fest. Die Stärke der Phasenänderung im laseraktiven Element wird dabei durch Temperaturverteilung und thermooptischen und thermomechanischen Eigenschaften des Wirtsmaterials bestimmt.

Alle Experimente in dieser Arbeit sind mit Yb-dotiertem Yttrium-Aluminium-Granat (Yb:YAG) durchgeführt worden. Daher werden die Eigenschaften von Yb:YAG in dem für das Scheibenlaserdesign relevanten Temperaturbereich im weiteren näher beschrieben.

2.1.1 Yb:YAG – spektrale Eigenschaften

Das Yb^{3+} -Ion ersetzt ein Y^{3+} im Gitter vom Yttrium-Aluminium-Granat (YAG). Bedingt durch die lokale Symmetrie der Gitterplätze werden die zwei Energieniveaus eines freien Yb^{3+} -Ions in sieben Energieniveaus gespalten. Vier Energieniveaus entstehen im unteren ${}^2\text{F}_{5/2}$ Multiplett und drei im oberen ${}^2\text{F}_{7/2}$ Multiplett. Die Zuordnung der Energieniveaus zu den Peaks in gemessenen Absorptions- und Emissionsspektren ist durch die starke Elektronen-Phononen-Kopplung erschwert, die für mehrere Nebenpeaks im Spektrum sorgt, die auch bei niedrigen Temperaturen nicht verschwinden. Diese Situation hat dazu geführt, dass die Energien der einzelnen Niveaus, besonders im oberen Multiplett, unterschiedlich bestimmt wurden [52, 53, 54]. Der Autor gibt die Energien (s. Abbildung 2.1) nach LUPEI ET.AL. [55] an. In dieser Arbeit werden die resonante bzw. „quasiresonante“ Elektron-Phononen-Kopplung in Betracht gezogen und die Lage der Niveaus unter Einbeziehung von der mit Raman- bzw. IR-Spektroskopie gemessenen Phononendichte errechnet. Diese Definition der Energieniveaus unterscheidet sich nur unwesentlich von der in [56], in der diese indirekt mit Hilfe von der FÜRCHTENBERG-LADENBURG Beziehung überprüft wurde.

Die Aufspaltung der Energieniveaus innerhalb eines Multipletts ist vergleichbar mit der Phononenenergie, die in YAG 1000 cm^{-1} erreicht. Daher ist die Relaxationszeit im

Pikosekundenbereich und es kann angenommen werden, dass die Besetzung der Niveaus innerhalb eines Multipletts der Boltzmann-Verteilung folgt.

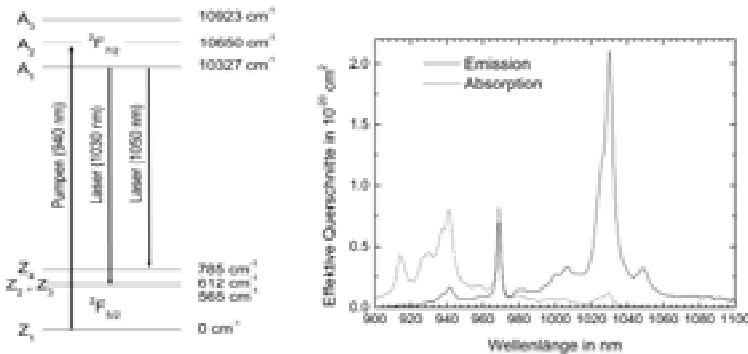


Abbildung 2.1: Energieschema der Yb-Ionen in YAG (links) und effektive Wirkungsquerschnitte von Yb:YAG bei Raumtemperatur.

Die Absorptions- und Emissionswirkungsquerschnitte von Yb:YAG sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Bei einer sehr niedrigen Temperatur ist nur das untere Niveau des unteren Multipletts Z_1 besetzt und das Absorptionsspektrum sollte aus drei Peaks bestehen, die den Übergängen $Z_1 \rightarrow A_1$ („zero-phonon-line“), $Z_1 \rightarrow A_2$ und $Z_1 \rightarrow A_3$ entsprechen. Bei Raumtemperatur sind die Peaks stark verbreitert. Die Maxima liegen bei 969 nm, 941 nm und 912 nm. Aus diesen drei Peaks eignet sich wegen seiner Stärke und Breite besonders der Peak bei 941 nm für das Pumpen mit Diodenlasern. Die „zero-phonon-line“ ist sehr attraktiv wegen des geringen Unterschieds zwischen Pump- und Laserwellenlänge. Die Breite des Peaks ist mit 2,6 nm (FWHM) allerdings zu klein, um dauerhaft effizientes Pumpen mit Hochleistungslaserdioden zu realisieren. Der kleine Peak bei 1030 nm in Abbildung 2.1 entspricht dem Übergang $Z_{2,3} \rightarrow A_1$ und zeigt, dass bereits bei Raumtemperatur eine Absorption der Strahlung bei der Laserwellenlänge stattfindet. Der Grund dafür ist der kleine Abstand zwischen dem Grundniveau und dem unteren Laserniveau Z_2 bzw. Z_3 . Bei Raumtemperatur sind die Niveaus nennenswert thermisch besetzt. Die Absorption bei der Laserwellenlänge im laseraktiven Material erhöht daher die Laserschwelle im Vergleich zu einem Vier-Niveau-Laser um einen Beitrag, der benötigt wird, um das Lasermaterial transparent bei der Laserwellenlänge zu machen.

Der Emissionswirkungsquerschnitt kann anhand des Absorptionswirkungsquerschnitts berechnet werden [57] und es gilt:

$$\sigma_{em}(\lambda, T) = \frac{Z_U(T)}{Z_O(T)} \exp\left(-\frac{hc}{\lambda kT}\right) \sigma_{abs}(\lambda, T) \quad (2.2)$$

Dabei ist $Z_U(T)$ die Zustandssumme des unteren Multipletts und $Z_O(T)$ die des oberen Multipletts. Sie können für ein Material mit bekannter Lage der Energieniveaus E_i mit

Hilfe von (2.3) berechnet werden, wobei g_i die Entartung der einzelnen Niveaus bezeichnet. Für Yb:YAG sind alle Niveaus einfach entartet, also $g_i = 1$.

$$Z_U = \sum_{i=1}^4 g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right), \quad Z_O = \sum_{i=1}^3 g_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right) \quad (2.3)$$

Diese Beziehung ist eine Erweiterung der Tatsache, dass der Einsteinkoeffizient B für stimulierte Emission und Absorption gleich ist. Sie wurde von D. E. MCCUMBER [57] für Systeme mit einem durch Phononen verbreiteten Spektrum bewiesen. Gleichung (2.2) ist hilfreich, um das Emissionsspektrum anhand eines gemessenen Absorptionsspektrums zu bestimmen, da das Absorptionsspektrum oft einfacher zu messen ist. Auch wenn die genaue Lage der Energieniveaus nicht bekannt ist, kann $\sigma_{em}(\lambda)$ bis auf einen Faktor bestimmt werden.

Die Genauigkeit dieser Methode nimmt für längere Wellenlängen stark ab, da die unteren Niveaus dieser Übergänge bei den im Laserbetrieb üblichen Temperaturen nur schwach bevölkert sind. Deswegen ist die Absorption sehr schwach und der Messfehler groß.

Ein anderer Weg, den Emissionswirkungsquerschnitt zu messen, ist eine Messung des Fluoreszenzspektrums. Aus dem Fluoreszenzspektrum kann der Emissionswirkungsquerschnitt mit Hilfe der FÜRCHTBAUER-LADENBURG-Beziehung berechnet werden.

$$\sigma_{em}(\lambda, T) = \frac{\lambda^4}{8\pi m^2(\lambda, T) c \tau_f} \hat{I}(\lambda, T) \quad (2.4)$$

$\hat{I}(\lambda, T)$ ist das mit (2.5) normierte Fluoreszenzspektrum $I(\lambda, T)$, das in experimentell relevanten Einheiten W/m (W pro Wellenlängeneinheit) gemessen ist. Die Funktion $\hat{I}(\lambda, T)$ stellt die normierte Anzahl der pro Wellenlängenintervall ausgestrahlten Fluoreszenzphotonen dar.

$$\hat{I}(\lambda, T) = \frac{\lambda I(\lambda, T)}{\int \lambda I(\lambda, T) d\lambda} \quad (2.5)$$

Die Messung des Fluoreszenzspektrums kann durch Reabsorption und anschließende Reemission von Fluoreszenzphotonen bei einer anderen Wellenlänge verfälscht werden. Durch den Einsatz von dünnen Kristallen und Blenden kann dem entgegengewirkt werden. Die Kenntnis der Fluoreszenzlebensdauer ist für die Berechnung notwendig. In [64] wird sie zu $\tau_f = 948,9 \mu\text{s}$ bestimmt. Die Reabsorption der Fluoreszenz wird rechnerisch berücksichtigt. Das Ergebnis stimmt mit dem von FAN gemessenen Wert von $951 \mu\text{s}$ [65] gut überein.

In der letzten Zeit wurden neue Daten für Yb:YAG publiziert. Eine direkte Messung der Fluoreszenzdauer von niedrig dotierten Yb:YAG (0,1 %) mit der „pin-hole“-Methode liefert eine Lebensdauer von $\tau_f = 1040 \mu\text{s}$ [73]. Die gleiche Lebensdauer wird bei ausreichender Reinheit der Ausgangsmaterialien und Behandlung des Kristalls nach der Zucht bis zu einer Dotierung von 15 % gemessen. Der früher gemessene niedrigere Wert der Fluoreszenzlebensdauer kann vermutlich mit der schlechteren

Reinheit der Ausgangsmaterialien erklärt werden. Der Wert von $1040 \mu\text{s}$ wird auch durch die Messungen in Kapitel 3 bestätigt.

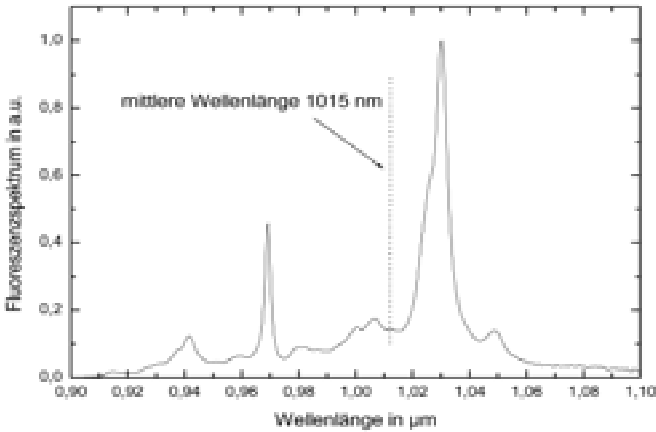


Abbildung 2.2: Fluoreszenzspektrum von Yb:YAG bei 100°C , berechnet aus dem Absorptionsspektrum.

In Abbildung 2.2 ist das gerechnete Fluoreszenzspektrum von Yb:YAG bei 100°C dargestellt. Dieses Spektrum wurde mit Hilfe der FÜRCHTBAUER-LADENBURG-Beziehung (2.4) aus dem Emissionswirkungsquerschnitt gerechnet, der wiederum mit Hilfe der MCCUMBER-Beziehung (2.2) aus dem gemessenen Absorptionswirkungsquerschnitt gewonnen ist. Das Maximum der Fluoreszenz ist bei 1030 nm (Übergang $A_1 \rightarrow Z_{2,3}$).

Die mittlere Energie der Fluoreszenzphotonen entspricht der eines Photons bei einer Wellenlänge von $\lambda_f = 1015 \text{ nm}$. Der Quantendefekt von Yb:YAG, der dem mittleren Unterschied zwischen der Energie eines absorbierten Photons und eines abgestrahlten Photons entspricht, beträgt für Yb:YAG beim Pumpen bei 941 nm $7,4 \%$.

Ein freilaufender Yb:YAG Laser emittiert bei 1030 nm , der Quantendefekt im Laserbetrieb ist daher größer und beträgt $8,6 \%$. Manchmal wird auch die Stockes-Effizienz η_{St} benutzt. Sie beträgt für den Laserbetrieb bei 1030 nm $\eta_{St} = 91,4 \%$.

Das Scheibenlaserdesign zeichnet sich durch hohe Temperaturunterschiede senkrecht zur Scheibenoberfläche aus. Die Temperatur an der nicht gekühlten Oberfläche des Kristalls kann 200°C und mehr erreichen. Die Kenntnis der spektralen Eigenschaften bei höheren Temperaturen ist daher sehr wichtig, um den Laserbetrieb modellieren zu können. Der effektive Absorptionswirkungsquerschnitt wurde in der Dissertation von ANDREAS VOSS [42] bei unterschiedlichen Temperaturen von -60°C bis 80°C vermessen. Die Messungen wurden mit einem Fourier-Transform-Interferometer (FTIR) der Firma Bruker durchgeführt. An die gemessenen Daten wurde von VOSS [42] eine Funktion $f(T) = C_1 + C_2 \exp(-T/T_0)$ und von CONTAG [41] eine Funktion $f(T) = (C_1 + C_2 T + C_3 T^2) \exp(-C_4 \cdot T)$ angepasst. In dieser Arbeit wurde $\sigma_{abs}(\lambda)$ bis

300 °C vermessen. Die gemessenen Daten wurden auf einen aus der Literatur bekannten Wert (s. [58]) $\sigma_{abs}(\lambda=941 \text{ nm}, T=300 \text{ K})=0,77 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ normiert. Die normierten Messwerte sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Sie stimmen mit den ebenfalls dargestellten Literaturwerten gut überein.

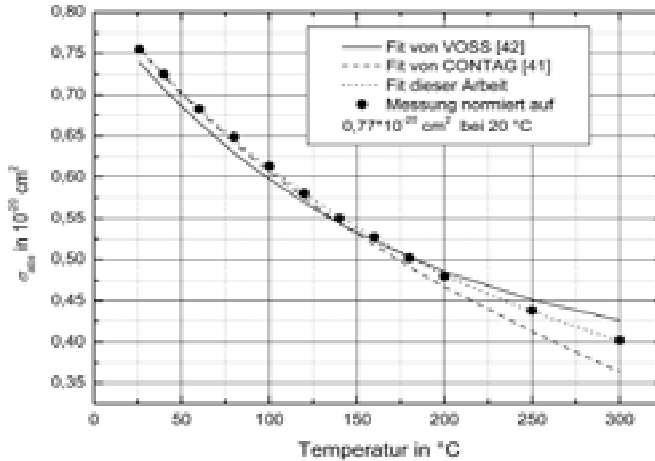


Abbildung 2.3: Abhängigkeit des effektiven Absorptionswirkungsquerschnitts von Yb:YAG bei 941 nm von der Temperatur

Die beiden Literaturkurven basieren zwar auf nur bis 80 °C gemessenen Werten stimmen aber recht gut mit den experimentellen Daten bei höheren Temperaturen überein. In dieser Arbeit wird ein exponentieller Fit verwendet:

$$\sigma_{abs}(\lambda = 941 \text{ nm}, T \text{ in K}) = \left[0,27 + 2 \cdot \exp\left(-\frac{T}{210,5}\right) \right] \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.6)$$

Die anderen relevanten Fits für Pump- und Laserwellenlängen im Temperaturbereich von Raumtemperatur bis 300°C sind unten aufgeführt. Es wurde jeweils die Absorption vermessen, der Emissionswirkungsquerschnitt wurde mit Hilfe der MCCUMBER-Beziehungen errechnet.

$$\sigma_{em}(\lambda = 941 \text{ nm}, T \text{ in K}) = \left[0,19 - 1,07 \cdot \exp\left(-\frac{T}{77,64}\right) \right] \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.7)$$

$$\sigma_{em}(\lambda = 1030 \text{ nm}, T \text{ in K}) = \left[0,54 + 9,83 \cdot \exp\left(-\frac{T}{163,8}\right) \right] \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.8)$$

$$\sigma_{abs}(\lambda = 1030 \text{ nm}, T \text{ in K}) = \left[0,191 - 2,37 \cdot \exp\left(-\frac{T}{84,77}\right) \right] \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2 \quad (2.9)$$

3 Quenching in Yb:YAG

Von Nd:YAG ist bekannt, dass es neben induzierter und spontaner Fluoreszenz Prozesse gibt, die die angeregten Ionen wieder in den Grundzustand zerfallen lassen. Solche Prozesse sind zum Beispiel „up-conversion“ und „cross-relaxation“. Sie begrenzen im Fall von Nd:YAG die Dotierung auf 1,3 % bzw. 2 %, weil für höhere Dotierungen die Fluoreszenzlebensdauer des angeregten Zustands sinkt [70]. Das verringert die Effizienz des Lasers und vergrößert die Wärmeerzeugung im Lasermaterial, da der Anteil der Energie, der in Wärme umgewandelt wird, bei solchen Prozessen üblicherweise höher als der Quantendefekt ist. Das wiederum begrenzt die Ausgangsleistung, da sowohl die thermische Linse des Lasermaterials als auch die mechanischen Spannungen im Lasermaterial höher sind.

Alle solchen Prozesse verlaufen unter Einbeziehung von den über dem Laserniveau liegenden Energieniveaus. Da diese in der Energiestruktur des Yb-Ions in YAG (s. Abbildung 2.1) nicht vorhanden sind, wurde davon ausgegangen, dass in Yb:YAG solche Prozesse nicht möglich sind. Das hat sich im Dauerstrichbetrieb des Yb:YAG-Scheibenlasers näherungsweise bestätigt. Die experimentellen Messergebnisse konnten in einem breiten Spektrum von Leistungen, Kristalldicken und Auskoppelgraden in einem numerischen Modell nachgerechnet werden, wobei von einer Quanteneffizienz von eins und einer konstanten Fluoreszenzlebensdauer ausgegangen wurde [41, 67, 37].

Allerdings existieren im gepulsten Betrieb bei niedrigen Repetitionsraten ($\leq 1/\tau_f$) gravierende Unterschiede zwischen Rechnungen und Experiment. Die experimentell erreichte Verstärkung liegt weit unter dem berechneten Wert. Dieser Unterschied wurde in dieser Arbeit genauer untersucht und durch Quenching erklärt. Die Quenchingrate ist von der Dichte der angeregten Ionen abhängig und ist bei der niedrigen Anregung, die für Dauerstrichbetrieb üblich ist, für Dotierungen unter 10 % vernachlässigbar. Nachfolgend wird eine Literaturübersicht zum Thema Quenching in Yb:YAG gegeben.

In der Literatur werden unterschiedliche Werte für die Quanteneffizienz η_q bzw. den Wärmeerzeugungsgrad ohne Laserbetrieb χ (Anteil der absorbierten Leistung, der in Wärme umgewandelt wird) für Yb:YAG angegeben. Wird eine Quanteneffizienz von eins angenommen ist der intrinsische Wärmeerzeugungsgrad gleich dem Quantendefekt χ_q . Ist die Quanteneffizienz kleiner, zerfällt der angeregte Zustand zum Teil nicht strahlend. Es wird zusätzliche Wärme produziert. Falls keine Reabsorption der abgestrahlten Fluoreszenz stattfindet, sind der Wärmeerzeugungsgrad und die Quanteneffizienz mit

$$\chi - \chi_q = 1 - \eta_q \quad (3.60)$$

verbunden. Findet Reabsorption statt, ist die gemessene Wärmeerzeugung höher, da nach der Abstrahlung der reabsorbierten Leistung zusätzliche Wärme erzeugt wird. In [71] wird z. B. für einen gemessenen Wärmeerzeugungsgrad von 25 % eine Quanteneffizienz von 94 % errechnet.

Für das Scheibenlaserdesign ist der Einfluss der Reabsorption gering. In [41] ist der Anteil der im Lasermode reabsorbierten Fluoreszenzleistung bei einer Pumpleistung

von 2 kW zu 6 % der absorbierten Leistung berechnet. Wird eine Quanteneffizienz von 97 % angenommen, steigt die Wärmeerzeugung durch die nicht perfekte Quanteneffizienz von 3 % ohne Reabsorption auf 3,2 % mit Berücksichtigung der Reabsorption. Für den in den Messungen verwendeten kleinen Pumpfleckdurchmesser von 2 mm ist der Effekt noch geringer.

In Yb:YAG wurden Quanteneffizienzen von $\eta_q=97\%$ [71] für Dotierungen unter 15 at. %, $\eta_q=93\%$ [79] für eine Dotierung von 1 at. % und $\eta_q=70\%$ [78] bei einer Dotierung von 8 at. % gemessen. Der Unterschied wird meistens mit unterschiedlicher Reinheit der Ausgangsmaterialien und Unterschieden im Ziehprozess erklärt. In der Arbeit von PATEL ET AL. [71] wurde die Quanteneffizienz für unterschiedliche Dotierungen bestimmt. Für die niedrig dotierten Proben sind Werte von $\eta_q=97\%$ gemessen worden. Ab einer Dotierung von 18 at. % fällt die Quanteneffizienz auf 94 %. Für das YbAG konnte nach einer Optimierung des Ziehprozesses und der Behandlung nach dem Ziehen ebenfalls eine Quanteneffizienz von 94 % und eine Fluoreszenzlebensdauer von 664 μs erreicht werden. Ähnliche Ergebnisse wurden von PETERMANN ET AL berichtet [73]. Die Fluoreszenzlebensdauer bei niedriger Dotierung ist in dieser Arbeit zu 1040 μs gemessen und bleibt bis zu einer Dotierung von 15 at. % konstant. Für höhere Dotierungen fällt die Fluoreszenzdauer und erreicht für YbAG 860 μs bzw. nach der Optimierung der Zucht 980 μs [72].

Eine Ursache der nicht perfekten Quanteneffizienz ist die Anwesenheit von Verunreinigungen durch Lanthanide (Tm, Pr, Ho) und Übergangsmetalle (Fe, Cr) im Kristall. Werden sie durch Energiemigration angeregt, zerfällt die Anregung größtenteils nichtstrahlend. Die Anregungsenergie wird in Wärme umgewandelt. Möglicherweise sind polyvalente Verunreinigungen wie Si für den Laserbetrieb ebenfalls schädlich, das sie durch Ladungskompensation die Bildung von Yb^{2+} unterstützen. Die Verunreinigungen können aus den Ausgangsmaterialien, aus dem Tiegel und aus dem Isolierungsmaterial (Zirkoniumoxid) beim Ziehen in den Kristall eingebaut werden. Möglicherweise ändert sich der Gehalt der eingebauten Verunreinigungen während der Zucht, so dass in einem Einkristall sich die Lasereigenschaften entlang der Ziehrichtung ändern können.

Zusammengefasst wird für Yb:YAG bei kleinen Dotierungen eine fast perfekte Quanteneffizienz $\eta_q \sim 1$ gemessen. Für höhere Dotierungen von 10 % und mehr hängen die Ergebnisse von mehreren Faktoren, wie die Reinheit der Ausgangsmaterialien, Herstellungsverfahren und Behandlung nach der Zucht („annealing“), ab, so dass kein eindeutiger Wert der Literatur entnommen werden kann.

In [74] wurde die Abhängigkeit der Zerfallsrate von der Anregungsdichte untersucht und gezeigt, dass die Abhängigkeit nicht linear ist, was mit den Ergebnissen dieser Arbeit übereinstimmt. Dieses Verhalten wurde durch die Anregung von Yb^{2+} -Ionen mit Energien zweier angeregter Yb^{3+} -Ionen erklärt. Yb^{2+} entsteht bei Sauerstoffmangel im Kristall. Der Kristall besitzt in dem Fall aufgrund der Absorptionsbänder von Yb^{2+} eine blaue Farbe. Die Dichte der Yb^{2+} -Farbzentren kann durch die Messung der Absorption im Sichtbaren abgeschätzt werden. Beim Tempern in Luft bei einer Temperatur von etwa 1000 °C (Dauer: ein Tag) wird die Verfärbung eliminiert und die Fluoreszenzlebensdauer erhöht. Alle in dieser Arbeit verwendeten

Kristalle wurden auf diese Weise behandelt, so dass die Absorption von Yb^{2+} nicht messbar ist.

BASIEV [75], PATEL [71] UND PETERMANN [74] haben Quenching in Yb:YAG durch Migration der Anregungsenergie von einem Yb-Ion zum anderen und weiter zu einer Verunreinigung, die die Anregung strahlungslos oder teilweise strahlend abbaut, erklärt. Diese Art der Quenching erklärt aber die beobachtete Abhängigkeit der Quenchingsrate von der Dichte der angeregten Ionen nur, wenn zur Anregung der Verunreinigung die Energie mehrerer Yb-Ionen gebraucht wird.

Für diese Arbeit wurden Kristalle, die aus den reinsten verfügbaren Materialien (Yb_2O_3 , Y_2O_3 und Al_2O_3) in Iridium-Tiegeln von der Firma FEE gewachsen wurden, verwendet. Die Zusammensetzung wurde vermessen. Yb_2O_3 enthält weniger als 1 ppm (nach Gewicht) anderer Lanthanid-Oxide La_2O_3 - Lu_2O_3 . Y_2O_3 ist, abgesehen von Gd_2O_3 , dessen Gehalt zu 2,3 ppm gemessen wurde, ähnlich rein. Das Gadolinium-Ion ist allerdings dank seinem Energieschema praktisch inert. Für Al_2O_3 wurde der Gehalt der Lanthanide nicht vermessen. Der Gehalt anderer Elemente als Aluminium und Sauerstoff ist unter 100 ppm angegeben.

Werden alle Verunreinigungen beseitigt, kann die Anregungsenergie noch durch Anregung ins Leitungsband oder in den etwas niedriger liegenden „charge-transfer-state“ mit den Energien mehrerer angeregten Yb-Ione (drei und mehr) abgebaut werden. Die Wahrscheinlichkeit solcher Prozesse nimmt aber im Allgemeinen mit der Anzahl der beteiligten Ionen ab.

Eine höhere Dotierung wäre für das Scheibenlaserdesign theoretisch vorteilhaft. Sie erlaubt eine Verringerung der Kristalldicke, was zu einer Reduzierung der Kristalltemperatur führt. Da Yb:YAG ein Quasi-drei-Niveau-Material ist, ist die thermische Besetzung des unteren Laserniveaus nicht vernachlässigbar. Eine niedrigere Kristalltemperatur senkt die Laserschwelle und steigert die Lasereffizienz. Ein gepulster Laser würde von einer höheren Verstärkung aufgrund der niedrigeren Kristalltemperatur profitieren.

In den Experimenten wurden aber gravierende Unterschiede bereits bei einer kleinen Dotierungsänderung sichtbar. Höher als 9 % dotierte Materialien zeigen im Laserbetrieb im Vergleich zu niedriger dotierten eine niedrigere Effizienz bzw. werden zerstört bevor die Laserschwelle erreicht wird. Ein instabiles Verhalten wurde ebenfalls beobachtet. Der Laser erlischt nach einigen Sekunden im Dauerstrichbetrieb, ohne dass der Laserkristall irreversibel zerstört wird.

In Abbildung 3.1 ist die gemessene Verstärkung für drei Dotierungen dargestellt [76]. Die Dicke der Kristalle ist jeweils etwa gleich der optimalen Kristalldicke, die mit einer numerischen Modellierung bestimmt wurde. Der Kristall mit 8,8 % Dotierung erreicht die maximale Verstärkung von 22 % bei einer absorbierten Leistungsdichte von knapp 3 kW/cm^2 . Die höher dotierten Materialien erreichen ihre maximale Verstärkung, die deutlich niedriger ist, bei einer viel niedrigeren absorbierten Leistungsdichte. Diese Messungen deuten darauf hin, dass in diesen drei Materialien unterschiedlich starke Quenchingsprozesse vorhanden sind.

Ohne Quenching wird ein anderes Verhalten erwartet: Die Verstärkung soll fast linear mit der absorbierten Leistungsdichte ansteigen und viel höhere Werte ($G > 0.3$)

erreichen. Die abrupte Abnahme der maximalen Verstärkung mit der Dotierung kann ebenfalls nur mit einer Abhängigkeit der Quenchingprozesse von der Dotierung erklärt werden.

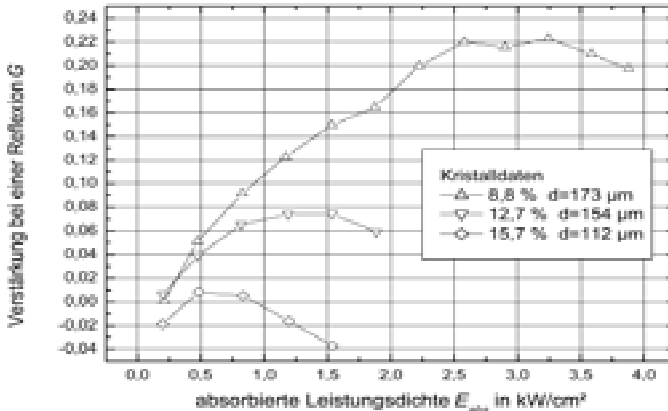


Abbildung 3.1: Gemessene Verstärkung von drei Kristallen mit unterschiedlichen Dotierungen

Im Dauerstrichbetrieb würde das mit 15,7 % dotierte Material nur mit einem Auskoppelgrad von unter 1 % die Laserschwelle erreichen. Das mit 12,7 % dotierte Material würde nur mit einem Auskoppelgrad von unter 6 % Lasertätigkeit zeigen. Dieses Verhalten wurde auch experimentell beobachtet.

3.1 Messaufbau

Um die zusätzlichen Zerfallmechanismen in Yb:YAG zu untersuchen, wurde ein Messaufbau entwickelt, der erlaubt, diese Prozesse im Lasermaterial zu quantifizieren. Fünf Größen werden unabhängig gemessen: die einfallende und die transmittierte Pumpleistung (die zusammen die Berechnung der absorbierten Leistung ermöglichen), die Verstärkung im Lasermedium bei einer Wellenlänge von 1030 nm, die Temperatur an der vorderen Seite des Laserkristalls und die Laserleistung (nur im Laserbetrieb).

Aus diesen Messgrößen lassen sich die intrinsischen Parameter, wie Besetzungsdichte des oberen Multipletts, Wärmeerzeugung im Material und effektive Lebensdauer des angeregten Zustands unter geeigneten Annahmen berechnen. Auf die Berechnungen wird in Kapitel 3.3 eingegangen.

N_2 kann über die Messung der Verstärkung oder der Absorption bestimmt werden. In dieser Arbeit wurde die Verstärkungsmessung verwendet, da sie eine genauere Bestimmung von N_2 ermöglicht (s. Kapitel 2.2.4.1).

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung von N_2 ist die Messung der Fluoreszenzleistung. Diese Methode ist für die Kontrolle und Diagnose eines Lasers gut geeignet [32], nicht jedoch für die genaue Bestimmung von N_2 , da die integrale

Fluoreszenzleistung stark durch Reabsorption und folglich von der Kristalltemperatur, Pumplichtverteilung, Kristalldicke usw. beeinflusst wird.

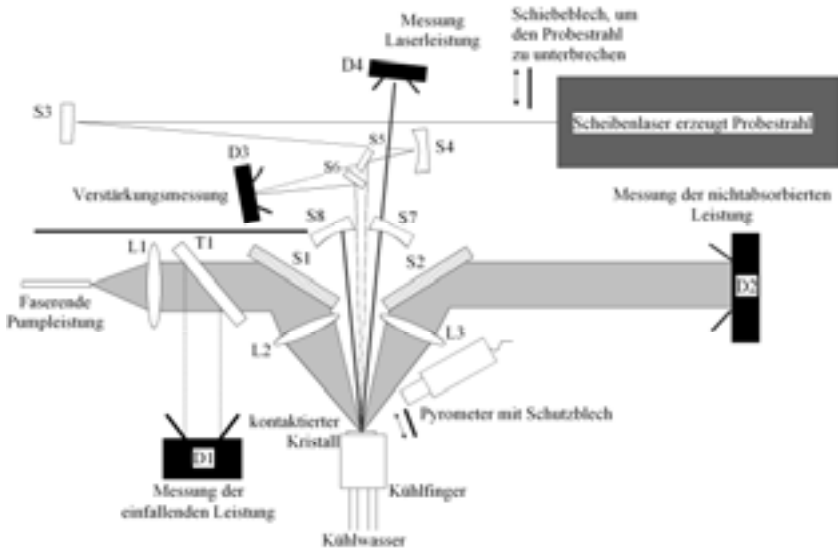


Abbildung 3.2: Messaufbau zur Vermessung von absorbierter Leistung, Verstärkung und Kristalltemperatur im Fluoreszenz- und im Laserbetrieb

Der komplette Messaufbau ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Die Pumpstrahlung mit einer Wellenlänge von 940 nm und einer Leistung von 0 W bis 550 W wird mit einer Faser zum Testaufbau geführt. Die Pumpstrahlung aus der Faser wird mit der Linse L1 kollimiert und weiter mit der Linse L2 auf den Kristall fokussiert. Ein Teil des Pumpstrahls wird mit dem Strahlteiler T1 auf den Detektor D1 zur Messung der einfallenden Leistung abgelenkt. Die Linsen L1 und L2 legen den Abbildungsmaßstab fest, der zusammen mit dem Faserdurchmesser die Größe des Pumpflecks im Laserkristall vorgibt. Der Radius des gepumpten Bereichs betrug in den Messungen 1,2 mm (bei $1/e^2$ -Niveau). Die Strecke Kristall-L3-S2 ist spiegelbildlich zur Strecke Kristall-L2-S1 aufgebaut und dient zur Kollimation und Umlenkung der transmittierten Pumpstrahlung. Der kollimierte transmittierte Strahl wird im Detektor D2 absorbiert und vermessen. Da die Absorption des Laserkristalls niedrig ist, beträgt die in D2 zu absorbierende Leistung 70 % - 90 % der auf den Kristall einfallenden Leistung. Um die Verluste der Pumpstrahlung in der Strahlführung zu berücksichtigen wird der Aufbau mit einem hochreflektierenden Spiegel anstelle des Kristalls (oder mit einem Kupferspiegel) kalibriert. Eine mögliche Fehlerquelle stellt die Fluoreszenz aus dem Pumpfleck und aus dem Kristallrand dar, die auf D2 trifft. Der Fehler in der Bestimmung der Absorption im Kristall δA durch die Fluoreszenz aus dem Pumpfleck lässt sich jedoch leicht abschätzen:

$$\delta A = A \cdot \frac{D_{L3}^2}{8F_{L3}^2} \quad (3.61)$$

4 Kontaktierungsdesign und Kühlung

Ein Laserkristall hat im Scheibenlaserdesign typischerweise einen Durchmesser von 1 cm und eine Dicke von wenigen hundert Mikrometer. Das Design ist in Abbildung 1.1 skizziert. Eine Seite der Scheibe ist mit einer Entspiegelung versehen (AR-Seite), die andere Seite wird meistens hochreflektierend beschichtet (HR-Seite). Um die im Lasermaterial entstehende Wärme abzuführen, wird diese Seite gekühlt. Eine Möglichkeit ist die Kühlung mit Wasser, bei der sich die Prallströmung aus einer oder mehreren Düsen (engl. „Jet-Impingement“) bewährt hat. Um den optimalen Kühleffekt zu erreichen ist ein Vordruck von wenigen Bar nötig.

Eine YAG-Scheibe mit einer Dicke von 200 μm , die bei einem Radius von 5 mm eingespannt wird, wird unter 1 bar Wasserdruck um etwa 300 μm gebogen (s. Anhang 7.3.6.1). Die Verbiegung ist größer als die Scheibendicke. Der Biege­widerstand der Laserscheibe beträgt etwa 0,2 N·m. Die Verbiegung allein stört den Laserbetrieb nicht, solange sie sphärisch ist. Die turbulente Wasserströmung führt aber dazu, dass die Form der Scheibe sich ständig ändert, was einen Laserbetrieb mit guter Strahlqualität unmöglich macht. Die Scheibe steht außerdem unter großen Zugspannungen, die zur Zerstörung der Scheibe führen können. Der Kühlkreislauf würde in dem Fall undicht.

Eine Laserscheibe ist also mechanisch zu labil, um direkt mit Wasser gekühlt zu werden und muss gestützt werden. Der Biege­widerstand des Stützkörpers muss so sein, dass die Verbiegung unter Wasserdruck klein ist. Um z. B. eine Verbiegung von 1 μm (eine Wellenlänge) zu erreichen, wird ein Biege­widerstand gebraucht, der etwa 300 mal höher ist als der einer Laserscheibe. So einen Biege­widerstand weist z. B. eine 2 mm starke Kupferscheibe ($D=97\text{ N}\cdot\text{m}$) oder eine Diamantscheibe mit einer Dicke von 1 mm ($D=85\text{ N}\cdot\text{m}$) auf. Wenn der Träger eine Scheibe darstellt, die in einer Aufnahme wasserdicht befestigt wird, dann entstehen beim Einspannen wegen der Unebenheit der Aufnahme Biegemomente, die die Form der Laserscheibe verzerren und sogar zu Depolarisationsverlusten in der Scheibe führen können [67]. Das Diamantüberfräsen der Aufnahme beseitigt zum großen Teil die Unebenheiten und damit auch die Depolarisationsverluste.

Die Ebenheit nach dem Überfräsen ist besser als 1 μm (PV-Wert). Beim Einspannen verformen die Restunebenheiten der Aufnahme den Laserkristall unterschiedlich stark, abhängig vom Biege­widerstand des Stützkörpers. Wird die Laserscheibe stark verformt, entstehen im Laserbetrieb mit guter Strahlqualität hohe Beugungsverluste, die sich beim Ausbau und Wiedereinbau der Laserscheibe sogar verändern können. Es wurde festgestellt, dass eine 2 mm-dicke Kupferscheibe sich problemlos einspannen lässt, wohingegen für die Kupfer- ($D=13\text{ N}\cdot\text{m}$) oder Kupferwolframscheiben ($D=26\text{ N}\cdot\text{m}$) mit einer Dicke von 1 mm spezielle Maßnahmen (z. B. Einspannen eines weichen Indiumrings zwischen der Aufnahme und Wärmesenke) ergriffen werden mussten, um die Verformungen beim Einbau zu vermeiden.

Die Stützung kann auf zwei unterschiedlichen Weisen erfolgen. Der Träger kann entweder (s. Abbildung 1.2) zwischen der Scheibe und der Kühlung liegen (Scheibe auf dem Träger) oder die Scheibe wird von der ungekühlten Seite gestützt (Träger auf der Scheibe).

In beiden Fällen werden Anforderungen an die Beschichtung des Laserkristalls gestellt, die weit über die einer üblichen optischen Beschichtung hinausgehen. Diese Anforderungen und das mögliche Beschichtungsdesign werden im nächsten Kapitel diskutiert.

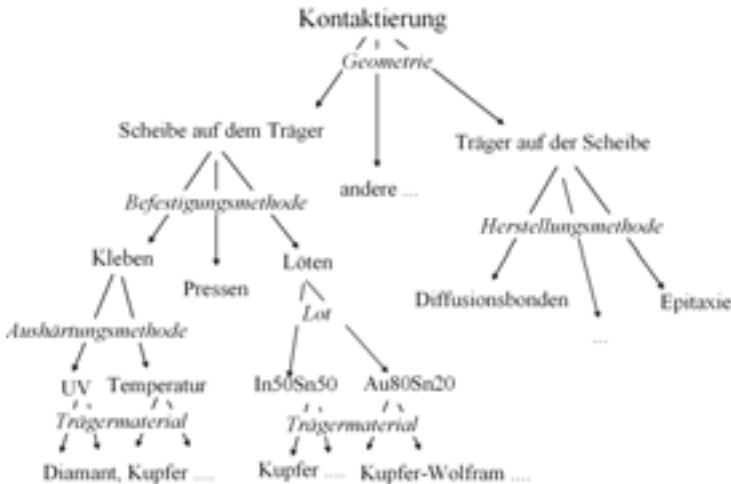


Abbildung 4.1: Untersuchte Kontaktierungsmöglichkeiten

Die Möglichkeiten der praktischen Realisierung der Scheibenkontaktierung sind in Abbildung 4.1 gezeigt. Für die Methode „Träger auf der Scheibe“ bietet sich das Diffusionsbonden und das epitaktische Wachstum vom dotierten Material auf dem Träger. Die beiden Möglichkeiten wurden experimentell untersucht. Für das Diffusionsbonden haben die Firmen ROFIN-SINAR Laser GmbH [113], HAAS-LASER GmbH & Co. KG [114] und die Universität von California [112] je ein Patent angemeldet.

Für die andere Methode „Scheibe auf dem Träger“ lassen sich die Varianten in drei Gruppen nach Befestigungsart aufteilen – das Kleben, das Löten und das Aufpressen. Das Aufpressen wird am IFSW zur Zeit nur für Testzwecke eingesetzt, da die niedrige Festigkeit vom Indium als Kontaktierungsmaterial nur niedrige Laserleistungen zulässt. Das Kleben und das Löten sind prinzipiell für die Erzeugung von hohen Laserleistungen geeignet. Die beiden Möglichkeiten wurden experimentell untersucht.

Es sind auch andere Möglichkeiten der Kontaktierung und Kühlung denkbar, wie z. B. Gaskühlung, Kontaktierung des Laserkristalls auf der Wärmesenke mittels Aufpressen mit einem transparenten Fenster [49] oder Direktwasserkühlung mit Mikrokanälen in einer strukturierten Wärmesenke [50]. Bis jetzt haben sich diese Alternativen in der Praxis allerdings nicht bewährt. In den vergangenen Jahren wurde die Methode „Scheibe auf dem Träger“ im Rahmen dieser Arbeit eingehend untersucht. Die einzelnen Experimente zu der Methode „Träger auf der Scheibe“ und eine Übersicht der Literatur dazu werden zwecks Vollständigkeit ebenfalls vorgestellt.

4.1 Beschichtungsdesign

Das Scheibenlaserdesign stellt eine Vielfalt von Anforderungen an die AR- und besonders an die HR-Beschichtung des Laserkristalls. In der nachfolgenden Zusammenstellung sind die wichtigsten in der Reihenfolge der Wichtigkeit aufgezählt.

- + **Optische Anforderungen:** Die Beschichtungen sollen einerseits für die Laserstrahlung mit einem Einfallswinkel von null bis wenigen Grad wirksam sein. Auf der anderen Seite soll die Beschichtung den nötigen Reflexionsgrad bei der Pumpwellenlänge gewährleisten. Um effiziente Pumpquellen mit einer niedrigen Brillanz einsetzen zu können, muss ein möglichst breites Einfallswinkelspektrum für das Pumpen akzeptiert werden. Die üblichen Anforderung an die Beschichtung sehen so aus:

AR (kann im Betrieb bis 200 °C warm werden):

Wellenlänge, nm	Einfallswinkel in Luft, °	Reflektivität
1020-1055	0-11	<0,1%
938-942	18-40	<0,3%

HR:

Wellenlänge, nm	Einfallswinkel in Yb:YAG, °	Reflektivität
1020-1055	0-6	Best möglich (>99,95%)
938-942	12 – 26	>99,7%

Tabelle 4.1: Optische Anforderungen an die Beschichtung

- + **Wärmewiderstand:** Da der Wärmefluss aus dem Laserkristall durch die HR-Beschichtung fließt, soll der Wärmewiderstand der HR-Beschichtung niedrig sein. Deswegen muss die Dicke der Beschichtung (oder die Anzahl der Schichten) klein gehalten werden. Das Material der Beschichtung soll gut wärmeleitend sein.
- + **Mechanische Festigkeit:** Im Betrieb entstehen in der Beschichtung in der Kontaktierungsmethode „Scheibe auf dem Träger“ Zug- und Scherspannungen, die die Beschichtung ab- oder zerreißen können. Die Beschichtung soll diesen Spannungen standhalten.
- + **Abschließende Schichten:** Sie sollen für die vorgesehene Kontaktierung geeignet sein. In der Kontaktierungsmethode „Scheibe auf dem Träger“ bedeutet das, dass die abschließenden Schichten z. B. für Löten benetzend sein müssen. Für die Methode „Träger auf der Scheibe“ ist eine Sperrschicht notwendig, die den Abrieb durch das Kühlwasser aushält.
- + **Zerstörschwelle:** Im Pulsbetrieb erreicht die Energiedichte auf der Scheibe hohe Werte. Die Beschichtung soll der Belastung standhalten.
- + Die in der Beschichtung **eingebauten Spannungen** sollen nicht zu groß sein. Diese Spannungen verbiegen die Scheibe, da sie dünn ist. Um diese Verbiegung zu vermeiden, werden für Spiegel dicke Substrate verwendet. Z. B. ist für einen

Spiegel mit einem Durchmesser von $\frac{1}{2}$ Zoll die übliche Dicke 6,35 mm. Die Scheibe nimmt wegen der Spannungen in der Beschichtung eine Form an, die in der ersten Näherung sphärisch ist. Der Krümmungsradius beträgt je nach Kristalldicke und –material 10 cm bis einige m.

- + **Wärmeerzeugung** in der Beschichtung **und Unterdrückung der ASE** sind zwei gegenläufigen Effekte, die mit dem Beschichtungsdesign beeinflusst werden können. Für jede Betriebsart kann das Optimum zwischen den beiden Effekten gefunden werden. Für den Dauerstrichlaserbetrieb eignet sich die Beschichtung mit Kupfermetallisierung besonders gut. Im Pulsbetrieb kann eine Chrommetallisierung Vorteile bringen (s. auch Kapitel 2.3.2 und 4.4.6).

Im Rahmen dieser Arbeit wurden unterschiedliche Beschichtungsdesigns getestet. In einer Beschichtung wird eine Charge bestehend 10-100 Stück beschichtet. Die zu beschichtenden Kristalle müssen vor der Beschichtung poliert werden und anschließend getestet werden.

4.1.1 Beschichtungsmaterialien

Die Materialien für den dielektrischen Spiegel sollen einerseits einen großen Brechungsindexunterschied haben und andererseits eine gute Wärmeleitung besitzen. Da die Materialien in den Schichten in einem amorphen Zustand vorliegen, sind die Materialeigenschaften vom Beschichtungsprozess und vom Hersteller abhängig. Die meisten Beschichtungen wurden bei der Firma Jenoptik LOS durchgeführt. Außerdem hat Jenoptik LOS die beste Haftung von metallischen Schichten auf dem Dielektrikum erzielen können. Die Eigenschaften verwendeter Beschichtungsmaterialien bei $\lambda=1030$ nm sind in der Tabelle 4.2 aufgelistet.

Material	n@1030 nm	k@1030 nm	Datenquelle
SiO ₂	1,4724	0,000004	Jenoptik
Ta ₂ O ₅	2,0669	0,000015	Jenoptik
Al ₂ O ₃	1,59448	0,000122	Jenoptik
Cu	0,2	6,27	Jenoptik
Cr	3,5	3,58	Sopra Datenbank [81]
Au	0,22	6,71	Sopra Datenbank [81]

Tabelle 4.2: Beschichtungsmaterialeigenschaften

Im Nachfolgenden wird mit **H** eine $\lambda/4$ -Schicht aus Ta₂O₅ und mit **L** eine $\lambda/4$ -Schicht aus SiO₂ bezeichnet. Es wurden die Materialien ausgewählt, die sich in der Praxis bewährt haben. Silizium wäre wegen seines hohen Brechungsindex als Ersatz für Ta₂O₅ interessant. Allerdings hat es eine relativ starke Absorption im Infraroten, die die Pulszerstörschwelle erniedrigt.

Die **H**- und **L**-Schichten werden mit APS-Technologie (von engl. „advanced plasma sputtering“) aufgebracht. Dieser Prozess erzeugt sehr kompakte und daher gut

wärmeleitende Schichten, die allerdings auch eine relativ hohe eingebaute Spannung aufweisen.

4.1.2 Designs

Für die Entspiegelung werden zwei Designs verwendet: Eine einfache Entspiegelung aus einer $\lambda/4$ -Schicht aus MgF_2 und ein dreischichtiges System aus Ta_2O_5 und SiO_2 . Das Magnesiumfluorid hat einen Brechungsindex von 1,38 und eignet sich deswegen sehr gut für die Entspiegelung von YAG, das einen Brechungsindex von etwa 1,8 hat. Allerdings ist das Magnesiumfluorid wachstumsbedingt mikroskopisch porös. In den Poren können sich Wasser und andere chemische Substanzen aus der Luft sammeln. Im Laserbetrieb werden sie verdampft und können zu einer Beschädigung des Kristalls führen. Außerdem ist die mechanische Festigkeit von MgF_2 schlechter und die Beschichtung kann im Betrieb zerreißen. Ein Reflexionsgrad $< 0,5\%$ kann mit der MgF_2 -Beschichtung erreicht werden. Das dreischichtige System erlaubt eine bessere Entspiegelung mit $R \sim 0,1\%$ bei der Laserwellenlänge.

Für das zunächst eingesetzte Aufpressen mit Indium hat sich das hochreflektierende Beschichtungssystem aus einem dielektrischen Spiegel mit einer anschließenden Kupferschicht und einer Haftvermittlungsschicht etabliert. Das Beschichtungssystem hat folgendes Aussehen:

Lasermaterial | **(HL)*N** | Kupferschicht (~300 nm) | NiCr (~300 nm) | **L**,

wobei | **(HL)*N** | N Paare aus **H** und **L** Schichten bedeutet. Dieses Beschichtungsdesign hat sich als Ergebnis einer Optimierung ergeben. Die Kupferschicht dient als ein Reflektor (mit $R \sim 98,5\%$) mit einem breiten Winkelspektrum für Laser- und für Pumpstrahlung. Die dielektrische Beschichtung wirkt wie eine „Vergütung“ des Kupferreflektors. So können mit einer relativ dünnen Beschichtung mit einer Dicke von etwa $6\ \mu\text{m}$ die nötigen Reflexionseigenschaften erreicht werden. Dank der kleinen Dicke ist der Wärmewiderstand und die eingebauten Spannungen niedrig. Die abschließenden Schichten (*NiCr* (~300 nm) | **L**) sind für das Aufpressen des Laserkristalls mit Indium nötig. Die NiCr-Schicht stellt eine Diffusionssperre dar, die verhindert, dass Indium aus der Verbindung in das Kupfer diffundiert und dessen Reflexionseigenschaften beeinträchtigt. Die letzte Schicht dient als Haftvermittler beim Aufpressen.

Die Kontaktierung der Laserkristalle durch Aufpressen auf der Wärmesenke mittels Indium stößt an ihre Grenzen bei einem Pumpfleckdurchmesser von etwa 1,5 mm und dementsprechend bei einer Ausgangsleistung von etwa 30 W im Grundmodebetrieb. Für eine höhere Ausgangsleistung ist ein größerer Pumpfleck notwendig. Für die größeren Pumpfleckdurchmesser sind allerdings die Spannungen im Indium so groß, dass das Indium sich plastisch deformiert und sich die Scheibenform ändert. Die Skalierung der Ausgangsleistung erfordert daher ein neues Kontaktierungsverfahren, das auch eine angepasste Beschichtung notwendig macht. In der Tabelle 4.3 sind die drei erfolgreichsten verwendeten Beschichtungsdesigns zusammengefasst.

5 Charakterisierung der Kristalle für Scheibenlaser

Von den drei oben vorgestellten Kontaktierungsmethoden wurden zwei – das Kleben und das Lötens während der Arbeit grundlegend untersucht. Das Kleben wurde zu Gunsten des Lötens aufgegeben. Der Grund hierfür war die geringe Ausbeute der guten Kristalle nach der Kontaktierung. Das Design ist zwar nach den FEM-Rechnungen vielversprechend, es ist aber nicht gelungen, reproduzierbar Kristalle mit einer planen oder sphärischen Form herzustellen, so dass sie für den Grundmodebetrieb geeignet wären.

Das Lötens ist die zur Zeit eingesetzte Methode im IFSW. Die Ausbeute des Lötens liegt bei etwa 50 % - 80 %. Um die Kristalle zu prüfen, wurde ein Prüfverfahren entwickelt, das in diesem Kapitel vorgestellt wird. Für die anderen Kontaktierungsmethoden kann das Prüfverfahren mit kleinen Anpassungen ebenfalls eingesetzt werden.

5.1 Anforderungen

Der beste Test ist es, den Laserkristall in den Laser einzubauen und ihn auszuprobieren. Da das meistens sehr zeitaufwendig ist, muss dieser Test durch eine Zahl anderer einfacherer Tests ersetzt werden. Die Einheit „kontaktierte Laserscheibe“ wird in Komponenten zerlegt, die einzeln geprüft werden. Im folgenden sind die Komponenten aufgelistet und die Anforderungen an sie festgehalten.

- **Material:** Die Rate der nichtlinearen Prozesse bei der Inversion, die durch die vorgesehene Betriebsart gegeben ist, soll so klein sein, dass sie den Laser nicht stört. Im Dauerstrichbetrieb ist die Anforderung also nicht so streng wie im Pulsbetrieb mit niedriger Repetitionsrate. Beim Ausfall des Lasers soll die Laserscheibe aufgrund der erhöhten Wärmeerzeugung durch die nichtlinearen Prozesse nicht zerstört werden. Im Pulsbetrieb sollen die nichtlinearen Prozesse das Erreichen der nötigen Verstärkung nicht verhindern – weder durch die Erwärmung noch durch die Begrenzung der Dichte der angeregten Ionen.
- **Kontaktierung:** Die Lötsschicht kann Poren enthalten, die Benetzung und dementsprechend die Haftung an den Oberflächen kann mangelhaft sein. Die Kontaktierungsdefekte verursachen einen höheren lokalen Widerstand und lokale Temperaturerhöhung. Die Temperaturerhöhung führt zu einer Phasenstörung für die Laserstrahlung. Außerdem ist die mechanische Verbindung schwächer. Zusammen mit der höheren Temperatur kann das zur Zerstörung des Kristalls führen. Die Kontaktierung darf also keine Fehler aufweisen oder die Fehler müssen so klein sein, dass sie weder Phasenstörung noch Zerstörung des Kristalls verursachen.
- **Form:** Die Form des Kristalls im Betriebszustand soll möglichst niedrige Beugungsverluste verursachen. Die Verbiegung der Wärmesenke und die Linse im Material sind durch die

Materialeigenschaften und die Geometrie der Wärmesenke, des Lotes und des Kristalls gegeben und können mit Hilfe von FEM berechnet werden. Die Rechnungen gehen aber davon aus, dass die Form vor dem Betrieb perfekt plan-parallel ist. Es wird also nur die Änderung der Form berechnet. Die tatsächliche Form im Betrieb ergibt sich aus der Summe der Anfangsform und der Änderung der Form im Betrieb. Wenn die Anfangsform sphärisch ist, sind die Beugungsverluste im Betrieb allein durch die Änderung der Form bestimmt. Im anderen Fall können die Verluste nicht einfach als Summe der Verluste berechnet werden. Die Verluste durch die Änderung der Kristallform im Betrieb können mit der Anfangsform auch kompensiert werden. Technologisch ist das aber schwer realisierbar. In der Regel werden die Beugungsverluste höher, wenn die Anfangsform selber Beugungsverluste verursacht. Die Form nach dem Kontaktieren muss also sphärisch sein.

- **Beschichtung:** Die Anforderungen an die Beschichtung sind im Kapitel 4.1 beschrieben. Die Beschichtung wird meistens vom Hersteller mit Hilfe einiger mitbeschichteter Testsubstrate kontrolliert. In der Regel ist keine zusätzliche Kontrolle erforderlich.
- **Pulsfestigkeit:** Falls die Laserscheibe im Puls laser eingesetzt wird, darf sie keine Defekte haben, die eine Pulszerstörung verursachen würden. Das kann mit Hilfe eines Mikroskops überprüft werden.

In dieser Reihenfolge werden unten die entsprechenden Tests beschrieben. Die letzten zwei Punkte werden nicht weiter behandelt.

5.2 Technologischer Ablauf

Ein Beispiel für einen Ablauf ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Nach der Materialzucht kann das Material hinsichtlich der Anwesenheit bzw. Stärke der nichtlinearen Prozesse getestet werden. Dafür werden einige Laserkristalle aus dem neuen Material auf üblicher Weise hergestellt (poliert, beschichtet und kontaktiert) und mit der in Kapitel 3.1 beschriebenen Methode vermessen. Alternativ können die unbeschichteten Kristalle unter direkter Wasserkühlung gepumpt werden. Ihre Oberflächentemperatur wird dabei mit dem Pyrometer vermessen. Aufgrund der Messdaten kann der Wärmezeugungsgrad ermittelt und die Rate der nichtlinearen Prozesse abgeschätzt werden.

Wenn das Material den gestellten Anforderungen entspricht, die von der vorgesehenen Betriebsart abhängen, werden daraus polierte Scheiben hergestellt.

Die Form und die Dicke der Scheiben müssen überprüft werden. Die notwendige Oberflächenqualität hängt ebenfalls von der vorgesehenen Betriebsart ab. Der Pulsbetrieb erfordert eine vollständige Freiheit von Defekten. Im Dauerstrichbetrieb können einige Defekte zugelassen werden. Die polierten Scheiben werden am IFSW mit einem Phasenkontrastverfahren mit koaxialer Beleuchtung von oben und einem 10-fachen Objektiv mit einer numerischen Apertur von 0,25 inspiziert.

Die beschichteten Scheiben werden auf die Wärmesenken kontaktiert. Die kontaktierten Scheiben werden im Testaufbau aus dem Kapitel 5.3 untersucht. Die

Scheiben müssen im Pumpfleckbereich frei von Lot- bzw. Kontaktierungsdefekten sein. Die Form der kontaktierten Scheiben wird vermessen, der Krümmungsradius und die Beugungsverluste für den vorgesehenen Gaussstrahlradius bzw. die asphärischen Anteile der Scheibenform werden ermittelt.

Nach der Kontaktierung wird die Oberflächenqualität der Kristalle unter dem Mikroskop im gleichen Verfahren wie für die unbeschichteten Kristalle untersucht. Entsprechend der Ergebnisse werden die kontaktierten Kristalle entweder als für Pulsbetrieb oder für Dauerstrichbetrieb geeignet eingestuft. Der Pulsbetrieb erfordert wieder, dass keine Defekte sich im Pumpfleck befinden.

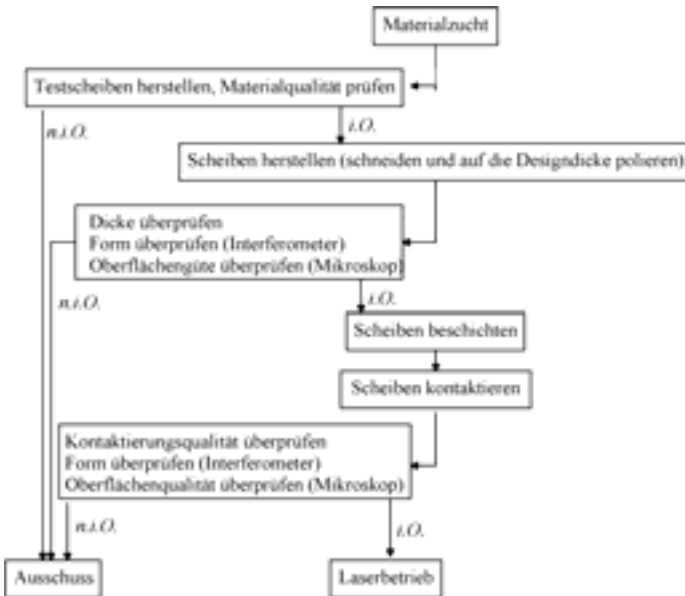


Abbildung 5.1: Prinzipieller technologischer Ablauf von der Materialzucht bis zur fertigen kontaktierten Scheibe

5.3 Kontaktierungsqualität

Wie bereits im Kapitel Löten erwähnt, erreicht die Ausbeute der gut gelöteten Kristalle zur Zeit maximal etwa 80 %. Für die schnelle Kontrolle wurde ein Testaufbau entwickelt, der im Folgenden vorgestellt wird.

Der Aufbau ist eine einfachere Version des Aufbaus, der im Kapitel 3 verwendet wurde, und ist in Abbildung 5.2 skizziert.

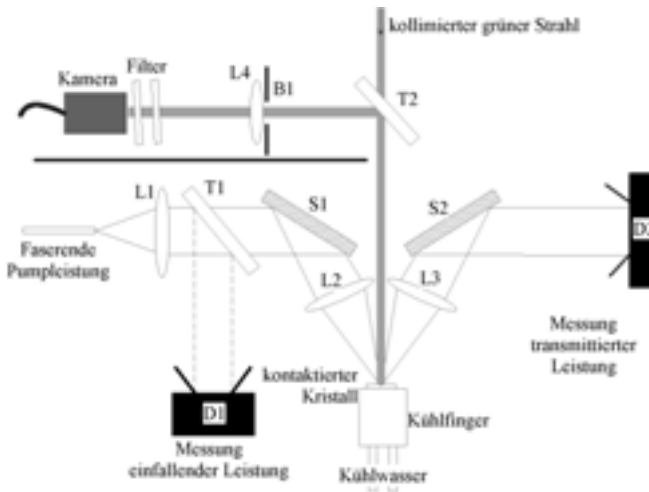


Abbildung 5.2: Skizze des Testaufbaus zur Kontrolle der kontaktierten Kristalle auf Kontaktierungsdefekte. Bedeutung der Buchstaben: S – Spiegel, T – Strahlteiler, L – Linse, B – Blende, D – Detektor.

Im Aufbau wird die Interferenz zwischen den grünen Strahlen, die von den beiden Seiten des Kristalls reflektiert werden ausgenutzt, um aufgrund des Interferenzmusters Rückschlüsse über die Kristalltemperatur ziehen zu können. Eine lokale Erwärmung deutet auf einen Kontaktierungsdefekt hin. Eine im ganzen Pumpfleck hohe Kristalltemperatur zeigt, dass zusätzliche Wärme mit z. B. nichtstrahlendem Inversionsabbau produziert wird.

Die Pumpstrahlung mit einer Wellenlänge von 940 nm und einer Leistung von 0 W bis 550 W wird mit einer Faser zum Testaufbau geführt. Die Pumpstrahlung wird mit der Linse L1 kollimiert und weiter mit der Linse L2 auf den Kristall fokussiert. Davor wird ein Teil des Pumpstrahls mit dem Strahlteiler T1 auf den Detektor D1 zur Messung der einfallenden Leistung geschickt. Die Linsen L1 und L2 legen den Abbildungsmaßstab fest, der zusammen mit dem Faserdurchmesser die Größe des Pumpflecks im Laserkristall vorgibt. Die Strecke Linse L3 und Spiegel S2 ist spiegelbildlich zur Strecke L2-S1 aufgebaut und dient zur Kollimation und Umlenkung der auf der Laserscheibe reflektierten Pumpstrahlung. Der kollimierte reflektierte Strahl wird mit dem Detektor D2 gemessen. Die Messung der einfallenden und der transmittierten Leistung macht die Bestimmung der absorbierten Leistung möglich.

Das grüne Licht wird mit einem Helium-Neon-Laser erzeugt und zu einem kollimierten Strahl mit einem Durchmesser von etwa 20 mm geformt. Dieser Strahl beleuchtet den Laserkristall und wird von ihm in sich zurückreflektiert. Ein Teil des zurückreflektierten Strahls wird mit dem Strahlteiler T3 in die Kamera gerichtet. Die Blende B2 zusammen mit dem Kurzpassfilter vor der Kamera erlauben es, das

Fluoreszenzlicht fast vollständig zu unterdrücken. Die Reflexion des grünen Strahls in sich zurück erlaubt, die Ausrichtung des Laserkristalls vor dem Test einzustellen. Die axiale Position des Laserkristalls kann dadurch eingestellt werden, dass der Detektor D2 mittig getroffen wird. Die beiden Einstellungen zusammen machen sowohl das Pumpprofil als auch die Messung der transmittierten Leistung reproduzierbar.

Der Aufbau wurde so eingestellt, dass ein Pumpfleck mit einem Durchmesser von 1,9 mm erzeugt wird. Bei einer Pumpleistung von 550 W, einer typischen Absorption von 15 % und einer Kristalldicke von 180 μm wird eine Volumendichte der absorbierten Leistung von 165 W/mm^3 erzeugt. Nach den Ergebnissen von Kapitel 3 reicht das, um die nichtlinearen Prozesse im Kristall beobachten zu können. Die Anzahl der Ringe zeigt, ob die Wärmeerzeugung im Kristall allein durch den Quantendefekt und die Fluoreszenzabsorption in der HR-Beschichtung bestimmt ist. Nach FEM-Rechnungen erreicht die mittlere Temperatur im Laserkristall im Fluoreszenzbetrieb etwa 90 $^{\circ}\text{C}$. Die optische Dicke des Laserkristalls ändert sich dabei für einen 180 μm -dicken Kristall um etwa 300 nm, was bei einer Reflexion auf dem Laserkristall mehr als eine Wellenlänge Wegunterschied für die beiden reflektierten Strahlen bedeutet. Also wird für ein gutes Material ohne zusätzliche Wärmeerzeugung ein Ring im Interferenzmuster erwartet.

Ein Beispiel ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Aufgrund des Grauwertes in der Mitte des Pumpflecks kann eine Temperatur T_{interf} berechnet werden, die etwa der mittleren Kristalltemperatur entspricht. Wenn N die Anzahl der vollen Übergänge weiß-weiß bzw. schwarz-schwarz in der Mitte des Pumpflecks ist, kann T_{interf} als

$$T_{\text{interf}} = \frac{\lambda N}{2d \left(\alpha_{\text{in}} n + \frac{dn}{dT} \right)} + T_{\text{Wasser}} \quad (5.80)$$

berechnet werden. λ ist die im Interferometer eingesetzte Wellenlänge.

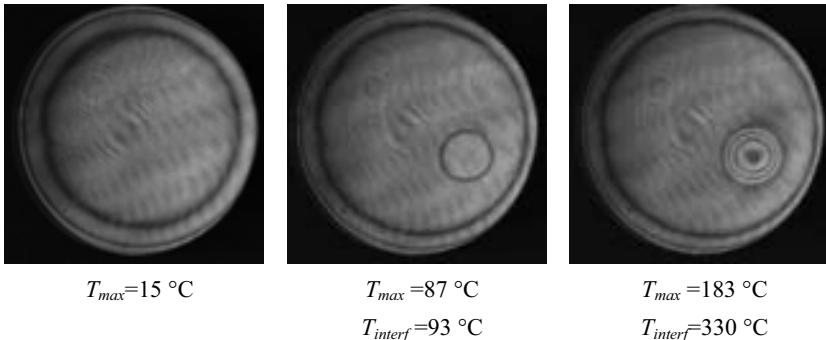


Abbildung 5.3 : Das Interferogramm einer Laserscheibe (Dicke 145 μm , Dotierung 12 %) im Testaufbau. Die Pumpleistung beträgt (von links nach rechts) 0 W, 300 W und 540 W. Das Interferometer wurde bei einer Wellenlänge $\lambda = 543,5 \text{ nm}$ betrieben.

Der Ausdruck in Klammern ist für Yb:YAG bei einer Temperatur von 100 $^{\circ}\text{C}$ gleich $22,7 \cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ bei einer Wellenlänge von $\lambda = 632,8 \text{ nm}$. Da die thermo-optischen

6 Zusammenfassung

Im Scheibenlaserdesign liegt das Lasermaterial in Form einer dünnen Scheibe vor. Die typische Dicke der Scheibe beträgt 0,2 mm bei einem Durchmesser von einigen mm bis einigen cm. Die Scheibe wird im Laser meistens als „aktiver“ Resonatorspiegel eingesetzt. Dementsprechend werden hohe Anforderungen an die Form und Position bzw. Ausrichtung der Laserscheibe gestellt, die den Anforderungen an einen Resonatorspiegel bzw. Spiegelhalter gleich sind. Um die Anforderungen mit einer dünnen Scheibe zu erfüllen, die selber keine mechanische Stabilität besitzt, muss die Scheibe auf einem Träger kontaktiert werden. Das hat zusätzlich den Vorteil, dass die Scheibe nach der Kontaktierung viel einfacher in der Handhabung ist.

Nach der Kontaktierung kann die Scheibe ausführlich getestet werden, so dass die Einheit „kontaktierte Scheibe“ ein Ersatzteil mit bekannten Eigenschaften für einen Laseringenieur darstellt. Diese Arbeit befasst sich mit der Frage, wie dies praktisch realisiert werden kann.

Zuerst wird in der Anlehnung auf die früheren Arbeiten am IFSW ein einfaches analytisches Modell des Scheibenlasers aufgestellt. Das Modell wird einerseits benutzt, um die Anforderungen an die Kontaktierung zu formulieren. Andererseits werden mit Hilfe des Modells die für das Scheibenlaserdesign spezifischen Anforderungen an das Lasermaterial geklärt. Im Scheibenlaserdesign wird das Lasermaterial sehr effektiv benutzt. Im effizienten Laserbetrieb beträgt die extrahierte Laserleistung pro Volumen einige hundert W/mm^3 ; In Mittel wird jedes Laserion einige Mal während seiner Fluoreszenzlebensdauer für stimulierte Emission der Laserstrahlung benutzt. Im Pulsbetrieb muss eine hohe Dichte der angeregten Ionen für einen effizienten Betrieb erreicht werden.

Die Experimente haben gezeigt, dass unter diesen Bedingungen Zerfallsprozesse im Lasermaterial existieren, die zusätzlich zu stimulierter und spontaner Emission die Anregung abbauen und die Wärmezeugung im Material erhöhen. Um diese Prozesse quantitativ zu beschreiben, wurde ein Messaufbau entwickelt, der eine gleichzeitige Messung der einfallenden und der transmittierten Pumpleistung, der Oberflächentemperatur des Kristalls, der Kleinsignalverstärkung im Dauerstrichlaser- und Fluoreszenzbetrieb (ohne Laserbetrieb) ermöglicht. Die gemessenen Größen erlauben die Berechnung der Zerfallsrate des angeregten Zustands und der Wärmezeugung im Lasermaterial. Yb:YAG Kristalle mit Dotierungen zwischen 4,2 % und 15,7 % wurden vermessen. Im Laserbetrieb zeigen die niedriger als 10 % dotierten Materialien eine Wärmezeugung, die dem Quantendefekt entspricht. Die mit 12,7 % und höher dotierten Materialien weisen eine um einige Prozent höhere Wärmezeugung auf, die auf eine Quanteneffizienz zurückschließen lässt, die niedriger als eins ist. Leicht unterschiedliche Wärmezeugungen wurden für zwei mit 12,7 % dotierte Materialien vermessen. Dieser Unterschied deutet darauf hin, dass mit steigender Dotierung höhere Ansprüche auf die Zuchtbedingungen und die Reinheit des Lasermaterials gestellt werden müssen.

Im Fluoreszenzbetrieb ist die Verstärkung der Kristalle begrenzt und erreicht ein Maximum bei einer absorbierten Leistungsdichte, die weit unter der Sättigungsleistungsdichte von Yb:YAG liegt. In den letzten Messungen hat das mit

7 Anhang

7.1 Einfluss der dreidimensionalen Wärmeleitung

Um den Einfluss der dreidimensionalen Wärmeleitung abzuschätzen, werden wir die folgende mathematische Aufgabe lösen. Eine radial unendliche Scheibe mit einer Dicke d wird innerhalb eines Radius R_p homogen im Volumen geheizt mit einer Volumenerwärmungsdichte Q_{vol} . Die Achse z ist senkrecht zur Scheibe. Die obere Seite der Scheibe befindet sich bei $z=0$. Die untere Seite ist gekühlt, so dass die Temperatur der unteren Seite konstant bleibt. Mathematisch suchen wir nach der Lösung der Wärmeleitungsgleichung (7.89)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \begin{cases} -\frac{Q_{vol}}{\lambda_{th}}, & r \leq R_p \\ 0, & r > R_p \end{cases} \quad (7.89)$$

mit den Randbedingungen (7.90).

$$\left\{ \begin{array}{l} T(z = -d) = 0 \\ \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0} = 0 \end{array} \right. \quad \text{und} \quad \left\{ \begin{array}{l} \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \\ T(r \rightarrow \infty) = 0 \\ T \text{ ist stetig bei } r = R_p \end{array} \right. \quad (7.90)$$

Die Gleichung mit diesen Randbedingungen ist analytisch lösbar mittels Trennung der Variablen r und z . Die Lösung ist die Summe einer unendlichen Reihe (7.91).

$$T(r, z) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} C_n I_0(\omega_n r) \cos(\omega_n z) + \frac{Q_{vol}}{\lambda_{th}} (d^2 - z^2), & \text{für } r \leq R_p \\ \sum_{n=0}^{\infty} D_n K_0(\omega_n r) \cos(\omega_n z), & \text{für } r > R_p \end{cases}, \text{ mit} \quad (7.91)$$

$$\omega_n = \frac{1}{d} \left(\frac{\pi}{2} + m \right)$$

Die Koeffizienten C_n und D_n können aus der Kontinuitätsbedingung bei $r=R_p$ berechnet werden.

$$C_n = - \frac{A_n}{I_0(\omega_n R_p) + I_1(\omega_n R_p) \cdot \frac{K_0(\omega_n R_p)}{K_1(\omega_n R_p)}} \quad (7.92)$$

$$D_n = -C_n \cdot \frac{I_1(\omega_n R_p)}{K_1(\omega_n R_p)}$$

Die Koeffizienten A_n in (7.92) sind die Fourier-Koeffizienten der parabolischen Funktion von z in (7.91).

Literaturverzeichnis

- [1] HÜGEL, HELMUT: Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung. *Stuttgart: Teubner, 1992.*
- [2] SEGUCHI, MASAKI; FUJIKAWA, SHUICHI; FURUTA, KEISUKE; TAKENAKA, YUSHI; YASUI, KOJI : 1 kW high-beam-quality and highly efficient diode-pumped Nd:YAG rod laser. In *SPIE Proceedings 4831 (2003), S. 101-103*
- [3] AKIYAMA, Y.; TAKADA, H.; YUASA, H. AND NISHIDA, N.: Efficient 10 kW diode-pumped Nd:YAG rod laser. In FERMANN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002), Washington, DC, USA, S. 526*
- [4] Internetseite von TRUMPF Laser GmbH+Co. KG ; 16.09.2004, www.trumpf-laser.de
- [5] Internetseite von ROFIN-SINAR Laser GmbH ; 16.09.2004, www.rofin.com
- [6] OSTERMEYER, MARTIN; KLEMZ, GUIDO; KUBINA, PHILIPP AND MENZEL, RALF: Quasi-continuous-wave birefringence-compensated single- and double-rod Nd:YAG lasers. In *Applied Optics 41 (2002), Nr. 36, S. 7573*
- [7] KOECHNER, WALTER: Solid-State Laser Engineering: Springer Series in Optical Sciences 1. *Berlin: Springer-Verlag, 1988*
- [8] KRUPKE WILLIAM F.: Ytterbium Solid-State Lasers – The First Decade. In *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics 6 (2000), Nr. 6, S. 1287*
- [9] RUTHERFORD TODD S.; TULLOCH WILLIAM M.; GUSTAFSON ERIC K.; BYER ROBERT L.: Edge-Pumped Quasi-Three-Level Slab Lasers: Design and Power Scaling. In *IEEE Journal of Quantum Electronics 36 (2000), Nr. 2, S. 205*
- [10] SCHNITZLER, C.; SCHMIDT, G.; HÖFER, M; HOFFMANN, D; POPRAWA, R.: A 500W High Brightness Diode end pumped Nd:YAG Slab Laser. In FERMANN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002), Washington, DC, USA, S. 526*
- [11] HOGDSON, NORMAN; TER-MIKIRTYCHEV, VALERII V.; HOFFMAN, HANNA J.; JORDAN, WILHELM: Diode-pumped, 220W ultra-thin slab Nd:YAG laser with near-diffraction limited beam quality. In FERMANN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002), Washington, DC, USA, S. 526*
- [12] TZUK, YITSHAK; TAL, ARON; GOLDRING, SHARON; GLICK, YAAKOV; LEBIUSH, EYAL, KAUFMAN, GUY AND LAVI, RAPHAEL: Diamond Cooling of High-Power Diode-Pumped Solid-State Lasers. In *IEEE journal of Quantum Electronics 40 (2004), Nr. 3, S. 262*
- [13] MACHAN, JASON P.; LONG, WILLIAM H.; ZAMEL, J AND MARABELLA, LEN: 5.4 kW diode-pumped, 2.4x diffraction-limited Nd:YAG laser for material processing. In FERMANN, MARTIN E.; MARSHALL, LARRY R. (HRSG.): *Advanced Solid-State Lasers, OSA Trends in Optics and Photonics OSA 68 (2002), Washington, DC, USA, S. 526*

- [114] HUONKER, MARTIN; VOSS, ANDREAS AND SCHMITZ, CHRISTIAN: Laserverstärkersystem. *Offenlegungsschrift des deutschen Patent- und Markenamts DE 100 61 424 A 1 (Anmeldetag 09.12.2000)*
- [115] Rechnungen von Jochen Speiser am IFSW
- [116] Messung von Angelika Beyertt am IFSW
- [117] MATIJEVIC, GORAN AND LEE, CHIN C.: Void-free Au-Sn Eutectic Bonding of GaAs Dice and its Characterisation Using Scanning Acoustic Microscopy. *In Journal of Electronic Materials 18 (1989), Nr. 2, S.327*
- [118] LANDAU, L. D. AND LIFSCHITZ, E. M.: Elastizitätstheorie. *In Lehrbuch der theoretischen Physik 7. Berlin: Akad.-Verlag, 1991*
- [119] TIMOSHENKO, S. P. AND GOODIER, J. N.: Theory of elasticity. *Tokyo: McGraw-Hill Kogakusha, 1970*
- [120] TIMOSHENKO, S. AND WOINOWSKY-KRIEGER, S.: Theory of plates and shells. *New York: McGraw-Hill, 1959*
- [121] DASGUPTA, ABHIJIT : Thermomechanical Analysis and design. *In PECHT, MICHAEL (EDITOR) : Handbook of electronic package design. New York : Marcel Dekker Inc., 1991*
- [122] ROYCE, BARRIE S.: Different Thermal Expansion in Microelectronic Systems. *In IEEE Transactions on components, hybrids and manufacturing technology 11 (1988), Nr. 4, S. 454*
- [123] SUHIR E.: Modeling of Thermal Stress in Microelectronic and Photonic Structures: Role, Attributes, Challenges, and Brief Review. *In Journal of Electronic Packaging 126 (2003), S. 261*
- [124] Ivakin E.V.; Sukhadolau A.V.; Antipov O.L. and Kuleshov N.V.: Transient gratings measurement of refractive index changes in intensively pumped Yb-doped laser crystals. *In Applied Physics B 86 (2007), S. 315*

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW von 1992 bis 1999 erschienen im Teubner Verlag, Stuttgart

Zoske, Uwe

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

Gorritz, Michael

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

Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO₂-Laserschneiden von Metallen
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

Rudlaff, Thomas

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

Borik, Stefan

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

Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströmte CO₂-Lasern
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

Wahl, Roland

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

Frederking, Klaus-Dieter

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

Grünewald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströmten CO₂-Lasern
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

Shen, Jialin

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

Arnold, Johannes M.

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

Holzwarth, Achim

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

Dausinger, Friedrich

Strahlwerkzeug Laser: Energieeinkopplung und Prozesseffektivität
1995, 143 Seiten, ISBN 3-519-06217-8

Meiners, Eckhard

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

Beck, Markus

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

Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

Griebisch, Jürgen

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

Krepulat, Walter

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

Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO₂- und Nd:YAG-Lasern
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

Glumann, Christiane

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

Gross, Herbert

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

Rapp, Jürgen

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

Wittig, Klaus

Theoretische Methoden und experimentelle Verfahren zur Charakterisierung von Hochleistungslaserstrahlung

1996, 198 Seiten, ISBN 3-519-06227-5

Grünenwald, Bernd

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

1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

Lee, Jae-Hoon

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung

1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

Albinus, Uwe N. W.

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren

1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

Wiedmaier, Matthias

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren

1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

Bloehs, Wolfgang

Laserstrahlhärten mit angepassten Strahlformungssystemen

1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

Bea, Martin

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO₂-Laserstrahlung

1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

Stöhr, Michael

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden

1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

Pläß, Wilfried

Zerstörschwellen und Degradation von CO₂-Laseroptiken

1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

Schaller, Markus K. R.

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän

1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

Hack, Rüdiger

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO₂-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW

1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

Krupka, René

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser

1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

Pfeiffer, Wolfgang

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO₂-Hochleistungslaser

1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

Volz, Robert

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern

1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

Bartelt-Berger, Lars

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern

1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

Müller-Hummel, Peter

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspanung

1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

Rohde, Hansjörg

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser

1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

Huonker, Martin

Strahlführung in CO₂-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung

1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

Callies, Gert

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen

1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

Schubert, Michael E.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern

1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

Kern, Markus

Gas- und magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen

1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

Raiber, Armin

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken

1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2000 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Schittenhelm, Henrik

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

Stewen, Christian

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

Schmitz, Christian

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

Karszewski, Martin

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

Chang, Chin-Lung

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

Haag, Matthias

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

Bahn Müller, Jochen

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

Schellhorn, Martin Carl Johannes

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

Angstenberger, Birgit

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

Bachhofer, Andreas

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

Breitschwerdt, Sven

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

Mochmann, Gunter

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

Herrmann, Andreas

Fertigungsorientierte Verfahrensentwicklung des Weichlötlens mit Diodenlasern
2002, 133 Seiten, ISBN 3-8316-0086-4

Mästle, Rüdiger

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

Voß, Andreas

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

Müller, Matthias G.

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

Abeln, Tobias

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

Erhard, Steffen

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

Contag, Karsten

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

Krastel, Klaus

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

Staud, Jürgen

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

Schinzel, Cornelius M.

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

Sebastian, Michael

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

Lücke, Bernd

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

Hohenberger, Bernd

Laserstrahlsschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokus-
technik – Steigerung von Prozesssicherheit, Fle-
xibilität und verfügbarer Strahlleistung
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

Jasper, Knut

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

Heimerdinger, Christoph

Laserstrahlsschweißen von Aluminiumlegierungen
für die Luftfahrt
2003, 112 Seiten, ISBN 3-8316-0256-5

Christoph Fleig

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

Joachim Radtke

Herstellung von Präzisionsdurchbrüchen in ke-
ramischen Werkstoffen mittels repetierender
Laserbearbeitung
2003, 150 Seiten, ISBN 3-8316-0285-9

Michael Brandner

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

Reinhard Winkler

Porenbildung beim Laserstrahlsschweißen von
Aluminium-Druckguss
2004, 153 Seiten, ISBN 3-8316-0313-8

Helmut Kindler

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

Andreas Ruf

Modellierung des Perkussionsbohrens von Metal-
len mit kurz- und ultrakurzgepulsten Lasern
2004, 140 Seiten, ISBN 3-8316-0372-3

Guido Hergenhan

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

Klaus Goth

Schweißen von Mischverbindungen aus Alumini-
umguß- und Knetlegierungen mit CO₂-Laser
unter besonderer Berücksichtigung der Nahtart
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0427-4

Armin Strauch

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

Thomas Wawra

Verfahrensstrategien für Bohrungen hoher Präzi-
sion mittels Laserstrahlung
2004, 162 Seiten, ISBN 3-8316-0453-8

Michael Honer

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

Thomas Herzinger

Prozessüberwachung beim Laserbohren von
Turbinschaufeln
2004, 143 Seiten, ISBN 3-8316-0443-6

Reiner Heigl

Herstellung von Randschichten auf Aluminium-
gusslegierungen mittels Laserstrahlung
2004, 173 Seiten, ISBN 3-8316-0460-6

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

Prof. Dr. phil. nat. habil. Thomas Graf, Universität Stuttgart

Forschungsberichte des IFSW ab 2005 erschienen im Herbert Utz Verlag, München

Thomas Fuhrich

Marangoni-effekt beim Laserstrahl-tiefschweißen von Stahl

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

Daniel Müller

Pulsenergiestabilität bei regenerativen Kurzpulsverstärkern im Scheibenlaserdesign

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

Jiancun Gao

Neodym-dotierte Quasi-Drei-Niveau-Scheibenlaser: Hohe Ausgangsleistung und Frequenzverdopplung

2005, 148 Seiten, ISBN 3-8316-0521-1

Wolfgang Gref

Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen mit der Fokusmatrixtechnik

2005, 136 Seiten, ISBN 3-8316-0537-8

Michael Weikert

Oberflächenstrukturieren mit ultrakurzen Laserpulsen

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

Julian Sigel

Lasergenerieren metallischer Bauteile mit variablem Laserstrahldurchmesser in modularen Fertigungssystemen

2006, 132 Seiten, ISBN 3-8316-0572-6

Andreas Ruß

Schweißen mit dem Scheibenlaser-Potentiale der guten Fokussierbarkeit

2006, 142 Seiten, ISBN 3-8316-0580-7

Gabriele Seibold

Absorption technischer Oberflächen in der Lasermaterialbearbeitung

2006, 156 Seiten, ISBN 3-8316-0618-8

Dirk Lindenau

Magnetisch beeinflusstes Laserstrahlschweißen

2007, 180 Seiten, ISBN 978-3-8316-0687-0

Jens Walter

Gesetzmäßigkeiten beim Lasergenerieren als Basis für die Prozesssteuerung und -regelung

2008, 140 Seiten, ISBN 978-3-8316-0770-9

Heiko Ridderbusch

Longitudinal angeregte passiv gütegeschaltete Laserzündkerze

2008, 175 Seiten, ISBN 978-3-8316-0840-9

Markus Leimser

Strömungsinduzierte Einflüsse auf die Nahteigenschaften beim Laserstrahlschweißen von Aluminiumwerkstoffen

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