

LASER IN DER MATERIALBEARBEITUNG

FORSCHUNGSBERICHTE DES **IFSW** 

Michael E. Schubert

**Leistungsskalierbares Lasersystem
aus fasergekoppelten Singlemode-
Diodenlasern**

B. G. Teubner Stuttgart · Leipzig



Laser in der Materialbearbeitung
Forschungsberichte des IFSW

Michael Schubert

Leistungskalierbares Lasersystem
aus fasergekoppelten Singlemode-
Diodenlasern

Laser in der Materialbearbeitung

Forschungsberichte des IFSW

Herausgegeben von

Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel, Universität Stuttgart
Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW)

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

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

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden. Die Reihe ist auch offen für Arbeiten, die außerhalb des IFSW, jedoch im Rahmen von gemeinsamen Aktivitäten entstanden sind.

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode- Diodenlasern

Von Dr.-Ing. Michael E. Schubert
Universität Stuttgart



B. G. Teubner Stuttgart · Leipzig 1999

D 93

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Konstruktions- und Fertigungstechnik der
Universität Stuttgart

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Hügel

Mitberichter: Prof. Dr. phil. habil. Hans Tiziani

Die Deutsche Bibliothek – CIP-Einheitsaufnahme

Schubert, Michael E.:

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten
Singlemode-Diodenlasern / von Michael E. Schubert . –

Stuttgart ; Leipzig : Teubner, 1999

(Laser in der Materialbearbeitung)

Zugl.: Stuttgart, Univ., Diss.

ISBN 3-519-06246-1

Das Werk einschließlich aller seiner Teile ist urheberrechtlich geschützt. Jede Verwertung
außerhalb der engen Grenzen des Urheberrechtsgesetzes ist ohne Zustimmung des Verlages
unzulässig und strafbar. Das gilt besonders für Vervielfältigungen, Übersetzungen, Mikrover-
filmung und die Einspeicherung und Verarbeitung in elektronischen Systemen.

© 1999 B. G. Teubner Stuttgart · Leipzig

Printed in Germany

Druck und Bindung: Druck Partner Rübelmann GmbH, Hemsbach

Kurzfassung

Diodenlaser als effiziente Strahlquellen mit großer Lebensdauer erlangen u.a. aufgrund beständig sinkender Herstellungskosten eine immer größere Bedeutung. Zunehmendes Interesse für Hochleistungs-Direktanwendungen in der Materialbearbeitung erlangen dabei Multimode-Diodenlaser in Form von Diodenbarren und -stapeln mit cw-Ausgangsleistungen im Kilowattbereich und Leistungsdichten im Bereich von etwa 10^4 W/cm². Erst die nahezu beugungsbegrenzte Qualität der Strahlung von Singlemode-Diodenlasern ermöglicht das Erzielen von Leistungsdichten mit mehr als 10^6 W/cm². Allerdings ist die auf einige hundert Milliwatt begrenzte Leistung pro Singlemode-Emitter für viele Anwendungen zu gering. Hochleistungsapplikationen mit hohen Leistungsdichten können dennoch durch eine Überlagerung der Strahlung vieler Singlemode-Diodenlaser ermöglicht werden, wobei mehrere Überlagerungsmethoden in der vorliegenden Arbeit vorgestellt werden.

In Experimenten wurde die Strahlung von 37 fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern (Wellenlänge 980 nm) inkohärent überlagert, wobei eine Gesamtleistung von 4,8 W cw in der Brennebene einer 100-mm-Fokussieroptik erreicht wurde. Die aus den Glasfasern austretenden Einzelstrahlen werden kollimiert und mit einem Objektiv fokussiert (Winkelmultiplexing) oder mit einer Optik stark verkleinert abgebildet (Positionsmultiplexing). Zur Maximierung der Leistungsdichte im Gesamtstrahl wurde der Füllfaktor der hexagonal angeordneten und sich berührenden Kollimationslinsen optimiert, welcher etwa 90 % beträgt. Die Linsentransmission ergibt sich aufgrund von Beugungseffekten mit etwa 91 %.

Bei der Überlagerung nach dem Winkelmultiplexing wurde ein Brennfleckdurchmesser des nahezu *gauß*förmigen Gesamtstrahls von 55 μ m erzielt, welcher damit nur etwa um einen Faktor 1,2 größer als der eines Einzelstrahls ist. Die mittlere Leistungsdichte beträgt etwa 175 kW/cm². Bei der Strahlungsüberlagerung nach dem Positionsmultiplexing können durch Ein- oder Ausschalten einzelner der nebeneinander angeordneten *gauß*förmigen Einzelstrahlen Muster in der Brennebene der Fokussieroptik erzeugt werden. Die erzielte mittlere Leistungsdichte des Gesamtstrahlbrennflecks mit einem Durchmesser von 35 μ m beträgt rund 500 kW/cm².

Den untersuchten Überlagerungsmethoden liegt eine Einkopplung der Diodenlaser-Strahlung in Singlemode-Glasfasern zugrunde. Zur Maximierung der Leistung am Faserende wurde die Einkoppeleffizienz in Abhängigkeit von der Numerischen Apertur der Einkopplung, von den Strahldepositionierungen und von einer Strahlneigung berechnet. Entsprechend wurden 37 Diodenlaser-Module aufgebaut, wobei z.B. die Auslegung des an die Strahlelliptizität der verwendeten Diodenlaser angepaßten Zylinderlinsen-Teleskops mittels eines 'ray-tracing'-Programms entwickelt wurde. Die erzielten Einkoppeleffizienzen betragen im Mittel etwa 70 % und spiegeln die sehr gute Anpassung der Diodenlaser- an die Glasfasernmoden wider.

Eine Verdopplung der Leistung bzw. der Leistungsdichte am Faserende ermöglicht die untersuchte Polarisationskopplung zweier Diodenlaser-Strahlen und ihre simultane Einkopplung in eine Singlemode-Glasfaser. Solche Strahlquellen können wiederum als Grundelemente für das Winkel- und Positionsmultiplexing eingesetzt werden.

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	5
Inhaltsverzeichnis	7
Verzeichnis der Symbole	11
1 Einleitung und Motivation	15
1.1 Diodenlaser in der Materialbearbeitung	15
1.2 Gliederung der Arbeit	17
2 Theoretische Grundlagen und Stand der Technik	20
2.1 Singlemode-Diodenlaser als Strahlquellen	20
2.1.1 Struktur und Prinzip	20
2.1.2 Optische Eigenschaften	22
2.2 Eigenschaften von <i>Gauß</i> -Strahlen	23
2.2.1 Feldstärkeverteilungen und charakteristische Parameter	23
2.2.2 Leistungsdichteverteilung und Leistungsinhalt für rotationssymmetrische <i>Gauß</i> -Strahlen	25
2.2.3 Strahlparameterprodukt und Beugungsmaßzahl	27
2.3 Einkopplung in Singlemode-Fasern	29
2.3.1 Strahlpropagation in Stufenindexfasern	30
2.3.2 Linear polarisierte Moden (<i>LP</i> -Moden)	33
2.3.3 <i>Gauß</i> -Approximation für den <i>LP</i> ₀₁ -Mode	35
2.3.4 Berechnung der Einkoppleffizienz	36
2.4 Füllfaktor eines Linsenarrays	45
2.4.1 Prinzip	45
2.4.2 Optimierung des Linsenfüllfaktors	47
2.5 Überlagerungsmethoden von Diodenlaser-Strahlen	49
2.5.1 Polarisationskopplung	49
2.5.2 Winkelmultiplexing	50
2.5.3 Positionsmultiplexing	52

3	Systemauslegung	54
3.1	Diodenlaser	54
3.1.1	Auswahlkriterien	54
3.1.2	Experimentelle Charakterisierung	54
3.2	Singlemode-Fasern	58
3.3	Fasergekoppelte Diodenlaser-Module	60
3.3.1	Aufbau und Prinzip	61
3.3.2	Einzelkomponenten	61
3.3.3	Justageprozedur	64
3.4	Bearbeitungskopf	65
3.4.1	Aufbau und Prinzip	65
3.4.2	Einzelkomponenten	67
3.4.3	Lochpositionen auf der Ferrulenhaltplatte	69
3.4.4	Einkleben der 37 Ferrulen	70
3.5	Versorgungseinrichtungen und Aufbau des Lasersystems	73
3.5.1	Stromversorgung der Diodenlaser	73
3.5.2	Kühlung der Diodenlaser	73
3.5.3	Gesamtaufbau	74
3.6	Polarisationsgekoppeltes Diodenlaser-Modul	74
3.6.1	Aufbau	74
3.6.2	Justageprozedur	75
4	Experimentelle Ergebnisse und Diskussion	77
4.1	Diodenlaser-Module	77
4.1.1	Leistung, Einkoppeleffizienz und Strahlpropagationsfaktor	77
4.1.2	Phasenverteilung	80
4.2	Polarisationskopplung	81
4.2.1	Strahlkopplung	82
4.2.2	Einkopplung in eine Singlemode-Faser	83
4.3	Winkelmultiplexing	84
4.3.1	Strahlprofil	84
4.3.2	Fokusedurchmesser	86
4.3.3	Leistung und Leistungsdichte	87
4.3.4	Vergleich zweier realisierter Systeme	89

<i>INHALTSVERZEICHNIS</i>	9
4.4 Positionsmultiplexing	90
4.4.1 Aufbau und Prinzip	90
4.4.2 Strahlprofil und Mustererzeugung	91
4.5 Vergleich der Überlagerungsmethoden	94
5 Zusammenfassung und Ausblick	97
5.1 Zusammenfassung	97
5.2 Ausblick	100
Literaturverzeichnis	102
Danksagung	106

Verzeichnis der Symbole

Symbol	Einheit	Bedeutung
A	m^2	Aperturfläche
a	m	Kernradius einer Singlemode-Faser
a_1	m	Aperturradius
$\vec{a}_r, \vec{a}_\varphi$	1	Einheitsvektoren in Zylinderkoordinaten
b	m	Bildweite
b_{12}	m	Abstand zwischen Objekt- und Bild-Feldstärkeverteilung
c	m/s	Lichtgeschwindigkeit
$c_{1..7}$	1	Konstanten
$D_{1..3}$	1	Differenz der Transmission beim Winkelmultiplexing
D_E	m	Strahldurchmesser eines Einzelstrahls
D_G	m	Strahldurchmesser des Gesamtstrahls
D_{Linse}	m	Linsendurchmesser
$D_{P1..P9}$	m	Strahldurchmesser beim Positionsmultiplexing
$D_{W1..W5}$	m	Strahldurchmesser beim Winkelmultiplexing
$\vec{E}, \vec{H}$	$V/m, A/m$	elektrischer bzw. magnetischer Feldstärkevektor
$E_{F(Bessel)}$	V/m	besselförmige faserinterne Feldstärkeverteilung
$E_{F(Gauß)}$	V/m	gaußförmige faserinterne Feldstärkeverteilung
E_i, H_i	$V/m, A/m$	Komponenten der Feldstärkevektoren ($i = x, y, z, r, \varphi$)
E_s	V/m	elektr. Feldstärkeverteilung eines gaußförmigen Strahls
E_1, E_2	V/m	Objekt- und Bild-Feldstärkeverteilungen
$F_{W, P}$	1	Faktoren zur Bestimmung der Beugungsmaßzahl beim Winkel- und Positionsmultiplexing
FF	1	Füllfaktor einer Linse
$FF_{Fläche}$	1	Flächenfüllfaktor eines Linsenarrays
f	m	Brennweite
f_{Foc}	m	Brennweite der Fokussieroptik
f_{Kol}	m	Brennweite der Kollimationslinse
$f_{Koppler}$	m	Brennweite der Einkoppelinse
f_{MM}	m	Brennweite der Fokussierlinse eines ModeMasters
$f_{1..3}$	m	Brennweiten
Δf	m	Brennweitenkorrektur
g, g_1	m	Gegenstandsweiten
h	$1/m$	transversale Wellenzahl im Kern einer Glasfaser
I	A	Stromstärke
I_S	W/cm^2	Leistungsdichte (Intensität)
J_l	1	Bessel-Funktionen 1. Art der Ordnung l
K	1	Strahlpropagationsfaktor
K_E	1	exp. bestimmte Strahlpropagationsfaktoren

K_l	1	modifizierte <i>Bessel</i> -Funktionen 2. Art der Ordnung l
k (k_0)	1/m	Wellenzahl (des Vakuums)
L_i	1	leistungsbezogene Verluste beim Winkelmultiplexing ($i = G, S; 1, 2 \dots 5$)
l, m	1	ganze Zahlen
M_i^2	1	Beugungsmaßzahl ($i = E, G(W), G(P), x, y$)
N	1	Anzahl der Einzelstrahlen
N_R	1	Anzahl der Ringe einer Hexagonalstruktur
$NA_{x, y, G}$	1	Numerische Apertur
$NA_{E1 \dots E3}$	1	exp. bestimmte Numerische Apertur einer Glasfaser
NA_{Foc}	1	Numerische Apertur der Fokussierung
NA_{op}	1	optimale Numerische Apertur
n (n_0)	1	Brechungsindex (der Luft)
n_K	1	Brechungsindex im Kern einer Singlemode-Faser
n_M	1	Brechungsindex im Mantel einer Singlemode-Faser
Δn	1	Brechungsindexdifferenz
O	1	Überlappintegral
P	W	Leistung
P_{a_1}	1	durch eine Blende (Radius: a_1) transmittierte Leistung
P_G, P_E	W	Leistung des Gesamtstrahls bzw. eines Einzelstrahls
P_{DL}	W	Leistung eines Diodenlasers
$P_{W1 \dots W3}$	W	Leistung beim Winkelmultiplexing
PD	1	normierte Leistungsdichte
$PD_{E, G}$	W/cm ²	Leistungsdichte eines Einzel- bzw. des Gesamtstrahls
PD_{SMF}	W/cm ²	Leistungsdichte einer Singlemode-Glasfaser
PD_W	W/cm ²	Leistungsdichte beim Winkelmultiplexing
q	1/m	transversale Wellenzahl im Mantel einer Glasfaser
R	m	Krümmungsradius der Wellenfront
R_{FR}	1	<i>Fresnel</i> -Reflexion
R_x, R_y	m	Krümmungsradien der Wellenfront entlang der x - bzw. der y -Achse
R_1, R_2	m	Krümmungsradien der Zylinderlinsen
R_{12}	m	Abstand zwischen Objekt- und Bildpunkt
r, φ	m, Rad	Polarkoordinaten
r_1, r_2	m	Strahlradien der Objekt- und Bild-Feldstärkeverteilung
$T_{W1 \dots W4}$	1	Transmission beim Winkelmultiplexing
t	s	Zeit
V	1	Normalfrequenz
V_i	1	Verkleinerungsfaktoren ($i = GE, GR, 1, 2$)
w	m	Strahlradius
$w_0, 1, w_{0E}$	m	Strahltaille
w_{MFR}	m	'Mode-Field-Radius'
w_{0x}, w_{0y}	m	Strahltaillen entlang der x -Achse bzw. der y -Achse
Δw_{0E}	m	Taillendifferenz
x, y, z	m	Kartesische Koordinaten
$\Delta x, \Delta y, \Delta z$	m	lokale Depositionierungen
$\Delta z_{x,y}$	m	Astigmatismus

z_R	m	<i>Rayleigh</i> -Länge bzw. Schärfentiefe eines <i>Gauß</i> -Strahls
Δ_1	1	relative Brechungsindexdifferenz
Ψ	1	normierte Wellenfunktion
Ψ_F	1	normierte Feldstärkeverteilung innerhalb der Glasfaser
Ψ_S	1	normierte Feldstärkeverteilung des einzukoppelnden Strahls
β, β_m	1/m	Ausbreitungskonstanten
β_{01}	1/m	Ausbreitungskonstante für den LP_{01} -Mode
ε	1	relative Dielektrizitätskonstante
η	1	Einkoppeleffizienz in eine Singlemode-Glasfaser
η_E, η_B	1	exp. bestimmte bzw. berechnete Einkoppeleffizienz der Diodenlaser-Module
$\eta_{(Bessel)}$	1	normierte Einkoppeleffizienz der LP -Moden-Approximation
$\eta_{(Gauß)}$	1	normierte Einkoppeleffizienz der <i>Gauß</i> -Approximation
θ, θ_1	Rad	Fernfeld-Divergenzwinkel
ϑ	Rad	'walk-off'-Winkel zwischen dem kollimierten Strahl und der Faserkoppler-Achse
ϑ_B	Rad	Beugungswinkel eines Einzelstrahls
ϑ_{xz}	Rad	Neigungswinkel eines Strahls in der xz -Ebene
λ	m	Wellenlänge
λ_c	m	'cut-off'-Wellenlänge
μ	1	relative Permeabilität
ω	1/s	Kreisfrequenz der Strahlung

1 Einleitung und Motivation

1.1 Diodenlaser in der Materialbearbeitung

Die rapide in ihrer Bedeutung wachsende Laser-Materialbearbeitung wird gegenwärtig von Gas- und Festkörperlasern dominiert [1]. In der Gruppe der Gaslaser stellt der CO₂-Laser aufgrund seiner hohen Dauerstrich-Ausgangsleistung von bis zu einigen zehn Kilowatt und seiner guten Strahlqualität das 'Arbeitspferd' bei der Bearbeitung insbesondere von Metallen dar. Eine Strahlführung mit Hilfe von flexiblen Glasfasern ist aufgrund seiner Emissionswellenlänge von 10,6 μm jedoch nicht möglich. Einige der meist im infraroten Wellenlängenbereich emittierenden Festkörperlaser erreichen mittlerweile ebenfalls Dauerstrich-Ausgangsleistungen im Kilowattbereich und werden zunehmend für Hochleistungsanwendungen eingesetzt. Aufgrund der hohen Transmission von Quarzglasfasern im Bereich ihrer Emissionswellenlängen (mit Ausnahme einzelner Absorptionslinien) kann die Laserstrahlung flexibel und effektiv geführt werden. Gegenwärtig nehmen lampengepumpte Nd:YAG-Laser unter den Festkörperlasern eine herausragende Stellung ein. Jedoch gewinnen immer preiswerter und effizienter werdende Diodenlaser als spektral schmalbandige Pumpstrahlquellen von Festkörperlasern zunehmende Bedeutung [2], zumal dadurch die Lebensdauer und die Strahlqualität der Lasersysteme gesteigert werden kann. Die von z.B. Diodenarrays emittierte inkohärente (Pump-)Strahlung wird dabei mittels eines Transformationsmediums, z.B. eines Nd:YAG-Kristalls, möglichst effizient umgewandelt. Der optische Transformationsprozeß führt zu einem kohärenten Laserstrahl, welcher eine bessere Strahlqualität bzw. eine höhere Fokussierbarkeit und in der Regel eine größere Wellenlänge als die Diodenlaser-Strahlung besitzt. Dieser Transformationsprozeß ist generell mit Verlusten verbunden. So beträgt der optisch-optische Wirkungsgrad, d.h. das Verhältnis aus Laserstrahl- zu Pumpstrahlleistung, eines diodengepumpten Nd:YAG-Lasers etwa 40 % [3]. Bei einem angenommenen elektrisch-optischen Wirkungsgrad der Diodenlaser von 30 % ergibt sich daraus der eines diodengepumpten Nd:YAG-Lasers mit etwa 12 %. Dieser Wirkungsgrad liegt damit deutlich über dem eines lampengepumpten Nd:YAG-Lasers mit etwa 3 % [4]. Generell nimmt der Wirkungsgrad eines lampen- bzw. diodengepumpten Lasers mit sich verbessernder Strahlqualität ab. Beispielsweise sinkt dieser bei einem diodengepumpten Nd:YAG-Laser von 40 % im Multimode-Betrieb auf etwa 5 % im Singlemode-Betrieb [3].

Eine wesentliche Steigerung des Gesamtwirkungsgrads eines Lasersystems kann durch den direkten Einsatz von Diodenlasern erzielt werden, da aufgrund des Verzichtes auf ein Transformationsmedium die damit verbundenen Verluste entfallen. Die erreichbaren elektrisch-optischen Wirkungsgrade sind mit mehr als 30 % sehr hoch. Allerdings ist die (gegenwärtig) verfügbare Ausgangsleistung eines einzelnen Diodenlasers, welche u.a. durch seine geringen Facetten-Dimensionen (Mikrometerbereich) und die dadurch bedingte hohe Leistungsdichte begrenzt wird, für einen großen Teil von Materialbearbeitungsprozessen nicht ausreichend. Für solche Anwendungen kann eine effiziente Überlagerung der Strahlung vieler Einzelmitter Abhilfe schaffen. Diese Skalierung der Gesamtleistung ist prinzipiell mit Multimode- oder Singlemode-Diodenlasern möglich.

Multimode-Diodenlaser werden in Form von Einzelemittern, eindimensionalen Diodenbarren ('bars') und zweidimensionalen Diodenstapeln ('stacks') gefertigt, wobei die Einzelmitter bei Diodenbarren nebeneinander und bei Diodenstapeln viele Barren übereinander angeordnet werden. Die gegenwärtig verfügbaren kontinuierlichen Ausgangsleistungen liegen bereits im Kilowattbereich, allerdings ist die dabei erzielte Strahlqualität bzw. Leistungsdichte mit etwa 10^3 W/cm^2 gering. Wird eine relativ komplexe Optik zur Kollimation und Fokussierung der besonders in schneller Achsrichtung stark divergenten Diodenlaser-Strahlung eingesetzt, so kann die Leistungsdichte auf $10^4 - 10^5 \text{ W/cm}^2$ bei einer Numerischen Apertur der Fokussierung von $NA \approx 0,3$ gesteigert werden. Beispielsweise liefert ein aus 50 Multimode-Diodenlasern (bzw. zwei 'stacks') bestehendes System eine Ausgangsleistung von 1,3 kW bei einer Leistungsdichte von $2 \cdot 10^4 \text{ W/cm}^2$ ($NA \approx 0,3$) [5]. Die Kosten der Multimode-Diodenlaser betragen zur Zeit cirka 100 DM/W.

Besonders hohe Leistungsdichten bzw. hohe Strahlqualitäten können durch eine Strahlungsüberlagerung von Singlemode-Diodenlasern erzielt werden, wobei diese inkohärent oder kohärent, d.h. ohne oder mit starrer Phasenbeziehung der Einzelemitter untereinander, erfolgen kann [6, 7, 8]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden inkohärente Überlagerungsmethoden anhand experimenteller Untersuchungen vorgestellt. Die kohärente Überlagerung ist Gegenstand einer weiteren Dissertation [9], welche sich ebenfalls mit dem Thema der Leistungsskalierung befaßt.

Zu den vorteilhaften Eigenschaften von Singlemode-Diodenlasern, welche selbstverständlich auch ein aus solchen Emittern bestehendes Lasersystem prägen, zählen insbesondere:

- Sie werden elektrisch gepumpt und sind schnell modulierbar ($> 100 \text{ kHz}$).
- Ihr elektrisch-optischer Wirkungsgrad ist sehr hoch (30 - 60 %).
- Ihre gute Strahlqualität bedingt eine hohe Leistungsdichte.
- Ihre Strahlung ist effizient in Singlemode-Glasfasern einkoppelbar.
- Sie weisen eine hohe Lebensdauer auf (bis zu einigen 10.000 Stunden).
- Ihre Emissionswellenlängen reichen vom sichtbaren (VIS) bis in den infraroten Spektralbereich (IR).
- Sie besitzen eine geringe Baugröße (Submillimeterbereich).
- In großen Stückzahlen sind sie kostengünstig zu fertigen (vergleiche z.B. ihren Einsatz in CD-Playern).

Nachteilig ist neben der relativ geringen Ausgangsleistung pro Einzelemitter ihr vergleichsweise hoher Preis, welcher gegenwärtig etwa 1000 bis 10.000 DM/W beträgt. Allerdings sinken die Preise für Singlemode-Diodenlaser ständig, so daß Konzepte zur Überlagerung vieler Einzelstrahlen eine immer größere Bedeutung erlangen. Das ist insbesondere auf die im Vergleich zu Multimode-Diodenlasern bessere Strahlqualität zurückzuführen.

Für Laser-Bearbeitungsprozesse wie Schweißen oder Schneiden sind, je nach Prozeßanforderung, neben einer guten Strahlqualität auch hohe Strahlleistungen erforderlich. So muß bei einem Schweißprozeß im Schmelzbereich hinreichend Energie absorbiert werden, um

trotz auftretender Verlustprozesse, wie z.B. der Wärmeleitung und -strahlung, ein Aufschmelzen der zu verbindenden Materialien zu ermöglichen. Ist der Strahlfokus und damit der Schmelzbereich klein, d.h. die Strahlqualität gut, so wird zum Aufschmelzen weniger Energie benötigt, und die dazu erforderliche Leistung ist geringer als bei schlechter Strahlqualität. Ursache dafür ist ein wachsender Einkoppelgrad mit steigender Strahlqualität [10]. Singlemode-Diodenlaser mit einer Ausgangsleistung von beispielsweise 100 mW und einer Strahlgeometrie auf ihrer Austrittsfacetten von etwa $7 \mu\text{m} \cdot 2 \mu\text{m}$ liefern bereits als Einzelemitter mittlere Leistungsdichten von etwa 10^6 W/cm^2 . Diese Leistungsdichte ist für viele Aufgaben in der Materialbearbeitung ausreichend [11, 12]. Allerdings ist die gegenwärtig verfügbare maximale Ausgangsleistung je Einzelemitter mit einigen einhundert Milliwatt für Materialbearbeitungszwecke zu gering. Daraus ergibt sich die schon oben erwähnte Notwendigkeit der Überlagerung einer Vielzahl von Diodenlasern.

An ein aus vielen Singlemode-Diodenlasern bestehendes Lasersystem stellen sich insbesondere folgende Anforderungen:

- Die mittlere Leistungsdichte eines Einzelstrahls mit etwa 10^6 W/cm^2 soll nach der Überlagerung aller Strahlen möglichst erhalten bleiben.
- Die Gesamtleistung soll mit der Anzahl der eingesetzten Diodenlaser skalieren ('Leistungsskalierung').
- Die Überlagerungsmethoden sollen im Hinblick auf eine zukünftige industrielle Nutzung kompakt und kostengünstig realisiert werden.

Die Darstellung einer möglichen Überlagerungsmethode der Strahlung von Diodenlasern nach dem Winkelmultiplexing ist in Abbildung 1.1 gezeigt. Innerhalb der Diodenlaser-Module findet die Einkopplung der Strahlung in einzelne Singlemode-Glasfasern statt, wobei die zu einem Faserbündel vereinigten Einzelfasern dem Bearbeitungskopf zugeführt werden. Mit Hilfe eines aus vielen Einzellinsen bestehenden Linsenarrays wird die aus den Fasern austretende Strahlung kollimiert und mittels einer Fokussieroptik im gemeinsamen Brennpunkt auf dem Werkstück zur Überlagerung gebracht [13].

Der Überlagerungsmethode liegt ein modularer Aufbau des aus den Diodenlaser-Modulen und dem Bearbeitungskopf bestehenden Gesamtsystems zugrunde, wodurch eine flexible Systemanpassung an die Anforderungen einer Anwendung und eine kostengünstige Systemrealisierung ermöglicht wird. Der Einsatz von Glasfasern als Verbindung zwischen den Diodenlasern und dem Bearbeitungskopf bewirkt eine mechanische Entkopplung bzw. räumliche Trennung der Laserstrahlquellen vom Bearbeitungskopf, wodurch Schutzmaßnahmen der Diodenlaser-Module vor möglicherweise schädlichen Umgebungseinflüssen einer Anwendung, z.B. bei Materialbearbeitungsprozessen, entfallen können.

1.2 Gliederung der Arbeit

Kapitel 2 dient dem Verständnis der theoretischen Grundlagen und bereitet anhand der Fachliteratur die für diese Arbeit wesentlichen Zusammenhänge und Formeln auf. Eine Übersicht über den gegenwärtigen Stand der Technik und Verweise auf die entsprechende

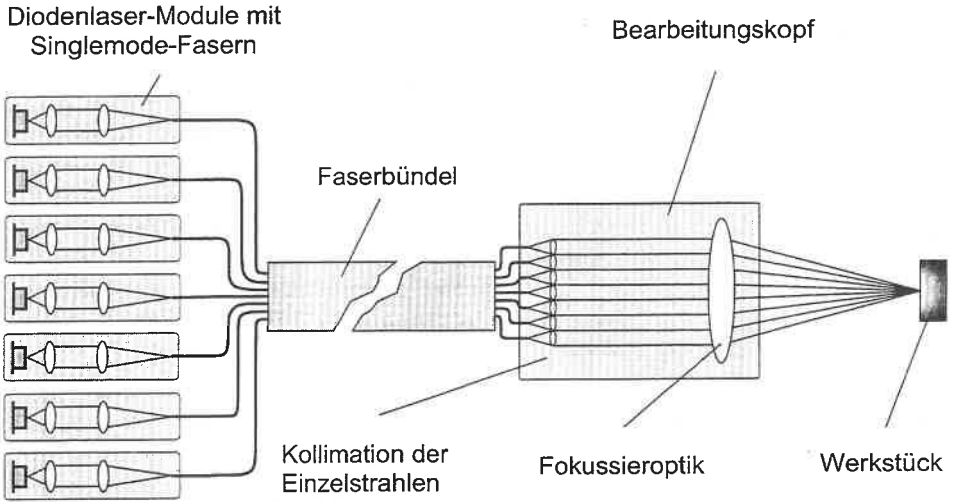


Abbildung 1.1: Prinzipielle Darstellung der Überlagerung der Strahlung vieler fasergekoppelter Diodenlaser am Beispiel des Winkelmultiplexings.

Literatur werden gegeben. Beginnend mit einer grundlegenden Beschreibung der verwendeten Hochleistungs-Diodenlaser (Struktur, Prinzip, Eigenschaften) wird anschließend ein Einblick in die *Gaußsche* Strahlenoptik gegeben. Dabei werden die Feldstärkeverteilung, der Leistungsinhalt, die Strahlqualität und die Propagation eines *Gauß*-Strahls erläutert. Ein relativ umfangreiches Unterkapitel wird der Bedeutung der Einkopplung von Laserstrahlung in Singlemode-Glasfasern gerecht, welche den untersuchten Überlagerungsmethoden zugrundeliegt und ein Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit ist. Insbesondere die Entstehung diskreter faserinterner Moden, deren Eigenschaften und die Berechnung der Einkoppeleffizienz von *Gauß*-Strahlen in Singlemode-Fasern stehen im Mittelpunkt der Betrachtungen und dienen der Vorbereitung eines Vergleichs mit den experimentellen Ergebnissen. Anschließend werden die für die Berechnung des optimalen Linsenfüllfaktors notwendigen Zusammenhänge erklärt und die unter dem Aspekt einer Maximierung der Leistungsdichte im Strahlfokus durchgeführte Optimierung beschrieben. Im letzten Unterkapitel werden mögliche Überlagerungsmethoden der Strahlung vieler Diodenlaser, d.h. verschiedene Koppeltechniken von Einzelstrahlen, vorgestellt und miteinander verglichen.

Kapitel 3 - "Systemauslegung" - beinhaltet ausführliche Informationen über die technische Realisierung des kompletten Lasersystems, welches sich aus den fasergekoppelten Diodenlaser-Modulen und dem Bearbeitungskopf zusammensetzt. Die getroffene Auswahl der Einzelkomponenten und das Design der speziell entwickelten Optiken wird erläutert. Beginnend mit einer Beschreibung der Auswahlkriterien und Charakterisierung der eingesetzten Singlemode-Diodenlaser werden die verwendeten stirnseitig entspiegelten Singlemode-Fasern vorgestellt. Das Prinzip und der Aufbau der 37 Diodenlaser-Module, d.h. die Realisierung der Einkopplung der Diodenlaser-Strahlung in die Glasfasern sowie das Design der zur Strahlformung verwendeten Optiken sind Gegenstand des nachfolgenden Unterkapitels. Auf alle eingesetzten Einzelkomponenten wie z.B. die Kollimationslin-

se, das speziell für die verwendeten Diodenlaser entwickelte Zylinderlinsen-Teleskop und auf den Faserkoppler wird detailliert eingegangen. Außerdem wird die Prozedur der Moduljustage vorgestellt. Anschließend folgen Erläuterungen zum Aufbau und Prinzip des Bearbeitungskopfs als 'Schnittstelle' zwischen den Glasfasern und dem Werkstück, wobei die Einzelkomponenten, die Prozedur der Justage und das Einkleben der Ferrulen in den Bearbeitungskopf beschrieben werden. Im nachfolgenden Unterkapitel werden die Stromversorgung und die Kreislauf-Wasserkühlung, sowie der Gesamtaufbau des Lasersystems beschrieben. Im letzten Unterkapitel wird der Aufbau und die Justageprozedur eines polarisationsgekoppelten Diodenlasermoduls erläutert, wobei die Kopplung auf der linearen Polarisation der verwendeten Diodenlaser-Strahlung basiert.

Im Kapitel "Experimentelle Ergebnisse und Diskussion" werden die mit dem aufgebauten Lasersystem erzielten Ergebnisse vorgestellt und diskutiert. Es erfolgt ein Vergleich zwischen einem aus 37 Diodenlasern bestehenden System ("37er" System) und einem schon in Voruntersuchungen gebauten "19er" System. Dabei werden mögliche Aspekte der Systemoptimierung erläutert, welche entweder zu einer maximalen Leistungsdichte oder zu einer maximalen Leistung des Gesamtstrahls führen. Die Charakterisierung der 37 Diodenlaser-Module ist Gegenstand des ersten Unterkapitels, wobei die erzielten Leistungen und Einkoppeleffizienzen mit den errechneten Werten verglichen und auftretende Abweichungen diskutiert werden. Im Unterkapitel "Polarisationskopplung" werden sowohl die Ergebnisse der Kopplung der Einzelstrahlen als auch deren Einkoppeleffizienzen in eine Singlemode-Faser angegeben. Zwei nachfolgende Unterkapitel beinhalten die Ergebnisse beider untersuchter Überlagerungsmethoden von Diodenlaser-Strahlen, dem Winkel- und Positionsmultiplexing, wobei die erzielten Parameter wie Leistung, Leistungsdichte und Fokusbereich angegeben werden. Das abschließende Unterkapitel beinhaltet einen Vergleich beider Überlagerungsmethoden, wobei auch die mögliche Perspektiven einer Anwendung diskutiert werden.

2 Theoretische Grundlagen und Stand der Technik

2.1 Singlemode-Diodenlaser als Strahlquellen

Singlemode-Diodenlaser mit Ausgangsleistungen von 100 mW besitzen Facetten-Leistungsdichten von etwa 10^6 W/cm^2 . Die hohe Strahlqualität bzw. Fokussierbarkeit ihres nahezu *gauß*förmigen transversalen Strahlprofils ermöglicht das Erzielen hoher Einkoppleffizienzen in Singlemode-Fasern. Nachfolgend werden das Prinzip, die Struktur und die optischen Eigenschaften anhand der in dieser Arbeit verwendeten Singlemode-Diodenlaser beschrieben. Ausführlichere Informationen zu Diodenlasern sind z.B. in [14, 15] zu finden.

2.1.1 Struktur und Prinzip

Diodenlaser sind kompakte Halbleiterbauelemente, die je nach gewählter Materialzusammensetzung vom sichtbaren (VIS) bis in den infraroten (IR) Spektralbereich kohärente Strahlung emittieren. Sie bestehen analog zur lichtemittierenden Diode (LED) prinzipiell aus der Verbindung eines p- und n-dotierten Halbleiters.

Unterschiedliche Ladungsverteilungen im n- und p-dotierten Halbleiter führen im Energieniveauschema bzw. in der Bandstruktur zu einer Potentialbarriere. Durch Anlegen einer in Durchlaßrichtung gepolten elektrischen Spannung an den pn-Übergang verringert sich diese Barriere und die Elektronen und Löcher bewegen sich zum Übergang hin. Somit werden Ladungsträger in den Grenzbereich injiziert (Injektionslaser) und Elektron-Loch-Paare durch elektrisches Pumpen erzeugt. Innerhalb dieser Grenzschicht können Elektronen und Löcher unter Aussendung von Strahlung spontan oder stimuliert rekombinieren, da es sich bei Diodenlasern um direkte Halbleitermaterialien handelt. Die Frequenz der Strahlung bzw. deren Farbe wird vom Bandabstand bestimmt.

Ein Halbleiterlaser benötigt zusätzlich zur LED einen optischen Resonator, der über eine Rückkopplung einen Mehrfachdurchgang durch das Lasermedium und damit eine effiziente Verstärkung durch stimulierte Emission ermöglicht. Den Resonator bilden bei kantenemittierenden Diodenlasern in der Regel die stirnseitigen, ebenen Spaltflächen bzw. Bruchkanten des Halbleiterkristalls senkrecht zur pn-Übergangsfläche (*Fabry-Perot*-Resonator).

Der prinzipielle Aufbau der eingesetzten kantenemittierenden Diodenlaser mit Rippenwellenleiterstruktur ('ridge-waveguide') ist in Abbildung 2.1 dargestellt und wird nachfolgend kurz beschrieben [16, 17, 18]. Der Aufbau der als Pumpstrahlquellen für Erbium-dotierte Faserlaser entwickelten Diodenlaser gewährleistet transversal einmodige, longitudinal aber mehrmodige Laser-Oszillationen bei einer Wellenlänge von etwa 980 nm.

Im Fall des vorliegenden vertikal indexgeführten Halbleiterlasers wird der optische Wellenleiter senkrecht zur pn-Übergangsfläche durch eine Schichtfolge von Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex gebildet. Bei der sogenannten Heterostruktur nimmt

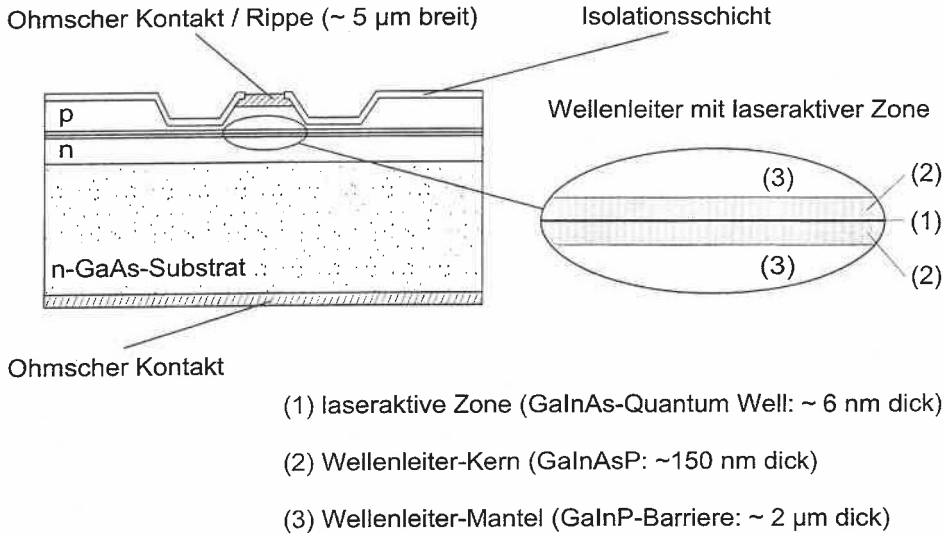


Abbildung 2.1: Prinzipieller Aufbau der verwendeten Diodenlaser mit Single-Quantum-Well-Heterostruktur. Rechts im Bild ist der optische Wellenleiterbereich vergrößert dargestellt (Dimensionen: $7 \times 2 \mu\text{m}$).

der Brechungsindex von der sich im Zentrum befindenden laseraktiven Zone in vertikaler Richtung stufenförmig ab (Stufenindex-Wellenleiter). Moderne Epitaxieverfahren wie 'Metallorganic-Chemical-Vapour-Deposition' (MO-CVD) erlauben das Abscheiden von Epitaxieschichten mit Dicken von wenigen Nanometern, welche im Bereich der *De-Broglie*-Wellenlänge liegen und das Auftreten von Quanteneffekten bewirken. Die dadurch entstehende 'Quantum-Well (QW)'-Heterostruktur führt zu einer Modifizierung der physikalischen Eigenschaften. So erfolgt die Ladungsträgerrekombination zwischen den diskreten Elektron- und Loch-Stufenverteilungen nicht mehr kontinuierlich, wodurch ein schmalbandiger Laserbetrieb ermöglicht wird. Zusätzlich ist die Thermalisierung der Ladungsträger, d.h. ihr Übergang in Zustände geringerer Energie bzw. in die Nähe der Bandkante, über Streuprozesse (Phononenemission) im Fall einer QW-Struktur effizienter. Eine höhere Zustandsdichte an der Bandkante bewirkt eine höhere Verstärkung bei vorgegebener Ladungsträgerdichte. Weiterhin führt die Verwendung von QW-Strukturen zu einer geringen Schwellstromdichte und zu einer Steigerung des elektrisch-optischen Wirkungsgrads. Bei den verwendeten Diodenlasern mit einer 'Single-Quantum-Well'-Heterostruktur (SQW-Heterostruktur) ist die aus GaInAs bestehende laseraktive Zone nur ca. 6 nm dick und beidseitig von je einer GaInAsP-Halbleiterschicht umgeben. Diese besitzen im Vergleich zur aktiven Zone einen etwas größeren Bandabstand und einen geringeren Brechungsindex. Zu beachten ist, daß die aktive Zone vertikal wesentlich kleiner als der Kernbereich des optischen Wellenleiters ist.

Der horizontal gewinngeführte Wellenleiter bzw. das horizontale Ladungsträger-'confinement' wird durch eine laterale Begrenzung des elektrisch gepumpten Bereichs aufgrund der Rippenstruktur des Ohmschen Kontakts ('ridge') realisiert. Die Breite des Wellenleiters

entspricht nahezu der Rippenbreite und beträgt im vorliegenden Fall etwa $5\text{ }\mu\text{m}$. Die Länge des optischen Resonators (senkrecht zur Zeichenebene von Abbildung 2.1) ist mit $1,6\text{ mm}$ vergleichsweise groß und führt zu einer Sättigung der Verstärkung nach nur einem Umlauf ('round-trip'). Deshalb ist die Austrittsfacette des Diodenlasers entspiegelt (AR) und die Resonatorrückseite vollständig verspiegelt (HR), wodurch die Emission der gesamten Strahlungsleistung durch eine Facette erreicht wird.

2.1.2 Optische Eigenschaften

Die unterschiedlichen horizontalen und vertikalen Dimensionen des optischen Wellenleiters führen aufgrund von Beugungseffekten zu verschiedenen (Fernfeld-)Divergenzwinkeln des Laserstrahls und zu dem für kantenemittierende Diodenlaser typischen elliptischen Strahlprofil ('Strahlkeule'), siehe Abbildung 2.2. Der Quotient aus den Strahldurchmessern in x - bzw. langsamer Achsrichtung und in y - bzw. schneller Achsrichtung wird als Aspekt-Verhältnis bezeichnet und ist ein Maß für die Elliptizität des Strahlprofils. Die Angabe der Strahldurchmesser bezieht sich auf ein bestimmtes Abklingkriterium der Feldstärkeverteilungen, z.B. $1/e$ für nahezu *gauß*förmige Feldstärkeverteilung (siehe nachfolgendes Kapitel).

elliptisches Strahlprofil

Diodenlaser

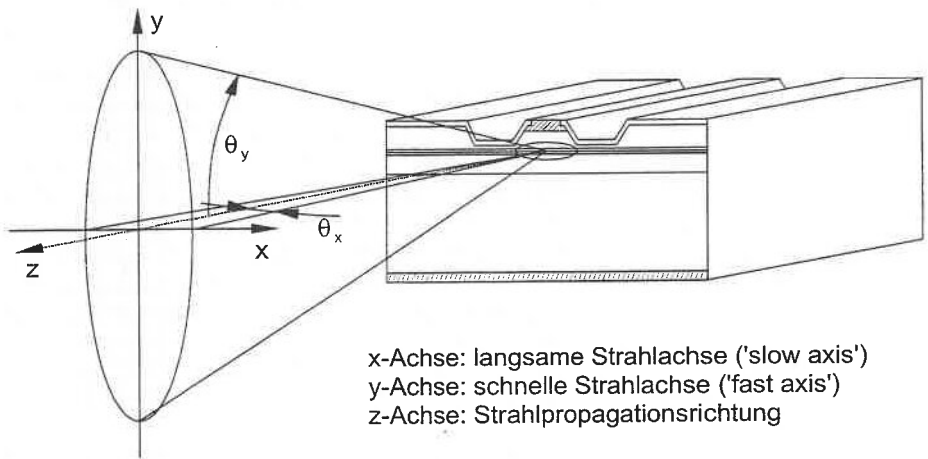


Abbildung 2.2: Abstrahlcharakteristik eines kantenemittierenden Diodenlasers mit elliptischem Strahlprofil.

Für eine effiziente Einkopplung der Diodenlaser-Strahlung in rotationssymmetrische Single-mode-Glasfaser ist eine Transformation des elliptischen Strahlprofils in ein kreisförmiges Profil erforderlich. Diese kann mittels eines Zylinderlinsen-Teleskops nahezu verlustfrei realisiert werden (Kapitel 3.3), indem der Strahldurchmesser in schneller Achsrichtung an den der langsamen Achse angepaßt wird und sich so ein rotationssymmetrischer Strahl

ergibt. Außerdem kann bei der Verwendung eines Zylinderlinsen-Teleskops der Astigmatismus des Diodenlasers korrigiert werden. Unter Astigmatismus wird die Differenz zwischen den Strahlungsursprüngen in beide Achsrichtungen entlang der Resonatorachse des Lasers verstanden. Bei den verwendeten vertikal indexgeführten Diodenlasern Oszillatoren liegt der Strahlursprung in schneller Achsrichtung auf der Laserfacette, der der langsamen Achse nur wenige Mikrometer hinter der Facette im Innern des Lasers.

Diodenlaser mit *Fabry-Perot*-Resonator reagieren empfindlich auf Temperatur- und Stromstärkeänderungen und optische Rückreflexe mit hochfrequentem Wechseln der Emissionsfrequenz bzw. der longitudinalen Moden ('mode-hopping'). Sie besitzen im Gegensatz zu Diodenlasern mit wellenlängenselektiver Rückkopplung wie 'Distributed-Feedback'-Lasern (DFB) oder 'Distributed-Bragg-Reflector'-Lasern (DBR) keinerlei Frequenzstabilisierung [14].

2.2 Eigenschaften von *Gauß*-Strahlen

Aufgrund der nahezu *gauß*förmigen Feldstärkeverteilung der verwendeten Singlemode-Diodenlaser werden nachfolgend die grundlegenden Eigenschaften von *Gauß*-Strahlen (bzw. *Gauß*-Bündeln) und deren Propagation als Freistrahlen in homogenen Medien, z.B. in Luft, beschrieben. Vereinfachend werden in den angegebenen Formeln nur Singlemode- bzw. Grundmode-Strahlen berücksichtigt (TEM_{00} -Mode). Ausführlichere Herleitungen und Beschreibungen der *gauß*schen Wellenoptik sind z.B. in [19, 20] zu finden.

2.2.1 Feldstärkeverteilungen und charakteristische Parameter

Die Lösung der aus den *Maxwell*-Gleichungen hervorgehenden Wellengleichung führt für rotationssymmetrische *Gauß*-Strahlen zu folgender lateraler Feldstärkeverteilung E_S in Zylinderkoordinaten [19] ($r^2 = x^2 + y^2$)

$$E_S(r, z) \sim \exp \left[-\frac{r^2}{w(z)^2} - i \left(\frac{k_0 r^2}{2R(z)} \right) \right] \quad (2.1)$$

mit dem Strahlradius an der Stelle z

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2} \quad (2.2)$$

und dem Krümmungsradius

$$R(z) = z \left(1 + (z_R/z)^2 \right). \quad (2.3)$$

Für die Wellenlänge λ ist die Wellenzahl in Ausbreitungsrichtung (z -Achse) $k_0 = 2\pi/\lambda$ und die *Rayleigh*-Länge oder Schärfentiefe des Strahls

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}, \quad (2.4)$$

wobei die Strahltaile w_0 ('waist') das Minimum des Strahlradius $w(z)$ darstellt und auch mit Fokusradius bzw. Brennfleckradius ('spot-size') bezeichnet wird. Das Intervall $z < z_R$ ist als Nahfeld und der Bereich $z > z_R$ als Fernfeld des *Gauß*-Strahls definiert.

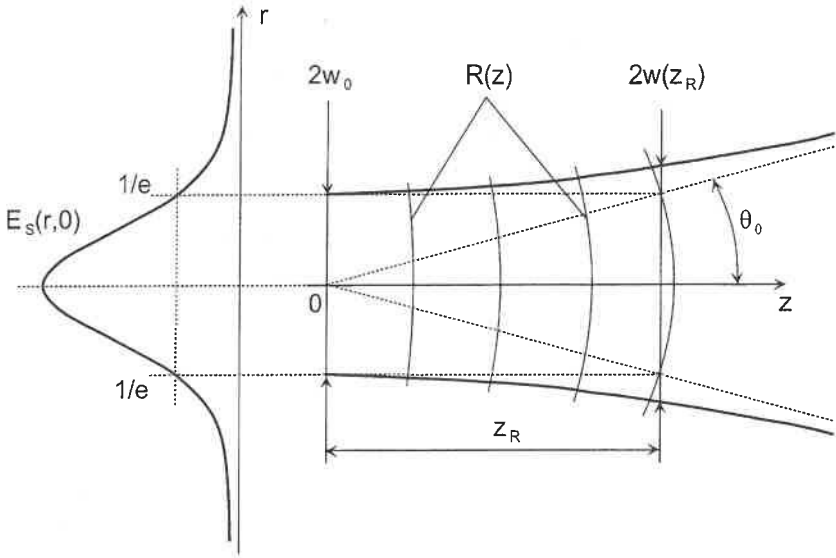


Abbildung 2.3: Propagation eines rotationssymmetrischen *Gauß*-Strahls nahe der Taille w_0 .

Abbildung 2.3 zeigt die Feldstärkeverteilung eines *Gauß*-Strahls in Ausbreitungsrichtung entlang der z -Achse (Propagationsachse).

Da die laterale Feldstärkeverteilung eines *Gauß*-Strahls erst für $r \rightarrow \infty$ gegen Null strebt, ist die Angabe einer Definition für den Strahlradius notwendig. Dieser wird durch das Abklingen der Feldstärkeverteilung auf den Wert $E_s(0,z)/e$, d.h. auf 37 % des Maximalwertes der Verteilung im Strahlzentrum, definiert und mit $1/e$ -Kriterium bezeichnet, vergleiche Abbildung 2.3.

Nachfolgend werden die Parameter eines rotationssymmetrischen *Gauß*-Strahls erläutert und diskutiert:

- **Strahlradius $w(z)$:**

Dieser ist als halber Strahldurchmesser der an der Stelle z vorliegenden lateralen Feldstärkeverteilung definiert ($1/e$ -Kriterium) und wird vom hyperbolischen Verlauf des Realteils aus Gleichung (2.1) bestimmt. Beginnend im Minimum bei $z = 0$, d.h. in der Strahltaile mit dem Radius w_0 , nimmt $w(z)$ im Nahfeldbereich $0 \leq z \leq z_R$ nur geringfügig zu. Bei der *Rayleigh*-Länge $z = z_R$ ist $w(z_R) = \sqrt{2}w_0$, d.h. die Querschnittsfläche hat sich gegenüber der der Taille verdoppelt. Für den Fernfeldbereich $z \gg z_R$ vergrößert sich $w(z)$ proportional zu z und es gilt $w(z) = (\lambda/\pi w_0) \cdot z$.

- **Krümmungsradius der Wellenfront $R(z)$:**

Die dem Imaginärteil von Gleichung (2.1) entsprechende Phasenverteilung wird vom Krümmungsradius der Wellenfront maßgeblich bestimmt. Für $z = 0$, d.h. in der

Strahltaile w_0 , ist $R = \infty$ und es liegt eine ebene Wellenfront und damit eine reelle Feldstärkeverteilung vor. Im sich anschließenden Nahfeldbereich mit $0 \leq z \leq z_R$ nimmt der Krümmungsradius stark ab und erreicht bei $z = z_R$ sein Minimum mit $R(z_R) = 2z_R$. Für $z > z_R$ vergrößert sich der Krümmungsradius, wobei für $z \gg z_R$ (Fernfeld) $R(z) \approx z$ gilt. Das bedeutet anschaulich, daß die in der Taille vorliegende ebene Wellenfront während ihrer Propagation in eine sphärische Wellenfront übergeht.

• **Fernfeld-Divergenzwinkel θ_0 :**

Er ist als halber Divergenzwinkel ($1/e$ -Kriterium) im Fernfeld des Strahls ($z \gg z_R$), definiert [19], siehe Abbildung 2.3

$$\theta_0 = \lim_{z \rightarrow \infty} \frac{w(z)}{z} = \frac{w_0}{z_R}. \quad (2.5)$$

Daraus kann die Numerische Apertur (NA) eines *Gauß*-Strahls berechnet werden

$$NA = \sin(\theta_0) = \sin(\lambda/\pi w_0). \quad (2.6)$$

Kantenemittierende Singlemode-Diodenlaser erzeugen Strahlung mit einem elliptischen Strahlprofil, d.h. es liegt keine rotationssymmetrische Feldstärkeverteilung vor (vergleiche Abbildung 2.2). In diesem Fall kann die Strahlprofil-Ellipse durch eine Superposition der entlang der Hauptachsen definierten Strahltaillen w_{0x} und w_{0y} bzw. den Krümmungsradien $R_x(z)$ und $R_y(z)$ beschrieben werden. Gleichung (2.1) geht dann über in

$$E_S(r, \varphi, z) \sim \exp \left\{ - \left[\left(\frac{r \cos(\varphi)}{w_x(z)} \right)^2 + \left(\frac{r \sin(\varphi)}{w_y(z)} \right)^2 \right] - i \cdot \frac{k_0}{2} \left[\frac{(r \cos(\varphi))^2}{R_x(z)} + \frac{(r \sin(\varphi))^2}{R_y(z)} \right] \right\}. \quad (2.7)$$

Dabei wurde vorausgesetzt, daß sich beide Strahltaillen w_{0x} und w_{0y} auf der Diodenlaser-Facette bei $z = 0$ befinden, also kein Astigmatismus vorliegt und die x - und y -Komponenten der Feldstärkeverteilung entkoppelt sind.

2.2.2 Leistungsdichteverteilung und Leistungsinhalt für rotationssymmetrische *Gauß*-Strahlen

Abbildung 2.4 a) zeigt den *gauß*förmigen Verlauf der normierten Leistungsdichteverteilung I_S (Strahlprofil) in einer sich an der Stelle $z = z_0$ befindenden und senkrecht zur z -Achse orientierten Ebene. Der mit Hilfe von Detektoren meßbaren Leistungsdichteverteilung liegt die Feldstärkeverteilung zugrunde und für rotationssymmetrische Strahlen (Zylinderkoordinaten) gilt

$$I_S(r, z) = |E_S(r, z)|^2. \quad (2.8)$$

Da erst für sehr große Radien r die Feldstärkeverteilung E_S gegen Null strebt, führt jede Aperturbegrenzung aufgrund von endlich ausgedehnten Strahlführungs- bzw. Strahlformungselementen, wie z.B. Spiegel und Linsen, zu Transmissionsverlusten und Beugungseffekten (siehe auch Kapitel 2.4). Die durch eine kreisförmige, zentrierte und sich bei

$z = z_0$ befindende Apertur mit dem Radius a_1 transmittierte, normierte Leistung läßt sich allgemein mittels

$$P(a_1) = \frac{\int_0^{a_1} I_S(r, z_0) r dr}{\int_0^\infty I_S(r, z_0) r dr} = 1 - \exp \left[-2 \left(\frac{a_1}{w(z_0)} \right)^2 \right] \quad (2.9)$$

berechnen [19]. Diese ist für $0 \leq a_1 \leq 2 \text{ mm}$ und $w(z_0) = 1 \text{ mm}$ in Abbildung 2.4 b) dargestellt.

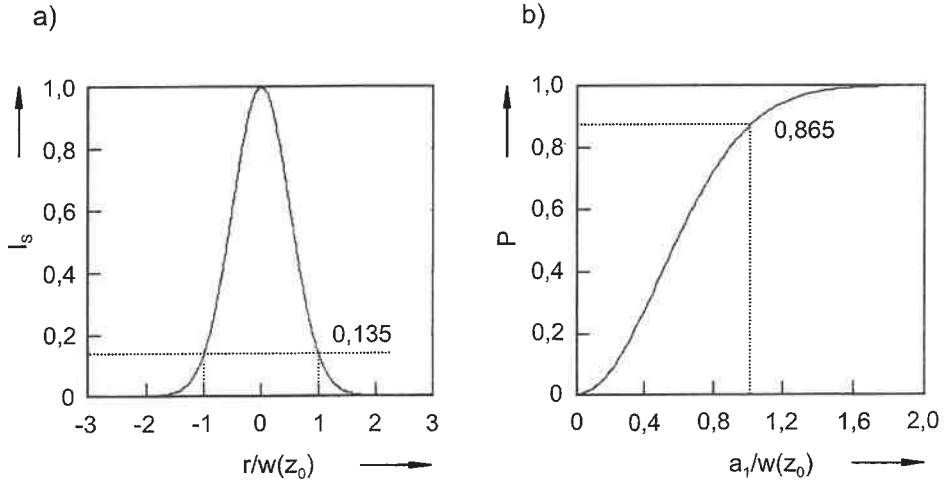


Abbildung 2.4: a) Normierte Leistungsdichteverteilung I_S und b) durch eine zentrierte Apertur transmittierte Leistung P eines Gauß-Strahls mit dem Strahlradius $w(z_0)$.

Ist $a_1/w(z_0) = 1$, d.h. der Aperturradius ist gleich dem Strahlradius, so beträgt die transmittierte Leistung $P(1) = 86,5 \%$ von der Gesamtleistung. Erst für $a_1 \geq (\pi/2) \cdot w(z_0)$ ist $P > 99 \%$.

Die mittlere Leistungsdichte $\overline{PD}$ ist definiert als Quotient aus der durch die Apertur transmittierten Leistung $P(a_1)$ und der Aperturfläche $A(a_1)$

$$\overline{PD}(a_1) = \frac{P(a_1)}{A(a_1)}, \quad (2.10)$$

wobei für eine kreisförmige Apertur $A = \pi a_1^2$ gilt. Somit wird die Leistung $P(a_1)$ über die Aperturfläche gemittelt. Sie ist im Fall einer inhomogenen Leistungsdichteverteilung eine Funktion des relativen Aperturradius $a_1/w(z_0)$, siehe Abbildung 2.5.

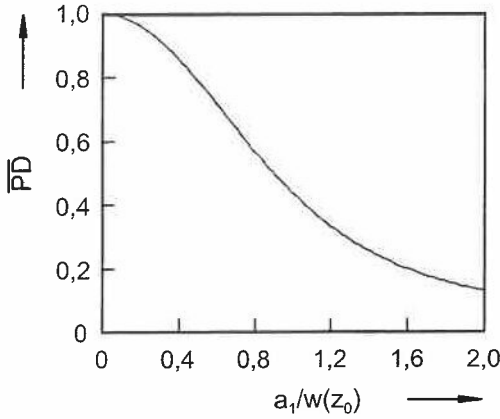


Abbildung 2.5: Normierte mittlere Leistungsdichte $\overline{PD}$ einer *Gauß*-Verteilung in Abhängigkeit vom relativen Aperturradius $a_1/w(z_0)$. Im achsnahen Bereich ist die mittlere Leistungsdichte maximal und es gilt: $\overline{PD}(a_1 \rightarrow 0) \approx 2,3 \cdot \overline{PD}(a_1 = w(z_0))$.

2.2.3 Strahlparameterprodukt und Beugungsmaßzahl

Strahlparameterprodukt

Aus Gleichung (2.5) kann unter Verwendung von Gleichung (2.4) das Strahlparameterprodukt eines *Gauß*-Strahls mit

$$\theta_0 w_0 = \lambda / \pi = \text{const.} \quad (2.11)$$

abgeleitet werden. Das bedeutet, daß ein rotationssymmetrischer *Gauß*-Strahl durch die Angabe der beiden Parameter w_0 und θ_0 für eine gegebene Wellenlänge λ an jeder Stelle z vollständig charakterisiert ist.

Wird ein solcher Strahl mittels eines optischen Systems mit der Brennweite f transformiert, z.B. fokussiert wie in Abbildung 2.6 dargestellt, so gilt allgemein

$$\theta_1 w_1 = \theta_0 w_0. \quad (2.12)$$

Der Fokusradius w_1 kann mittels Gleichung (2.12) berechnet werden. Liegt ein kollimierter Strahl mit großer Taille w_0 und damit kleinem Winkel θ_0 vor, so ist der Strahlradius auf der Linse etwa gleich w_0 und es gilt

$$\theta_1 \approx \arctan \left(\frac{w_0}{f} \right). \quad (2.13)$$

Dabei ist zu beachten, daß die Lage der Brennebene einer idealen Linse nur dann exakt mit der Lage der Taille w_1 übereinstimmt, wenn die Taille w_0 in der linksseitigen Brennebene der Linse liegt. Andernfalls muß die Brennweitenkorrektur

$$\Delta f = z - f = z_{R1}^2 / z \approx z_{R1}^2 / f \quad (2.14)$$

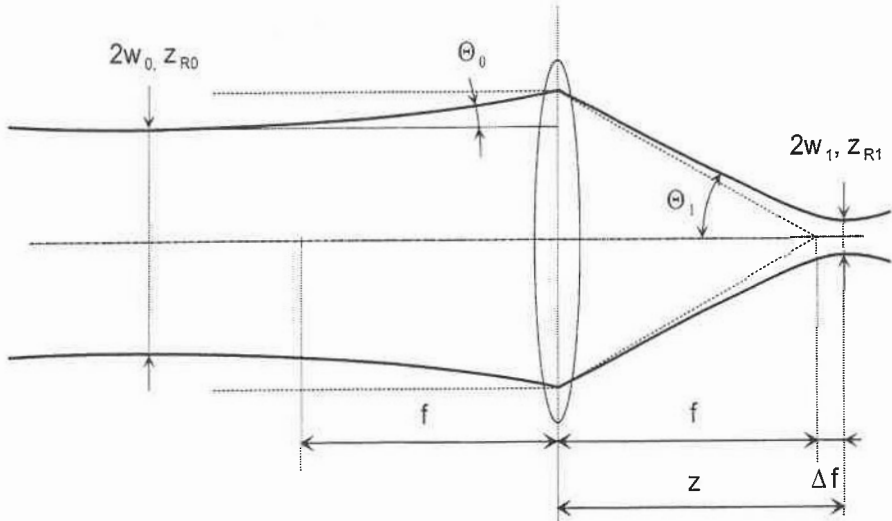


Abbildung 2.6: Fokussierung eines kollimierten *Gauß*-Strahls. Der Strahlengang entsprechend der geometrischen Optik (Parallel- und Brennpunktstrahl) ist gestrichelt eingezeichnet.

berücksichtigt werden [19]. Bei der gewählten Brennweite der Fokussieroptik im Bearbeitungskopf von $f_{Foc} = 100$ mm und einem Strahldurchmesser auf der Optik von ca. 3,8 mm (siehe Kapitel 4.3) ergibt sich bei der Wellenlänge von $\lambda = 980$ nm mittels Gleichung (2.11) ein Taillenradius von $w_1 \approx 16$ μm . Aus der dazugehörigen *Rayleigh*-Länge von $z_{R1} \approx 1$ mm folgt eine Brennweitenkorrektur von $\Delta f \approx 7$ μm , welche damit nur ein Bruchteil der Brennweite beträgt. Allgemein gilt, das insbesondere bei großen *Rayleigh*-Längen bzw. großen Brennweiten der verwendeten Optik eine Brennweitenkorrektur z.B. durch den Einsatz adaptiver Optiken vorgenommen werden sollte.

Zu bemerken ist, daß Gleichung (2.12) nur für eine fehlerfreie Strahltransformation eines *Gauß*-Strahls gilt. In diesem Fall stellt der Fokusradius w_1 das theoretisch erreichbare Minimum dar, den sogenannten beugungsbegrenzten Strahlradius für den *TEM*₀₀- bzw. Singlemode. Reale Laserstrahlen besitzen je nach Strahlqualität stets größere Strahltaillen (wenn von einer theoretisch möglichen Korrektur der Phasenfront abgesehen wird). Somit bewirkt jede Aberration der Strahlformungsoptik und jede (unvermeidbare) Aperturbegrenzung eine Vergrößerung der fokussierten Strahltaillen, welche wiederum zu einer Abnahme der mittleren Leistungsdichte im Brennpunkt der Fokussieroptik führen.

Beugungsmaßzahl

Schwerpunkt der nachfolgenden Betrachtungen ist die praktische Anwendung der Beugungsmaßzahl zur Charakterisierung der Strahlqualität realer Laserstrahlen. Auf die über die zweiten Momente der gemessenen Leistungsdichteverteilungen erfolgende Berechnung der Beugungsmaßzahl wird nicht eingegangen, diese ist z.B. in [21] ausführlich beschrieben.

ben.

Beginnend in der Taille findet bei der Propagation eines *Gauß*-Strahls (TEM_{00} - bzw. Singlemode) in einem homogenen Medium stets eine stetige Strahlaufweitung entsprechend den Beugungsgesetzen statt (Freistrahpropagation), wobei das Strahlparameterprodukt gilt (Gleichung (2.11)). Die Beugungsmaßzahl M^2 ist das Verhältnis aus dem Strahlparameterprodukt des realen Strahls ($w_0 \cdot \theta_0$) und dem des TEM_{00} -Modes (λ/π) und es gilt

$$M^2 = \frac{w_0 \theta_0 \pi}{\lambda} \geq 1. \quad (2.15)$$

Das heißt, durch die Angabe nur einer Zahl wird die Ähnlichkeit des realen mit dem zugehörigen *Gauß*-Strahl angegeben, was allerdings nur für nahezu *gauß*förmige Strahlen (z.B. denen von Singlemode-Diodenlasern) sinnvoll ist. Für den TEM_{00} -Mode gilt per Definition $M^2 = 1$. Anschaulich kennzeichnet die Beugungsmaßzahl u.a. eine Winkelzunahme im Fernfeld bzw. eine Zunahme der Strahltaille im Nahfeld. Im Fall eines elliptischen Strahlprofils der Laserquelle wird M^2 in eine x - und eine y -Komponente M_x^2 und M_y^2 aufgespalten. Zwischen der Beugungsmaßzahl und dem in der Praxis üblichen Strahlpropagationsfaktor K besteht der Zusammenhang

$$K = \frac{1}{M^2}, \quad (2.16)$$

wobei $K \leq 1$ ist.

Die experimentelle M^2 -Bestimmung wird durch das Vermessen der Taillendurchmesser unter Verwendung z.B. einer Messerschneide ('knife-edge') ermöglicht [22]. So werden für bestimmte Werte der eingeschlossenen Strahlleistung, welche z.B. 10 % bzw. 90 % der Gesamtleistung betragen, die Strahldurchmesser $2w(z)$ entlang der Strahlachse bzw. die sogenannte Strahlkaustik vermessen. Durch Anfitzen der $w(z)$ -Werte an die sich über die Gleichungen (2.2) und (2.11) ergebende Propagationsgleichung

$$w(z)^2 = w_0^2 + \theta_0^2 z^2 \quad (2.17)$$

kann aus der gemessenen Taille w_0 die Fernfelddivergenz θ_0 bestimmt werden und mit der des berechneten beugungsbegrenzten TEM_{00} -Modes nach Gleichung (2.15) die Beugungsmaßzahl M^2 ermittelt werden.

Die Bestimmung der Beugungsmaßzahl (Strahlqualität) mittels der 'knife-edge'-Methode zeigt gegenüber der Berechnung über die zweiten Momente der Leistungsdichteverteilungen den Vorteil, daß die so ermittelten M^2 -Werte besser mit einer visuellen Strahlbegutachtung übereinstimmen [23]. Die 'knife-edge'-Methode ist weniger sensitiv für sich weit außerhalb des Strahlzentrums befindendes Streulicht und erlaubt deshalb einen hier gewünschten realistischen Rückschluß auf die Einkoppeleffizienz in Singlemode-Glasfasern. Das von der Firma Coherent entwickelte Strahlanalysesystem ModeMaster [24] arbeitet nach der 'knife-edge'-Methode bzw. der ISO-Norm [22] und wurde u.a. zur Vermessung der Strahlqualität der verwendeten Diodenlaser eingesetzt.

2.3 Einkopplung in Singlemode-Fasern

Glasfasern als nahezu ideale Transportmedien für Laserstrahlung haben sich in der Nachrichtentechnik bereits etabliert, da sie einen breitbandigen, schnellen und verlustarmen

Datentransfer ermöglichen und kostengünstig, in hoher Qualität, produziert werden können. Auch in der Materialbearbeitung finden Fasereinkopplungen aufgrund ihrer Flexibilität, der Trennung von Strahlquelle und Bearbeitungsoptik und der möglichen Zusammenführung von Einzelstrahlen (Faserkoppler, Faserbündel) zunehmende Bedeutung. Die Realisierung einer effizienten Einkopplung eines Laserstrahls in eine Singlemode-Faser ist im Vergleich zur Einkopplung in Multimode-Fasern besonders anspruchsvoll. Zum Erreichen hoher Einkoppeleffizienzen sind Laser mit guter Strahlqualität, hohe optische Güten der Koppelemente (d.h. eine beugungsbegrenzte Abbildungsqualität), aber auch deren Positionierung im Sub-Mikrometerbereich erforderlich.

In diesem Kapitel wird ein grundlegender Überblick über die Strahlpropagation und das Entstehen diskreter Moden in einer rotationssymmetrischen Faser gegeben. Ausgehend von den exakten Wellengleichungen für ein isotropes, homogenes und verlustfreies dielektrisches Medium werden übliche Näherungen bis hin zur *Gauß*-Approximation anhand der Literatur hergeleitet. Abschließend folgt eine Beschreibung der Einkopplung eines *gauß*förmigen Freistrahls (siehe Kapitel 2.2) in eine Singlemode-Faser. Diese Abhandlung skizziert einerseits die Herleitung der zugrundeliegenden Theorie und dient andererseits der Berechnung der Einkopplungseffizienz eines Freistrahls in eine ideale Stufenindexfaser.

2.3.1 Strahlpropagation in Stufenindexfasern

Der rotationssymmetrische Aufbau einer idealen Stufenindexfaser ist in Abbildung 2.7 gezeigt. Deren Brechungsindex als Funktion des Radius ist gegeben durch

$$\begin{aligned} n(r) &= n_K \text{ für } r < a \\ n(r) &= n_M \text{ für } r > a, \end{aligned} \quad (2.18)$$

wobei n_K der Kern- und n_M der Mantel-Brechungsindex der Faser sind.

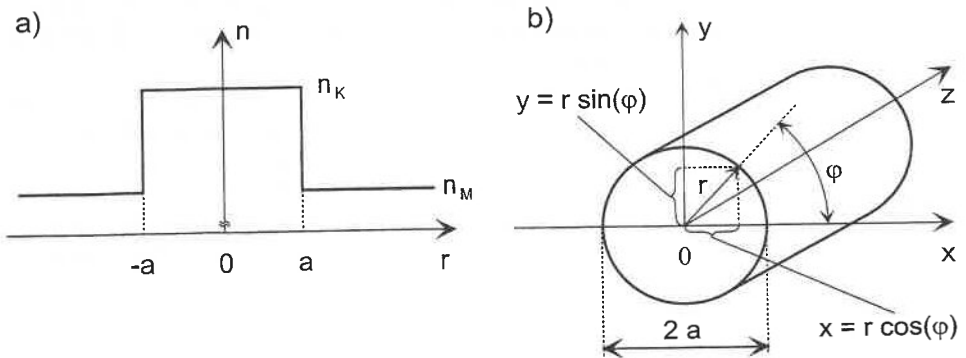


Abbildung 2.7: a) Brechungsindexverlauf einer idealen Stufenindexfaser mit b) Angabe der zur Beschreibung dienenden Koordinaten. Der Faserkern (n_K) hat einen Durchmesser von $2a$, die angenommene Ausdehnung des den Faserkern umgebenden Mantels (n_M) reicht bis ins Unendliche.

Aufgrund der Rotationssymmetrie werden die Feldstärkevektoren

$$\begin{aligned}\vec{E}(\vec{r}) &= (E_r, E_\varphi, E_z) \\ \vec{H}(\vec{r}) &= (H_r, H_\varphi, H_z)\end{aligned}\quad (2.19)$$

in Zylinderkoordinaten eingeführt, deren Zeitabhängigkeit erst weiter unten betrachtet wird. Die Wellengleichung in Zylinderkoordinaten lautet

$$(\nabla^2 + k^2) \begin{bmatrix} \vec{E}(\vec{r}) \\ \vec{H}(\vec{r}) \end{bmatrix} = 0. \quad (2.20)$$

Sie enthält den *Laplace*-Operator

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (2.21)$$

die Wellenzahl $k^2 = \omega^2 \cdot n^2 / c^2$ und den Brechungsindex n . Die Lösung der Wellengleichung in Zylinderkoordinaten führt für ein isotropes, homogenes und verlustfreies Medium zu vier relativ komplizierten Feldstärkekomponenten E_r, E_φ und H_r, H_φ , da die zugrundegelegten Zylinderkoordinaten-Einheitsvektoren $\vec{a}_r$ und $\vec{a}_\varphi$ in karthesischen Koordinaten nicht konstant sind. An dieser Stelle wird jedoch auf die Herleitung dieser Feldstärkekomponenten verzichtet, deren Herleitung z.B. in [20] ausführlich beschrieben ist. Die Berechnung der Feldstärkekomponenten E_z und H_z gestaltet sich aufgrund der Identität der z -Komponenten in Zylinder- und in karthesischen Koordinaten einfach und Gleichung (2.20) geht über in

$$(\nabla^2 + k^2) \begin{bmatrix} E_z(r, \varphi, z) \\ H_z(r, \varphi, z) \end{bmatrix} = 0. \quad (2.22)$$

Aus den Feldstärkekomponenten E_z und H_z können unter Verwendung der *Maxwell*-Gleichungen

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\mu \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \\ \vec{\nabla} \times \vec{H} &= \varepsilon \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\end{aligned}\quad (2.23)$$

prinzipiell die vier noch fehlenden Feldstärkekomponenten $E_r, E_\varphi, H_r, H_\varphi$ berechnet werden.

Wird für $\vec{E}$ und $\vec{H}$ die gleiche z - und t -Abhängigkeit angenommen, so ergeben sich die Feldstärkevektoren zu

$$\begin{bmatrix} \vec{E}(\vec{r}, t) \\ \vec{H}(\vec{r}, t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{E}(r, \varphi) \\ \vec{H}(r, \varphi) \end{bmatrix} \cdot \exp[i(\omega t - \beta z)]. \quad (2.24)$$

Darin sind die Kreisfrequenz der monochromatischen Strahlung ω und die Ausbreitungskonstante β entlang der z -Achse enthalten. Dadurch kann folgender separierbarer Lösungsansatz aufgestellt werden

$$\begin{bmatrix} E_z(r, \varphi) \\ H_z(r, \varphi) \end{bmatrix} = \Psi(r) \cdot \exp[i l \varphi]. \quad (2.25)$$

Dabei ist $l = 0, 1, 2, \dots$ in Analogie zur Drehimpuls-Quantenzahl der Quantenmechanik eine ganze positive Zahl. Eingesetzt in die Wellengleichung (2.20) ergeben sich daraus die sogenannten *Bessel-Differentialgleichungen* der Ordnung l

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial r} + (k^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2}) \Psi = 0. \quad (2.26)$$

Die Lösungen dieser Differentialgleichungen sind die *Bessel-Funktionen*, welche in Abhängigkeit von l diskrete Lösungen in φ besitzen. Je nach Vorzeichen von $k^2 - \beta^2$ ergeben sich zwei allgemeine Lösungen für die Wellenfunktionen $\Psi(r)$:

• **Faserkern:**

Für $k^2 - \beta^2 > 0$ gilt

$$\Psi(r) = c_1 \cdot J_l(hr). \quad (2.27)$$

Dabei ist $J_l(hr)$ die *Bessel-Funktionen* 1. Art der Ordnung l mit der transversalen Wellenzahl

$$h^2 = k^2 - \beta^2 = n_K^2 k_0^2 - \beta^2, \quad (2.28)$$

welche physikalisch einer Ausbreitungskonstanten entspricht. Die Konstante c_1 ermöglicht eine Normierung der Wellenfunktion. $J_l(hr)$ nimmt für $r \rightarrow 0$ endliche Werte an und gewährleistet so auch einen endlichen Leistungsinhalt im Kernbereich der Glasfaser.

• **Fasermantel:**

Für $k^2 - \beta^2 < 0$ gilt

$$\Psi(r) = c_2 \cdot K_l(qr), \quad (2.29)$$

wobei $K_l(qr)$ die modifizierte *Bessel-Funktion* 2. Art der Ordnung l ist und c_2 eine Konstante darstellt. Die transversale Wellenzahl

$$q^2 = \beta^2 - k^2 = \beta^2 - n_M^2 k_0^2 \quad (2.30)$$

entspricht physikalisch einer Abklingkonstanten. $K_l(qr)$ strebt für $r \rightarrow \infty$ gegen Null, d.h. die modifizierten *Bessel-Funktionen* zeigen ein evaneszentes Verhalten im Mantelbereich der Glasfaser, wodurch der Leistungsfluß in r -Richtung endlich bleibt.

Ferner beinhalten beide Gleichungen bereits eine Anpassung ihrer tangentialen Feldstärkekomponenten, d.h. diese gehen bei $r = a$ stetig ineinander über. Die vollständigen z -Komponenten der Feldstärkevektoren haben folgende Struktur

$$\left. \begin{aligned} E_z(\vec{r}, t) &= c_3 \cdot J_l(hr) \cdot \exp[i(\omega t + l\varphi - \beta z)] \\ H_z(\vec{r}, t) &= c_4 \cdot J_l(hr) \cdot \exp[i(\omega t + l\varphi - \beta z)] \end{aligned} \right\} \text{ für } r < a \text{ (Kern)} \\ \left. \begin{aligned} E_z(\vec{r}, t) &= c_5 \cdot K_l(qr) \cdot \exp[i(\omega t + l\varphi - \beta z)] \\ H_z(\vec{r}, t) &= c_6 \cdot K_l(qr) \cdot \exp[i(\omega t + l\varphi - \beta z)] \end{aligned} \right\} \text{ für } r > a \text{ (Mantel)}. \quad (2.31)$$

Diese Gleichungen zur Bestimmung der Feldstärkekomponenten setzen voraus, das h^2 und $q^2 > 0$ sind. Daraus läßt sich unter Verwendung der Gleichungen (2.28) und (2.30) die Existenzbedingung für das Auftreten von Moden in einer idealen Stufenindexfaser ableiten

$$n_K k_0 > \beta > n_M k_0, \quad (2.32)$$

wobei die Moden aufgrund der Totalreflexion an der dielektrischen Grenzfläche bei $r = a$ geführt werden.

Wie oben beschrieben können die Feldstärkekomponenten $E_r, E_\varphi, H_r, H_\varphi$ aus E_z und H_z berechnet werden, siehe z.B. [20]. Der nichttrivialen Bestimmung der Konstanten c_3, c_4, c_5, c_6 und der Ausbreitungskonstanten β liegen die Stetigkeitsbedingungen der Feldstärkekomponenten $E_\varphi, E_z, H_\varphi, H_z$ bei $r = a$ zugrunde. Für ein gegebenes l und ω existiert eine begrenzte Anzahl von Eigenwerten β_m mit $m = 1, 2, 3, \dots$, es liegt also eine Diskretisierung vor. Da die Ausbreitungskonstanten über quadratische Gleichungen bestimmt werden, ergeben sich entsprechend den Vorzeichen der Wurzeln zwei Klassen existierender Moden. Für $l \geq 1$ liegen die sogenannten *EH*- bzw. *HE*-Hybrid-Moden mit der Bezeichnung EH_{lm} und HE_{lm} vor, bei denen alle sechs Feldstärkekomponenten ungleich Null sind.

Speziell für $l = 0$ ist $\partial/\partial\varphi = 0$, d.h. alle Feldstärkekomponenten sind rotationssymmetrisch und es existieren sogenannte *TE*-Moden (nur $E_\varphi, H_r, H_z \neq 0$) und *TM*-Moden (nur $H_\varphi, E_r, E_z \neq 0$), welche mit TE_{0m} bzw. TM_{0m} bezeichnet werden. Das heißt, die Polarisation des Strahls ist nicht ausschließlich transversal, sondern auch schwach longitudinal orientiert (Strahlneigung gegenüber der Faserachse).

2.3.2 Linear polarisierte Moden (*LP*-Moden)

Für die Brechungsindexdifferenz fast aller Singlemode-Glasfasern gilt

$$\Delta n = n_K - n_M \ll 1. \quad (2.33)$$

Setzt man in guter Näherung $n_K \simeq n_M$, so sind die Stetigkeitsbedingung bei $r = a$ für die tangentialen Feldstärkekomponenten von $\vec{E}$ und $\vec{H}$ identisch. Dadurch können sie erheblich einfacher berechnet werden und erlauben einen problemlosen Übergang zu karthesischen Koordinaten. Der Fehler dieser Näherung ist für die relative Brechungsindexdifferenz $\Delta_1 = \Delta n/n_M < 1 \%$ für alle Modencharakteristika kleiner 0,1 % [25]. Weiterhin gilt für die transversalen Wellenzahlen h ($r < a$) und q ($r > a$): $h, q \ll \beta$ (longitudinale Ausbreitungskonstante), d.h. die Felder sind praktisch nur noch transversal polarisiert ($E_z \rightarrow 0$). Gibt man E_φ in den karthesischen Feldstärkekomponenten E_x und E_y an

$$E_\varphi = -E_x \sin \varphi + E_y \cos \varphi, \quad (2.34)$$

so ist entweder E_x oder E_y proportional zu E_φ , wodurch auch die Stetigkeitsbedingung für E_φ identisch mit der von E_x oder E_y wird. Es ergibt sich die Möglichkeit, entweder E_x oder E_y gleich Null zu setzen. Analog zu den allgemeinen Lösungen der Wellengleichung mit sechs von Null verschiedenen Einzelkomponenten (siehe z -Komponenten in Gleichung (2.31)), erhält man z.B. für $E_y = 0$ aus E_φ folgende elektrische Feldstärkekomponenten

$$\begin{aligned} E_x &= \begin{cases} c_3 \cdot J_l(hr) \cdot \exp[i(\omega t + l\varphi - \beta z)] & r < a \\ c_4 \cdot K_l(qr) \cdot \exp[i(\omega t + l\varphi - \beta z)] & r > a \end{cases} \\ E_y &= 0 \\ E_z &= \begin{cases} i \frac{h}{\beta} \frac{c_3}{2} [J_{l+1}(hr)e^{[i(l+1)\varphi]} - J_{l-1}(hr)e^{[i(l-1)\varphi]}] e^{[i(\omega t - \beta z)]} & r < a \\ i \frac{q}{\beta} \frac{c_4}{2} [K_{l+1}(qr)e^{[i(l+1)\varphi]} + K_{l-1}(qr)e^{[i(l-1)\varphi]}] e^{[i(\omega t - \beta z)]} & r > a \end{cases} \end{aligned} \quad (2.35)$$

wobei $c_4 = c_3 \cdot J_l(ha)/K_l(qa)$ durch die Stetigkeit bei $r = a$ und c_3 durch die Normierung der Feldstärkeverteilung bestimmt wird.

Analog kann für $E_x = 0$ die Feldstärkekomponente E_y (E_z wie oben) berechnet werden. Es existieren also zwei Klassen von Lösungen, welche entweder nur in x -Richtung ($E_x, H_y \neq 0$) oder nur in y -Richtung ($E_y, H_x \neq 0$) polarisiert sind ($E_z = 0$). Sie besitzen die gleiche Wellenzahl in z -Richtung, sind also für $n_K \rightarrow n_M$ entartet. Diese (beiden) linear polarisierten Moden stellen eine unabhängige Superposition der HE_{l+1,m^-} und EH_{l-1,m^-} Moden dar und werden mit LP_{lm} bezeichnet. In dieser Näherung (Gleichung (2.33)) geht der HE_{11} -Mode mit der geringsten Ordnung ($l = 0, m = 1$) in den rotationssymmetrischen LP_{01} -Mode mit der Ausbreitungskonstanten β_{01} über, für den zwei transversale Polarisationszustände existieren.

Zur Bestimmung der Existenzbedingungen für die diskreten Moden wird unter Verwendung der transversalen Wellenzahlen h und q die Normalfrequenz V eingeführt

$$V = a\sqrt{h^2 + q^2} = ak_0\sqrt{n_K^2 - n_M^2} = a\frac{2\pi}{\lambda}\sqrt{n_K^2 - n_M^2}, \quad (2.36)$$

in welche ausschließlich die verwendete Wellenlänge und die Faserparameter eingehen. Beginnend bei $V = 0$ ($\lambda \rightarrow \infty$) existieren Fixpunkte für V , oberhalb derer bestimmte Moden existieren, d.h. ihren sogenannten 'cut-off' überschreiten. Diese Fixpunkte sind die Nullstellen der *Bessel*-Funktionen J_l und K_l der Ordnung l , wobei die erste Nullstelle von J_0 bei $V = 2,405$ liegt. Das bedeutet, daß bei einer Verkürzung der Wellenlänge (V steigt) und konstanten Faserparametern die Anzahl diskreter Moden diskontinuierlich zunimmt, siehe Abbildung 2.8.

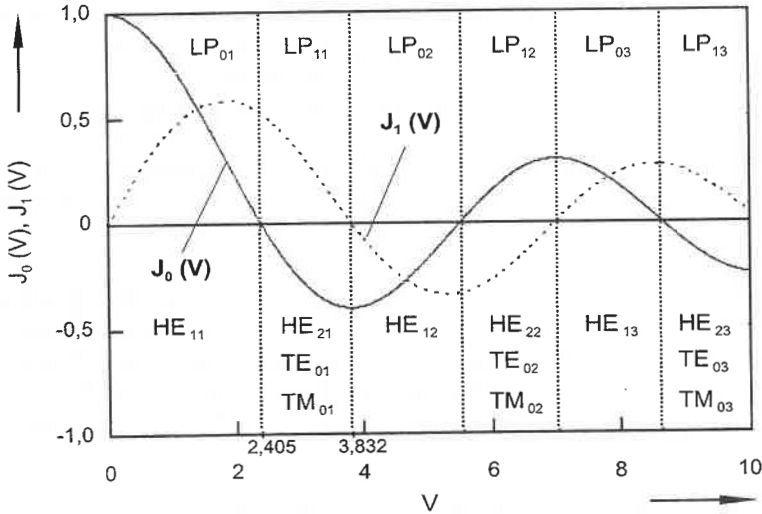


Abbildung 2.8: Darstellung der *Bessel*-Funktionen J_0 und J_1 in Abhängigkeit von der Normalfrequenz V mit Angabe der Modenbezeichnungen.

Für $0 \leq V \leq 2,405$ existiert nur die LP_{01} -Mode, welcher entweder in x - oder y -Richtung polarisiert ist. Sie besitzt in ideal rotationssymmetrischen Fasern die Wellenzahl β_{01} , welche in zwei Polarisationszustände entartet ist. Somit liegt in diesem Frequenzbereich ein sogenannter Singlemode- bzw. Grundmode-Zustand vor. Das bedeutet physikalisch, daß der aufgrund der Brechungsindexdifferenz vorhandene Totalreflexionswinkel

$$\alpha = \arcsin \left(\sqrt{n_K^2 - n_M^2} \right) \quad (2.37)$$

(Snelliussches Gesetz) kleiner sein muß als der zu λ/a -proportionale Beugungswinkel.

Aus praktischen Gründen ist die Einführung der 'cut-off'-Wellenlänge für den Singlemode-Zustand

$$\lambda_c \approx \frac{V \lambda}{2,405} = \frac{a 2\pi \sqrt{n_K^2 - n_M^2}}{2,405} \quad (2.38)$$

sinnvoll, da diese ausschließlich aus den Faserparametern errechnet wird. Für $\lambda > \lambda_c$ existiert nur die LP_{01} -Mode. Ihre elektrische Feldstärke ist im Faserzentrum maximal und klingt mit zunehmender Normalfrequenz stärker werdend im Fasermantel exponentiell ab, d.h. mit abnehmender Wellenlänge ist das Feld zunehmend auf den Kernbereich beschränkt ('confinement').

Für $V > 2,405$ existieren zusätzlich zum LP_{01} -Mode (linear polarisierter Singlemode-Zustand) die Moden 2. Ordnung LP_{11} , die 3. Ordnung LP_{02} für $V > 3,832$ usw., man spricht vom sogenannten Multimode-Zustand, siehe Abbildung 2.8. Anschaulich bedeutet eine Zunahme der Normalfrequenz bzw. eine Abnahme der Wellenlänge eine schmalere werdende laterale Feldstärkeverteilung ($1/e^2$ -Kriterium). Wird diese kleiner als der Kerndurchmesser $2a$ der Glasfaser, so kann der nächsthöhere, etwas breitere Mode anschwingen. Die Leistungsdichte der *gaußförmigen* LP_{01} -Mode ist maximal, da alle höheren Moden entsprechend ihrer l - und m -Werte eine bestimmte Anzahl von Nullstellen in ihren Feldstärkeverteilungen besitzen.

2.3.3 Gauß-Approximation für den LP_{01} -Mode

Für $\lambda \approx \lambda_c$ ist die gemäß den *Bessel*-Funktionen verlaufende radiale Feldstärkeverteilung des LP_{01} -Singlemodes innerhalb der Glasfaser nahezu *gaußförmig*, siehe z.B. [26]. Deshalb können die exakten Feldstärkeverteilungen nahe der 'cut-off'-Wellenlänge in guter Näherung durch die der sogenannten *Gauß*-Approximation ersetzt werden, wodurch sich die Berechnung der Feldstärke- und der Leistungsdichteverteilung erheblich vereinfacht.

Der optimalen Anpassung der *besselförmigen* an die genäherten *gaußförmigen* Feldstärkeverteilungen entspricht mathematisch einem maximalen Überlapp beider Verteilungen [27]. Das ist genau dann der Fall, wenn das von der Taille $w_0(V)$ des *Gauß*-Strahls abhängende Integral der rotationssymmetrischen Feldstärkeverteilungen

$$O(w_0) \sim \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E_x(r, \varphi) H_y(r, \varphi) r dr d\varphi \quad (2.39)$$

maximal ist. Darin ist E_x die in Gleichung (2.35) angegebene *Bessel*-Funktion und

$$H_y(r) \sim \exp \left[- \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 \right] \quad (2.40)$$

eine *Gauß*-Verteilung. Das Variieren des Tailenradius $w_0(V)$ führt für $w_0(V) = w_{MFR}(V)$, dem sogenannten 'Mode-Field-Radius' (MFR), zu einem maximalen Überlapp beider Verteilungen und so einer bestmöglichen *Gauß*-Approximation der faserinternen *besself*örmigen Feldstärkeverteilung. Im Bereich $2 < V < 8$ ($0,3 < \lambda/\lambda_c < 1,2$, siehe Gleichung (2.38)) ist $O(w_0) > 0,99$, d. h. der Fehler der *Gauß*-Approximation im Vergleich zur exakten faserinternen Feldstärkeverteilung ist kleiner als 1 %.

Für die Realisierung einer effizienten Einkopplung eines *gauß*förmigen Freistrahls in eine Singlemode-Faser muß die 'cut-off'-Wellenlänge der verwendeten Glasfaser λ_c möglichst nahe an der Wellenlänge des Freistrahls λ liegen, siehe Kapitel 2.3.4. Allerdings liegt λ_c in der Praxis 5 - 10 % ($2,2 < V < 2,4$) unterhalb der Arbeitswellenlänge λ , um einen stabilen Singlemode-Zustand trotz fertigungsbedingter Toleranzen der Glasfaser (a , n_K , n_M und damit λ_c) zu gewährleisten. Zur Berechnung des 'Mode-Field-Radius' (MFR) wird folgende in der Praxis übliche Näherungsgleichung verwendet [27]

$$w_{MFR} = a \left[0,65 + 0,434 \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^{\frac{3}{2}} + 0,0149 \left(\frac{\lambda}{\lambda_c} \right)^6 \right] \approx 1,15 \cdot a. \quad (2.41)$$

Der dabei auftretende Fehler der *Gauß*-Approximation ist für $2,2 < V < 2,4$ kleiner als 0,5 %. Zu bemerken ist, daß der MFR stets etwas größer als der Kernradius a der Singlemode-Faser ist.

2.3.4 Berechnung der Einkoppeleffizienz

Die Realisierung einer maximalen Einkoppeleffizienz in eine Singlemode-Faser erfordert einerseits eine optimale Anpassung der Feldstärke- und Phasenverteilungen des einzukoppelnden Strahls an die der faserinternen Moden (Modenanpassung) und andererseits eine exakte räumliche Überlagerung beider Verteilungen (exakte Positionierung und Koaxialität bzw. räumliche Kohärenz) auf der Faserstirnfläche. Die leistungsbezogene Einkoppeleffizienz η wird für rotationssymmetrische Verteilungen analog zu Gleichung (2.39) durch folgendes Überlappintegral in Polarkoordinaten berechnet [28]

$$\eta = \left| \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \Psi_S(r, \varphi) \Psi_F(r, \varphi) r dr d\varphi \right|^2. \quad (2.42)$$

Dabei sind $\Psi_S(r, \varphi)$ und $\Psi_F(r, \varphi)$ die normierten und im allgemeinen komplexen Feldstärkeverteilungen des einzukoppelnden Strahls bzw. der Faser. Werden Feldstärkeverteilungen mit ebenen Phasenfronten betrachtet, wie sie z.B. in der Taille eines idealen *Gauß*-Strahls auf einer idealen (ebenen) Faserstirnfläche vorliegen, dann sind $\Psi_S(r, \varphi)$ und $\Psi_F(r, \varphi)$ reell. Der Imaginärteil der Feldstärkeverteilung entspricht einer Krümmung, einer Strahlneigung oder einer Deformation der Phasenfront.

In Kapitel 2.3.1 bzw. Kapitel 2.3.2 wurden die exakten bzw. genäherten Feldstärkeverteilungen in rotationssymmetrischen Stufenindexfasern beschrieben. Je nach Wahl der Faserparameter und der Wellenlänge ergibt sich eine bestimmte Anzahl diskreter Moden. Da die rotationssymmetrische LP_{01} -Feldstärkeverteilung nahe der 'cut-off'-Wellenlänge nahezu einer *Gauß*-Verteilung entspricht, beträgt die maximale Einkoppeleffizienz eines angepaßten und optimal positionierten *Gauß*-Strahls in den LP_{01} -Mode ohne Berücksichtigung von Reflexionsverlusten an den Faserstirnflächen nahezu 100 %.

Experimentell bestimmt man die leistungsbezogene Einkoppeleffizienz als Quotient aus der am Faserende gemessenen Gesamtleistung und der des einzukoppelnden Strahls. Darin sind Reflexionsverluste an beiden Faserstirnflächen (Eintritt und Austritt) und Absorptionsverluste inbegriffen. Die sogenannte *Fresnel*-Reflexion tritt aufgrund der Brechungsindexdifferenz an den Grenzflächen, z.B. zwischen Luft und Glasfasern, in Propagationsrichtung (z -Achse) auf und kann für einen senkrechten Eintritt oder Austritt wie folgt berechnet werden [29]

$$R_{FR} = \left(\frac{n - n_0}{n + n_0} \right)^2. \quad (2.43)$$

Dabei ist n_0 der Brechungsindex des die Faser umgebenden Mediums, z.B. Luft, und n ist gleich n_K bzw. n_M . Für Quarzglasfasern mit $n_K \approx n_M \approx 1,5$ betragen die Reflexionsverluste bei senkrechtem Einfall pro Fläche etwa 4 %.

Faserinterne Absorptionsverluste sind in der Regel proportional zur Faserlänge und hängen von der Wellenlänge, vom verwendeten Material bzw. dessen Reinheit und teilweise von der Leistungsdichte der Laserstrahlung ab. Für die verwendete Glasfaser beträgt die vom Hersteller spezifizierte Absorption bei $\lambda = 980$ nm weniger als 3 dB/km [30]. Umgerechnet auf eine systemrelevante Länge von 10 Metern entspricht das Verlusten von weniger als 0,3 %. Deshalb werden diese hier nicht weitergehend diskutiert, und es wird auf die umfangreiche Literatur verwiesen, siehe z.B. [26]. Leistungsdichteabhängige Absorptionsverluste für hochreine Quarzglasfasern aufgrund nichtlinearer Effekte werden erst bei mittleren Leistungsdichten von 10^7 W/cm² bzw. bei Faserlängen von mehr als einhundert Metern bedeutend. Sie spielen also im Rahmen dieser Arbeit eine untergeordnete Rolle und werden ebenfalls vernachlässigt. Untersuchungen z.B. zur stimulierten *Brillouin*-Streuung (SBS), welche verglichen mit anderen nichtlinearen Effekten die geringste Schwellenleistungsdichte besitzt, sind in [31] zu finden. Bei Voruntersuchungen an einer 10 m langen Quarzglasfaser konnten bei einer kontinuierlichen faserinternen Leistung von etwa einem Watt ($\lambda = 980$ nm) keine nichtlinearen Effekte nachgewiesen werden.

Nachfolgend wird die Einkoppeleffizienz in Abhängigkeit von den wichtigsten in der Praxis vorkommenden Fehlanpassungen bezüglich der Feldstärkeverteilungen und der Justage separat berechnet und diskutiert. Zu diesen Fehlanpassungen zählen Abweichungen der Numerischen Apertur des einzukoppelnden Strahls von der der Singlemode-Glasfaser, laterale und longitudinale Depositionierungen des Strahlfokus gegenüber der Faserstirnfläche und eine Strahlneigung des einzukoppelnden Strahls gegenüber der Faserachse. In der Realität liegen stets Mischungen dieser Fehlanpassungen vor. Zur Berechnung der leistungsbezogenen Einkoppeleffizienz wurden entsprechende PC-Programme erstellt, wobei analog zu Gleichung (2.42) die Einkoppeleffizienz mit

$$\eta = \frac{\left| \int_0^{2\pi} \int_0^\infty E_S(r, \varphi) E_F(r, \varphi) r dr d\varphi \right|^2}{c_7} \quad (2.44)$$

implementiert wurde. Die Normierungskonstante c_7 wird dabei über

$$c_7 = \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E_S(r, \varphi)|^2 r dr d\varphi \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^\infty |E_F(r, \varphi)|^2 r dr d\varphi \quad (2.45)$$

ermittelt.

Den nachfolgenden Berechnungen der Einkoppeleffizienz liegen stets die Parameter der verwendeten und näherungsweise als ideale Stufenindexfaser betrachteten Singlemode-Faser zugrunde, welche in Tabelle 2.1 angegeben sind. Die berechneten Faserparameter wurden dabei aus den vom Faserhersteller angegebenen Parametern [30] für eine Arbeitswellenlänge von $\lambda = 980$ nm ermittelt. Über die nach Gleichung (2.36) berechnete Normalfrequenz $V = 2,3$ können die transversalen Wellenzahlen h und q nach in [26] angegebenen Näherungsformeln bestimmt werden. Der 'Mode-Field-Radius' (MFR) der *Gauß*-Approximation w_{MFR} wurde mittels Gleichung (2.41) berechnet. Die Numerische Apertur der Faser ergibt sich mit $NA = 0,088$ aus Gleichung (2.6) für $w_0 = w_{MFR}$.

Parameter des Faserherstellers				Berechnete Faserparameter				
a in μm	n_K	n_M	λ_c in nm	V	h in μm^{-1}	q in μm^{-1}	w_{MFR} in μm	NA
3,14	1,4551	1,4506	938	2,302	0,516	0,521	3,56	0,088

Tabelle 2.1: Parameter der verwendeten Singlemode-Faser für die Arbeitswellenlänge von $\lambda = 980$ nm.

Die zeitunabhängige faserinterne Singlemode-Feldstärkeverteilung (LP_{01} -Mode) auf der Faserstirnfläche errechnet sich für $z = 0$ und $l = 0$ aus Gleichung (2.35), wobei eine ausschließlich in x -Richtung polarisierte Feldstärkeverteilung, d.h. $E_y, E_z = 0$, betrachtet wird

$$E_{F(Bessel)} \sim \begin{cases} J_0(hr) & r < a \\ \frac{J_0(ha)}{K_0(qa)} K_0(qr) & r > a \end{cases} \quad (2.46)$$

Dabei wurde berücksichtigt, daß die mittels eines PC-Programms berechneten Beiträge der Feldstärkekomponente E_z zur Einkoppeleffizienz für die verwendete Singlemode-Faser kleiner als 0,2 % sind und deshalb in guter Näherung vernachlässigt werden können. Somit ist die hier betrachtete faserinterne Feldstärkeverteilung stets reell.

Bei der Berechnung der Einkoppeleffizienz für verschiedene Fehlanpassungen wird die mittels der Feldstärkeverteilung $E_{F(Bessel)}$ ermittelte Einkoppeleffizienz η_{Bessel} (LP -Mode) stets mit $\eta_{Gauß}$ einer angepaßten *Gauß*-Feldstärkeverteilung (siehe Kapitel 2.3.3)

$$E_{F(Gauß)} \sim \exp \left[- \left(\frac{r}{w_{MFR}} \right)^2 \right] \quad (2.47)$$

verglichen, wobei w_{MFR} sich aus Gleichung (2.41) ergibt und in Tabelle 2.1 angegeben wurde.

Die stets als *gaußförmig* betrachtete Feldstärkeverteilung des einzukoppelnden Strahls wird den jeweiligen und bei jeder Falldiskussion angegebenen Anforderungen angepaßt. Abbildung 2.9 zeigt die den Berechnungen zur Einkoppeleffizienz zugrundeliegende Anordnung (ohne Strahlneigung).

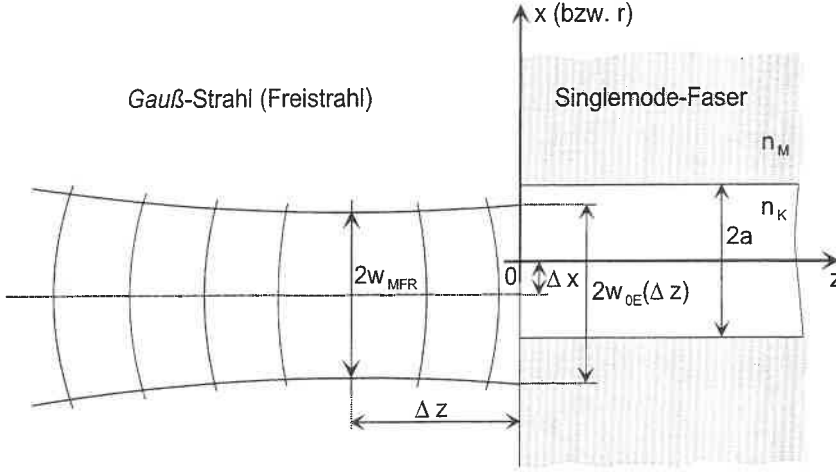


Abbildung 2.9: Prinzipielle Darstellung der Einkopplung eines *Gauß*-Strahls in eine Singlemode-Faser. Δx und Δz kennzeichnen dabei eine laterale bzw. longitudinale Depositionierung.

Einfluß der Numerischen Apertur, $\eta(\text{NA})$

Liegt die Strahltaile des einzukoppelnden *Gauß*-Strahls exakt auf der Faserstirnfläche und ist diese zentrisch zur Faserachse positioniert ($\Delta x = \Delta z = 0$ in Abbildung 2.9), so liegt dort eine ebene Phasenfront mit reeller Feldstärkeverteilung vor. Über die Größe der Strahltaile w_{0E} der einzukoppelnden *Gauß*-Verteilung

$$E_S \sim \exp \left[- \left(\frac{r}{w_{0E}} \right)^2 \right] \quad (2.48)$$

mit

$$w_{0E} = w_{MFR} + \Delta w_{0E} \quad (2.49)$$

kann die Einkoppeleffizienz nach Gleichung (2.44) als Funktion der Numerischen Apertur der Einkopplung berechnet werden. Die Taille w_{MFR} ist dabei die des ideal an die verwendete Faser angepaßten *Gauß*-Modes nach der *Gauß*-Approximation, siehe Gleichung (2.41). Die sich aus dem Strahlparameterprodukt ergebende Numerische Apertur mit $NA = \sin(\lambda/(\pi \cdot w_{0E}))$ ist eine Funktion des beugungsbegrenzten Tailenradius $w_{0E}(\Delta w_{0E})$. Dabei ist $NA_{op} = \sin(\lambda/(\pi \cdot w_{MFR}))$, d.h. $\Delta w_{0E} = 0$, die Numerische Apertur der verwendeten Singlemode-Glasfaser (siehe Tabelle 2.1). Abbildung 2.10 stellt die Einkoppeleffizienz in Abhängigkeit von der Numerischen Apertur für $0,05 \leq NA \leq 0,13$, d.h. $-1,2 \leq \Delta w_{0E} \leq 2,7 \mu\text{m}$, dar.

Für $NA_{op} = 0,088$ sind beide im betrachteten Intervall gut übereinstimmenden Funktionen $\eta_{Gauß}$ und η_{Bessel} maximal. Hier liegt eine optimale Anpassung der einzukoppelnden an die faserinterne Feldstärkeverteilung vor, wobei $\eta_{Gauß} = 1$ und $\eta_{Bessel} = 0,996$ ist. Im Bereich $0,084 < NA < 0,092$ ($NA_{op} \pm 5\%$) variieren beide asymmetrisch zum Maximum

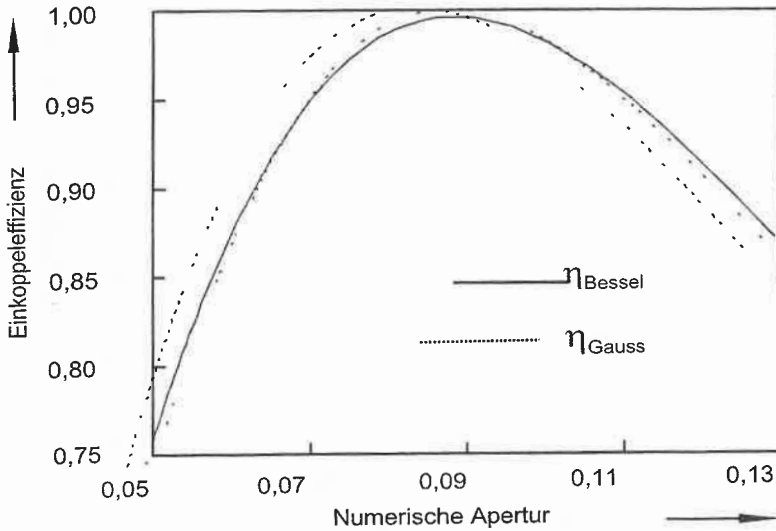


Abbildung 2.10: Einfluß der Numerischen Apertur des einzukoppelnden Strahls auf die Einkoppeffizienz in die verwendete Singlemode-Faser (*LP*-Moden- und *Gauß*-Approximation).

verlaufenden Einkoppeffizienzen nur geringfügig und sind größer als 99 %. Somit bewirkt eine Variation der Numerischen Apertur der Einkopplung (bei konstanter *NA* der Glasfaser) nur eine geringfügige Veränderung der Einkoppeffizienz.

Einfluß einer lateralen und einer longitudinalen Depositionierung, $\eta(\Delta x, \Delta z)$

• Laterale Depositionierung, $\eta(\Delta x)$

Um den Einfluß einer lateralen (bzw. radialen) Depositionierung, hier berechnet am Beispiel eines Strahlversatzes Δx in x -Richtung (analog für Δy gültig) auf die Einkoppeffizienz bestimmen zu können, wird die reelle *Gauß*-Feldstärkeverteilung folgendermaßen dargestellt

$$E_S \sim \exp \left[- \left(\frac{(r \cdot \cos(\varphi) - \Delta x)^2 + (r \cdot \sin(\varphi))^2}{w_{MFR}^2} \right) \right] \quad (2.50)$$

Die optimal an die Glasfaser angepasste Taille $w_{0E} = w_{MFR}$ des einzukoppelnden Strahls liegt dabei direkt auf der Faserstirnfläche, d.h. $\Delta z = 0$ (Abbildung 2.9). Zu bemerken ist, daß aufgrund der Rotationssymmetrie der Glasfaser eine sich aus einer Δx - und Δy -Komponente zusammensetzende laterale (radiale) Depositionierung stets auf eine z.B. Δx -Depositionierung umgerechnet werden kann, was anschaulich einer Drehung des x, y -Koordinatensystems entspricht.

Der Verlauf der Einkoppeleffizienzen für $0 \leq \Delta x \leq 3,5 \mu\text{m}$ ist in Abbildung 2.11 dargestellt. Auch hier zeigt sich eine gute Korrelation zwischen η_{Bessel} und $\eta_{\text{Gauß}}$. Eine Depositionierung von $\Delta x = 3 \mu\text{m}$, welche geringer als der Kernradius der Faser mit $a = 3,14 \mu\text{m}$ ist, führt bereits zu einer Halbierung der Einkoppeleffizienz. Daraus erklärt sich die sehr hohe laterale Positionierungsempfindlichkeit der Einkopplung eines *Gauß*-Strahls in eine Singlemode-Faser.

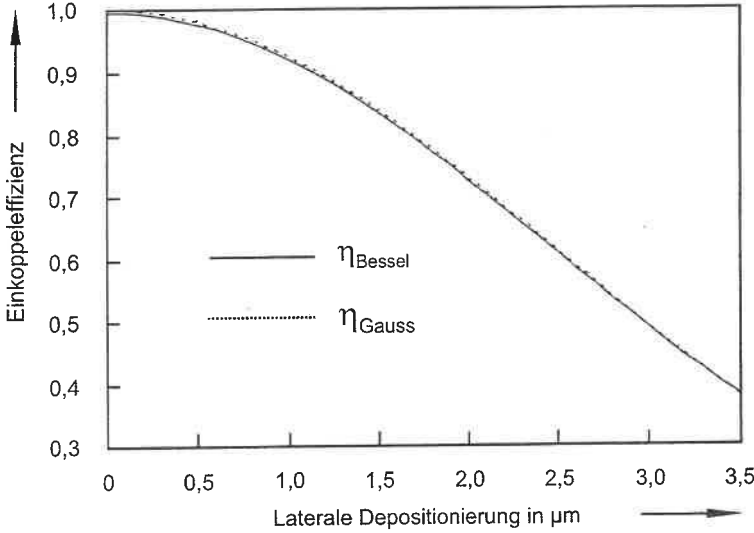


Abbildung 2.11: Einfluß einer lateralen Depositionierung (Δx bzw. Δy) auf die Einkoppeleffizienz in eine Singlemode-Faser, welche einen Kerndurchmesser von $2a \approx 6,3 \mu\text{m}$ besitzt (*LP*-Moden- und *Gauß*-Approximation).

- **Longitudinale Depositionierung, $\eta(\Delta z)$**

Eine Depositionierung des einzukoppelnden *Gauß*-Strahls mit der Taille $w_{0E} = w_{\text{MFR}}$ entlang der z -Achse, d.h. $\Delta x = 0$, führt zu einer Vergrößerung des Strahldurchmessers (Realteil) auf der Faserstirnfläche und zu gekrümmten Phasenfronten (Imaginärteil) der komplexen Feldstärkeverteilung

$$E_S \sim \exp \left[- \left(\frac{r}{w_{0E}(\Delta z)} \right)^2 - i \left(\frac{k_0 r^2}{2 \cdot R(\Delta z)} \right) \right] \quad (2.51)$$

Wird nach den Gleichungen (2.2) und (2.3) $w_{0E}(\Delta z) = w_{\text{MFR}} \sqrt{1 + (\Delta z/z_R)^2}$ und $R(\Delta z) = \Delta z [1 + (z_R/\Delta z)^2]$ gesetzt, so kann die Einkoppeleffizienz in Abhängigkeit von einer Depositionierung bzw. einer Defokussierung berechnet werden. Die Abhängigkeit der

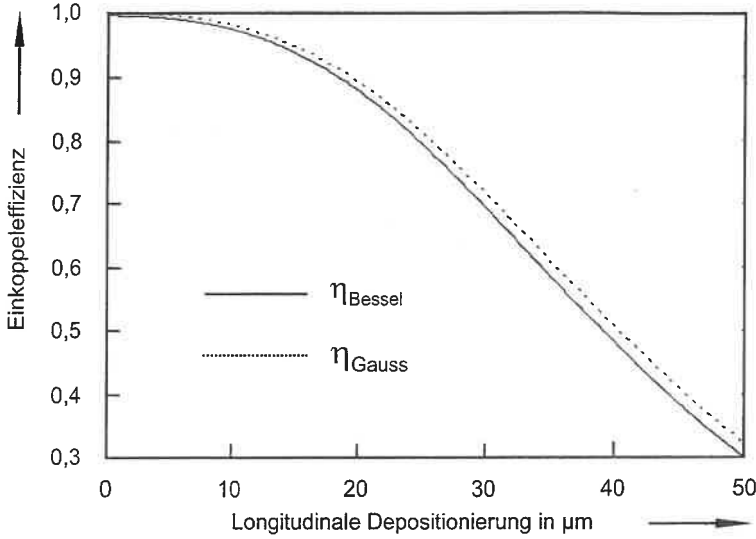


Abbildung 2.12: Einfluß einer longitudinalen Depositionierung (Defokussierung) Δz auf die Einkoppeleffizienz in eine Singlemode-Faser (LP-Moden- und Gauß-Approximation).

Einkoppeleffizienz von einer longitudinalen Depositionierung für $0 \leq \Delta z \leq 50 \mu\text{m}$ zeigt Abbildung 2.12.

Eine Depositionierung in longitudinaler Richtung ist im Vergleich zu einer lateralen etwa um einen Faktor 17 unempfindlicher. Eine Berechnung ergab, daß die Einkoppeleffizienz dabei praktisch nur durch die Änderungen des Strahlradius Δw_{0E} bestimmt wird und nur geringfügig durch die Krümmung der Phasenfront ($NA < 0,1$).

Einfluß der Strahlneigung in der xz -Ebene, $\eta(\vartheta_{xz})$

Wird die einzukoppelnde Strahlverteilung durch

$$E_S \sim \exp \left[- \left(\frac{r \cos(\varphi) \cdot \cos(\vartheta_{xz}) + r \sin(\varphi)}{w_{MFR}} \right)^2 + i (k_0 r \cos(\varphi) \cdot \tan(\vartheta_{xz})) \right] \quad (2.52)$$

dargestellt [32], so kann der Einfluß einer Strahlneigung in der xz -Ebene berechnet werden (analog für eine Strahlneigung in der yz -Ebene). Das bedeutet, daß Strahl- und Faserachse nicht mehr wie in Abbildung 2.9 betrachtet coaxial verlaufen, sondern den Neigungswinkel ϑ_{xz} einschließen, siehe Abbildung 2.13. Die Strahltaile $w_{0E} = w_{MFR}$ des bezüglich der Faserachse zentrierten Strahls ($\Delta x = 0$) liegt dabei direkt auf der Faserstirnfläche ($\Delta z = 0$), d.h. dessen Phasenfront ist eben. Im Realteil von Gleichung (2.52) wird die Elliptizität der Strahltaile aufgrund ihrer Projektion auf die Faserstirnfläche ($\cos(\vartheta_{xz})$) berücksichtigt. Der Imaginärteil von Gleichung (2.52) wird durch die Neigung der Phasenfronten gegenüber der Faserachse ($\tan(\vartheta_{xz})$) bestimmt.

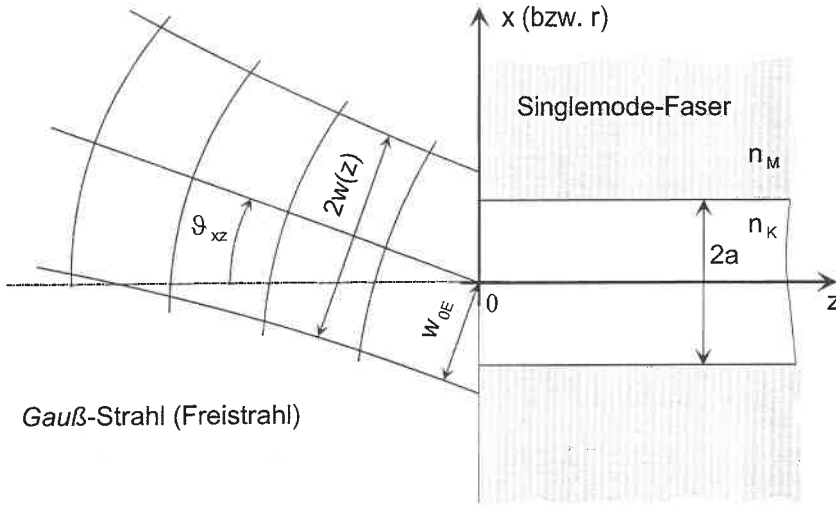


Abbildung 2.13: Prinzipielle Darstellung der Einkopplung eines *Gauß*-Strahls in eine Singlemode-Faser, ϑ_{xz} kennzeichnet dabei den Neigungswinkel der Strahlachse gegenüber der z -Achse.

In Abbildung 2.14 ist die Einkoppeleffizienz in Abhängigkeit vom Neigungswinkel für $0 \leq \vartheta_{xz} \leq 5^\circ$ dargestellt. Auffällig ist die starke Abnahme der nahezu identisch verlaufenden Funktionen η_{Bessel} und $\eta_{Gauß}$ mit zunehmenden Winkel ϑ_{xz} . Maßgebend dafür ist die Neigung der Phasenfronten, welche schon für kleine Winkel eine Verringerung des Überlapps zwischen dem einzukoppelnden Strahl und dem entlang der Faserachse geführten LP_{01} -Mode bewirkt. Anschaulich entspricht das dem Überschreiten des Totalreflexionswinkels der Glasfaser, wobei die geringe Brechungsindexdifferenz zwischen Faserkern und -mantel insbesondere bei Singlemode-Fasern die hohe Neigungsempfindlichkeit bedingt.

Zusammenfassend wird in Tabelle 2.2 ein Überblick über alle separat berechneten und diskutierten Fehlanpassungen zwischen dem einzukoppelnden *Gauß*-Strahl und dem faserinternen LP_{01} -Mode gegeben. Sie ermöglicht einen Vergleich der Einkoppeleffizienzen η_{Bessel} und $\eta_{Gauß}$, da diese stets für die LP -Moden (*Bessel*-Funktion) und die genäherte (*Gauß*-Approximation) faserinterne Feldstärkeverteilung berechnet wurden.

Es zeigt sich, daß der Unterschied zwischen beiden Einkoppeleffizienzen nur geringfügig ist. Das trifft zu, wenn die Arbeitswellenlänge des einzukoppelnden nahezu *gauß*förmigen Strahls und die 'cut-off'-Wellenlänge der Glasfaser nahe beieinander liegen. Die Berechnung der Einkoppeleffizienz kann in diesem Fall unter Verwendung der wesentlich einfacher zu handhabenden *Gauß*-Approximation mit hoher Genauigkeit erfolgen. Zu bemerken ist, daß bereits kleine laterale Depositionierungen und eine geringfügige Neigung des einzukoppelnden Strahls gegenüber der Faserachse zu einer drastischen Abnahme der Einkoppeleffizienzen η_{Bessel} und $\eta_{Gauß}$ führen.

Bei den bisher erfolgten Berechnungen der Einkoppeleffizienz wurde stets eine Rotations-symmetrie des einzukoppelnden *Gauß*-Strahls vorausgesetzt. Dies ist gerechtfertigt, wenn

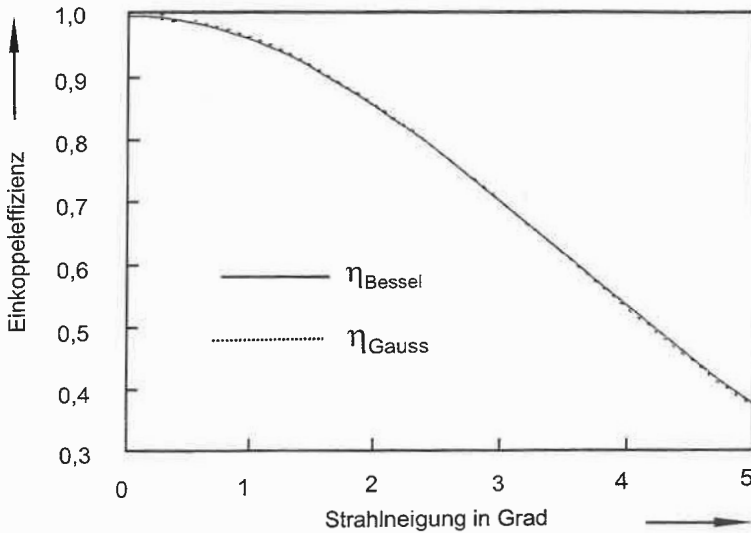


Abbildung 2.14: Einfluß einer Strahl-Neigung in der xz -Ebene auf die Einkoppeleffizienz in eine Singlemode-Faser (LP -Moden- und *Gauß*-Approximation).

das elliptische Strahlprofil von Diodenlasern z.B. mittels eines Zylinderlinsen-Teleskops in ein kreisförmiges Profil transformiert wird. Im Fall der Einkopplung eines Strahls mit elliptischem Profil in eine rotationssymmetrische Glasfaser muß jedoch folgende *gauß*förmige Feldverteilung in Gleichung (2.44) eingesetzt werden

$$E_S \sim \exp \left[- \left(\frac{(r \cdot \cos(\varphi))^2}{w_{0Ex}^2} + \frac{(r \cdot \sin(\varphi))^2}{w_{0Ey}^2} \right) \right], \quad (2.53)$$

wobei w_{0Ex}^2 und w_{0Ey}^2 die Strahltaillen in x - bzw. y -Richtung sind. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich beide Taillen auf der Faserstirnfläche befinden ($\Delta z_x = \Delta z_y = 0$) also kein Astigmatismus vorliegt, die Strahl-Ellipse zentrisch zur Faserachse angeordnet ist ($\Delta x = \Delta y = 0$) und keine Strahlneigung bezüglich der Faserachse vorliegt ($\vartheta_{xz} = 0$). Außerdem ist so die Berücksichtigung der in der Regel unterschiedlichen Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 von Diodenlasern entlang der x - bzw. y -Achse möglich. Die Fokussierung eines rotationssymmetrischen Strahls mit unterschiedlichen Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 bewirkt auf der Faserstirnfläche unterschiedliche Taillenradien bzw. Vergrößerungen gegenüber dem beugungsbegrenzten kreisförmigen Minimum, wodurch ein elliptischer Brennfleck entsteht (siehe Kapitel 4.1).

Art der Fehlanpassung	LP_{01} -Mode $\eta_{Bessel} \geq 0.9$	$Gau\beta$ -Approxim. $\eta_{Gau\beta} \geq 0.9$	Justage- empfindlichkeit
$NA(\Delta w_{0E})$	0,063...0,123	0,063...0,121	gering
lateral (Δx bzw. Δy)	$\pm 1,13 \mu m$	$\pm 1,15 \mu m$	sehr hoch
longitudinal (Δz)	$\pm 19,14 \mu m$	$\pm 20,15 \mu m$	gering
Winkel ($\Delta \vartheta_{xz}$ bzw. $\Delta \vartheta_{yz}$)	$\pm 1,60^\circ$	$\pm 1,63^\circ$	hoch

Tabelle 2.2: Berechneter Toleranzbereich verschiedener Justageparameter unter der Bedingung, daß die Einkoppeleffizienz größer 0,9 ist.

2.4 Füllfaktor eines Linsenarrays

2.4.1 Prinzip

Die Realisierung einer effizienten Materialbearbeitung erfordert eine maximale Leistungsdichte in der Brennebene der Fokussieroptik bzw. auf dem Werkstück. Dazu müssen die zur Kollimation der aus den Faserenden austretenden Einzelstrahlen eingesetzten Linsen möglichst dicht nebeneinander angeordnet sein bzw. ein dichtgepacktes Linsenarray bilden, siehe Abbildung 1.1. Außerdem ist eine optimale Ausleuchtung der einzelnen Kollimationslinsen des Linsenarays mit dem Linsenfüllfaktor FF erforderlich. Der Füllfaktor FF ist als Quotient aus dem Einzelstrahldurchmesser D_E und dem Linsendurchmesser (bzw. dem freien Aperturdurchmesser der Linse) D_{Linse} definiert über

$$FF = \frac{D_E}{D_{Linse}}. \quad (2.54)$$

Prinzipiell stellt eine hexagonale Anordnung von sich berührenden Einzellinsen die dichteste Packung der Einzelstrahlen bei nahezu kreisförmiger Gesamtgeometrie des Arrays dar, siehe Abbildung 2.15. Daraus resultiert auch die kompakte Bauweise des Bearbeitungskopfs. Die Anzahl der Einzelstrahlen $N(N_R)$ kann mit

$$N(N_R) = 1 + 6 \sum_{N_R} N_R \quad (2.55)$$

berechnet werden, wobei N_R die Anzahl der Ringe der Hexagonalstruktur ist.

Der Flächenfüllfaktor des Linsenarrays ergibt sich aus der Summe aller Einzelstrahlflächen (Durchmesser: D_E) relativ zur Gesamtfläche des ausgeleuchteten Teils des Linsenarrays bzw. der Fokussieroptik (Durchmesser: D_G) mit

$$FF_{Fläche} = N(N_R) \left(\frac{D_E}{D_G} \right)^2. \quad (2.56)$$

Der Durchmesser aller Einzelstrahlen wird dabei mittels

$$D_G = (2 N_R + FF) D_{Linse} \quad (2.57)$$

aus dem Linsenfüllfaktor FF und dem Linsendurchmesser D_{Linse} berechnet.

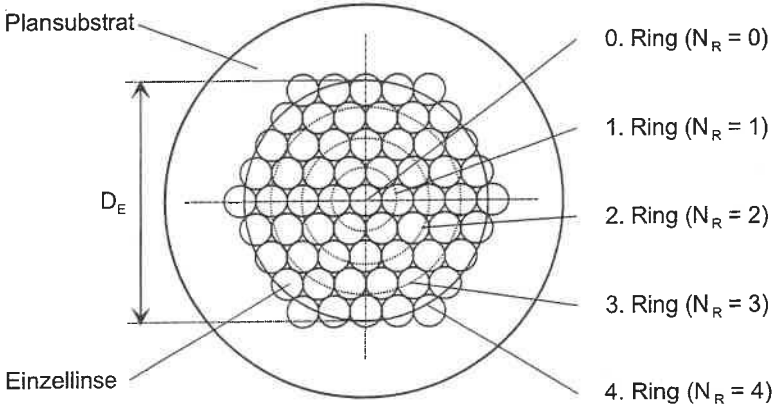


Abbildung 2.15: Hexagonalstruktur eines aus 61 Einzellinsen bestehenden Linsenarrays mit einer Ringanzahl von $N_R = 4$, wobei die sich berührenden Einzellinsen auf ein Plansubstrat aufgeklebt wurden.

In Abbildung 2.16 ist der Strahlengang am Beispiel eines Einzelstrahls vom Austritt aus einer Singlemode-Faser bis zum Brennpunkt der Fokussieroptik dargestellt. Der Strahlengang für alle anderen Einzelstrahlen verläuft innerhalb des Bearbeitungskopfs analog. Der endliche Durchmesser der Kollimationslinse $D_{Linse} = 2a_1$ (des Linsenarrays) wirkt dabei als begrenzende Apertur und führt zu Beugungseffekten. Eine zweite Linse dient zur Fokussierung des kollimierten Strahls. Das aus zwei Linsen bestehende optische System bildet für $f_{Kol} < f_{Fok}$ die auf der Stirnfläche der Singlemode-Faser vorliegende Feldstärkeverteilung in die Fokus-Feldstärkeverteilung vergrößert ab.

Das Variieren der Brennweite f_{Kol} bewirkt bei optimaler Kollimation des aus einer Faser austretenden Strahls mit konstanter Numerischer Apertur eine Änderung des Strahldurchmessers D_E auf der Linse, vergleiche Abbildung 2.16. Bei konstantem Linsendurchmesser $D_{Linse} = 2a_1$ kann so der Linsenfüllfaktor FF variiert werden. Vergrößert man den Strahldurchmesser auf der Kollimationslinse, d.h. der Linsenfüllfaktor steigt, so wird nach Gleichung (2.11) der Brennfleckdurchmesser im Brennpunkt der Fokussieroptik wegen der Vergrößerung der Ausleuchtung der Fokussierlinse (NA steigt) kleiner, d.h. die Leistungsdichte im Strahlfokus steigt. Eine Zunahme des Linsenfüllfaktors bewirkt allerdings auch größer werdende Transmissionsverluste aufgrund von Abschneideeffekten und eine beugungsbedingte Umverteilung der Leistung aus dem Strahlzentrum in die Beugungs-Nebenmaxima, d.h. die Leistungsdichte sinkt. Somit ist die Leistungsdichte im Brennpunkt der Fokussieroptik eine Funktion des Linsenfüllfaktors. Ziel der durchgeführten Rechnungen zur Optimierung des Linsenfüllfaktors ist das Erreichen einer maximalen mittleren Leistungsdichte innerhalb des zentralen Maximums der beugungsbedingten Verteilung im Strahlfokus unter Berücksichtigung des $1/e^2$ -Kriteriums.

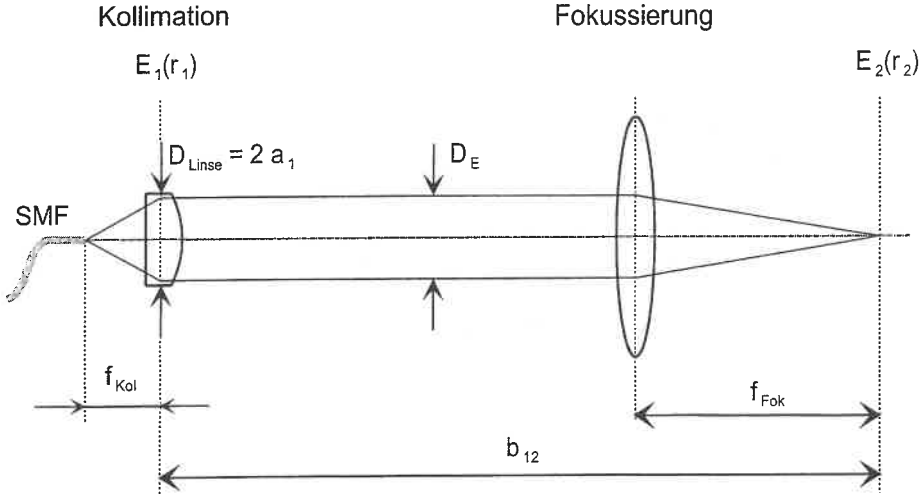


Abbildung 2.16: Darstellung des Strahlenverlaufs vom Faseraustritt (SMF) über die Kollimation ($E_1(r_1)$) bis zur Fokussierung ($E_2(r_2)$), wobei $E_2(r_2)$ je nach gewähltem Linsenfüllfaktor FF der Kollimationslinse Beugungseinflüsse aufweist.

2.4.2 Optimierung des Linsenfüllfaktors

Grundlegend für die nachfolgende Berechnung der Beugungseffekte ist die skalare Betrachtung des *Huygensschen* Prinzips, siehe z.B. [33]. Demnach ergibt sich das Beugungsbild durch eine Superposition (Integration bzw. Summation) der von jedem Objektpunkt bei r_1 ausgehenden kugelförmigen Elementarwellen, siehe Abbildung 2.16. Dabei wird vorausgesetzt, daß näherungsweise ebene, monochromatische und linear polarisierte Wellen unter kleinen Winkeln zur optischen Achse auf die begrenzende Linsenapertur auftreffen. Die Feldstärkeverteilung im Bildabstand b_{12} läßt sich allgemein aus der Objektfeldstärkeverteilung über das *Kirchhoffsche* Beugungsintegral berechnen, welches allerdings sehr komplex ist. Werden nur achsnahe Strahlen berücksichtigt bzw. gilt $r_1, r_2 \ll b_{12}$, so kann zur *Fresnelschen* Näherung für paraxiale Strahlen übergegangen werden [34]

$$E_2 = \frac{ik}{4\pi} \int_A E_1 \frac{e^{-ikR}}{R_{12}} (1 + \sin(\theta)) dS. \quad (2.58)$$

Das Oberflächenintegral enthält neben dem Abstand R_{12} zwischen Objekt- und Bildpunkt den Richtungsfaktor, der bei den im kollimierten Strahl vorliegenden kleinen Winkel mit $(1 + \sin(\theta)) \approx 1$ nicht berücksichtigt werden muß. Außerdem kann für kleine Winkel bzw. für große Abstände b_{12} im Integral $R_{12} \simeq b_{12}$ gesetzt werden (Fernfeldnäherung).

Wird eine rotationssymmetrische Feldstärkeverteilung und eine zentrierte, kreisförmige Apertur betrachtet, so ergibt sich aus Gleichung (2.58) die beugungsbedingte Bildfeldstärkeverteilung [34]

$$E_2(r_2) = \int_0^{a_1} K_0(r_1, r_2) E_1(r_1) r_1 dr_1 \quad (2.59)$$

mit

$$K_0(r_1, r_2) = \frac{ik}{b_{12}} J_0 \left(k \frac{r_1 r_2}{b_{12}} \right) \exp \left[\frac{-ik(r_1^2 + r_2^2)}{2b_{12}} \right]. \quad (2.60)$$

$J_0(x)$ ist dabei die *Bessel*-Funktion 0-ter Ordnung und $E_1(r_1)$ die aus der Faser austretende nahezu *gauß*förmige Objekt-Feldstärkeverteilung (Singlemode), siehe Kapitel 2.2.

Die mittlere Leistungsdichte als Funktion des Linsenfüllfaktors wird aus der durch die Kollimationslinse transmittierten Leistung $P_{a1}(FF)$ nach Gleichung (2.9) und der sich im Brennpunkt der Fokussieroptik ergebenden Strahltaile $w_0(FF)$ analog zu Gleichung (2.10) berechnet mit

$$\overline{PD}(FF) \sim \frac{P_{a1}(FF)}{w_0^2(FF)}. \quad (2.61)$$

Neben der mittleren Leistungsdichte $\overline{PD}$ im zentralen Maximum der beugungsbedingten Leistungsdichteverteilung ist in Abbildung 2.17 die transmittierte Leistung $P_{a1}(FF)$ in Abhängigkeit vom Linsenfüllfaktor FF dargestellt.

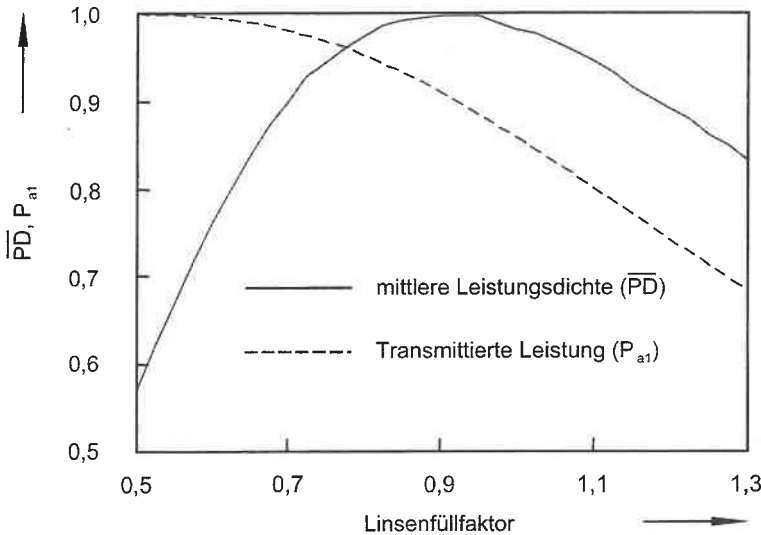


Abbildung 2.17: Berechnete mittlere Leistungsdichte $\overline{PD}$ und transmittierte Leistung $P_{a1}(FF)$ in Abhängigkeit vom Füllfaktor der Kollimationslinsen für einen *Gauß*-Strahl.

Der optimale Linsenfüllfaktor mit maximaler mittlerer Leistungsdichte unter Berücksichtigung des $1/e^2$ -Kriteriums beträgt etwa 0,9, d.h. der optimale Strahldurchmesser D_E beträgt somit 90 % vom Linsendurchmesser D_{Linse} . Die zugehörige transmittierte Leistung ist $P_{a1}(FF = 0,9) = 91$ %. Eine Vergrößerung des Linsenfüllfaktors bewirkt neben stärker werdenden Abschnideeffekten und einer zunehmenden Verbreiterung der bildseitigen Strahltaile $w_0(FF)$ gegenüber dem beugungsfreien Minimum eine homogener werdende Ausleuchtung der Linse. Bei einem *gauß*förmigen Strahl wird für $FF \rightarrow \infty$ das Strahlpro-

fil zunehmend flacher und ein sogenanntes 'flat-top'-Profil entsteht. Das zugehörige Bild in der Brennebene entspricht dann der sogenannten *Airy*-Leistungsdichteverteilung.

2.5 Überlagerungsmethoden von Diodenlaser-Strahlen

Eine der möglichen Methoden zur Überlagerung der Strahlung einer Vielzahl fasergekoppelter Diodenlaser wurde anhand des Winkelmultiplexings einführend in Kapitel 1 dargestellt. Nachfolgend wird neben dieser Überlagerungsmethode das Positionsmultiplexing detailliert beschrieben und beide Methoden miteinander verglichen. Grundelemente für das Winkel- und Positionsmultiplexing können fasergekoppelte Diodenlaser-Module sein, welche je zwei polarisationsgekoppelte Diodenlaser enthalten und damit die doppelte Leistung pro Einzelfaser zur Verfügung stellen. Eine Superposition von Einzelstrahlen mit unterschiedlichen Wellenlängen kann außerdem mit Hilfe von dielektrischen Strahlteilern, Prismen, Gittern oder Faserkopplern vorgenommen werden. Die auf der optischen Dispersion beruhenden Überlagerungsmethoden führen in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu unterschiedlichen Beugungs- oder Reflexionswinkeln. Da diese Überlagerungsmethode im Rahmen dieser Arbeit nicht experimentell untersucht wurde, erfolgt hier nur ein Verweis auf die sehr umfangreiche Literatur, siehe z.B. [35].

Prinzipiell wird hier die Überlagerung zeitlich inkohärenter Einzelstrahlen betrachtet; unter Berücksichtigung von Interferenzeffekten können diese auf kohärente übertragen werden. Vereinfachend wird angenommen, daß die zur Überlagerung gebrachten Einzelstrahlen etwa gleiche Leistungen und gleiche Geometrien (Strahlprofile) besitzen.

2.5.1 Polarisationskopplung

Zwei linear polarisierte und senkrecht zueinander orientierte Einzelstrahlen können mit einem Polarisator, z.B. einem Prismenpolarisator, nahezu verlustfrei koaxial überlagert werden. Da die verwendeten indexgeführten Diodenlaser linear polarisierte Laserstrahlung emittieren, ist bei einer exakten räumlichen Überlagerung beider Einzelstrahlen eine Verdopplung der Leistung und somit der Leistungsdichte des Gesamtstrahls möglich. Die auf der polarisationsabhängigen Reflexion beruhenden Dünnschicht-Polarisatoren bestehen aus zwei hypotenusenseitig zusammengefügteten Prismen, welche z.B. aus BK7 hergestellt werden. Auf eine Hypotenusenfläche bzw. auf die Grenzfläche wird vor dem Zusammenfügen eine dielektrische Mehrfachbeschichtung so aufgebracht, daß der senkrecht zur Einfallsebene (Zeichenebene von Abbildung 2.18) polarisierte Strahl #2 vollständig reflektiert wird. Die Grenzfläche wirkt innerhalb eines bestimmten Wellenlängenbereichs und unter dem Einfallswinkel von 45° für den senkrecht polarisierten Strahl #2 hochreflektierend (HR) und für den parallel polarisierten Strahl #1 hochtransmittierend (AR).

Wie in Kapitel 2.3.2 beschrieben existieren in Singlemode-Glasfasern zweifach entartete *LP*-Eigenmoden, welche sich bei gleichen Ausbreitungskonstanten nur in den transversalen Polarisationszuständen unterscheiden, d.h. es gilt $E_x = 0$ oder $E_y = 0$. Deshalb ist es prinzipiell möglich, zwei über die Polarisationskopplung vereinte Einzelstrahlen mit senk-

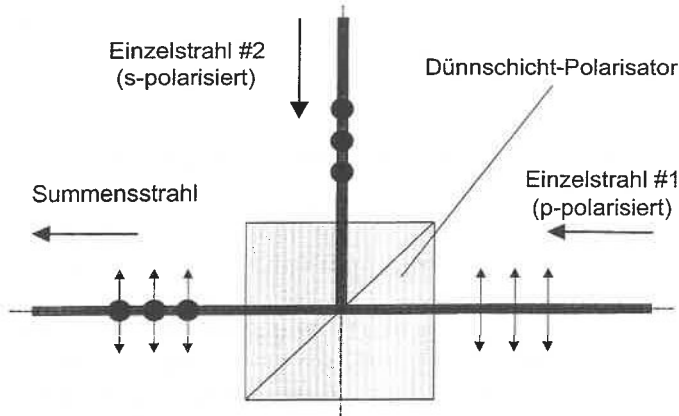


Abbildung 2.18: Prinzipielle Darstellung der Addition zweier linear polarisierter Einzelstrahlen mit einem Dünnschicht-Polarisator, wobei der Einzelstrahl #1 (Einzelstrahl #2) parallel (senkrecht) zur Einfallsebene (Zeichenebene) polarisiert ist.

recht zueinander orientierter Polarisation in eine Singlemode-Faser einzukoppeln, siehe Kapitel 3.6 und 4.2.

2.5.2 Winkelmultiplexing

Prinzipiell wird beim Winkelmultiplexing die Strahlung der fasergekoppelten Diodenlaser nach dem Faseraustritt mittels eines aus vielen Einzellinsen bestehenden Linsenarrays kollimiert. Anschließend werden die hexagonal angeordneten Einzelstrahlen mit einer Fokussierlinse in einem gemeinsamen Fokus zur Überlagerung gebracht, wobei sich die Einzelbrennflecken bei idealer Realisierung im Brennpunkt der Fokussieroptik deckungsgleich überlagern. Eine Anordnung zum Pumpen eines Festkörperlasers, bei welcher mehrere Diodenlaser über das Winkelmultiplexing inkohärent gekoppelt wurden, ist in [36] zu finden.

Die Leistungsdichteverteilung im inkohärenten Gesamtstrahl entspricht der statistischen Superposition der unabhängig voneinander erzeugten Leistungsdichteverteilungen der Einzelstrahlen, da zwischen den einzelnen Lasern keine starren Phasenbeziehungen bestehen und sie außerdem Strahlung mit statistisch wechselnder Wellenlänge emittieren. Die kohärente Überlagerung von Diodenlasern gleicher Emissionswellenlänge mit phasenstarrer Kopplung untereinander führt zum Entstehen von Interferenzstrukturen und ist in [9] ausführlich beschrieben.

Beim Winkelmultiplexing werden alle Strahlen mit Ausnahme des zentralen Strahls unter einem vom Achsabstand bestimmten Winkel überlagert, siehe Abbildung 2.19. Die sich aufgrund der Projektion der kreisförmigen Einzelbrennflecken in die Brennebene der Fokussieroptik ergebende elliptische Brennfleckvergrößerung kann für kleine Winkel ($NA_{Foc} \approx 0,14$) vernachlässigt werden. Der gemeinsame Fokusedurchmesser ist je nach

Güte der Überlagerung nur unwesentlich größer als der eines Einzelstrahls, siehe die in Kapitel 4.3 dargestellten experimentellen Ergebnisse.

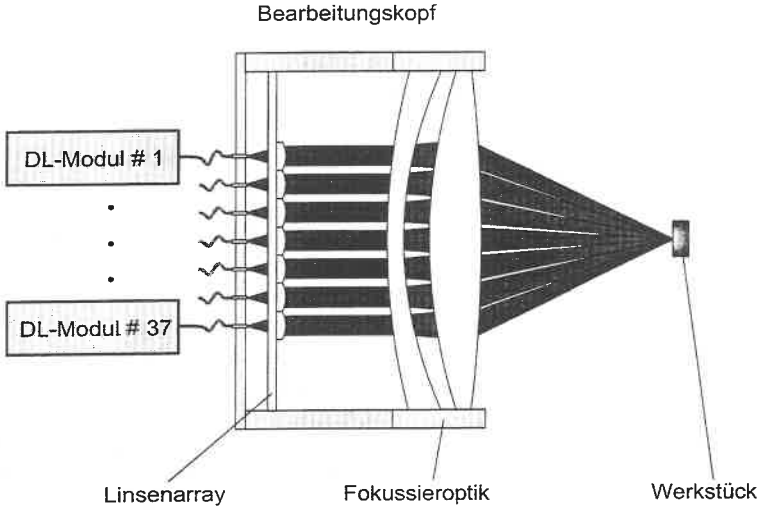


Abbildung 2.19: Prinzipielle Darstellung des Winkelmultiplexings am Beispiel der Superposition von 37 Einzelstrahlen.

Im Idealfall skaliert die Leistungsdichte PD_G und die Gesamtleistung P_G mit der Anzahl N der Einzelstrahlen und in der Brennebene gilt

$$\begin{aligned} PD_G &= N \cdot PD_E \\ P_G &= N \cdot P_E, \end{aligned} \quad (2.62)$$

wobei die Indizes "E" einen Einzelstrahl und "G" den Gesamtstrahl bezeichnen. Die Numerische Apertur NA_G des Gesamtstrahls nimmt entsprechend zu. Im Fall der Überlagerung von 37 Einzelstrahlen (Ringanzahl: $N_R = 3$) liegen im Zentrum des Linsenarrays 7 Einzellinsen nebeneinander und die Numerische Apertur des Gesamtstrahls ist nach Gleichung (2.6) und (2.57)

$$NA_G = \sin \left(\arctan \left(\frac{D_G}{2f_{Foc}} \right) \right) = \sin \left(\arctan \left(\frac{(2N_R + FF) D_{Linse}}{2f_{Foc}} \right) \right), \quad (2.63)$$

wobei diese für $D_L = 4$ mm und einer Brennweite von $f_{Foc} = 100$ mm etwa $NA_G \approx 0,14$ beträgt. Die für den Einzelstrahl definierte Beugungsmaßzahl ist aufgrund der Fasereinkopplung und der nahezu beugungsbegrenzt realisierten Kollimation und Fokussierung $M_E^2 \approx 1$. Die Beugungsmaßzahl für den Gesamtstrahl ergibt sich aus der des Einzelstrahls M_E^2 unter Berücksichtigung der Zunahme der Numerischen Apertur der Fokussierung bei der Strahlungsüberlagerung mit

$$M_{G(W)}^2 = \left(\frac{NA_G}{NA_E} \cdot F_W \right) M_E^2, \quad (2.64)$$

wobei die Verbreiterung des Gesamtstrahlbrennflecks gegenüber dem Einzelstrahlbrennfleck in den Faktor F_W eingeht.

Über die Wahl der Brennweite der Fokussieroptik f_{Foc} kann die Numerische Apertur NA_{Foc} , der Brennfleckdurchmesser, der Arbeitsabstand und die Schärfentiefe z_R und somit die Leistungsdichte an die Anforderungen einer Anwendung, z.B. der Materialbearbeitung, angepaßt werden.

2.5.3 Positionsmultiplexing

In Analogie zum oben beschriebenen Winkelmultiplexing werden die aus den Faserenden austretenden Einzelstrahlen beim Positionsmultiplexing mittels eines Linsenarrays kollimiert. Sie liegen also dicht gepackt vor. Im Sinne der geometrischen Optik wird beim Positionsmultiplexing die auf dem Linsenarray vorliegende Leistungsdichteverteilung aller Einzelstrahlen mittels einer hier zweistufigen Optik stark verkleinert in einen 'Fokus' bzw. auf das Werkstück abgebildet. Die erste Stufe der Optik stellt ein verkleinerndes Teleskop und die zweite Stufe ein fokussierendes Objektiv dar, siehe Abbildung 2.20. Im Rahmen der *Gaußschen* Strahlentheorie findet bei der Strahlpropagation vom Linsenarray bis zum Werkstück eine Transformation der Strahltaillen entsprechend den Linsenbrennweiten statt. Die Taillen können für den beugungsbegrenzten Fall über Gleichung (2.12) berechnet werden.

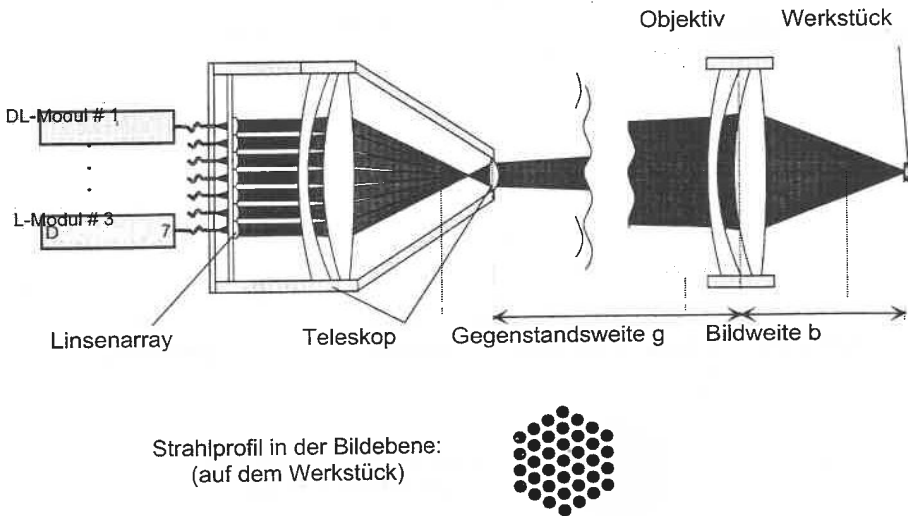


Abbildung 2.20: Prinzipielle Darstellung des Positionsmultiplexings für 37 Einzelstrahlen. Das Strahlprofil auf dem Werkstück hat eine hexagonale Struktur.

Im Gegensatz zum Winkelmultiplexing werden die Einzelstrahlen auf dem Werkstück nicht lokal aufsummiert, sondern befinden sich in der Bildebene nebeneinander (Positionsmultiplexing), siehe Abbildung 2.20 unten. Durch eine Steuerung der Leistung der Einzel-

strahlen ist es möglich, die Leistungsdichteverteilung des Gesamtstrahls auf dem Werkstück zu variieren. Somit wird ein 'intelligenter' Gesamtstrahl realisiert, welcher durch eine hochfrequente Leistungssteuerung der Einzelstrahlen in Geometrie und Gesamtleistung an die Erfordernisse einer Anwendung angepaßt werden kann und eine Mustererzeugung auf dem Werkstück ermöglicht.

Die vom Flächenfüllfaktor des Linsenarrays abhängige mittlere Leistungsdichte des Gesamtstrahls PD_G bleibt beim Positionsmultiplexing nahezu gleich der eines Einzelstrahls und die Gesamtleistung P_G skaliert im Idealfall mit der Anzahl N der Einzelstrahlen. In der Brennebene gilt

$$\begin{aligned} PD_G &\approx PD_E \\ P_G &= N \cdot P_E. \end{aligned} \tag{2.65}$$

Die Leistungsdichte des Gesamtstrahls kann über den Verkleinerungsfaktor gewählt werden, wobei zur Realisierung einer maximalen Leistungsdichte beugungsbegrenzt abbildende Optiken zu verwenden sind. Die Beugungsmaßzahl des Gesamtstrahls $M_{G(P)}^2$ errechnet sich aus der des Einzelstrahls M_E^2 unter Berücksichtigung der Fokusvergrößerung des Gesamtstrahls $\overline{D_{P3}}$ gegenüber dem des Einzelstrahls $\overline{D_{P7}}$ bei der Strahlungsüberlagerung mit

$$M_{G(P)}^2 = \left(\frac{\overline{D_{P3}}}{\overline{D_{P7}}} \cdot F_P \right) M_E^2, \tag{2.66}$$

wobei F_P aus der Vergrößerung des Gesamtstrahldurchmessers gegenüber dem Einzelstrahldurchmesser auf der Fokussieroptik bestimmt wird. In Kapitel 4.4 werden die experimentellen Ergebnisse des Positionsmultiplexings am Beispiel von 37 Einzelfasern vorgestellt und diskutiert.

Zusammenfassend wird in Tabelle 2.3 ein Überblick über die prinzipiellen Eigenschaften des Winkel- und Positionsmultiplexings gegeben.

	Winkelmultiplexing	Positionsmultiplexing
Fokusebene	Einzelbrennflecken lokal addiert	Einzelbrennflecken benachbart
Fokusprofil	nahezu <i>gauß</i> förmiger Gesamtbrennfleck	variabel über eine Leistungssteuerung der Einzelbrennflecken
Leistung	skalierbar	skalierbar
Leistungsdichte	skalierbar	nahezu konstant
Optik	geringe Anforderung	hohe Anforderung

Tabelle 2.3: Charakteristika des Winkel- und des Positionsmultiplexings.

3 Systemauslegung

3.1 Diodenlaser

3.1.1 Auswahlkriterien

Zur Realisierung eines Materialbearbeitungssystems mit hoher Leistungsdichte eignen sich Singlemode-Diodenlaser als Grundbausteine besonders gut, da sie bei kleinstmöglichen Strahldurchmessern hohe Leistungsdichten bzw. gute Strahlqualitäten besitzen. Die von der Firma Tutcore als Einzel-Chips oder Barren angebotenen transversal einmodigen Hochleistungsozillatoren liefern kontinuierliche Ausgangsleistungen von mehr als 250 mW pro Einzelemitter bei nahezu beugungsbegrenzter Strahlqualität [16, 17], siehe auch Kapitel 2.1. Die bei 980 nm emittierenden Diodenlaser sind im Gegensatz zu leistungsstärkeren zweistufigen Diodenlaser-Strukturen, welche aus einem Oszillator mit nachgeschaltetem Verstärker bestehen ('Master-Oscillator Power-Amplifier'-MOPA) u.a. aufgrund ihres vergleichsweise kompakten Aufbaus einfacher zu handhaben. Ihre gute Strahlqualität bzw. kleine Beugungsmaßzahl ermöglicht hohe Einkoppeleffizienzen in Singlemode-Glasfasern, welche die Grundlage für die untersuchten Überlagerungsmethoden von Diodenlasern ist.

Die langlebigen aluminiumfreien Diodenlaser wurden als Pumpstrahlquellen für erbium-dotierte Faserlaser entwickelt und für den Einsatz in der Nachrichtentechnik konzipiert. Sie wurden von der Firma Jenoptik Laserdiode aufgebaut, d.h. in spezielle Gehäuse montiert (Bezeichnung: JOLD). Die Schwellströme der Diodenlaser liegen im Bereich von 30 bis 50 mA und die Steigungen der Leistungskennlinien ('slope-efficiency') betragen $0,8 \pm 0,1 \text{ W/A}$ [37].

3.1.2 Experimentelle Charakterisierung

Ausgangspunkt für die Berechnung und Auslegung der Optiken zur Strahlformung und Einkopplung in Singlemode-Fasern war die Charakterisierung der Diodenlaser. Neben den Ausgangsleistungen wurden die Beugungsmaßzahlen aller Diodenlaser mit einem in Kapitel 2.2 beschriebenen ModeMaster als Funktion der Stromstärke vermessen. Dazu wurde die Strahlung mittels einer auch in den Diodenlaser-Modulen eingesetzten Bi-Asphäre mit einer Brennweite von $f_{K\alpha} = 4,5 \text{ mm}$ kollimiert, siehe auch Kap. 3.3.2.

Abbildung 3.1 zeigt am Beispiel von JOLD # 21 eine für die verwendeten Diodenlaser typische P - I -Kennlinie ('slope-efficiency') und die Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 in Abhängigkeit von der Diodenstromstärke im Bereich des Arbeitspunktes von etwa 400 mA. Die Beugungsmaßzahl M_y^2 der schnellen Strahlachse bleibt im betrachteten Stromstärkintervall im wesentlichen konstant. Dagegen nimmt M_x^2 der langsamen Strahlachse ab etwa 350 mA mit steigender Stromstärke zu. Die Zunahme von M_x^2 ist u.a. auf thermische Effekte und auf Änderungen der horizontalen Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone des horizontal gewinngeführten Diodenlasers zurückzuführen. Dagegen bleibt die durch

die vertikale Schichtfolge bestimmte indexgeführte Wellenleiterstruktur und damit auch die Beugungsmaßzahl M_y^2 senkrecht zur pn-Übergangsfläche nahezu konstant (siehe Kapitel 2.1). Zu bemerken ist, daß die Genauigkeit des zur experimentellen Bestimmung der Beugungsmaßzahlen eingesetzten ModeMasters etwa $\pm 5\%$ beträgt [24].

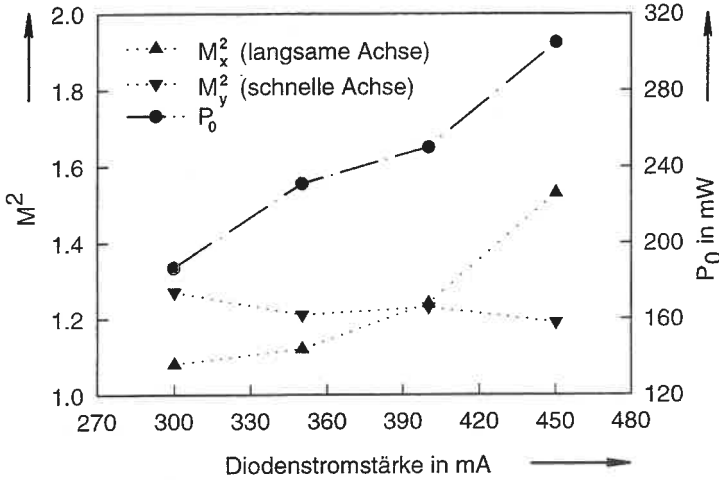


Abbildung 3.1: Gemessene Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 für die langsame bzw. schnelle Strahlachse sowie die Ausgangsleistung P_0 im kollimierten Strahl eines Diodenlasers in Abhängigkeit von der Stromstärke (JOLD #21) nahe des Arbeitspunktes.

Die Ausgangsleistung steigt nach dem Erreichen der Schwellstromstärke (hier 46,1 mA) überwiegend linear an mit einer Steigung von etwa 0,8 W/A. Bei Stromstärken von zirka 350 mA und 400 mA treten allerdings temperaturbedingte Übergänge zwischen laserinternen Moden und damit geringfügige Änderungen der Steigungen der P - I -Kurve auf. Die von der Stromstärke abhängenden individuell verschiedenen Beugungsmaßzahlen und Ausgangsleistungen der Diodenlaser führen zu optimalen Stromstärken, bei welcher die Leistung am Ende einer Glasfaser, in welche deren Strahlung eingekoppelt wurde, maximal ist.

In Abbildung 3.2 sind die Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 bei einer optischen Ausgangsleistung von 250 mW und die zum Erreichen dieser Ausgangsleistung notwendigen, jeweiligen Diodenlaser-Stromstärken von 50 untersuchten Diodenlasern dargestellt. Die jeweils notwendigen Stromstärken werden von den individuellen Schwellströmen und Steigungen der P - I -Kennlinien bestimmt. Dabei zeigt sich eine relativ starke individuelle Streuung sowohl der Beugungsmaßzahlen, besonders von M_x^2 , als auch der spezifischen Diodenlaser-Stromstärken. Die Mittelwerte der Beugungsmaßzahlen aller 50 Diodenlaser betragen $\overline{M_x^2} = 1,21$ und $\overline{M_y^2} = 1,24$, der Stromstärkemittelwert liegt bei $\bar{I} = 379$ mA.

Aufgrund der starken Streuungen der Diodenlaser-Parameter wurde eine Selektion vorgenommen. Aus einer Gesamtanzahl von 61 gelieferten Diodenlasern wurden 37 Elemente

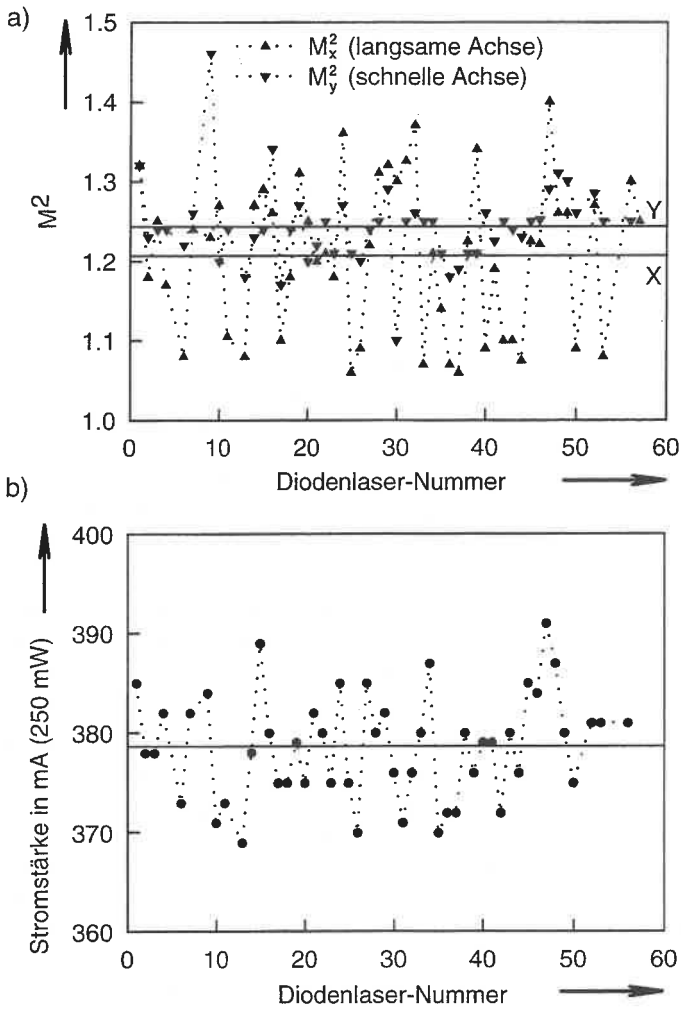


Abbildung 3.2: Darstellung a) der gemessenen Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 sowie b) der jeweiligen Diodenlaser-Stromstärken, welche zum Erreichen einer Ausgangsleistung von 250 mW erforderlich sind. Die Geraden kennzeichnen die jeweiligen Mittelwerte.

ausgewählt, für welche bei einer Ausgangsleistung von 250 mW die Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 kleiner 1,3 sind. Die Anzahl 37 ergibt sich dabei aus der Hexagonalstruktur des Linsenarrays, siehe Gleichung (2.55) mit $N_R = 3$. Die Lebensdauer der Laser war aufgrund von Spontanausfällen zum Teil deutlich kürzer als der mit mehr als 1000 Stunden spezifizierte Wert des Herstellers [38], was möglicherweise auf einen schlechten Wärmekontakt zwischen dem Diodenlaser-Chip und dem Gehäuse zurückzuführen ist.

Das die Elliptizität eines Strahlprofils bezeichnende Aspekt-Verhältnis kann aus den Nah- oder Fernfeldverteilungen bestimmt werden, z.B. durch Vermessen der Strahldurchmesser im kollimierten Strahl entlang der x - und y -Achse. An zwei Muster-Diodenlasern wurden die sich etwa auf den Kollimationslinsen befindenden Strahltaillen bei einer Stromstärke von 350 mA mittels eines ModeMasters vermessen. Daraus wurden die Aspektverhältnisse mit 3,67 (JOLD # 1235) und 3,73 (JOLD # 1268) ermittelt. Das mit zunehmender Diodenstromstärke abnehmende Aspektverhältnis wird durch die Vergrößerung des Strahldurchmessers in langsamer Achsrichtung bei nahezu konstantem Durchmesser in schneller Achsrichtung bestimmt und entspricht der Vergrößerung der Beugungsmaßzahl M_x^2 (siehe oben). Tabelle 3.1 enthält die Strahlparameter beider Diodenlaser für eine Stromstärke von 350 mA, wobei die Strahldurchmesser und die Beugungsmaßzahlen $M_{x,y}^2$ mittels eines ModeMasters vermessen wurden.

	JOLD # 1235	JOLD #1268
Strahldurchmesser der langsamen (x -)Achse	1,07 mm	1,13 mm
Strahldurchmesser der schnellen (y -)Achse	3,93 mm	4,22 mm
Aspekt-Verhältnis	3,67	3,73
Beugungsmaßzahl M_x^2	1,32	1,46
Beugungsmaßzahl M_y^2	1,09	1,13
Divergenzwinkel ϑ_x	6,7°	7,1°
Divergenzwinkel ϑ_y	25,6°	27,7°
Numerische Apertur NA_x	0,12	0,12
Numerische Apertur NA_y	0,43	0,46

Tabelle 3.1: Gemessene Strahlparameter zweier JOLD nach Kollimation mittels der auch in den Modulen verwendeten Bi-Asphäre ($f = 4,5$ mm). Die angegebenen Strahldurchmesser und Divergenzwinkel (Halbwinkel) beziehen sich auf das $1/e^2$ -Kriterium.

Abbildung 3.3 zeigt am Beispiel von JOLD # 13 die vergrößerte Abbildung der elliptischen Nahfeld-Leistungsdichteverteilung auf der Austrittsfacette in langsamer und schneller Achsrichtung bei einer Stromstärke von 400 mA. Die Abbildung wurde mit Hilfe der asphärischen Kollimationslinse ($f_{Kol} = 4,5$ mm) und einem langbrennweitigen Achromaten ($f_{Foc} = 201$ mm) realisiert, wobei die Leistungsdichteverteilungen im Fokus der langbrennweitigen Linse abgescannt wurden. Eine auf einem xyz -Verschiebetisch montierte Lochblende (Durchmesser: $5 \mu\text{m}$) wurde dazu entlang der x - bzw. y -Achse schrittweise durch das Strahlzentrum bewegt und die Leistung gemessen (1D-Scan). Deutlich sichtbar ist das Auftreten von Beugungseffekten in schneller Achsrichtung aufgrund des relativ großen Divergenzwinkels ($NA_y \approx 0,45$). Ein Teil der Feldstärkeverteilung wird durch be-

grenzende Aperturen insbesondere der der Kollimationslinse ($NA \approx 0,55$) abgeschnitten und führt zu Nebenmaxima in der Verteilung.

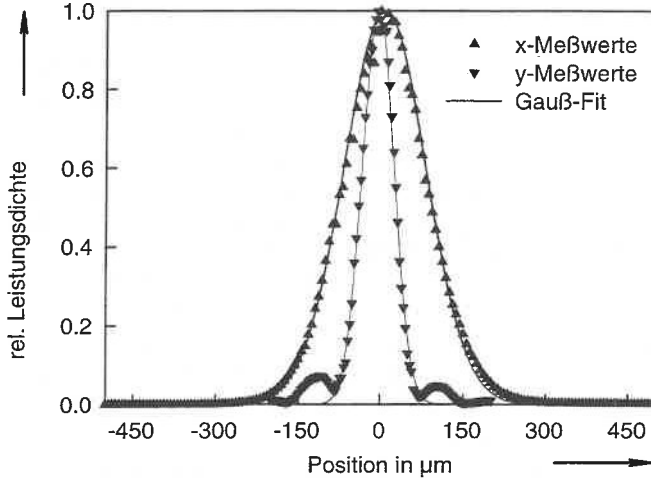


Abbildung 3.3: Vergrößerte Abbildung der bei einer Stromstärke von 400 mA gemessenen Leistungsdichteverteilungen in x - und y -Richtung auf der Diodenlaserfacette von JOLD #13 (Vergrößerungsfaktor: ≈ 44). Die zugehörigen Beugungsmaßzahlen betragen $M_x^2 \approx 1,0$ und $M_y^2 \approx 1,2$.

Mit dem sich aus den Linsen-Brennweiten ergebenden Vergrößerungsfaktor (≈ 44) können direkt die Breiten der Leistungsdichteverteilungen, d.h. die Strahldimensionen auf der Laserfacette errechnet werden. Sie betragen etwa $6,8 \mu\text{m}$ in langsamer und $1,8 \mu\text{m}$ in schneller Achsrichtung, woraus sich ein Aspektverhältnis von zirka 3,8 ergibt. Aus diesen Strahldimensionen kann für eine Ausgangsleistung von 250 mW die mittlere Leistungsdichte von

$$\overline{PD} = \frac{250 \text{ mW}}{6,8 \mu\text{m} \cdot 1,8 \mu\text{m}} \approx 2 \cdot 10^6 \text{ W/cm}^2 \quad (3.1)$$

berechnet werden ($NA_x \approx 0,1$; $NA_y \approx 0,4$).

3.2 Singlemode-Fasern

Das Erreichen einer maximalen Einkoppeleffizienz erfordert neben einer hohen Strahlqualität der Diodenlaser auch eine bestmögliche Anpassung der Faserparameter an die Eigenschaften des einzukoppelnden Strahls, siehe Kapitel 2.3.4. Deshalb wurde eine Singlemode-Glasfaser der Firma Spectran ausgewählt, deren 'cut-off'-Wellenlänge mit $\lambda_C = 938 \text{ nm}$ relativ nahe an der Emissionswellenlänge der Diodenlaser von $\lambda = 980 \text{ nm}$ liegt [30]. Somit ist neben einem stabilen Singlemode-Zustand ($\lambda_C \leq \lambda$) eine sehr gute Strahlprofilanpassung des externen nahezu *gaußförmigen* Strahls an die faserinterne *Bessel-Funktion*

gewährleistet ($V \approx 2,3$). Dabei wird zugrundegelegt, daß das elliptische Strahlprofil der Diodenlaser in ein kreisförmiges Profil transformiert wurde (Kapitel 3.3) und die von der Stromstärke abhängenden Beugungsmaßzahlen M_x^2 und $M_y^2 \leq 1,3$ sind (Kapitel 3.1.2). Die nominalen Durchmesser der Standard-Stufenindexfaser betragen etwa $2a \approx 6,3 \mu\text{m}$ (Kern bzw. 'core') und $125 \mu\text{m}$ (Mantel bzw. 'cladding'). Dieser aus Quarzglas bestehende Wellenleiterbereich der Faser ist von einem dem mechanischen Schutz dienenden Acrylatmantel ('buffer') umgeben, dessen Außendurchmesser mit $245 \mu\text{m}$ spezifiziert wurde.

Ein wichtiger Faserparameter ist die Numerische Apertur, welche vom Hersteller mit $NA = 0,11 \pm 0,02$ unter Verwendung des 95-% Kriteriums angegeben wird [30]. Wird diese auf das für *Gauß*-Strahlen übliche $1/e^2$ -Kriterium (86,5%) umgerechnet, so ergibt sich eine Numerische Apertur der Faser von $NA \approx 0,09$. Die sich im Gegensatz zu Multimode-Fasern nicht allein aus der Brechungsindexdifferenz zwischen Kern und Mantel sondern auch aus den Faserdimensionen ergebende NA wurde auch experimentell bestimmt. Dazu wurden die Strahldurchmesser der aus der Faser austretenden beugungsbegrenzten Strahlung ($M^2 \leq 1,1$) in drei verschiedenen Abständen hinter der Faser (5, 20, 40 mm) mittels einer Lochblende bestimmt. Aus den gemessenen Durchmessern und den Abständen ergab sich eine mittlere Numerische Apertur von $\overline{NA}_{E1} = 0,082$. Deshalb wurde für die Berechnung des Designs der Kollimationslinsen des Linsenarrays eine Numerische Apertur der Glasfaser von $NA = 0,08$ zugrundegelegt.

Eine Vermessung der austrittseitigen Leistungsdichteverteilung auf der Faserstirnfläche wurde über eine vergrößerte Abbildung mittels eines Achromaten ($f_{Kol} = 21 \text{ mm}$) und einer Plankonvexlinse ($f_{Foc} = 507 \text{ mm}$) realisiert. Daraus kann für die vorliegende beugungsbegrenzte Strahlqualität unter Verwendung von Gleichung (2.11) der Divergenzwinkel und daraus die Numerische Apertur NA_{E2} der Glasfaser bestimmt werden. In Abbildung 3.4 ist die vergrößerte Leistungsdichteverteilung auf der Faserstirnfläche entlang beide Achsen dargestellt. Beide Verteilungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit einem *Gauß*-Fit. Die sich aus den Taillendurchmessern $2w_{0x} = 88 \mu\text{m}$ und $2w_{0y} = 87 \mu\text{m}$ ergebende mittlere Numerische Apertur beträgt $\overline{NA}_{E2} = 0,087$. Unter Berücksichtigung des Vergrößerungsfaktors von 24,4, welcher aus den Linsenbrennweiten bestimmt wird, läßt sich ein Strahlradius auf der Faserstirnfläche von $3,59 \mu\text{m}$ ermitteln. Dieser ist nur geringfügig größer als der aus den Faserparameter gemäß der *Gauß*-Approximation errechnete 'Mode-Field-Radius' $w_{MFR} \approx 3,56 \mu\text{m}$, siehe Tabelle 2.1.

Die vermessenen, nahezu identischen Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 waren in beiden Achsrichtungen des rotationssymmetrischen Strahls kleiner 1,1 (TEM_{00} -Mode). Erwartungsgemäß besitzt der aus der Glasfaser austretende Strahl eine nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität.

Zum Zweck einer besseren Handhabung wurden die 37 jeweils 6 Meter langen Einzelfasern modulseitig mit einem Standard-FC-Stecker von der Firma Diamond konfektioniert. Der Durchmesser der Ferrulen beträgt 2,5 mm, wobei die Glasfasern innerhalb der Ferrulen kernzentriert wurden. Am austrittseitigen Faserende befinden sich spezielle Edelstahlferrulen mit einem Durchmesser von 1,0 mm und einer Länge von 15 mm, wobei der relativ kleine Ferrulendurchmesser eine seitliche Führung im kompakten Bearbeitungskopf ermöglicht, siehe Kapitel 3.4.

Alle Faserstirnflächen wurden von der Firma Tafelmaier Dünnschicht-Technik mit einer Antireflex-Beschichtung (AR) versehen, wodurch sich die *Fresnel*-Reflexion von 4 % auf

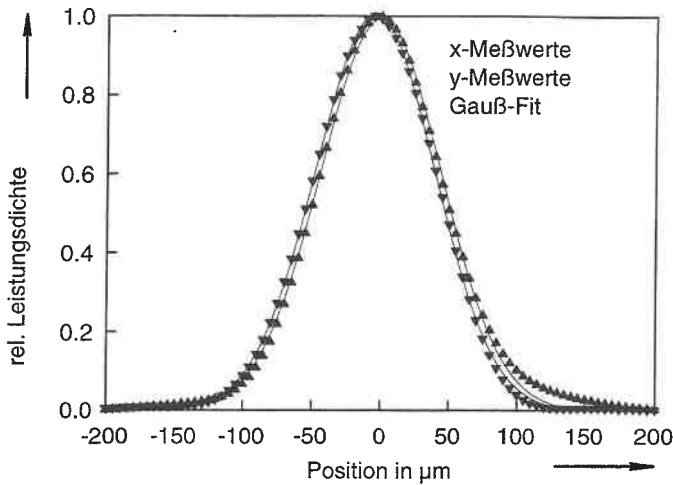


Abbildung 3.4: Vergrößerte Abbildung der am Faserende gemessenen Leistungsdichteverteilungen in x - und y -Richtung auf der Stirnfläche der verwendeten Singlemode-Faser (Vergrößerungsfaktor: ≈ 24).

weniger als 0,5 % pro Fläche reduziert. Dazu wurde bei Temperaturen von maximal 140 °C auf eine zuerst aufgebraute Tantalpentoxidschicht (Ta_2O_5) eine relativ harte Quarzglas-schutzschicht (SiO_2) aufgedampft, wobei die Gesamtdicke der dielektrischen Beschichtung etwa 200 nm beträgt [39].

3.3 Fasergekoppelte Diodenlaser-Module

Nachfolgend werden die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Diodenlaser-Module beschrieben, welche identische Grundbausteine des modular aufgebauten Lasersystems sind. Sie beinhalten alle optischen Komponenten zur Formung der Diodenlaser-Strahlung und realisieren die Strahl-Einkopplung in die Singlemode-Fasern. Diese Module sollen möglichst kompakt, justagestabil, einfach handhabbar und kostengünstig herstellbar sein, aber auch das Erzielen hoher Einkoppeffizienzen von mehr als 60 % in Singlemode-Fasern ermöglichen. Die Realisierung der hohen Einkoppeffizienz erfordert eine speziell für die Diodenlaser optimierte und durchgängig beugungsbegrenzt abbildende Strahlformungsoptik. Eigene Untersuchungen an Mikrooptiken haben gezeigt, daß ihre Abbildungsqualität derzeit nicht beugungsbegrenzt ist, oder diese Optiken (noch) zu teuer sind. Da außerdem ihre Justage insbesondere im Fall von asphärischen Linsen eine besonders hohe Präzision voraussetzt, wurde auf optische Elemente mit Dimensionen im Bereich weniger Millimeter zurückgegriffen.

Zur Berechnung und Optimierung der Optiken wurde das Programm 'Zemax' von der Firma Focus Software eingesetzt. Diese Software gestattet eine Propagationsberechnung

der von einem Objekt ausgehenden und bis zum Bild reichenden Strahlen anhand des Brechungsgesetzes ('ray-tracing'). Dabei können die Strahlen beliebig geformte optische Elemente mit bekanntem Brechungsindex passieren. Durch eine Minimierung des Fokussdurchmessers im Bildfeld ist eine Optimierung des Designs der transmittierten Optik möglich [40].

3.3.1 Aufbau und Prinzip

Zur Minimierung des Justageaufwands und aus Kostengründen wurde die Anzahl der z.T. im Submikrometerbereich zu justierenden Achsen bzw. Freiheitsgrade der Einzelelemente so gering wie möglich gehalten. Generell wurde auf eine laterale Justage der optischen Elemente mit Ausnahme des Diodenlasers verzichtet. Die Anfertigung der mechanischen Halteelemente und der optischen Komponenten erfolgte mit einer Präzision insbesondere bei der Zentrierung im Mikrometerbereich (Paßbohrungen bzw. -stifte).

Abbildung 3.5 zeigt a) den Längsschnitt entlang der schnellen Achsrichtung durch ein Diodenlaser-Modul sowie b) dessen Frontansicht. Die aus drei Haltestangen (Edelstahl: # 1.4305), dem aus Kupfer gefertigten Kühlkörper (1) und zwei Reitern (MS 58) (6) bestehende Miniaturbank ermöglicht eine hohe Zentriergenauigkeit und exakte Führung der Einzelelemente. Die Einzelkomponenten, wie die Reiter, der Zylinder (5) und beide Tubusse (3, 8), werden nach erfolgter Justage mittels seitlich angebrachter Gewindestifte an den Reitern bzw. den Haltestangen (4) gegen ein Verschieben gesichert.

Das gesamte Modul ist nur am Kühlkörper mit der Bodenplatte (13) verschraubt, um eine Übertragung von Verformungen oder Schwingungen der Grundplatte auf die Justage der Miniaturbank zu verhindern, siehe Abbildung 3.6 (Foto). Die Rotationssymmetrie der mechanischen Komponenten, die im Winkel von 120° zueinander angeordneten Haltestangen und die Auswahl der Materialien (MS 58, Cu) mit etwa gleichen Ausdehnungskoeffizienten führen zu einer hohen thermischen Stabilität der Positionierungen. Dabei wurde berücksichtigt, daß die Justageempfindlichkeit in Ausbreitungsrichtung der Strahlung (z-Achse) um einen Faktor 17 kleiner ist als die in lateraler Richtung (x-, y-Achse), siehe Tabelle 2.2.

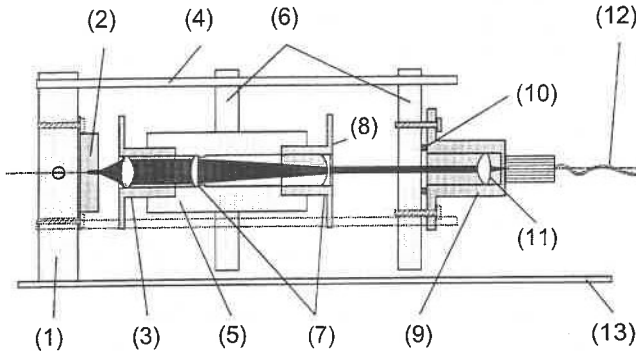
Der auf einem wasserdurchströmten Kühlkörper montierte Diodenlaser (2) emittiert divergente Strahlung, welche mittels einer Linse kollimiert wird. Anschließend formt ein Zylinderlinsen-Teleskop (7) das eintretende elliptische Strahlprofil des Diodenlasers in ein kreisförmiges Profil um, indem der Strahldurchmesser der schnellen Achse auf den der langsamen verkleinert wird. Ein zugekaufter Faserkoppler (9) realisiert die Einkopplung des kreisförmigen Strahls in die Singlemode-Faser (12).

3.3.2 Einzelkomponenten

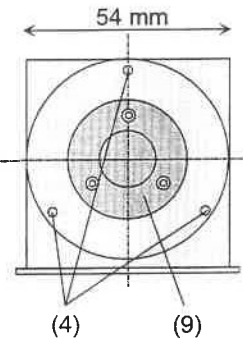
Kollimationlinse (3)

Die in den Tubus #1 eingeklebte, zur Kollimation verwendete Bi-Asphäre, Typ # 350230, der Firma Thorlabs arbeitet laut Datenblatt im Wellenlängenbereich von 600 - 1550 nm beugungsbegrenzt. Die beidseitig entspiegelte Linse besitzt eine Brennweite von nominal $f_{Kol} = 4,5$ mm bei einer Numerischen Apertur von 0,55 [41]. Ein experimenteller Vergleich

a) Längsschnitt



b) Frontansicht



- (1) wasserdurchströmter Kühlkörper
- (2) JOLD-Diodenlaser
- (3) Tubus #1 mit Kollimationslinse
- (4) Haltestangen
- (5) Zylinder
- (6) Reiter
- (7) Zylinderlinsen-Teleskop

- (8) Tubus #2 mit Zylinderlinse
- (9) Singlemode-Faserkoppler
- (10) O-Ring
- (11) Einkoppellinse
- (12) Singlemode-Faser
- (13) Bodenplatte

Abbildung 3.5: Prinzipieller Aufbau eines Diodenlaser-Moduls. Die aus drei Linsen bestehende Strahlformungsoptik ist in einem Zylinder (5) mit zwei drehbaren und in Strahlrichtung (z -Achse) verstellbaren Tubussen (3), (8) untergebracht.

mit einem dreilinsigen Kollimationsobjektiv ($f = 5 \text{ mm}$, [42]) zeigte, daß die antireflexbeschichtete Asphäre mit 95 % eine um 5 % höhere Transmission besitzt als das Objektiv. Außerdem weist die Asphäre im Vergleich zum Objektiv eine bessere Abbildungsqualität und eine geringere Empfindlichkeit gegenüber einer lateralen Dejustage (Bildfeld) in der besonders kritischen schnellen Achsrichtung auf.

Zur Vermessung der lateralen Positionierempfindlichkeit wurde die aus einem Diodenlaser (JOLD # 1268) austretende Strahlung kollimiert, danach die vorher zentrisch angeordnete Linse systematisch lateral verschoben und mittels eines ModeMasters die Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 vermessen. Bei einer Dezentrierung von $0 \rightarrow 30 \mu\text{m}$ steigt die Beugungsmaßzahl M_y^2 bei Verwendung der Bi-Asphäre von 1,1 auf 1,5; im Fall des Objektivs von 1,2 auf 1,7. Die schon bei exakter Justage höhere Beugungsmaßzahl der mittels des Objektivs kollimierten Strahlung deutet auf ihre zu geringe Numerische Apertur hin, welche mit $NA = 0,5$ spezifiziert ist. Die Numerische Apertur des Diodenlasers beträgt in der kritischen schnellen Achsrichtung $NA = 0,46$, siehe Tabelle 3.1.

Die optische Güte der gepreßten Bi-Asphären ist relativ starken Schwankungen unterworfen, welche einerseits auf mangelhafte Antireflex-Beschichtungen und andererseits auf fertigungsbedingte Glaskörperinhomogenitäten (z.B. kreisförmige Pressrillen) zurückzuführen sind. Deshalb wurde vor dem Einbau eine visuelle Kontrolle bzw. eine Selektion der Linsen durchgeführt.

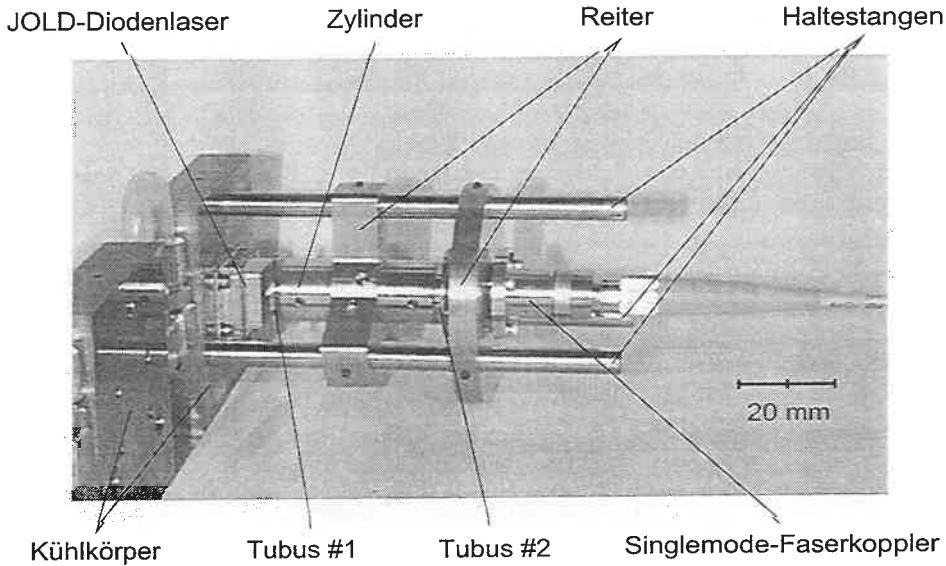


Abbildung 3.6: Foto eines komplett montierten Diodenlaser-Moduls. Links unten ist ein zweiter Kupfer-Kühlkörper zu sehen, welcher ein weiteres Modul aufnehmen kann.

Zylinderlinsen-Teleskop (7)

Ausgehend von einem Aspektverhältnis der Diodenlaser von etwa 3,7, siehe Kapitel 3.1, wurde mittels des Programms 'Zemax' ein aus zwei beidseitig entspiegelten Zylinderlinsen bestehendes Teleskop zur Strahlformung entworfen. Eine Plankonvex- und eine Plankonkavlinse mit einem Durchmesser von jeweils 9,0 h8 mm, deren Scheitelhöhen 3 bzw. 2 mm betragen, bilden ein insgesamt 25 mm langes *Galilei*-Teleskop (ohne Zwischenfokus), siehe Abbildung 3.5. Um eine beugungsbegrenzte Abbildung zu erhalten, wurde die Brennweite der Plankonkavlinse so gewählt, daß ihre benötigte Numerische Apertur und damit auch die der Plankonvexlinse kleiner 0,1 ist. Das verwendete hochbrechende Glas LaSF N31 von der Firma Schott mit einem Brechungsindex von $n = 1,86$ bei $\lambda = 980$ nm führt zu vergleichsweise großen Krümmungsradien von $R_1 = +25,5$ mm und $R_2 = -6,9$ mm und damit zu kleinstmöglichen sphärischen Aberrationen. Die fokussierende Plankonvexlinse wurde in den Zylinder (5), die kollimierende Plankonkavlinse in den Tubus #2 (8) eingeklebt. Durch Drehen bzw. Verschieben von Tubus #2 innerhalb der paßgenauen Zylinderbohrung kann eine diodenspezifische Feinjustage des Teleskops vorgenommen werden.

Faserkoppler (9)

Der von der Firma Schäfter & Kirchhoff hergestellte Singlemode-Faserkoppler vom Typ 60SM0FC ist ein Edelstahl-Tubus mit integrierter Einkoppellinse (11), der faserseitig mit einem FC-Steckeranschluß versehen ist [43]. Mittels dreier im Winkel von 120° angeord-

neter Einstellschrauben wird der Koppler gegen eine Halteplatte (Reiter) gedrückt, wobei ein dazwischenliegender und aus Gummi bestehender O-Ring (10) als elastischer Abstandshalter dient. Das Anziehen bzw. Lösen der Schrauben bewirkt eine Verkipfung des gesamten Kopplers einschließlich der Einkoppellinse gegenüber dem kollimierten Strahl und ermöglicht eine Feinjustage in lateraler Strahlrichtung (x -, y -Achse), siehe Abbildung 3.5. Drei weitere um 60° versetzte und wiederum im Winkel von 120° orientierte Konterschrauben dienen zur Feinjustage und zur Entlastung des nicht dauerelastischen O-Rings.

Für die Realisierung hoher Einkoppeleffizienzen muß die kollimierte Strahlung die Einkoppellinse möglichst zentrisch treffen, da andernfalls ein starkes Verkippen des Kopplers bzw. der Koppellinse erforderlich und eine Verschlechterung der Strahlqualität die Folge ist. Diese Strahlzentrierung erfolgt durch eine laterale Justage des Diodenlasers (siehe unten), bevor dieser fest am Kühlkörper verschraubt wird.

Die verwendete Einkoppellinse ist die schon zur Kollimation eingesetzte Bi-Asphäre mit $f = 4,5$ mm, siehe Kapitel 3.3.2. Über eine seitlich am Koppler angebrachte Bohrung kann die in einem Tubus gefaßte Bi-Asphäre mit Hilfe eines Exzenter-Schlüssels innerhalb des Kopplers verschoben werden, wodurch ihre Justage in z -Richtung erfolgt.

3.3.3 Justageprozedur

Die Justage des Moduls beginnt nach der Montage des Diodenlasers auf den Kühlkörper. Der mit vier Schrauben fixierbare Diodenlaser kann während seines Betriebs mittels einer Halteklammer und eines Verschiebetischs in x - und y -Richtung um etwa ± 1 mm positioniert werden, wodurch eine Zentrierung des Strahlenverlaufs innerhalb der Miniaturbank realisiert wird. Dazu wird die transmittierte Leistung durch eine am Ende der Miniaturbank aufsetzbare Lochblende maximiert.

Nach der Montage der Diodenlaser wird auf die Haltestangen der Reiter mit dem Zylinder aufgesteckt, welcher die Kollimationslinse und die erste (Plankonvex-) Zylinderlinse beinhaltet (ohne zweite (Plankonkav-) Zylinderlinse). Nach erfolgter Grobpositionierung des Diodenlasers vor diesem Teil der Optik wird durch Drehen des gesamten Zylinders innerhalb des Reiters die optische Achse der ersten Zylinderlinse senkrecht zur schnellen Achse der Diodenlaser ausgerichtet. Dazu wird das sich wegen des Fehlens der zweiten Zylinderlinse ergebende strichförmige Strahlprofil parallel zur schnellen Achsrichtung justiert, welche senkrecht zur Bodenplatte (13) orientiert ist.

Durch Verschieben von Tubus #1 (3) wird danach die Kollimation in langsamer Achsrichtung exakt eingestellt, indem die mit einem ModeMaster meßbare Strahltaile in der Brennebene der geräteinternen Fokussierlinse minimiert wird [24].

Nach dem Einsetzen von Tubus #2 (8) mit eingeklebter Plankonkav-Zylinderlinse wird die Strahlung auch in schneller Achsrichtung durch Drehen und Verschieben des Tubus mittels eines ModeMasters exakt kollimiert, wodurch sich ein kreisförmiges Strahlprofil mit einem Durchmesser von etwa 0,9 mm ergibt. Die über das Strahlparameterprodukt berechenbare Fernfeld-Divergenz von $\theta \approx 0,7$ mrad führt im Abstand von 2,5 m zur Strahltaile zu einem Strahldurchmesser von etwa 4,5 mm. Mittels eines IR-Wandlerschirms kann somit auch ohne weitere Hilfsmittel der Strahldurchmesser in schneller Achsrichtung an den Strahldurchmesser der langsamen Achse grob angepaßt werden, wobei die

ModeMaster-Messung der Strahltaile zur Feinjustage dient. Vor dem Vermessen der Beugungsmaßzahlen wird nochmals die Zentrierung des Strahls innerhalb der Miniaturbank überprüft und gegebenenfalls durch ein Verschieben des Diodenlasers korrigiert.

Abschließend erfolgt der Einbau und die Justage des mit einer Singlemode-Faser (12) versehenen Faserkopplers. Durch Anziehen der drei Einstellschrauben wird die laterale, durch Verschieben der Koppellinse die longitudinale Strahljustage abwechselnd solange vorgenommen, bis die Leistung am Ende der Faser maximal ist. Durch eine Konterung der Einstellschrauben wird einerseits eine Feinjustage erreicht und andererseits eine dauerhafte Stabilität der Kopplerjustage gewährleistet.

Zu bemerken ist, daß die Justage der Module stets bei einer Diodenstromstärke von 400 mA vorgenommen wurde. Stromstärkeänderungen führen aufgrund sich ändernder thermischer Verhältnisse u.a. zu Modensprüngen und so zu einer Änderung des lateralen Strahlprofils, wodurch eine Neujustage erforderlich werden kann.

Das Abbildungsverhältnis der modulinternen Strahlformungsoptik entlang der langsamen Achsrichtung ist 1 : 1, das der schnellen Achsrichtung 3,7 : 1. Damit wird eine gute Anpassung der Strahldimension der Diodenlaser-Facette von $6,8 \mu\text{m} \times 1,8 \mu\text{m}$ (Kapitel 3.1.2) an die der Glasfaser von $2w_{MFR} \approx 7,1 \mu\text{m}$ (Tabelle 2.1) erreicht.

3.4 Bearbeitungskopf

Eine wesentliche Komponente des Lasersystems stellt der Bearbeitungskopf dar. Als 'Schnittstelle' zwischen den Glasfasern und dem Werkstück kann seine Auslegung an gewünschte Parameter eines Bearbeitungsprozesses angepaßt werden. So können beispielsweise die Leistungsdichte, der Arbeitsabstand zum Werkstück und die Schärfentiefe über die Brennweite der Fokussieroptik variiert werden. Die über Glasfasern realisierte flexible Verbindung zu den Diodenlaser-Modulen gestattet es, die Module vom Bearbeitungsprozeß fernzuhalten sowie Bearbeitungsprozesse rasch umzurüsten. Beim Entwurf des in dieser Arbeit verwendeten Bearbeitungskopfs wurde auf Schutzmaßnahmen der Optiken, z.B. durch Einsatz spezieller Fenster, bzw. auf eine Prozeßgaszuführung verzichtet.

Der kompakte Bearbeitungskopf wurde für die Aufnahme von maximal 61 Singlemode-Fasern konzipiert. Da die freie Apertur der Fokussieroptik 50 mm nicht überschreiten sollte, wurden die Dimensionen, wie der Durchmesser der Kollimationslinsen des Arrays und damit auch der Abstand benachbarter Bohrlöcher in der Ferrulenhaltelplatte entsprechend angepaßt. Bis zum Abschluß der experimentellen Arbeiten standen jedoch nicht genügend den Spezifikationen entsprechende Diodenlaser zur Verfügung. Deshalb konnte nur die nächstkleinere, sich aus der Hexagonalstruktur ergebende Anzahl von 37 Fasern gewählt werden.

3.4.1 Aufbau und Prinzip

In Abbildung 3.7 ist das prinzipielle Schnittbild und in Abbildung 3.8 ein Foto des Bearbeitungskopfes dargestellt. Die mit den Diodenlaser-Modulen verbundenen Einzelfasern werden über ein Faserbündel dem Bearbeitungskopf zugeführt. Nach einer sowohl in lateraler als auch in longitudinaler Richtung erfolgten Justage werden die Edelstahl-Ferrulen

in die Bohrlöcher der Ferrulenhaltplatte eingeklebt, siehe Kapitel 3.4.4. Diese Bohrlöcher besitzen einen Durchmesser von 1,2 mm (Ring 0 bis 2) und 1,3 mm (Ring 3). Dabei wurde berücksichtigt, daß die Justagebereiche der 1 mm dicken Ferrulen besonders für die Löcher des äußeren Rings (Ring 3) mit größter Entfernung zur Achse und damit größtmöglichen Aberrationen ausreichend sind.

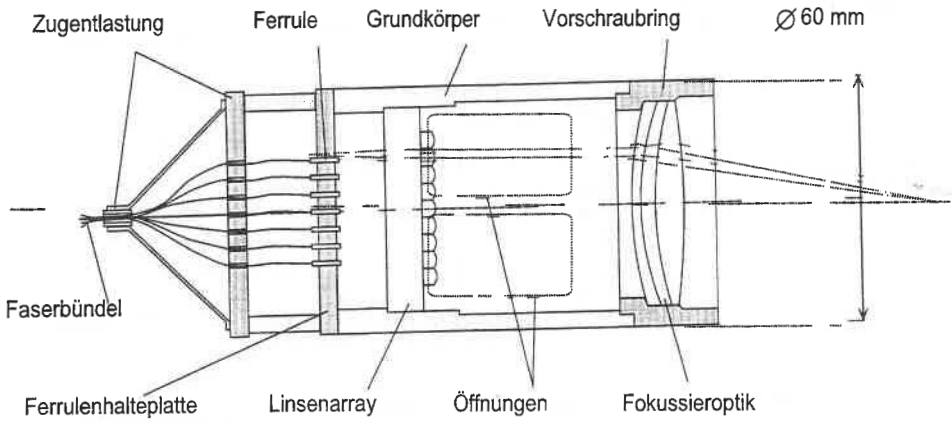


Abbildung 3.7: Schnittbild durch den Bearbeitungskopf mit eingezeichnetem Strahlengang für einen Randstrahl. Die dargestellte aufschraubbare Fokussieroptik (Vorschraubring) von der Firma Fisba hat eine Brennweite von 100 mm.

Hinter dem Linsenarray ergibt sich ein Bündel kollimierter Einzelstrahlen, wobei sich die benachbarten Strahlen berühren. Eine nachgeschaltete Fokussieroptik ermöglicht im Fall des Winkelmultiplexings die Überlagerung der statistisch unabhängig voneinander oszillierenden Einzelstrahlen in der Brennebene des Objektivs.

Der etwa 85 mm lange zylinderförmige Grundkörper und die Ferrulenhaltplatte bestehen aus einem Chrom-Nickel Stahl (# 1.4057), dessen Ausdehnungskoeffizient mit $10,0 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [44] dem von BK7 des Linsenarrays mit $7,1 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [45] relativ nahe kommt. Somit ist eine hohe thermische Stabilität der Positionierung besonders in lateraler Richtung gewährleistet.

Der Bearbeitungskopf wurde so konstruiert, daß ein problemloses Auswechseln der Fokussieroptik möglich ist. Dazu ist der Grundkörper objektivseitig mit einem in der Foto-technik üblichen Innengewinde M55 x 0,8 versehen, so daß Optiken mit unterschiedlichen Brennweiten aufgeschraubt werden können. In den Grundkörper wurden vier etwa 40 mm lange Öffnungen eingefräst, um ein frontseitiges Aushärten durch das Linsenarray beim Einkleben der Ferrulen zu ermöglichen.

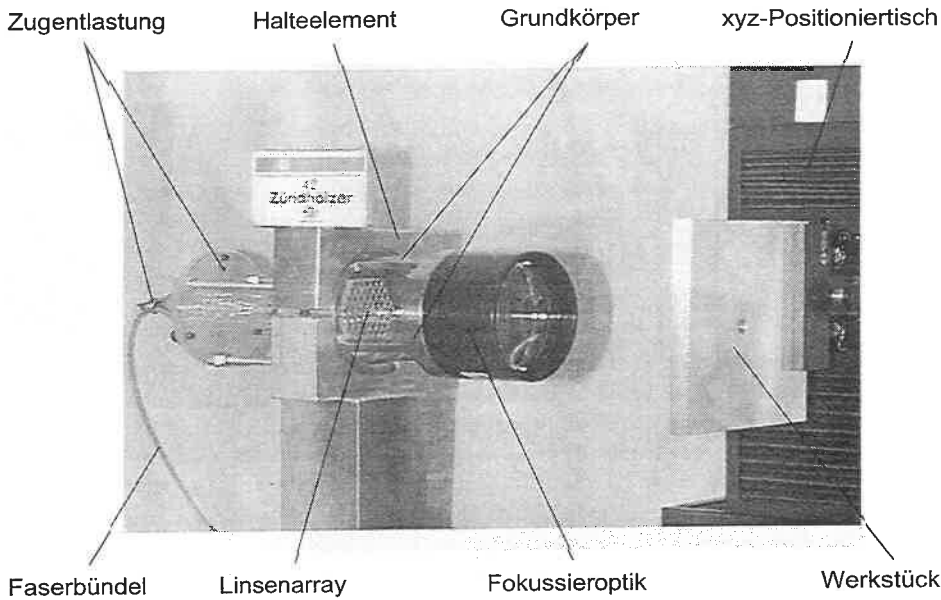


Abbildung 3.8: Foto des Bearbeitungskopfs, welcher maximal 61 Singlemode-Fasern aufnehmen kann. Im Brennpunkt der Fokussieroptik (Fisba-Objektiv) ist ein xyz-Positioniertisch mit eingespanntem Werkstück zu erkennen.

3.4.2 Einzelkomponenten

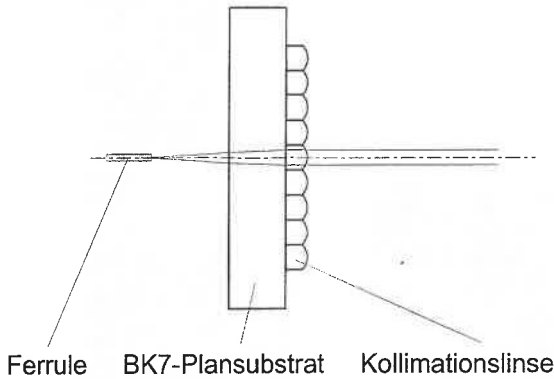
Linsenarray

Das Linsenarray besteht aus einem einseitig entspiegelten BK7-Plansubstrat mit einem Durchmesser von 50 mm, auf welches 61 Plankonvex-Linsen mit einem hochtransparenten Klebstoff fixiert wurden, siehe Abbildung 3.9. Die realisierte Hexagonalstruktur stellt dabei die dichteste Anordnung der sich berührenden Einzellinsen dar und ermöglicht ein effizientes Ausleuchten der rotationssymmetrischen Fokussieroptik.

Das mittels des Programms 'Zemax' entwickelte Design der Einzellinsen berücksichtigt den optimalen Linsenfüllfaktor von 0,9 (Kapitel 2.4) und eine Numerische Apertur der Fasern von rund 0,08 (Kapitel 3.2). Für das hochbrechende Glas LaSF N31 ergibt sich bei einer Brennweite von etwa 22,4 mm für die Einzellinsen ein relativ großer Krümmungsradius von 19,3 mm. Die Scheitelhöhe und der Linsendurchmesser betragen 4 mm. Aufgrund des relativ großen Strahldurchmessers von 3,6 mm für $FF = 0,9$ auf den Kollimationslinsen wurden diese erst nach dem AR-Beschichten von 5,5 auf 4 mm phasenfrei abzentriert, wodurch eine bis zum Rand reichende Beschichtung realisiert wurde. Die gemessenen Beugungsmaßzahlen M_x^2 und M_y^2 im kollimierten Einzelstrahl sind entlang beider Achsen kleiner 1,1, es liegt also eine beugungsbegrenzte Strahlformung vor.

Der sich aus der Brechungsindexdifferenz zwischen dem BK7-Substrat ($n \approx 1,51$) und der

a) Schnittbild



b) Foto

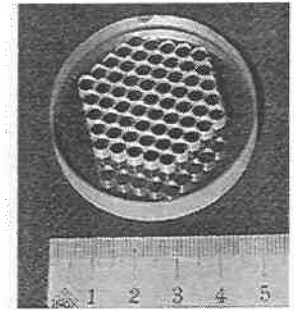


Abbildung 3.9: a) Schnittbild und b) Foto des zur Kollimation von maximal 61 Einzelstrahlen dienenden Linsenarrays. Die auf ein Plansubstrat aufgeklebten und sich berührenden Plankonvexlinsen bilden eine Hexagonalstruktur.

LaSF N31-Linse ($n \approx 1,86$) ergebende *Fresnelsche* Reflexionsverlust beträgt bei senkrechtem Strahleinfall und ohne Berücksichtigung des Klebstoffs $R_{FR} \approx 1,1\%$, siehe Gleichung (2.43).

Ferrulenhalteplatte

Die 5 mm dicke Stahlplatte wird mit 6 Schrauben am Bearbeitungskopf befestigt, vergleiche Abbildung 3.7. Nach dem Vermessen der vom Linsenarray bestimmten Sollpositionen der einzelnen Ferrulen, siehe Kapitel 3.4.3, werden die zur Aufnahme der 37 Ferrulen dienenden Löcher gebohrt. Zwei Paßbohrungen mit einem Durchmesser von 2 H7 und 3 H7 mm, welche in einem Vorgang sowohl in den Bearbeitungskopf als auch in die Halteplatte eingearbeitet wurden, dienen dabei als mechanische Referenzpunkte. Anhand dieser Referenzpunkte kann aus den relativ zu den Paßbohrungen des Kopfs vermessenen Fokipositionen das Bohrbild für die Halteplatte erstellt und auf die Platte übertragen werden.

Fokussieroptik

Das speziell für eine beugungsbegrenzte Fokussierung bei 980 nm entwickelte Objektiv der Firma Fisba Optik besitzt eine Brennweite von 100 mm [46]. Die schematisch in Abbildung 3.7 dargestellte zweilinsige Optik hat eine freie Apertur von 50 mm und ist mit einer Schraubfassung M55 x 0,8 versehen. Bei den 37 eingesetzten Fasern (37er Bündel) ergibt sich ein Durchmesser des Gesamtstrahls von etwa 28 mm, welcher der Summation der sieben, in der Array-Mitte nebeneinander angeordneten kollimierten Strahlen entspricht, vergleiche Abbildung 3.7. Die Numerische Apertur der Fokussierung beträgt $NA_{Foc} \approx 0,14$ und ist im Vergleich zu denen der in der Materialbearbeitung eingesetzten

Festkörperlasern oder Multimode-Diodenlasern sehr klein. Die sich ergebende Schärfentiefe beläuft sich auf etwa 1 mm (Gleichung (2.4)) und der Arbeitsabstand liegt bei 99 mm. Das vollständig entspiegelte Objektiv zeigt eine Transmission von $T > 95\%$.

Alternativ zur Fisba-Optik wurde ein Achromat mit einer Brennweite von $f = 200$ mm der Firma Spindler & Hoyer zur Fokussierung eingesetzt [47]. Dieser arbeitet bei einem Strahldurchmesser von 28 mm ebenfalls beugungsbegrenzt und die Numerische Apertur halbiert sich entsprechend der Brennweite.

3.4.3 Lochpositionen auf der Ferrulenhalteplatte

Die in die Löcher der Ferrulenhalteplatte einzuklebenden Ferrulen sollen langzeitstabil und hochpräzise fixiert werden. In Analogie zur Fasereinkopplung bewirken bereits kleine Dejustagen der Ferrulen in lateraler Richtung starke Verschiebungen der Strahlfoki in der Brennebene des Fokussierobjektivs. Der sich aus dem Brennweitenverhältnis errechnende Skalierungsfaktor ($f_{Foc} = 100/f_{Kol} = 22,4 \approx 4,5$) führt bei einer Dejustage der Ferrulen um $1\text{ }\mu\text{m}$ bereits zu einer Verschiebung des Brennflecks um $4,5\text{ }\mu\text{m}$. Die daraus resultierende Vergrößerung des Gesamtstrahldurchmessers bewirkt eine Verringerung seiner Leistungsdichte.

Der mechanische Schrumpf der bei UV-Bestrahlung aushärtenden Klebstoffe ist mit etwa einem Volumenprozent vergleichsweise gering. Allerdings muß der Klebstoffilm zwischen der Ferrule und der Lochinnenwand möglichst dünn sein, um eine zentrische und damit spannungsfreie Fixierung der Ferrule innerhalb des Lochs zu gewährleisten. Das setzt aber voraus, daß die individuellen Sollpositionen der Ferrulen bekannt sind und diese exakt gebohrt werden. Das Vermessen der Sollpositionen erlaubt außerdem eine Korrektur optischer und justagebedingter Fehler aller im Strahlengang befindlicher Einzelkomponenten, wozu u.a. Aberrationen des Linsenarrays und der Fokussieroptik zählen.

Prinzip

Die Bestimmung der Lochpositionen für die Ferrulen erfolgt durch ein Ausleuchten des Bearbeitungskopfes aus dem Brennpunkt der Fokussieroptik heraus. Dazu wurde das Faserende eines Diodenlaser-Moduls ($NA \approx 0,085$) im Brennpunkt eines Achromaten von der Firma Spindler & Hoyer mit einer Brennweite von 300 mm exakt positioniert, welcher als beugungsbegrenzt arbeitende Fokussieroptik an den Bearbeitungskopf angeschraubt wurde. Die sich in der Brennebene der Kollimationslinsen des Arrays ergebenden Einzelfoki entsprechen den Sollpositionen der Bohrlöcher. Mittels einer Lochblende wurden die x - und y -Koordinaten dieser Einzelfoki und auch die der Zentren beider Paßbohrung als Referenzpunkte bestimmt. Die Meßgenauigkeit für die Bestimmung der x - und y -Koordinaten der Paßbohrungen ist mit $\pm 20\text{ }\mu\text{m}$ relativ gering, da der durch die Bohrlöcher transmittierte, kollimierte Strahl eine wesentlich geringere Leistungsdichte besitzt als die der 37 Einzelfoki und deshalb eine relativ große Lochblende zum Abscannen verwendet werden muß. Die Fertigungstoleranz des Bohrprozesses, welche u.a. durch eine Dezentrierung und eine Unwucht des Bohrers bzw. der Maschine selbst bedingt wird, kann ebenfalls mit $\pm 20\text{ }\mu\text{m}$ abgeschätzt werden. Entsprechend der vermessenen Koordinaten wurden 37 Löcher in die Ferrulenhalteplatte gebohrt. Die Durchmesser der Bohrlöcher der inneren

zwei Ringe und des mittleren Lochs betragen 1,2 mm (Anzahl: 19), die des äußeren Rings 1,3 mm (Anzahl: 18).

3.4.4 Einkleben der 37 Ferrulen

Die bei UV-Bestrahlung aushärtenden Klebstoffe sind für das Fixieren von Ferrulen in den Löchern der Ferrulenhaltplatte besonders geeignet. Unmittelbar nach erfolgter Justage der Ferrulen innerhalb der Löcher kann durch Beleuchten der Klebestelle mit UV-Strahlung das Aushärten des Klebstoffs eingeleitet werden, wobei die Fixierung bereits nach wenigen Minuten abgeschlossen ist. Der dabei auftretende Volumenschrumpf ist mit zirka 1 % gegenüber anderen Klebstoffen (z.B. Epoxidharz) sehr gering. Die wählbare Viskosität des Klebstoffs ermöglicht einen homogenen Klebefilm zwischen der Ferrule und der Lochinnenfläche, wodurch sich Dejustagen der Ferrulen während ihres Aushärtens minimieren. Die Klebungen sind weitgehend resistent gegenüber Umwelteinflüssen (Feuchtigkeit, Temperatur), jedoch ist ihre Härte nur relativ gering.

In einer im Rahmen des Forschungsprojekts vergebenen Diplomarbeit wurde das Fixieren von Ferrulen in Bohrlöchern mittels bestrahlungshärtender Klebstoffe untersucht [48]. Der am besten geeignete Klebstoff NOA 81 von der Firma Norland härtet bei einer Bestrahlung mit einer Wellenlänge von 365 nm je nach eingestrahelter Leistungsdichte innerhalb weniger Minuten aus. Seine relativ hohe Viskosität von rund $0,09 \text{ Ns/m}^2$ verhindert ein Durchlaufen des Klebstoffs durch die während des Klebeprozesses senkrecht angeordneten Löcher der Ferrulenhaltplatte [49].

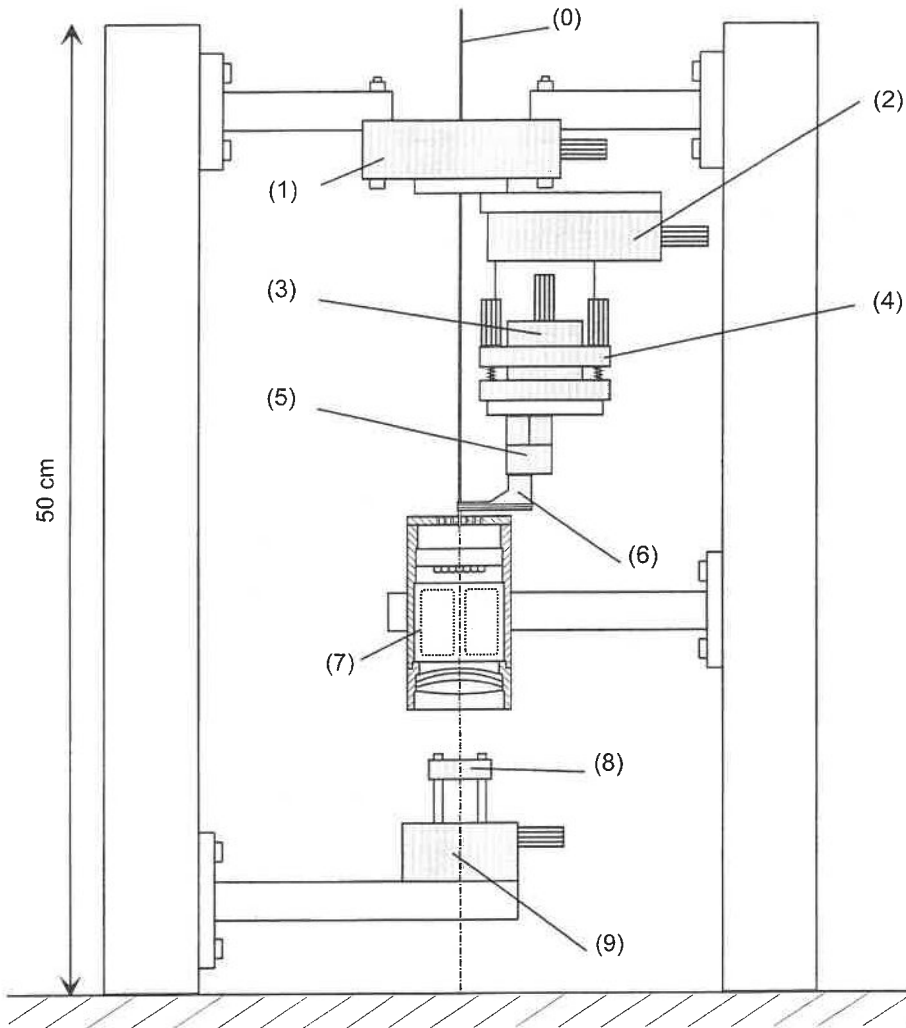
Aufbau der Klebevorrichtung

Abbildung 3.10 zeigt die zum Einkleben der 37 Ferrulen in den Bearbeitungskopf verwendete Vorrichtung. An dem etwa 50 cm hohen, stabilen Schienengerüst sind neben den Verstellelementen für die Faserjustage der komplette Bearbeitungskopf und die Lochblende mit Detektor zur Lagevermessung angebracht.

Die Grobjustage der einzuklebenden Ferrulen der Glasfasern (0) innerhalb der Löcher geschieht mittels eines Drehtisches in φ -Richtung (1) und eines Verschiebetisches in r -Richtung (2) in Polarkoordinaten. Am Radialversteller ist neben einem Verschiebetisch zur groben z -Justage (3) ein ϑ_x - und ϑ_y -Winkeljustageelement (4) angebracht. Der daran befestigte xyz -Piezo-Versteller (5) ermöglicht eine Feinjustage im Bereich von $\pm 15 \mu\text{m}$ mit einer Auflösung von $0,02 \mu\text{m}$ je Achse.

Die sich am Ende der von oben zugeführten Faser befindende Ferrule wird mit einem Faserhaltefinger (6) seitlich geführt, welcher an den Piezo-Versteller angeschraubt ist. Die Ferrule wird dabei mittels eines um den Haltefinger gespannten Kunststoffbandes in die exakt gearbeitete Mulde des Fingers gepreßt. Mit einem Miniaturmotor kann nach erfolgter Klebung durch ein Entspannen des Bandes die Ferrule nahezu kräftefrei freigegeben werden.

Im Brennpunkt der Fokussieroptik des Bearbeitungskopfs (7) befindet sich an einem motorgesteuerten xyz -Verschiebetisch (9) eine Lochblende (8), welche mit einer Fotodiode verbunden ist. Diese PC-gesteuerte Detektionseinheit ermöglicht die Justagekontrolle der



- | | |
|--------------------------------------|---|
| (0) Singlemode-Glasfaser mit Ferrule | (5) xyz-Piezo-Versteller |
| (1) Drehtisch | (6) Faserhaltefinger mit Kunststoffband |
| (2) r-Verschiebetisch | (7) Bearbeitungskopf |
| (3) z-Verschiebetisch | (8) Lochblende |
| (4) Winkeljustageelement | (9) xyz-Verschiebetisch |

Abbildung 3.10: Verwendete Vorrichtung zum Einkleben der Ferrulen von 37 Singlemode-Fasern in die Halteplatte des Laser-Bearbeitungskopfs.

Ferrule und das Vermessen der Foki durch ein Abscannen der Einzelstrahlen bzw. des Gesamtstrahls.

Justagevorgang

Aufgrund der hexagonalen Anordnung der Bohrlöcher und der in Polarkoordinaten realisierten Justage wird der Klebevorgang mit dem mittleren Loch begonnen und anschließend Ring für Ring in radialer Richtung fortgesetzt. Ein späterer Zugang zu den inneren Löchern der Ferrulenhalteplatte ist nicht mehr möglich. Die Positionierung der Lochblende wird wegen ihres zentrischen Strahlengangs durch die Fokussieroptik mit der mittleren Faser durchgeführt.

Die Justage der Ferrule der mittleren Faser beginnt mit ihrer Grobpositionierung in r - und φ -Richtung. Über den Rückreflex vom Plansubstrat des Linsenarrays erfolgt das senkrechte Ausrichten der Ferrule mittels der Kippemente, wobei dazu die Ferrulenhalteplatte entfernt wurde. Anschließend wird die Ferrule in das Bohrloch der wieder eingebauten Halteplatte eingeführt. Durch Einfügen eines Umlenkspiegels zwischen Linsenarray und Fokussieroptik wird mittels eines ModeMasters die Kollimation des Strahls durch eine z -Justage optimiert. Eine laterale Positionierung der Ferrule mit den Piezo-Verstellern bewirkt eine exakte Zentrierung des Mittelstrahls. Dazu werden die Leistungen der sechs aufgrund der Beugung auftretenden Nebenfoki, welche sich in der Brennebene des Objektivs befinden, betragsmäßig aufeinander abgeglichen. Abschließend wird die Lochblende in den Brennpunkt der Fokussieroptik positioniert.

Die Justage aller weiteren Ferrulen geschieht analog zur mittleren Ferrule durch eine Maximierung der durch die Lochblende transmittierten Leistung, welche sich unverändert zur Justage der mittleren Ferrule in der Brennebene der Fokussieroptik befindet.

Klebevorgang

Nach erfolgter Justage der Ferrule wird der Klebstoff NOA 81 mittels einer Pipette mengendosiert auf den Rand des Bohrlochs aufgetragen. Nach dem vollständigen Einlaufen des Klebstoffs in das Loch wird durch ein erneutes Positionieren der Ferrule die Leistung hinter der Lochblende nochmals maximiert. Das nachfolgende Aushärten des Klebstoffs erfolgt zuerst auf der justagekritischeren, dem Linsenarray zugewandten Seite der Halteplatte durch die eingefrästen Öffnungen des Bearbeitungskopfs. Anschließend wird die obere und nochmals die untere Fläche, jeweils zirka 3 Minuten mit einer UV-Lampe bestrahlt und abschließend durch das Lösen des Kunststoffbandes die Ferrule freigegeben. Dabei tritt in der Regel eine geringe Dejustage der Ferrulen auf, welche einem Leistungsverlust hinter der Lochblende von maximal 5 % entspricht. Nach dem 24-stündigen, vollständigen Aushärten bzw. einem 'Ausheilen' von Verspannungen der Klebungen liegen die hinter der Lochblende gemessenen Leistungen nur 1 bis 3 % unterhalb der Startwerte.

3.5 Versorgungseinrichtungen und Aufbau des Lasersystems

3.5.1 Stromversorgung der Diodenlaser

Die verwendeten Diodenlaser (JOLD) werden im Konstantstrombetrieb bei einer Stromstärke von 400 mA betrieben, wobei der elektrische Spannungsabfall pro Diode zirka 1,9 V beträgt. Die Stromversorgung der elektrostatisch äußerst sensitiven Diodenlaser muß hohen Sicherheitsansprüchen genügen. So kann ein nur kurzzeitig erfolgendes Verpolen der Betriebsspannung, wie es z.B. bei Oszillationen oder bei Ein- oder Ausschaltimpulsen der Fall sein kann, aber auch ein Kontakt mit Überspannungen zu einer Zerstörung der Laser führen. Deshalb ist der Einsatz relativ komplizierter und kostenaufwendiger elektronischer Schaltungen einschließlich entsprechender Schutzschaltungen zur Stromversorgung der Diodenlaser notwendig. Um den gerätetechnischen Aufwand gering zu halten, wurde auf eine individuelle Stromversorgung der 37 Diodenlaser verzichtet und jeweils 10 Elemente durch eine Serienschaltung zu einer Gruppe zusammengefaßt.

Die speziell für die verwendeten Diodenlaser entwickelten Konstantstromquellen liefern pro Kanal Gleichstromstärken im Bereich von 50 bis 500 mA. Die entsprechenden Ausgangsspannungen liegen im Intervall von 15 bis 22 V. Die Frequenz der Stromquellen, mit welcher der Konstantstrombetrieb geregelt wird, ist größer als 20 kHz. Außerdem kann jeder Kanal mittels eines externen Frequenzgenerators im Bereich von 0 bis 20 kHz moduliert werden.

Über abgeschirmte Zuleitungen werden die einzelnen Kanäle der Stromversorgung jeweils mit einer Schalttafel verbunden, welche das individuelle Ein- und Ausschalten der Diodenlaser ermöglicht. Beim Ausschalten eines Lasers wird dieser kurzgeschlossen und somit vor elektromagnetischen Störungen geschützt. Außerdem werden dabei anstelle eines Diodenlasers drei seriell geschaltete Gleichrichterioden mit etwa gleichem Innenwiderstand in die Schaltung eingefügt, wodurch ein Unter- bzw. Überschreiten des elektronisch abgesicherten Spannungslimits von 15 bzw. 22 V auch bei Kurzschluß aller Diodenlaser verhindert wird.

3.5.2 Kühlung der Diodenlaser

Die Kühlung der Diodenlaser erfolgt über die wasserdurchströmten Kühlkörper der Module, siehe Abbildung 3.5. Aufgrund der relativ geringen Wärmeleistung pro Diodenlaser von etwa 0,5 W bei einer Stromstärke von 400 mA wurden jeweils fünf Kühlkörper über 6 mm dicke Silikonschläuche seriell zusammengeschaltet. Die sich so ergebenden Unterheiten sind parallel mit einem Vor- und einem Rücklaufverteiler verbunden, welche an ein Durchlauf-Kühlgerät der Firma Lauda angeschlossen sind [50]. Bei einem Wasserdurchsatz von etwa 40 l/h beträgt die mit einer Genauigkeit von 0,1 °C einstellbare Vorlauftemperatur etwa 18 °C. Die Rücklauftemperatur des Kühlkreislaufs liegt bei etwa 19 °C. Aus diesem Temperaturunterschied und dem Wasserdurchsatz ergibt sich die gesamte Kühleistung einschließlich der Verluste durch Zuleitungen etc. mit etwa 50 W.

Der gemessene Temperaturgradient zwischen Diodenlaser-Gehäuse und Kupfer-Kühlkörper ist kleiner als 0,5 °C. Der sehr gute Wärmekontakt beruht dabei auf der hohen me-

chanischen Güte beider Kontaktflächen und auf dem Verwenden von Silikonöl als thermisches Kontaktmittel. Mit einer Überwachungselektronik werden die Temperaturen und der Wasserdurchsatz kontrolliert und angezeigt.

3.5.3 Gesamtaufbau

Jeweils 10 Diodenlaser-Module einschließlich einer Schalttafel sind in einem ausziehbaren 19"-Einschub untergebracht, welche in ein rollbares Gestell (19"-Rack) eingeschraubt wurden. Neben vier Moduleinschüben nimmt das Gestell den Stromversorgungseinschub und einen Überwachungseinschub auf, welcher entsprechende Anzeigeelemente und einen akustischen Signalgeber enthält.

Das gesamte Lasersystem setzt sich aus dem Rack, dem Kühlgerät und dem Bearbeitungskopf zusammen, welcher über das 6 Meter lange Faserbündel mit den Diodenlaser-Modulen (Rack) verbunden ist.

3.6 Polarisationsgekoppeltes Diodenlaser-Modul

Die Strahladdition zweier linear polarisierter Einzelstrahlen nach dem Prinzip der Polarisationskopplung wurde grundsätzlich in Kapitel 2.5.1 erläutert. Mit dem nachfolgend beschriebenen Aufbau wurde die Einkopplung der Strahlung zweier polarisationsgekoppelter Diodenlaser in eine Singlemode-Glasfaser experimentell untersucht. Eine effiziente Einkopplung beider Strahlen in eine Singlemode-Faser ist möglich, wenn eine exakte Überlagerung, d.h. eine Koaxialität (bzw. eine maximale Überlappung) beider Einzelstrahlen mit nahezu gleicher Strahlgeometrie vorliegt. Die am Ende der Glasfaser austretende inkohärente Gesamtstrahlung setzt sich also aus zwei unabhängig voneinander oszillierenden Singlemode-Strahlen mit senkrecht zueinander orientierter Polarisation zusammen. Die Superposition beider Einzelstrahlen führt aufgrund der Leistungsaddition bei einer Erhaltung des Strahldurchmessers zu einer entsprechenden Erhöhung der Leistungsdichte.

Ziel der Untersuchungen war das Erreichen einer Ausgangsleistung von mehr als 300 mW am Ende einer Singlemode-Glasfaser, welche zum Pumpen eines Er^{3+} -dotierten Faserlasers ($\lambda = 980 \text{ nm}$) verwendet werden soll [51, 52]. Diese Leistung kann nur durch die simultane Einkopplung zweier Diodenlaser-Strahlen in eine Glasfaser erzielt werden.

3.6.1 Aufbau

Zur experimentellen Realisierung einer Polarisationskopplung wurden zwei Diodenlaser-Module ohne Fasereinkopplung verwendet, welche bis auf die Elemente (9), (10), (11) und (12) identisch zu den in Kapitel 3.3 beschriebenen Modulen sind (vergleiche Abbildung 3.5). Abbildung 3.11 zeigt den schematischen Aufbau der Polarisationskopplung mit Einkopplung in eine Singlemode-Faser, ein entsprechendes Foto des polarisationsgekoppelten Diodenlaser-Moduls ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Zu beachten ist, daß die Diodenlaser-Module aufgrund der Polarisationskopplung um 90° zueinander gedreht an das zentrale Montageelement angeschraubt werden und deshalb hier die Einzelstrahlen in langsamer (Modul #1) bzw. in schneller Achsrichtung (Modul #2) dargestellt sind.

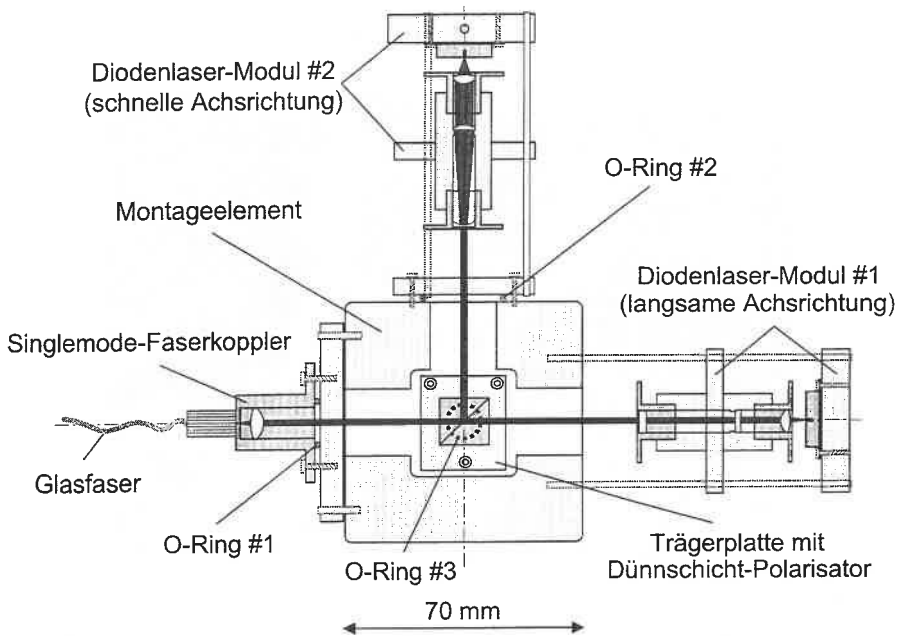


Abbildung 3.11: Prinzipieller Aufbau der simultanen Einkopplung zweier polarisationsgekoppelter Diodenlaser-Strahlen in eine Singlemode-Faser.

Innerhalb des aus Messing (MS 58) gefertigten Montageelements befindet sich der entspiegelte Dünnschicht-Polarisator von der Firma Spindler & Hoyer, welcher eine Kantenlänge von 11 mm besitzt und eine breitbandige Strahlkopplung im Wellenlängenbereich von 800-1200 nm [53] ermöglicht. Der auf eine Trägerplatte aufgeklebte Polarisator kann mittels dreier Einstellschrauben und dem zwischen Trägerplatte und Boden des Montageelements befindlichen O-Ring #3 durch Verkippen feinjustiert werden. Analog erfolgt die Justage des Strahls von Modul #2 (O-Ring #2) und auch die des Faserkopplers (O-Ring #1). Der schon in den Diodenlaser-Modulen eingesetzte Singlemode-Faserkoppler einschließlich der Einkopplelinse wurde ausführlich in Kapitel 3.3.2 beschrieben.

3.6.2 Justageprozedur

Beide Diodenlaser-Module (ohne Faserkoppler) können einzeln mittels eines ModeMasters, wie in Kapitel 3.3.3 beschrieben, justiert werden. Die kollimierten Einzelstrahlen werden dabei bezüglich ihrer Haltestangen zentriert. Nach dem Befestigen von Diodenlaser-Modul #1 über die drei Haltestangen am Montageelement wird der Dünnschicht-Polarisator eingebaut. Dessen Ausrichtung erfolgt durch eine Maximierung der durch eine Lochblende transmittierten Leistung des Strahls aus Modul #1, wobei die Blende anstelle des Faserkopplers an das Montageelement angebracht wurde. Anschließend wird der Faserkoppler eingebaut und durch Verkippen über O-Ring #1 auf maximale Leistung am Faserende

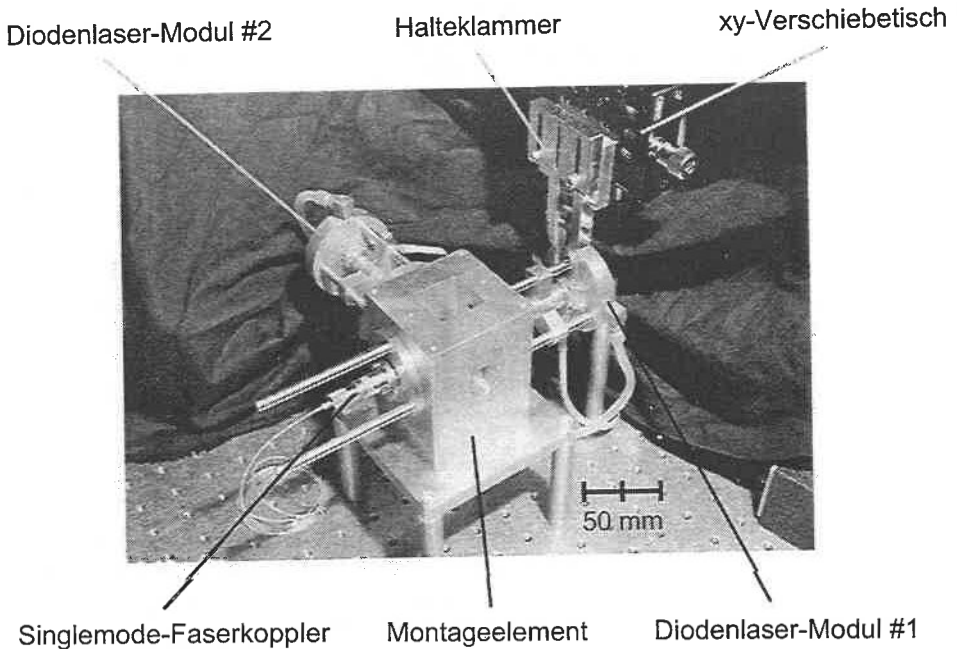


Abbildung 3.12: Foto des Aufbaus zur Einkopplung zweier polarisationsgekoppelter Diodenlaser-Strahlen in eine Singlemode-Faser. Rechts oben im Bild ist die an einem *xy*-Verschiebetisch befestigte Halteklammer zu sehen, welche zur lateralen Justage der Diodenlaser verwendet wurde.

justiert, vergleiche Kapitel 3.3.2. Geringfügige Zentrierfehler des Montageelements bzw. des Kopplers können durch eine nachträgliche *xy*-Justage von Diodenlaser #1 korrigiert werden, wobei anschließend auch der Faserkoppler nachjustiert werden muß.

Nach dem Anschrauben von Modul #2 an das Montageelement wird dessen kollimierter Strahl durch Anziehen bzw. Lösen der Einstellschrauben über O-Ring #2 im Zentrum des Polarisators mit dem Strahl aus Modul #1 bestmöglich überlagert. Nach Entfernen des Faserkopplers können durch Verkippen des Polarisators mittels der Einstellschrauben über O-Ring #3 beide Einzelstrahlen koaxial eingestellt werden, indem der Winkel zwischen beiden Strahlachsen minimiert wird. Dazu wird im Abstand von einigen Metern der kollimierte Strahl bzw. der mittels einer (sich innerhalb eines ModeMaster befindenden) Linse erzeugte Brennfleck von Modul #2 so justiert, daß sein Überlapp mit dem von Modul #1 erzeugten Brennfleck maximal ist. Abschließend wird der Singlemode-Faserkoppler wieder angebracht und auf maximale Leistung am Faserende justiert, wozu nur einer der beiden Einzelstrahlen verwendet werden muß. Aufgrund der Koaxialität beider Strahlen ist die Einkoppleffizienz des zweiten Einzelstrahls dann ebenfalls maximal.

4 Experimentelle Ergebnisse und Diskussion

4.1 Diodenlaser-Module

4.1.1 Leistung, Einkoppeleffizienz und Strahlpropagationsfaktor

In Abbildung 4.1 sind die bei einer Stromstärke von 400 mA gemessenen Leistungen im kollimierten Strahl, d.h. direkt vor den Einkoppellinsen, und die Leistungen am Ende der Singlemode-Faser aller 37 aufgebauten Diodenlaser-Module dargestellt. Die daraus resultierenden Einkoppeleffizienzen werden ebenfalls angegeben. Sie wurden aus den Quotienten beider Leistungen errechnet und beinhalten auch die durch die Einkoppellinse bedingten Transmissions- und Reflexionsverluste, siehe Kapitel 3.3.2. Die nach der Teiljustage der Module bestimmten und im kreisförmigen, kollimierten Strahl vermessenen Leistungen aller 37 Module sind näherungsweise gleich, wobei der Mittelwert $\bar{P}_{DL} = 253 \text{ mW}$ ist. Die nach kompletter Justage der Einkopplung gemessenen und relativ stark streuenden Ausgangsleistungen am Faserende betragen im Mittel $\bar{P} \approx 176 \text{ mW}$. Daraus ergeben sich die von vielen Parametern abhängenden, sehr unterschiedlichen Einkoppeleffizienzen. Deren Mittelwert ist mit $\bar{\eta}_E \approx 70 \%$ sehr hoch und kennzeichnet die sehr gute Qualität der Diodenlaser-Strahlung und Strahlformungsoptik sowie deren optimale Justage.

Abbildung 4.2 a) bietet den Vergleich zwischen den oben dargestellten experimentell bestimmten Einkoppeleffizienzen η_E und den berechneten η_R . Zur Berechnung der Einkoppeleffizienzen η_R wurden mittels eines ModeMasters die Strahltaillen in der Brennebene der geräteinternen Linse vermessen, wobei diese Linse den kollimierten Eingangsstrahl auf den Detektor fokussiert (vergleiche Kapitel 3.3.3). Aus den jeweils in beiden Achsrichtungen gemessenen Strahltaillen werden über das Brennweitenverhältnis der Fokussierlinse des ModeMasters ($f_{MM} = 215,4 \text{ mm}$) und der Einkoppellinse ($f_{Koppler} = 4,5 \text{ mm}$) die zu erwartenden Taillen auf der Faserstirnfläche berechnet. Mit einem PC-Programm wurde anschließend das Überlappintegral (Gleichung 2.42) und damit die Einkoppeleffizienz zwischen einem sich aus den gemessenen Strahltaillen ergebenden elliptischen *Gauß*-Profil und den rotationssymmetrischen faserinternen *Bessel*-Funktionen ermittelt; vergleiche Kapitel 2.3.4. Dabei wurden die Parameter der verwendeten Singlemode-Faser berücksichtigt und eine ideale Faser-Positionierung bzw. ein maximaler Überlapp vorausgesetzt. Zu bemerken ist, daß die gemessenen Strahltaillen auch eine Verbreiterung aufgrund der nicht exakt beugungsbegrenzten Strahlqualität (Beugungsmaßzahlen $M_x^2, M_y^2 \leq 1,3$) enthalten und in guter Näherung stets *gauß*förmige Strahlen bei der Berechnung von η_R berücksichtigt werden.

In Abbildung 4.2 b) sind die mit einem ModeMaster bei einer Stromstärke von 400 mA gemessenen und auf rotationssymmetrische Strahlen bezogenen Strahlpropagationsfaktoren K_E aller 37 Module dargestellt, wobei diese jeweils im kollimierten Strahl, d.h.

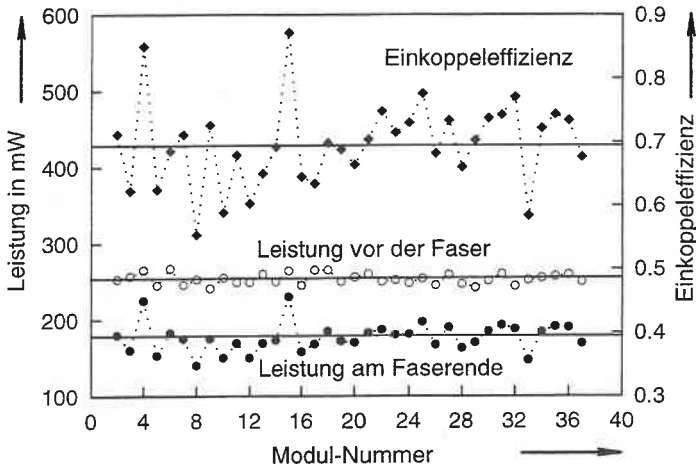


Abbildung 4.1: Gemessene Leistungen und daraus bestimmte Einkoppeleffizienzen der 37 fasergekoppelten Diodenlaser-Module.

direkt vor den EinkopPELLinsen ermittelt wurden und die Qualität der nahezu kreisförmigen Strahlen charakterisieren. Dabei wurden die Strahlpropagationsfaktoren als reziproke Beugungsmaßzahlen angegeben, um einen direkten Vergleich mit der Einkoppeleffizienz (Proportionalität) zu ermöglichen.

Die berechnete Einkoppeleffizienz beträgt im Mittel $\bar{\eta}_R \approx 95\%$ und liegt damit um etwa 25 % über dem experimentell bestimmten Wert $\bar{\eta}_E$. Durch Abschätzen der wichtigsten Verluste wird diese Differenz nachfolgend diskutiert:

- 'Walk-off'-Winkel:

Verlaufen die Achsen des kollimierten Strahls und die des Einkopplers unter einem hier mit 'walk-off' bezeichneten Winkel ϑ , so bewirkt die Justage durch Verkippen des Kopplers ein Minimieren dieses Winkels. Folglich trifft der kollimierte Strahl die EinkopPELLinse exzentrisch, wodurch der auf die Faserstirnfläche fokussierte Strahl relativ zur Faserachse geneigt wird. Der Strahlenverlauf ist dabei mit dem der äußeren Strahlen beim Winkelmultiplexing vergleichbar. Da ein nachträgliches Zentrieren des Strahls auf der Koppellinse durch ein laterales Verschieben bei den verwendeten Kopplern nicht möglich ist, besteht keine Möglichkeit des Ausgleichs dieser Strahlneigung.

Die mittels einer Lochblende realisierte Strahlzentrierung auf der EinkopPELLinse erfolgt mit einer Genauigkeit von $\leq 100\ \mu\text{m}$. Bei einer Linsenbrennweite von $f_{Kol} = 4,5\ \text{mm}$ führt diese Zentriergenauigkeit zu einem maximalen Neigungswinkel von $\vartheta_{xz} = 1,3^\circ$. Dieser Winkel bewirkt bereits Einkoppelverluste von etwa 10 %, vergleiche Abbildung 2.14, wodurch die Bedeutung einer exakten Strahl-Zentrierung auf der EinkopPELLinse verdeutlicht wird.

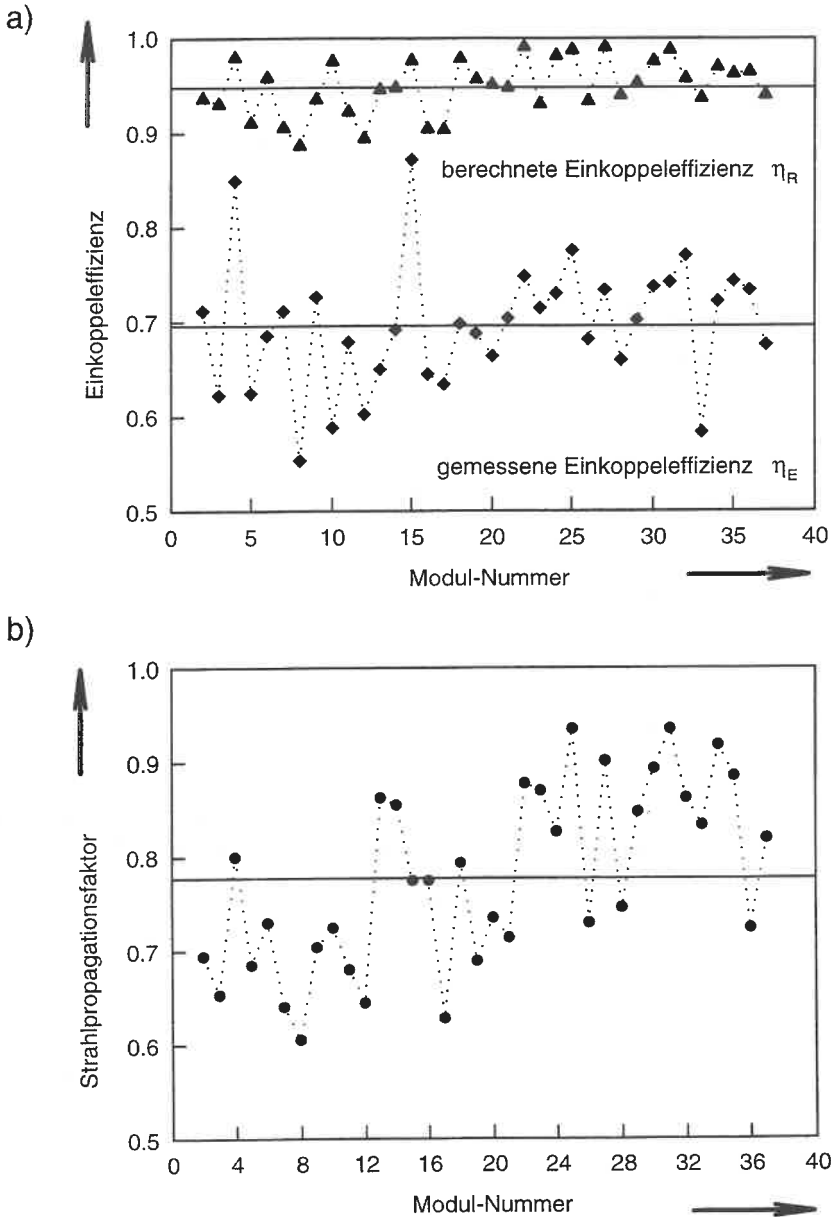


Abbildung 4.2: a) Vergleich zwischen berechneter η_R und experimentell bestimmter Einkoppeffizienz η_E von 37 Diodenlaser-Modulen. b) Im kollimierten Strahl (unmittelbar vor der Einkoppellinse) gemessene Strahlpropagationsfaktoren $K_E = 1/M_E^2$.

- **Linsentransmission und Rückreflexe:**

Der durch die Einkoppellinse bedingte Transmissionsverlust beträgt etwa 2 %. Die gemessenen Rückreflexe beider entspiegelten Faserstirnflächen belaufen sich auf weniger als 1 %.

- **Zentrierung der Einkoppellinse und der Glasfaser:**

Diese Zentrierengenauigkeit wird durch die Fertigungstoleranzen der Linse, des Kopplers und der Glasfaser bestimmt. Ist der Kern der Glasfaser exzentrisch zur Koppelerachse orientiert, so führt der Justageprozeß zu einer Verkipfung der Linse und damit zu einer Neigung des fokussierten Strahls relativ zur Faserachse, siehe ersten Punkt.

- **Justagetoleranz:**

Die Justage des Einkopplers kann mittels der Einstellschrauben nur mit begrenzter Genauigkeit durchgeführt werden. Eine Abschätzung über die Steigung und den Abstand der Einstellschrauben führt zu einer Winkeleinstellgenauigkeit von kleiner $0,1^\circ$, der entsprechende Verlust ist kleiner 0,5 %, vergleiche Abbildung 2.14.

- **Laterales Strahlprofil:**

Den Berechnungen der Einkoppeleffizienz liegt ein elliptisches, *gauß*förmiges Strahlprofil und eine idealisierte rotationssymmetrische Stufenindex-Glasfaser zugrunde. Eine Abweichung des lateralen Strahlprofils von der *Gauß*-Verteilung und dessen Verbreiterung gegenüber dem beugungsbegrenzten Minimum entspricht jedoch einer Verschlechterung der Strahlqualität und führt zu einer Abnahme der Einkoppeleffizienz.

Die gemessenen Strahlpropagationsfaktoren K_E korrelieren relativ gut mit den errechneten Einkoppeleffizienzen η_R , siehe Abbildung 4.2. Die Korrelation von η_R mit η_E ist teilweise gut, allerdings kann aus der experimentell bestimmten Einkoppeleffizienz η_E nur unter Vorbehalt auf die Qualität des einzukoppelnden Strahls zurückgeschlossen werden. Das heißt, der Einfluß der Justage und der Fertigungstoleranzen der Optiken und der Mechanik auf die erreichte Einkoppeleffizienz größer als der Einfluß der (guten) Strahlqualität der eingesetzten Diodenlaser.

Mit zwei Diodenlaser-Modulen wurden Einkoppeleffizienzen von $\eta_E \approx 85\%$ erreicht, welche unter Berücksichtigung der oben angeführten Verluste nahe am theoretischen Maximum liegen. Damit zeigt sich die Überlegenheit der hier realisierten Einkopplung gegenüber vielen kommerziellen Singlemode-Faserkopplungen.

4.1.2 Phasenverteilung

Das Erzielen hoher Einkoppeleffizienzen erfordert möglichst ebene Phasenfronten auf der Stirnfläche einer Glasfaser, welche sich in der Brennebene der Einkoppellinse befindet. Die Phasenverteilung eines Strahls bestimmt den in Gleichung (2.51) angegebenen Imaginärteil der komplexen Feldstärkeverteilung.

Mittels des Meßsystems 'Detect 32' der Firma Zeiss wurde die Phasenverteilung am Beispiel eines Moduls im kollimierten Strahl vermessen. Das Wellenfront-Analysesystem besteht aus einem *Shack-Hartmann*-Sensor, einer CCD-Kamera und einem PC zur Auswertung der Meßergebnisse [54]. Die in das System eintretende kollimierte Strahlung wird mittels eines aus 1024 Einzellinsen bestehenden monolithischen Linsenarrays in eine gemeinsame Brennebene aller Einzellinsen fokussiert, in welcher sich die CCD-Kamera befindet. Ist die eintretende Phasenfront deformiert, d.h. nicht eben, so liegen die Strahlfoki außerhalb der Soll-Positionen. Aus den Abweichungen zwischen den Einzelfoki und den Sollpositionen kann mittels des PC-Programms die Phasenfront reproduziert und ausgegeben werden [55, 56]. Die Durchmesser der sich berührenden Einzellinsen betragen $176\text{ }\mu\text{m}$, woraus sich bei einem Linsenraster von 32×32 Elementen eine Detektionsfläche von $5,63 \times 5,63\text{ mm}$ ergibt.

Die Vermessung der Phasenfront erfolgte hinter der modulinternen, vollständigen Strahlformung, d.h. hinter dem Zylinderlinsen-Teleskop, im kreisförmigen, kollimierten Strahl bei einer Diodenstromstärke von 400 mA. Aufgrund des relativ großen Abstands zwischen dem Modul und dem Detektor von etwa 130 cm nimmt der Durchmesser des sich aufweitenden Strahls von etwa 0,9 mm in der Taille auf etwa 2,5 mm in der Detektorebene zu.

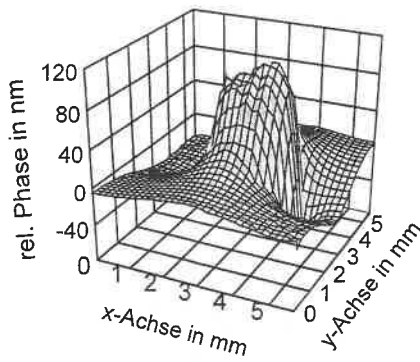
In Abbildung 4.3 ist a) die 3D-Verteilung und b) der entsprechende Konturplot der Phasenverteilung dargestellt. Die aus drei Messungen gemittelte Differenz zwischen Maximum und Minimum der Phasenverteilung ('Peak-to-Valley': PTV) beträgt etwa 200 nm und entspricht bei der Wellenlänge von 980 nm einer Phasenfrontdeformation von $\lambda/5$. Der quadratische Mittelwert der Phasenfrontdeformation (Root-Mean-Square: RMS) ist mit zirka 35 nm sehr gering ($< \lambda/25$). Zu bemerken ist, daß die Phasenfront im Innenbereich des Strahls (Durchmesser $\leq 2\text{ mm}$) nahezu eben ist. Erst im Randbereich (Durchmesser $> 2\text{ mm}$) zeigt sich eine Deformation, wobei insbesondere die x -Achsrichtung der Diodenlaser-Strahlung betroffen ist. Ein Nulldurchgang in der Phasenverteilung korreliert in der zugehörigen Feldstärkeverteilung mit dem Auftreten von Beugungseffekten. Deshalb erfolgte die Vermessung der Beugungsmaßzahlen mittels eines ModeMasters, welche mit $M_x^2 = 1,3$ und $M_y^2 = 1,1$ typisch für die verwendeten Diodenlaser sind, siehe Abbildung 3.2. Die relativ große Beugungsmaßzahl in der x -Achsrichtung des Diodenlasers bestätigt dabei das Auftreten von Beugungseffekten.

Die generell geringen Deformationen der vermessenen Phasenfronten zeigen, daß die mit den verwendeten Strahlformungsoptiken erreichten Strahlqualitäten und auch die der Diodenlaser sehr gut sind. Eine durch die Phasenfrontdeformationen bedingte drastische Verringerung der Einkoppeleffizienz kann also ausgeschlossen werden. Somit sind nahezu alle Verluste der Einkoppeleffizienz bzw. Abweichungen zwischen η_E und η_R auf Depositionierungen und Fertigungstoleranzen der Optiken bzw. der Mechanik zurückzuführen.

4.2 Polarisationskopplung

Den nachfolgend dargestellten experimentellen Ergebnissen liegt die Polarisationskopplung zweier Strahlen nach dem im Kapitel 2.5.1 dargestellten Prinzip und der im Kapitel 3.6 beschriebenen Aufbau des polarisationsgekoppelten Diodenlaser-Moduls zugrunde.

a) 3D-Darstellung



b) Kontur-Darstellung

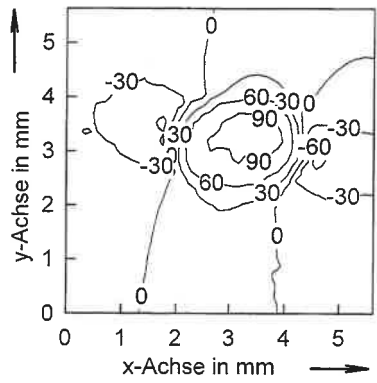


Abbildung 4.3: Darstellung der Phasenverteilung im kollimierten Strahl eines Diodenlaser-Moduls. Der gemessene Strahldurchmesser beträgt etwa 2,5 mm.

4.2.1 Strahlkopplung

In einem ersten Schritt wurden die Effizienz der Polarisationskopplung zweier Diodenlaser-Strahlen untersucht. Dazu wurden die Leistungen der kollimierten Einzelstrahlen nach exakter Justage jeweils vor und hinter dem verwendeten Dünnschicht-Polarisator bei einer Diodenlaser-Stromstärke von 300 mA vermessen, siehe Tabelle 4.1. Die experimentell bestimmten Transmissionsverluste des Dünnschicht-Polarisators sind für beide Polarisationszustände mit 6 % bzw. 5 % relativ gering und hauptsächlich auf eine (unerwünschte) Strahlauskopplung am Polarisator zurückzuführen.

	Modul #1 (p-polaris.)	Modul #2 (s-polaris.)
Leistung vor dem Dünnschicht-Polarisator	184 mW	168 mW
Leistung hinter dem Dünnschicht-Polarisator	173 mW	160 mW
Transmissionsverluste	6 %	5 %

Tabelle 4.1: Gemessene Leistungen zweier Diodenlaser-Strahlen zur Bestimmung der Transmissionsverluste des verwendeten Dünnschicht-Polarisators (Stromstärke: 300 mA).

Die auf der Strahlumlenkung beruhenden Verluste ergeben sich einerseits aus den in der Praxis existierenden Unzulänglichkeiten der hypotenusenseitigen dielektrischen Beschichtungen des Polarisators, welche im Fall der hier gewählten Breitbandbeschichtung relativ

groß sind. Andererseits sind sie auf die nicht ausschließlich in langsamer Achsrichtung polarisierte Strahlung der Diodenlaser zurückzuführen, wobei das Polarisationsverhältnis der verwendeten Laser mit 100 : 1 ($x : y$ -Strahlachse) abgeschätzt werden kann. Die entspiegelten Stirnflächen des Polarisators führen nur zu geringen Transmissionsverlusten ($R \leq 1 \%$).

4.2.2 Einkopplung in eine Singlemode-Faser

Im zweiten Schritt erfolgte die Bestimmung der Einkoppeleffizienzen der koaxialen Einzelstrahlen und des Gesamtstrahls in eine Singlemode-Faser bei einer Diodenstromstärke von 300 mA. Dazu wurden die Leistungen vor dem Einkoppler, welche mit denen hinter dem Polarisator übereinstimmen (vergleiche Tabelle 4.1), und am Faserende vermessen, siehe Tabelle 4.2. Dabei sind die in den Klammern angegebenen Werte die Zeilensummen der Einzelleistungen bzw. der Mittelwert der Einkoppeleffizienzen, welche mit den Werten des Gesamtstrahls sehr gut übereinstimmen.

	Modul #1 (p-polaris.)	Modul #2 (s-polaris.)	Gesamtstrahl (p- u. s-polaris.)
Leistung vor dem Einkoppler	173 mW	160 mW	336 mW (333 mW)
Leistung am Faserende	137 mW	113 mW	250 mW (250 mW)
Einkoppeleffizienz	79 %	71 %	74 % (75 %)

Tabelle 4.2: Gemessene Leistungen zweier Diodenlaser-Strahlen und daraus berechnete Einkoppeleffizienzen in eine Singlemode-Faser (Stromstärke: 300 mA).

Die relativ hohen Einkoppeleffizienzen der Einzelstrahlen bzw. des Gesamtstrahls sind auf eine hohe optische Güte des Dünnschicht-Polarisators (geringe Wellenfrontdeformation) und eine exakte Justage der Einzelkomponenten zurückzuführen. Die Strahlqualität der verwendeten Diodenlaser ist für die auch bei der Moduljustage gewählte Diodenstromstärke von 300 mA gut, nimmt aber mit zunehmender Stromstärke im Vergleich zu den in Kapitel 4.1 vorgestellten 37 Diodenlaser-Modulen überdurchschnittlich stark ab und bewirkt eine Verringerung der Einkoppeleffizienz. So wurde bei einer Diodenstromstärke von 400 mA zwar die maximale Leistung am Faserende mit 334 mW erreicht und damit die für das Pumpen eines Faserlasers gewünschte Schwellenleistung von 300 mW überschritten (siehe Kapitel 3.6), jedoch sinken die Einkoppeleffizienzen drastisch auf Werte unter 60 %. Die geringen Einkoppeleffizienzen sind auf die schlechte Strahlqualität der nach dem Aufbau der 37 Module noch zur Verfügung stehenden Diodenlaser zurückzuführen ($M^2_{x,y} > 1,3$).

Die Kopplung zweier Diodenlaser-Strahlen mittels des verwendeten Dünnschicht-Polarisators gegenüber der Einzelstrahleinkopplung führt zu einem leistungsbezogenen Gesamtverlust von nur 6 %, welcher nahezu vollständig auf Verluste bei der Strahlkopplung zurückzuführen ist. Abhilfe kann hier der Einsatz eines Polarisators mit spezieller dielektrischer Beschichtung für die verwendete Arbeitswellenlänge und ein besseres Polarisationsverhältnis zwischen langsamer und schneller Strahlachse der Diodenlaser schaffen. Die

Koaxialität beider Strahlen konnte mit hoher Präzision realisiert werden, so daß die Einkoppleffizienz des Gesamtstrahls gleich der der separat optimierten Einzelstrahlen war. Polarisationsgekoppelte Diodenlaser-Module ermöglichen somit eine Verdopplung der Leistung und der Leistungsdichte gegenüber einem Einzelmodul und können wiederum als Grundbausteine für das Winkel- und Positionsmultiplexing eingesetzt werden.

4.3 Winkelmultiplexing

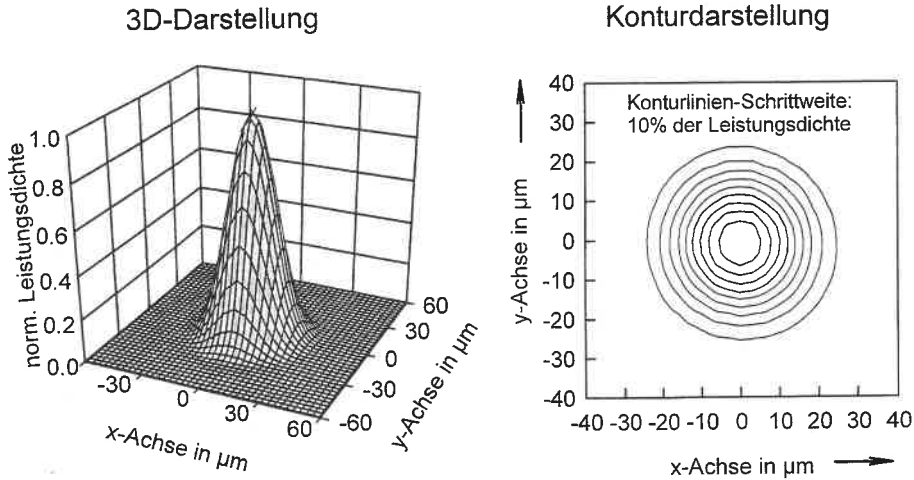
4.3.1 Strahlprofil

In Kapitel 2.5.2 ist das Prinzip des Winkelmultiplexings als eine mögliche Überlagerungsmethode von Diodenlaser-Strahlen einführend dargestellt worden. Bei den nachfolgend dargestellten experimentellen Ergebnissen wurde zur Fokussierung ein Objektiv von der Firma Fisba mit einer Brennweite von $f_{Foc} = 100$ mm auf den Bearbeitungskopf aufgeschraubt, vergleiche Abbildung 3.7.

Nach dem Einkleben der 37 Ferrulen in die Löcher der Ferrulenhalteplatte wurde das Strahlprofil in der Brennebene des Fokussierobjektivs sowohl für einen Einzelstrahl, siehe Abbildung 4.4 a), als auch für den aus 37 Einzelstrahlen bestehenden Gesamtstrahl, siehe Abbildung 4.4 b) vermessen. Dazu wurde mit einem motorgesteuerten *xyz*-Tisch der Bereich von $120 \times 120 \mu\text{m}$ schrittweise abgescannt und die Leistungsdichteverteilung mit einer $5 \mu\text{m}$ Lochblende und einem Detektor aufgenommen. Die Diodenstromstärke betrug dabei 100 mA, da höhere Ströme zu höheren Leistungen und damit zu einer Zerstörung der Lochblende führen würden. Dabei wurde zugrundegelegt, daß der zur Berechnung der mittleren Leistungsdichte notwendige Fokusedurchmesser aufgrund der Fasereinkopplung invariant gegenüber einer Diodenstromstärkenänderung ist und so die Leistungsdichte linear mit der Leistung steigt.

Der Strahldurchmesser der 37 einander überlagerten Einzelstrahlen ist mit $D_{W1} = 55,0 \mu\text{m}$ etwa 20 % größer als der des mittleren Einzelstrahls, welcher etwa $D_{W2} = 46,0 \mu\text{m}$ beträgt. Dabei zeigte die Positionsbestimmung der Einzelfoki, daß insbesondere die von den zuerst eingeklebten Ferrulen erzeugten Einzelfoki nicht exakt übereinander liegen. Das ist einerseits auf das temperaturbedingte Driften der zur Ferrulengjustage verwendeten Lochblende und andererseits auf irreversible Verschiebungen der Ferrulen beim Aushärten des Klebstoffs zurückzuführen. Dabei bestand die Schwierigkeit, die Position der Lochblende während des sich über mehrere Tage erstreckenden Einklebens aller 37 Ferrulen relativ zum Bearbeitungskopf zu stabilisieren, da das Labor nicht klimatisiert war. Beginnend mit der Mittelfaser wurde die Lochblende nachfolgend auch anhand der Fokusslage des zweiten, des dritten, des vierten Strahls usw. positioniert, indem die durch die Blende transmittierte Gesamtleistung als Summe der Einzelstrahlen maximiert wurde. Daraus folgt, daß die Gesamtstrahlverbreiterung zu Beginn der Klebung groß war und mit zunehmender Anzahl der zur Überlagerung gebrachten Einzelstrahlen aufgrund der besser werdenden Statistik abnahm (siehe Tabelle 4.3).

a) Einzelstrahl (Mittelstrahl)



b) Summenstrahl aus 37 Einzelstrahlen

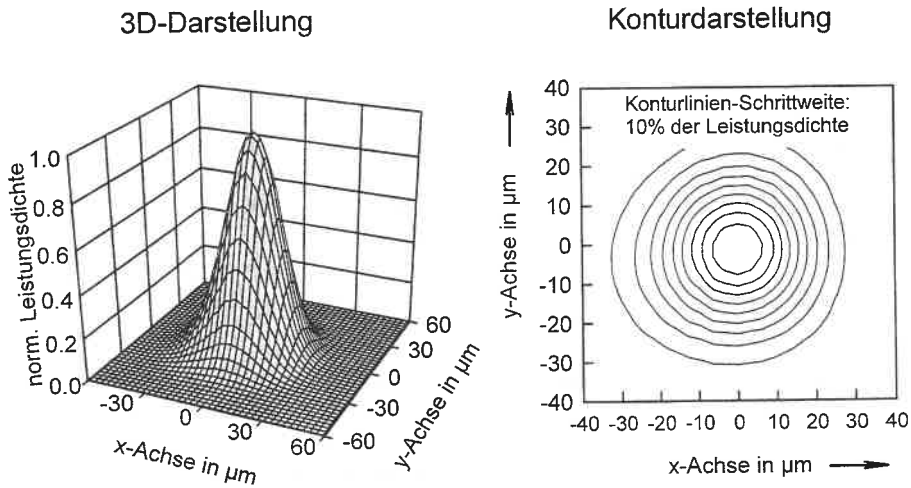


Abbildung 4.4: Gemessenes Strahlprofil a) eines Einzelstrahls am Beispiel des Mittelstrahls und b) der Überlagerung von 37 Einzelstrahlen im Fokus der Fisba-Optik nach dem Winkelmultiplexingprinzip.

	Mittelstrahl	7er Bündel	19er Bündel	37er Bündel
Strahldurchmesser	46 μm	52 μm	55 μm	55 μm

Tabelle 4.3: Gemessene Summenstrahldurchmesser für unterschiedliche Anzahlen zur Überlagerung gebrachter Einzelstrahlen

4.3.2 Fokusedurchmesser

Zur experimentellen Bestimmung des Strahldurchmessers auf einer Kollimationslinse des Linsenarrays ($f_1 = 22,44 \text{ mm}$) wurde ein Achromat mit einer Brennweite von $f_2 = 20,79 \text{ mm}$ und einer freien Apertur von 9 mm zur Kollimation der aus einer Faser austretenden Strahlung eingesetzt. Aufgrund dieses relativ großen Linsendurchmessers können Beugungseffekte, wie sie bei den Linsen des Arrays wegen ihrer freien Apertur von nur 4 mm auftreten, vernachlässigt werden. Der mittels eines ModeMasters im kollimierten Strahl ermittelte Durchmesser betrug etwa 3,5 mm. Über das Brennweitenverhältnis ($f_1 = 22,44 \text{ mm}$ zu $f_2 = 20,79 \text{ mm} \approx 1.1$) läßt sich der Strahldurchmesser auf einer Linse des Arrays mit 3,78 mm berechnen. Daraus ergibt sich der experimentell bestimmte Linsenfüllfaktor des Arrays mit $FF = 0,94$, welcher etwas größer ist als der mit 0,90 angestrebte Wert. Diese Füllfaktorabweichung ist darauf zurückzuführen, daß die über den Strahldurchmesser (3,78 mm) und die Brennweite f_1 experimentell bestimmte Numerische Apertur der verwendeten Glasfaser mit $NA_{E3} = 0,084$ etwa 5% größer ist als der dem Design des Linsenarrays zugrundegelegte Wert von 0,08, siehe Kapitel 3.2.

Der beugungsbegrenzte Durchmesser eines Einzelstrahls im Fokus der Fisba-Optik ist mittels des PC-Programms berechnet worden, welches auch zur Optimierung des Linsenfüllfaktors eines Linsenarrays geschrieben wurde, siehe Kapitel 2.4. Der sich aus dem Linsenfüllfaktor mit $FF = 0,94$ ergebende Beugungswinkel läßt sich über das *Fresnelsche* Beugungsintegral in paraxialer Näherung berechnen und beträgt $\vartheta_B \approx 0,23 \text{ mrad}$, wobei dieser ebenfalls mit dem oben erwähnten Programm berechnet wurde. Aus diesem Winkel und unter Verwendung der Brennweite der Fokussieroptik mit $f_{Foc} = 100 \text{ mm}$ ergibt sich über $w = \vartheta_B \cdot f_{Foc}$ ein beugungsbegrenzter Fokusedurchmesser von $D_{W3} = 45,4 \mu\text{m}$, wobei der gemessene Durchmesser des Mittelstrahls mit $D_{W2} = 46,0 \mu\text{m}$ nur wenig größer als der errechnete Wert ist. Wird dabei die Meßgenauigkeit berücksichtigt, so ist der gemessene Spotdurchmesser beugungsbegrenzt.

Aus dem auf der Kollimationslinse vorliegenden Strahldurchmesser von 3,78 mm wird der beugungsbegrenzte Spotdurchmesser im Fokus der Fisba-Optik über das Strahlparameterprodukt ohne Beugungseinfluß mit $D_{W4} = 33,0 \mu\text{m}$ berechnet. Somit bewirkt die füllfaktorbedingte Beugung an den Linsen des Arrays eine Verbreiterung des Spotdurchmessers eines Einzelstrahls von $D_{W4} = 33,0 \mu\text{m}$ auf $D_{W3} = 45,4 \mu\text{m}$, d.h. um etwa 36 %. Die sich daraus ergebende Leistungsdichte beträgt (bei konstanter Leistung) also nur noch 54 % vom Wert ohne Beugung, welche aber aufgrund des optimierten Linsenfüllfaktors maximal ist (Kapitel 2.4). Die Numerische Apertur der Fokussierung eines Einzelstrahls ist $NA = 0,02$, die des Gesamtstrahls beträgt etwa $NA = 0,14$.

4.3.3 Leistung und Leistungsdichte

Abbildung 4.5 zeigt die Gesamtleistung als Funktion der Stromstärke aller 37 Diodenlaser, wobei diese bei einer Diodenstromstärke von etwa 40 mA ihre Laserschwelle erreichen. Die P - I -Kennlinie steigt mit zunehmender Stromstärke nahezu linear an, bis bei ungefähr 400 mA eine Sättigung der Ausgangsleistung eintritt. Ab einer Stromstärke von zirka 450 mA bleibt die Leistung dann nahezu konstant. Bei 350 mA weicht die Kurve von der in Abbildung 4.5 eingezeichneten Geraden ab, da dort bei vielen Diodenlasern ein (transversaler) Modensprung vorliegt. Dieser bewirkt eine Änderung des lateralen Strahlprofils und damit eine Verringerung der Einkoppeffizienz.

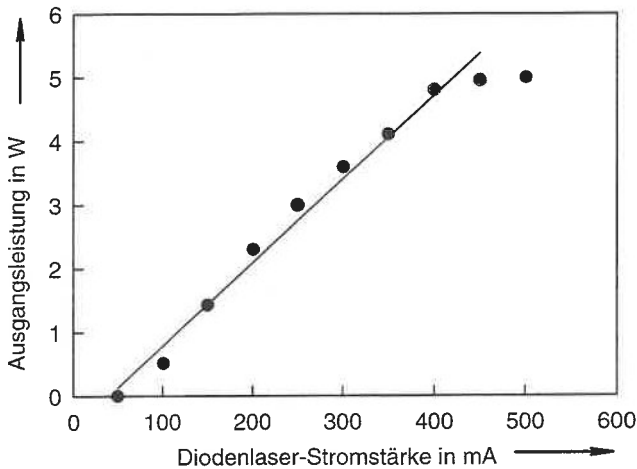


Abbildung 4.5: Gemessene P - I -Kennlinie im Fokus des Bearbeitungskopfs, wobei die Strahlung von 37 Diodenlasern nach dem Winkelmultiplexingprinzip überlagert wurde.

Die gemessene Gesamtleistung aller 37 Diodenlaser im Brennpunkt der Fokussieroptik beträgt bei einer Stromstärke von 400 mA etwa $P_{W1} = 4,8$ W. Die Summation der jeweils unmittelbar nach der Moduljustage gemessenen Einzelleistungen an den Enden der 37 Einzelfasern, siehe auch Abbildung 4.1, beträgt $P_{W2} = 6,5$ W. Daraus folgt eine Transmission von $T_{W1} = P_{W1}/P_{W2} = 74$ %. Dieser Wert liegt um 15 % niedriger als die sich aufgrund der Beugungseffekte ergebende Transmission von $T_{W2} = 89$ %, welche für einen Linsenfüllfaktor von $FF = 0,94$ mit einem PC-Programm berechnet wurde. Um die Differenz $D_1 = 15$ % zu analysieren, wurde für alle 37 Module jeweils die Leistung am Faserende unmittelbar vor dem Einkleben der Ferrulen bestimmt und mit den nach dem Kleben gemessenen Leistungen im Fokus der Fisba-Optik verglichen. Der Mittelwert der aus den Leistungsquotienten gebildeten Transmission liegt bei $T_{W3} = 81$ %, woraus sich eine Differenz zu T_{W2} mit $D_2 = 8$ % ergibt. Diese wiederum setzt sich aus den Transmissionsverlusten des Objektivs mit 3 % und denen des Linsenarrays mit 5 % zusammen. Die durch *Fresnel*-Reflexe bedingten Verluste des Arrays von insgesamt 5 % werden dabei von

der Grenzschicht BK7-LaSF N31 (1 %) und von der mangelhaften AR-Beschichtung der LaSF N31-Linsen (4 %) verursacht. Die verbleibende Differenz zwischen $T_{W3} = 81\%$ und $T_{W1} = 74\%$ von $D_3 = 7\%$ ist auf Schwankungen der Einzelleistungen der Diodenlaser-Module zurückzuführen, welche z.B. durch Änderungen der Umgebungstemperatur des nicht klimatisierten Labors verursacht werden und eine Dejustage der Module bewirken.

Die mittlere Leistungsdichte aller 37 Einzelstrahlen im Fokus der Fisba-Optik beträgt nach Gleichung (2.10) $\overline{PD}_W = 175 \text{ kW/cm}^2$. Dieser Berechnung liegt eine Gesamtleistung von $P_{W3} = P_{W1} \cdot 0,865 = 4,15 \text{ W}$ und der experimentell vermessenen Fokusbereich von $D_{W1} = 55,0 \mu\text{m}$ zugrunde. Dabei wurde eine *gaußförmige* Strahlverteilung im Fokus vorausgesetzt, welche innerhalb des Strahldurchmessers D_{W1} ($1/e^2$ -Kriterium) 86,5% der Gesamtleistung einschließt. Die maximale Leistungsdichte im Zentrum der Verteilung ist um einen Faktor 2,3 größer als die mittlere und beträgt $\overline{PD}_W = 405 \text{ kW/cm}^2$.

Zu bemerken ist, daß über die Wahl der Brennweite der Fokussieroptik die Leistungsdichte bzw. der Brennfleckdurchmesser variiert werden kann. Experimentell wurde dieser Zusammenhang mit einem Achromat der Brennweite von $f_3 = 201 \text{ mm}$ überprüft, wobei sich der gemessene Fokusbereich mit $D_{W5} = 108,5 \mu\text{m}$ gegenüber $D_{W1} = 55,0 \mu\text{m}$ nahezu verdoppelte. Für eine Anwendung in der Materialbearbeitung kann durch eine Reduzierung der Brennweite der Fokussieroptik von 100 mm ($NA_{Foc} = 0,14$) auf 70 mm (zugehörige $NA = 0,2$) eine Verdopplung der Leistungsdichte erzielt werden, allerdings müssen dann Maßnahmen zum Schutz der Fokussieroptik getroffen werden.

Nachfolgend wird die mittlere Leistungsdichte am Faserende mit der im Fokus aller 37 Einzelstrahlen verglichen. Dieser Bilanz liegt die Numerische Apertur der Fokussierung beim Winkelmultiplexing von $NA_{Foc} = 0,14$ zugrunde, d.h. die der Singlemode-Faser muß entsprechend umgerechnet werden. Die am Ende einer Faser vorliegende mittlere Leistungsdichte bei einer Leistung von $\overline{P} = 176 \text{ mW}$ beträgt

$$\overline{PD}_{SMF} = \frac{176 \text{ mW} \cdot 0,865}{\pi \cdot (3,7 \mu\text{m})^2} \cdot \left(\frac{0,14}{0,084} \right)^2 = 983 \text{ kW/cm}^2 \approx 10^6 \text{ W/cm}^2, \quad (4.1)$$

wobei der Klammerausdruck der Umrechnung der Numerischen Apertur bei verlustfreier Strahlumformung entspricht. Der zugrundegelegte beugungsbegrenzte Tailenradius von $w_0 = 3,7 \mu\text{m}$ läßt über das Strahlparameterprodukt aus der Numerischen Apertur der Glasfaser mit $NA_{E3} = 0,084$ errechnen (vergleiche Kapitel 4.3.2). Die gemessene mittlere Leistungsdichte im Fokus aller 37 Einzelstrahlen mit $\overline{PD}_W = 175 \text{ kW/cm}^2$ beträgt etwa 18 % von $\overline{PD}_{SMF}$, was einem Gesamtverlust von $L_G = -7,4 \text{ dB}$ entspricht. In Tabelle 4.4 wird eine Übersicht über die einzelnen Verluste und deren Ursachen gegeben, welche sich aus Meßwerten und Berechnungen ergeben.

Die Summe der einzeln aufgeschlüsselten Verluste mit $L_S = -7,2 \text{ dB}$ weicht nur um etwa 5 % Prozent vom oben angegebenen und aus Meßdaten gewonnenen Wert von $L_G = -7,4 \text{ dB}$ ab, wobei diese Differenz z.T. auf Meßfehler zurückzuführen ist. Die prinzipiell vorliegende Einzelstrahlverbreiterung aufgrund der Beugung an den Kollimationslinsen führt trotz des nahezu optimal gewählten Linsenfüllfaktors (siehe Kapitel 2.4) zu einer erheblichen Verringerung der mittleren Leistungsdichte ($L_1 = -2,6 \text{ dB}$) im Brennpunkt der Fokussieroptik. Der Flächenfüllfaktor des Linsenarrays bedingt für den oben angegebenen Linsenfüllfaktor $FF = 0,94$ für das 37er System Verluste von $L_2 = -1,7 \text{ dB}$. Das heißt, die prinzipiell vorhandenen (unvermeidbaren) Verluste beim Winkelmultiplexing betragen

Verlust (Faktor)	Ursachen und Bemerkungen	Art
$L_1 = -2,7 \text{ dB}$ (0,54)	Einzelstrahlverbreiterung aufgrund der Beugung an den Kollimationslinsen ($FF = 0,94$)	p
$L_2 = -1,7 \text{ dB}$ (0,68)	Flächenfüllfaktor des Linsenarrays ($FF_{\text{Fläche}} = 0,68$)	p
$L_3 = -0,5 \text{ dB}$ (0,89)	Transmission der Kollimationslinsen ($FF = 0,94$)	p
$L_4 = -1,5 \text{ dB}$ (0,70)	Justageunzulänglichkeiten bei der Überlagerung aller 37 Einzelstrahlen	e
$L_5 = -0,8 \text{ dB}$ (0,83)	Leistungsschwankungen der Diodenlasermodule und AR-Beschichtung der Optik	e
$L_S = -7,2 \text{ dB}$ (0,19)	Summe der Verluste	

Tabelle 4.4: Aufstellung der beim Winkelmultiplexing prinzipiell vorliegenden (p) und experimentell bedingten (e) Verluste.

-4,9 dB, was einer Reduzierung der Leistungsdichte um etwa einen Faktor 3 (32 %) entspricht. Lediglich die durch Leistungsschwankungen der Diodenlaser-Module und von den mangelhaften AR-Beschichtungen der Einzellinsen verursachten Verluste L_5 und ebenfalls die durch die Überlagerung der Einzelstrahlen bedingten Verluste L_4 können verringert werden. Insgesamt betragen die prinzipiell vermeidbaren Verluste also etwa 2,3 dB (59 %). Das heißt, die mittlere Leistungsdichte könnte bei idealer Realisierung des Winkelmultiplexings mit dem oben beschriebenen System um einen Faktor 1,7 höher sein als der mit $\overline{PD}_W = 175 \text{ kW/cm}^2$ realisierte Wert.

4.3.4 Vergleich zweier realisierter Systeme

Um Voruntersuchungen zur inkohärenten Strahladdition durchführen zu können, wurde vor dem Aufbau des 37er Systems ein aus 19 Einzelfasern bestehendes System mit geringer Strahlleistung nach dem Prinzip des Winkelmultiplexings aufgebaut. Die gewählte sichtbare Wellenlänge der verwendeten Diodenlaser von $\lambda = 690 \text{ nm}$ vereinfachte die experimentellen Untersuchungen wesentlich. Die in Tabelle 4.5 angegebenen Parameter und Kenndaten erlauben einen direkten Vergleich beider Systeme.

Die hohe Transmission des Bearbeitungskopfs ($T_{W4} = P_{W1}/N \cdot \bar{P}$) des 19er Systems mit $T_{W4} = 89 \%$ ist vor allem durch den geringen Füllfaktor der Kollimationslinsen von $FF = 0,55$ bedingt. Deshalb kann ein Leistungsverlust aufgrund von Abschnideeffekten an den Linsenrändern vernachlässigt werden. Die Transmissionsverluste von etwa 10 % werden also nur von der Fokussieroptik verursacht. Die Leistungsdichte im Strahlfokus ist allerdings verglichen mit der des 37er Systems gering, obwohl eine kürzere Brennweite der Fokussieroptik (Faktor 4) und eine kleinere Wellenlänge (Faktor 2) gewählt wurde. Gründe dafür sind die geringere Einzelleistung pro Faser (Faktor 9) und die kleinere Anzahl der Elemente (Faktor 2) sowie die nichtoptimierte Ausleuchtung der Kollimationslinsen (zu

	19er System	37er System
Anzahl der Elemente N	19	37
Wellenlänge λ	690 nm	980 nm
mittlere Leistung pro Faserende $\overline{P}$ (Summe)	20 mW (0,38 W)	176 mW (6,5 W)
gemessene Gesamtleistung im Strahlfokus P_{W1}	0,34 W	4,80 W
Linsenfüllfaktor des Arrays FF	0,55	0,94
Transmission des Bearbeitungskopfs $T_{W4, W1}$	89 %	74 %
Brennweite der Fokussieroptik f_{Foc}	50 mm	100 mm
Numerische Apertur der Fokussierung NA_{Foc}	0,31	0,14
Brennfleck-Durchmesser D_{W1}	19,4 μm	55,0 μm
Brennfleckverbreiterung durch Summation	1,1-fach	1,2-fach
mittlere Leistungsdichte im Fokus $\overline{PD}_W$	100 kW/cm ²	175 kW/cm ²
optimierter Parameter	Leistung	Leistungsdichte

Tabelle 4.5: Vergleich der beiden untersuchten Bearbeitungssysteme, wobei die Einzelstrahlen jeweils nach der Methode des Winkelmultiplexings überlagert wurden.

kleiner Füllfaktor).

Die mittlere Leistungsdichte des 37er System ist mit $\overline{PD}_W = 175 \text{ kW/cm}^2$ geringer als erwartet, da die Transmission des Bearbeitungskopfs mit 74 % relativ klein ist, siehe oben. Werden die experimentell bedingten Transmissionsverluste herausgerechnet, so ist die mittlere Leistungsdichte um einen Faktor 1,7 größer und beträgt theoretisch etwa 300 kW/cm^2 .

4.4 Positionsmultiplexing

4.4.1 Aufbau und Prinzip

Analog zum Winkelmultiplexing wird beim Positionsmultiplexing der komplette Bearbeitungskopf mit dem Fisba-Objektiv, welches nachfolgend mit 'Objektiv #1' bezeichnet wird, zur Zwischenfokussierung eingesetzt. Die schon in den Diodenlaser-Modulen verwendete Bi-Asphäre mit einer Brennweite von $f = 4,5 \text{ mm}$ dient zur Kollimation aller 37 nebeneinander angeordneter Strahlen, wobei jeder Einzelstrahl am Linsenaustritt einen Durchmesser von etwa $170 \mu\text{m}$ besitzt. Wegen der nahezu beugungsbegrenzten Strahlqualität kann aus diesem Durchmesser über Gleichung (2.11) ein Divergenzwinkel von etwa $3,6 \text{ mrad}$ berechnet werden. Dieser Divergenzwinkel führt in einem Abstand bzw. in der Gegenstandsweite von $g = 3850 \text{ mm}$ zu einem Strahldurchmesser von 28 mm pro Einzelstrahl. An dieser Stelle befindet sich ein zweites Fisba-Objektiv ('Objektiv #2'), welches baugleich zum Objektiv #1 ist und zur Fokussierung der nahezu übereinander liegenden Einzelstrahlen auf das Werkstück dient, siehe Abbildung 2.20. Der Einzelstrahldurchmesser von 28 mm entspricht dabei etwa der Objektiv-Ausleuchtung des Gesamtstrahls beim Winkelmultiplexing und gestattet einen direkten Vergleich beider Überlagerungsmetho-

den. Der Durchmesser aller 37 Einzelstrahlen auf dem Objektiv #2 ist mit etwa 29 mm um nur 1 mm größer als der Einzelstrahldurchmesser. Dies ergibt sich aus dem Brennweitenverhältnis $100 \text{ mm}/4,5 \text{ mm}$ bzw. aus dem Verkleinerungsfaktor des Teleskops $V_1 \approx 22$ und dem Mittenabstand der äußersten Einzelstrahlen von etwa 24 mm in der Linsenarray-Ebene. Somit überlappen sich die aufgeweiteten Einzelstrahlen nahezu vollständig auf der Vorderseite der sich in der Gegenstandsweite g befindenden Optik #2, deren Verkleinerungsfaktor etwa $V_2 = g/b \approx 38$ beträgt.

Die in der Brennebene des Objektivs #2 vorliegenden Einzelfoki sind, bedingt durch die Struktur des Linsenarrays, hexagonal angeordnet. Somit wird mit den zur Verfügung stehenden Optiken, d.h. mit beiden Fisba-Objektiven und einer Bi-Asphäre, das direkt hinter den Kollimationslinsen vorliegende Strahlprofil um etwa einen Faktor $V_{GR} = V_1 \cdot V_2 = 836$ verkleinert in die Bildebene des Objektivs #2 nahezu beugungsbegrenzt abgebildet.

4.4.2 Strahlprofil und Mustererzeugung

Die Leistungsdichteverteilung in der Brennebene der Optik #2 wurde analog zum Winkelmultiplexing bei einer Diodenstromstärke von 100 mA und mit einer $5 \mu\text{m}$ Lochblende aufgenommen. Zuvor wurden die 37 Diodenlaser-Module so justiert, daß alle Einzelstrahlen etwa die gleiche Leistung im Strahlfokus besitzen. Abbildung 4.6 zeigt die Leistungsdichteverteilung aller 37 Einzelstrahlen bzw. die hexagonale Anordnung der 37 Einzelbrennflecken in der Brennebene von Optik #2.

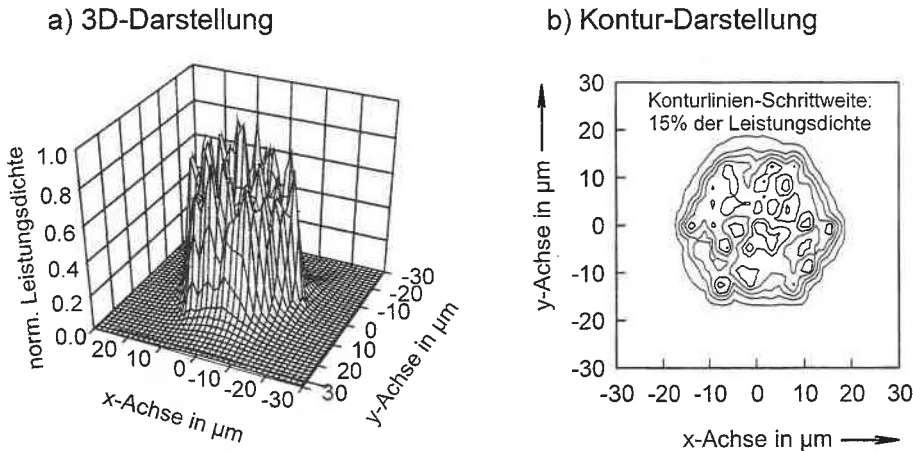


Abbildung 4.6: Leistungsdichteverteilung der Überlagerung von 37 Einzelstrahlen in der Brennebene der Fisba-Optik nach dem Prinzip des Positionsmultiplexings.

Der Durchmesser des nachfolgend mit 'Gesamstrahl' bezeichneten Profils aller 37 Einzelstrahlen beträgt $D_{P1} = 36,0 \mu\text{m}$ entlang der x -Achse und $D_{P2} = 34,0 \mu\text{m}$ entlang der

y -Achse, der gemittelte Gesamtstrahl-Durchmesser liegt bei $\overline{D}_{P3} = 35 \mu\text{m}$. Die benachbarten Einzelfoki besitzen in x -Richtung einen Mittenabstand von rund $4,8 \mu\text{m}$. Aus diesem Mittenabstand und dem der Einzelstrahlen auf dem Linsenarray mit 4 mm ergibt sich der experimentell bestimmte Verkleinerungsfaktor von $V_{GE} = 830$, welcher mit dem oben angegebenen errechneten Wert $V_{GR} = 836$ gut übereinstimmt. Analog zum Strahlprofil auf dem Linsenarray liegt ein durch den Flächenfüllfaktor bedingtes Überlappen der Einzelstrahlen in der Brennebene von Objektiv #2 vor. Durch ein individuelles Einschalten einzelner Diodenlaser ist die Erzeugung von Mustern entsprechend dem Brennfleck-Raster in der Objektiv-Brennebene möglich. In Abbildung 4.7 sind die Leistungsdichteverteilungen für eine kreuzförmige und für eine ringförmige Anordnung der Einzelfoki in der Brennebene von Optik #2 gezeigt.

Der aus Abbildung 4.7 b) ablesbare Durchmesser des Mittelstrahls ist mit etwa $D_{P4} = 7 \mu\text{m}$ etwas zu groß, da die zum Scannen verfügbare Lochblende einen Durchmesser von $5 \mu\text{m}$ besaß und somit die Auflösung des Meßprozesses zu gering war. Zur genaueren Bestimmung der einzelnen Brennfleckdurchmesser wurden diese mit einem Mikroskopobjektiv von der Firma Olympus um einen Faktor 10 vergrößert abgebildet und vermessen. Die so erhaltene Leistungsdichteverteilung für den mittleren Brennfleck ist in Abbildung 4.8 dargestellt, wobei die sich daraus ergebenden Strahldurchmesser $D_{P5} = 4,9 \mu\text{m}$ (x -Achse) und $D_{P6} = 4,6 \mu\text{m}$ (y -Achse) betragen. Der aus beiden Werten gemittelte Durchmesser von $\overline{D}_{P7} = 4,8 \mu\text{m}$ ist lediglich 4 % größer als der mittels des Programms 'Zemax' berechnete beugungsbegrenzte Durchmesser des Einzelstrahls von $D_{P8} = 4,6 \mu\text{m}$.

Die in Abbildung 4.8 zu erkennenden Nebenmaxima sind auf Beugungseffekte zurückzuführen, die hauptsächlich durch die Aperturbegrenzung der zur Strahlführung verwendeten Umlenkspiegel verursacht werden. Ein Beugungsbeitrag der Fokussieroptik kann vernachlässigt werden, da der aus der Objektiv-Apertur (50 mm) und dem Strahldurchmesser (28 mm) resultierende Linsenfüllfaktor $FF = 0,56$ verhältnismäßig klein ist. Eine Vermessung weiterer Einzelbrennflecke zeigte, daß diese einen etwas größeren Durchmesser als der Mittelstrahl besitzen. Das wird einerseits durch Aberrationen der Optik und andererseits durch den zunehmenden Beugungseinfluß der exzentrisch zur optischen Achse verlaufenden Strahlen bedingt.

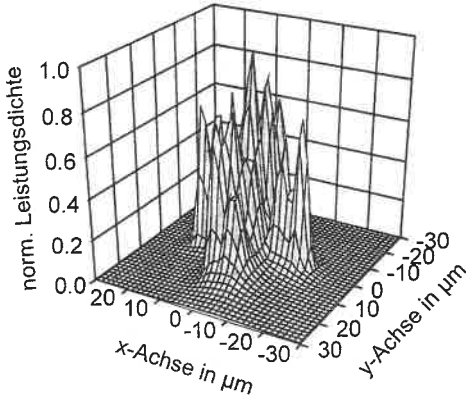
Für ein *gauß*förmiges Strahlprofil und eine Leistung des Einzelstrahls von $P_{P1} = 130 \text{ mW}$ befindet sich innerhalb des Strahldurchmessers von $\overline{D}_{P7} = 4,8 \mu\text{m}$ eine Leistung von $P_{P2} = 130 \text{ mW} \cdot 0,865 = 112,5 \text{ mW}$. Daraus kann die mittlere Leistungsdichte pro Einzelstrahl mit $\overline{PD}_{P1} = 620 \text{ kW/cm}^2$ berechnet werden. Dabei ist die Numerische Apertur der Fokussierung mit $NA_{Foc} = 0,14$ pro Einzelstrahl etwa gleich der des Gesamtstrahls und gleich der Numerischen Apertur des Gesamtstrahls NA_G beim Winkelmultiplexing, siehe oben.

Die mittlere Leistungsdichte des sich aus 37 nebeneinander liegenden Einzelstrahlen zusammensetzenden Gesamtstrahls ergibt sich bei einer analog zum Winkelmultiplexing zugrundegelegten Leistung von $P_{P1} = 37 \cdot 130 \text{ mW} = 4,8 \text{ W}$ und einem Durchmesser von $\overline{D}_{P3} = 35,0 \mu\text{m}$ mit $\overline{PD}_{P2} = 500 \text{ kW/cm}^2$. Dabei wurde vorausgesetzt, daß die gesamte Leistung vom Gesamtstrahl-Durchmessers $\overline{D}_{P3}$ eingeschlossen wird.

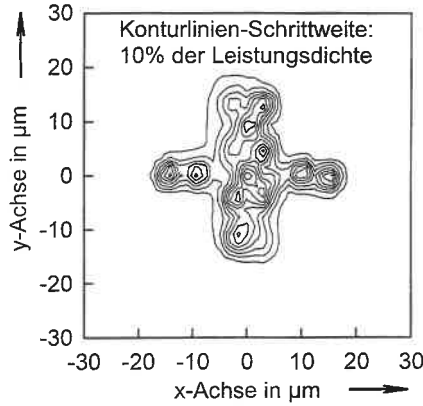
Über die Gegenstandsweite g zwischen Kollimationslinse und Fokussieroptik kann der Strahldurchmesser auf dem Objektiv #2 und der sich daraus ergebende Brennfleckdurchmesser variiert werden. Zu Vergleichszwecken wurde im Abstand von $g_1 = 1000 \text{ mm}$ der

a) Kreuzförmige Fokianordnung

3D-Darstellung

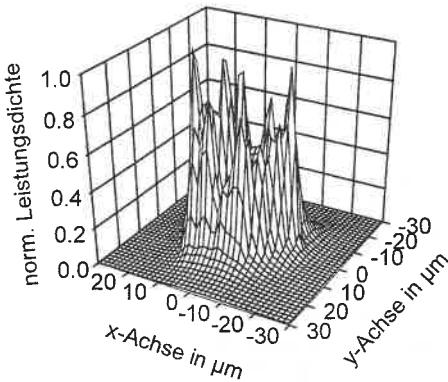


Kontur-Darstellung



b) Ringförmige Fokianordnung

3D-Darstellung



Kontur-Darstellung

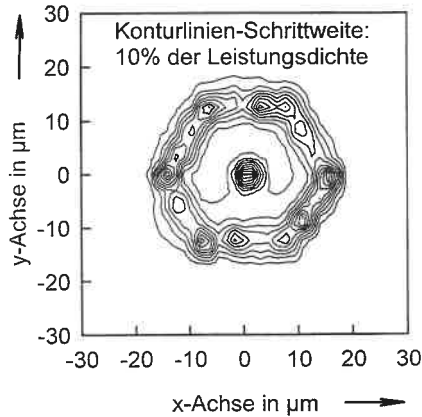


Abbildung 4.7: Gemessene Leistungsdichteverteilung einer Kombination aus a) 17 und b) 19 unterschiedlich angeordneten Einzelstrahlen im Brennpunkt von Optik #2 mit $f_{\text{Foc}} = 100 \text{ mm}$.

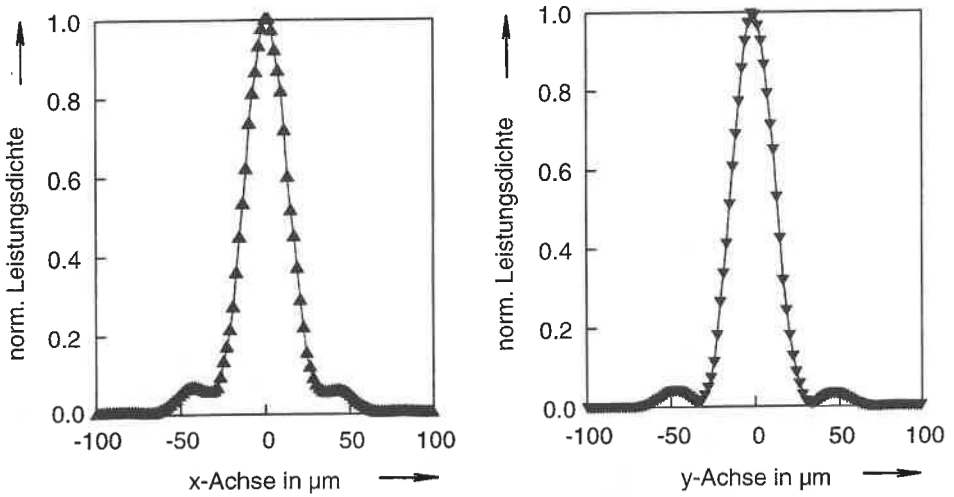


Abbildung 4.8: Gemessene Leistungsdichteverteilung des um einen Faktor 10 vergrößerten Mittelstrahlspots im Brennpunkt der 100-mm-Fokussieroptik entlang der x - und der y -Achse.

Brennfleckdurchmesser des Mittelstrahls mit $D_{P9} = 20,0 \mu\text{m}$ vermessen. Dieser Wert stimmt gut überein mit dem bei $g = 3850 \text{ mm}$ gemessenen Durchmesser $\bar{D}_{P7} = 4,8 \mu\text{m}$, wenn dieser entsprechend den Gegenstandsweiten umgerechnet wird (Umrechnungsfaktor: $g/g_1 = 3,85$).

4.5 Vergleich der Überlagerungsmethoden

Die Polarisationskopplung eignet sich zur Überlagerung von (exakt) zwei linear polarisierten Einzelstrahlen und kann nahezu verlustfrei realisiert werden. Polarisationsgekoppelte Diodenlaser-Module ermöglichen aufgrund der effizienten Einkopplung zweier Teilstrahlen in eine Singlemode-Faser etwa eine Verdopplung der Leistung und der Leistungsdichte am Faserende und können als Grundelemente für die Überlagerungsmethoden nach dem Winkel- und dem Positionsmultiplexing eingesetzt werden.

Tabelle 4.6 gibt eine Übersicht über wesentliche Parameter des realisierten Winkel- und Positionsmultiplexings bei einer Brennweite der nahezu beugungsbegrenzt fokussierenden Optik mit $f_{Foc} = 100 \text{ mm}$. Beide Methoden sind zur Überlagerung prinzipiell beliebig vieler Einzelstrahlen geeignet (Leistungsskalierbarkeit). Sie wurden für jeweils 37 Einzelstrahlen mit einer Gesamtleistung in der Brennebene der Fokussieroptik von etwa 4,8 W realisiert.

Die gemessenen bzw. aus Meßwerten bestimmten Parameter erlauben einen Vergleich beider Überlagerungsmethoden:

	Winkelmultiplexing		Positionsmultiplexing	
	Einzelstrahl	Gesamtstrahl	Einzelstrahl	Gesamtstrahl
Strahldurchmesser auf der Fokussieroptik	3,8 mm	28 mm	28 mm	29 mm
Numerische Apertur der Fokussierung	0,02	0,14	0,14	0,14
Brennfleckdurchmesser	46 μm	55 μm	4,8 μm	35 μm
mittlere Leistungsdichte im Fokus	7 kW/cm ²	175 kW/cm ²	620 kW/cm ²	500 kW/cm ²
Beugungsmaßzahl	1,1	8	1,1	8

Tabelle 4.6: Vergleich der realisierten Überlagerungsmethoden von 37 Diodenlaser-Strahlen nach dem Prinzip des Winkel- und des Positionsmultiplexings.

• Winkelmultiplexing:

Da beim Winkelmultiplexing die Einzelstrahlen auf der Fokussieroptik nebeneinander angeordnet sind, ist die Numerische Apertur der Fokussierung pro Einzelstrahl nur sehr klein. Der gegenüber einem Einzelstrahldurchmesser nur wenig größer ausfallende Gesamtstrahldurchmesser in der Brennebene der Fokussieroptik ist relativ groß, wodurch die Leistungsdichte im Vergleich zum Positionsmultiplexing geringer ist. Das nahezu *gauß*formige Strahlprofil des Gesamtstrahls ermöglicht aufgrund der guten Strahlqualität und der zur Verfügung stehenden Gesamtleistung bereits eine Mikromaterialbearbeitung, so konnte z.B. das Gravieren von Metallfolien durchgeführt werden. Vorteilhaft sind die im Vergleich zum Positionsmultiplexing geringeren Anforderungen an die Strahlformungsoptik und der sich daraus ableitende kompakte Aufbau des Bearbeitungskopfs.

• Positionsmultiplexing:

Die mittlere Leistungsdichte des Mittelstrahls ist aufgrund der großen Ausleuchtung der Fokussieroptik um einen Faktor 3,5 größer als die des Gesamtstrahls beim Winkelmultiplexing. Durch das Ein- bzw. Ausschalten einzelner Diodenlaser können Muster in der Brennebene der Fokussieroptik erzeugt werden. Das ist u.a. für Anwendungen in der Lithografie interessant, da ein schnelles Variieren der inhomogenen Verteilung aller nebeneinander angeordneter Einzelbrennflecken möglich ist. Im Vergleich zum Winkelmultiplexing ist eine zusätzliche komplexe Strahlformungsoptik notwendig, um eine verkleinerte Abbildung bei möglichst beugungsbegrenzter Strahlqualität realisieren zu können.

Die beim Positionsmultiplexing verwendete Abbildungsoptik wurde aus den zur Verfügung stehenden Einzelementen zusammengestellt. Um zu Vergleichszwecken einen Strahldurchmesser von 28 mm auf der Fokussierlinse zu erzielen, war eine Gegenstandsweite von $g = 3850$ mm erforderlich. Wird jedoch anstelle der zur Zwischenkollimation verwendeten Bi-Asphäre mit $f = 4,5$ mm ein Objektiv mit einer

Brennweite von $f = 1$ mm eingesetzt, so verkürzt sich die erforderliche Gegenstandsweite um einen Faktor 4,5 auf 800 mm.

Abschließend wird bemerkt, daß Positionsabweichungen der in die Halteplatte des Bearbeitungskopfs eingeklebten Ferrulen von den Sollpositionen im Fall des Winkelmultiplexings zu einer Verbreiterung des Summenbrennflecks und im Fall des Positionsmultiplexings zu einer Abweichung der Brennfleckzentren vom Sollraster führen. Durch eine Verkürzung der Brennweite der Fokussieroptik kann bei beiden Überlagerungsmethoden die Leistungsdichte im Gesamtstrahl erhöht werden, allerdings müssen dann Maßnahmen zum Schutz der Optiken getroffen werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

5.1 Zusammenfassung

Mit dem im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebauten Lasersystem konnte gezeigt werden, daß die inkohärente Kopplung der Strahlung von 37 Singlemode-Diodenlasern zu einem leistungsskalierbaren Gesamtstrahl mit hoher Leistungsdichte führt. Ziel der durchgeführten Untersuchungen war es, die Begrenzung hinsichtlich der Leistung und Strahlqualität heute üblicher Diodenlaser-Systeme zu überwinden und daraus resultierende Perspektiven zukünftiger Direktanwendungen von Diodenlasern in der Materialbearbeitung abzuschätzen.

Grundlegend für die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Überlagerungsmethoden der Strahlung vieler Diodenlaser ist ihre Strahlungseinkopplung in Singlemode-Glasfasern. Deshalb wurde die Einkopplung von *Gauß*-Strahlen in Glasfasern vor ihrer Realisierung innerhalb der 37 aufgebauten Diodenlaser-Module theoretisch betrachtet. An einzelnen Fallstudien ist die Einkoppeleffizienz als Funktion der Numerischen Apertur des einzukoppelnden Strahls, der lateralen Depositionierung und der Neigung des einzukoppelnden Strahls gegenüber der Faserachse und der longitudinalen Depositionierung gegenüber der Faserstirnfläche untersucht worden. Diese in PC-Programme implementierten Berechnungen erfolgten für die faserinternen Verteilungen sowohl nach der *besselförmigen LP*-Moden-Approximation und als auch nach der *Gauß*-Approximation, wobei die vom Hersteller angegebenen Daten der verwendeten Singlemode-Glasfaser berücksichtigt wurden. Wenn, wie hier der Fall, die 'cut-off'-Wellenlänge der Glasfaser λ_c nahe an der Wellenlänge der Diodenlaser λ liegt, d.h. $\lambda_c = \lambda \cdot (0,9 \text{ bis } 0,95)$ ist, dann stimmen die sich aus der *Gauß*-Approximation ergebenden Feldstärkeverteilungen sehr gut mit den *Bessel*-Verteilungen überein, und die Berechnung der Einkoppeleffizienz vereinfacht sich erheblich. Die durchgeführten Berechnungen zeigen, daß die Einkoppeleffizienz bei einer lateralen Depositionierung um einen Faktor 17 stärker abnimmt als bei einer longitudinalen Depositionierung, wodurch die Bedeutung einer präzisen lateralen Positionierung des einzukoppelnden Strahls unterstrichen wird. Eine etwa dem Kernradius der Glasfaser entsprechende laterale Depositionierung von $3 \mu\text{m}$ hat bereits Einkoppelverluste von etwa -3 dB (50 %) zur Folge. Eine Neigung des einzukoppelnden Strahls gegenüber der Faserachse führt ebenfalls zu einer drastischen Abnahme der Einkoppeleffizienz, ein Winkel von nur 4° läßt die Einkoppeleffizienz auf die Hälfte des Wertes ohne Neigung (-3 dB) sinken. Der Einfluß der Numerischen Apertur des einzukoppelnden Strahls auf die Einkoppeleffizienz ist dagegen nur gering.

Der Füllfaktor der zur Kollimation der Einzelstrahlen eingesetzten Linsen wurde optimiert, um eine maximale Leistungsdichte des Gesamtstrahls im Brennpunkt der Fokussieroptik bzw. auf dem Werkstück zu erhalten. Dabei bewirkt ein größer werdender Strahldurchmesser auf der Kollimationslinse und auf der nachfolgenden Fokussieroptik einen kleineren Fokusedurchmesser, allerdings nimmt gleichzeitig die Beugung an den Rändern der Linsen zu und die Transmission ab. Der optimierte Füllfaktor der Einzellinsen wurde mit

$FF = 0,9$ berechnet, d.h. der optimale Strahldurchmesser beträgt etwa 90 % des Linsendurchmessers, und die zugehörige Transmission liegt bei etwa 91 %.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Diodenlaser-Module sind Grundelemente des modular aufgebauten Lasersystems. Sie enthalten die an die verwendeten Hochleistungs-Diodenlaser angepaßten Strahlformungsoptiken und realisieren eine effiziente Einkopplung der Strahlung in die beidseitig entspiegelten Singlemode-Glasfasern. Nach einer umfassenden Charakterisierung der bei einer Wellenlänge von $\lambda = 980$ nm emittierenden Diodenlaser wurde die Auswahl der Optiken anhand von 'ray-tracing'-Berechnungen und experimentellen Untersuchungen getroffen. Ein speziell ausgelegtes Zylinderlinsen-Teleskops (*Galilei*-Teleskop) dient zur Anpassung des Strahldurchmessers der schnellen an den der langsamen Strahlachse und führt aufgrund des nun kreisförmigen Strahlprofils zu hohen Einkoppeleffizienzen bzw. zu maximalen Leistungen am Ende der Singlemode-Fasern. Die hohe Zentriergenauigkeit der mechanischen Einzelkomponenten der aus einer Miniaturbank bestehenden Module bewirkt eine Minimierung der Anzahl der Justage-Freiheitsgrade bzw. des Justageaufwands. Die erzielten Einkoppeleffizienzen betragen im Mittel 70 %, was bei einer cw-Ausgangsleistung von etwa 250 mW je Diodenlaser einer gemittelten Leistung von 176 mW pro Faserende entspricht. Bei zwei der 37 aufgebauten Module beträgt die erreichte Einkoppeleffizienz etwa 85 %, welche damit nahe an der theoretischen Grenze und deutlich über dem kommerzieller Diodenlaser-Module liegt. Außerdem kennzeichnet die hohe Einkoppeleffizienz die sehr gute und nahezu beugungsbegrenzte Qualität der Optiken bzw. der Diodenlaser-Strahlung sowie die gute Anpassung der Diodenlaser- an die Glasfasernmoden.

Der kompakte Bearbeitungskopf ist über ein 6 m langes Faserbündel mit den Diodenlaser-Modulen verbunden, wobei die Ferrulen der Singlemode-Fasern nach erfolgter Justage mit einem UV-strahlungshärtenden Kleber in die Bohrlöcher der Halteplatte des Bearbeitungskopfs eingeklebt wurden. Das zur Kollimation der aus den Ferrulen austretenden Strahlung dienende hexagonale Linsenarray mit optimiertem Linsenfüllfaktor von $FF = 0,9$ besteht aus einem BK7-Plansubstrat, auf welches die speziell berechneten und gefertigten Einzellinsen aus dem hochbrechenden Glas LaSF N31 ($n \approx 1,86$) aufgeklebt wurden. Ihre Anordnung in einer Hexagonalstruktur ermöglicht die höchste Packungsdichte der Einzelstrahlen bei einer nahezu kreisförmigen Gesamtgeometrie. Eine beugungsbegrenzt abbildende Optik mit einer Brennweite von 100 mm dient zur Fokussierung bzw. zur Überlagerung der Einzelstrahlen, wobei die Numerische Apertur des Gesamtstrahls bei beiden Überlagerungsmethoden 0,14 beträgt. Der große Arbeitsabstand und die große Tiefenschärfe des Strahlfokus bzw. die kleinen Divergenzwinkel sind vorteilhaft für viele Anwendungen wie die Materialbearbeitung.

Aufgrund der linearen Polarisierung der Diodenlaser-Strahlung ist es möglich, zwei Einzelstrahlen mittels eines Dünnschichtpolarisators auf einer gemeinsamen Strahlachse zur Überlagerung zu bringen und diese simultan in eine Singlemode-Glasfaser einzukoppeln. Dabei konnte die Strahlkopplung mit einer Effizienz von 95 % realisiert werden, d.h. der Gesamtstrahl enthält nahezu die Summe der Leistungen beider Einzelstrahlen mit zueinander senkrecht orientierter Polarisierung. Aufgrund der hohen Koaxialität beider Strahlachsen und ihrer nahezu gleichen Geometrie und guten Strahlqualität war ihre Einkopplung in eine Singlemode-Faser mit 79 % (Diodenlaser #1) und 71 % (Diodenlaser #2) sehr effizient. Polarisationsgekoppelte Diodenlaser-Module ermöglichen nahezu eine Verdopplung der Leistung bzw. der Leistungsdichte am Ende der Glasfaser und können

als Grundelemente für die Strahlungsüberlagerung nach beiden Methoden, dem Winkel- und Positionsmultiplexing, eingesetzt werden.

Bei der experimentellen Realisierung des Winkelmultiplexings wurden 37 Einzelstrahlen aus verschiedenen Richtungen (bzw. Winkeln) in einem gemeinsamen Brennfleck zur Überlagerung gebracht. Mit etwa 130 mW pro Einzelstrahl wurde im Brennpunkt der Fokussieroptik eine Leistung von 4,8 W gemessen, wodurch sich bei einem Gesamtstrahldurchmesser von etwa 55 μm eine mittlere Leistungsdichte von 175 kW/cm^2 ergibt. Die Einzelstrahlen besitzen dabei einen Durchmesser von rund 46 μm , welcher wegen füllfaktorbedingten Beugungseffekten an den Kollimationslinsen um einen Faktor 1,4 größer ist als der Wert des (idealen bzw. beugungsbegrenzten) *Gauß*-Strahls von 33 μm . Die überlagerungsbedingte Verbreiterung des Gesamtstrahlsbrennflecks von 46 μm auf 55 μm ist auf nicht ideal positionierte bzw. fixierte Ferrulen in den Löchern der Ferrulenhaltplatte zurückzuführen. Die gemessene mittlere Leistungsdichte des Gesamtstrahls von 175 kW/cm^2 ist kleiner als die am Faserende vorliegende, auf die Numerische Apertur der Fokussierung ($NA_{Foc} = 0,14$) umgerechnete Leistungsdichte von 983 kW/cm^2 . Das ist u.a. auf die beugungsbedingte Brennfleckvergrößerung, auf den realisierten Flächenfüllfaktor des Linsenarrays und auf Transmissionsverluste der Kollimationslinsen zurückzuführen. Voruntersuchungen an einem aus 19 Einzelstrahlen bestehendem und bei einer Wellenlänge von 690 nm emittierenden System zeigten, daß bei dem (nicht optimierten) Linsenfüllfaktor von $FF = 0,55$ zwar die Transmission des Systems größer ist, aber nur eine vergleichsweise geringe Leistungsdichte erzielt wurde.

Bei der Überlagerung der Strahlung von Diodenlasern nach dem Prinzip des Positionsmultiplexings liegen die 37 Einzelbrennflecken in der Brennebene der Fokussieroptik nebeneinander. Die Fokianordnung entspricht der verkleinerten Abbildung des Strahlprofils auf dem zur Kollimation der Einzelstrahlen eingesetzten Linsenarray und wurde experimentell mit einem Verkleinerungsfaktor von $V_{GR} \approx 840$ realisiert. Die Einzelstrahldurchmesser (bzw. der Gesamtstrahldurchmesser) auf der Fokussieroptik wurden so gewählt, daß sie mit etwa 28 mm gleich dem des Gesamtstrahls beim Winkelmultiplexing sind und somit einen direkten Vergleich der Leistungsdichten ermöglichen. Für eine Brennweite der Fokussieroptik von $f_{Foc} = 100$ mm ($NA_{Foc} = 0,14$) wurden nahezu beugungsbegrenzte Brennfleckdurchmesser von nur 4,8 μm (beugungsbegrenzt: 4,6 μm) gemessen. Bei einer Einzelstrahlleistung von etwa 130 mW ergibt sich daraus eine mittlere Leistungsdichte von 620 kW/cm^2 pro Strahl, welche damit etwa um einen Faktor 3,5 größer als die des Gesamtstrahls beim Winkelmultiplexing ist. Für eine Gesamtleistung von 4,8 W und einen gemittelten Durchmesser aller 37 Einzelstrahlen von etwa 35 μm beträgt die mittlere Leistungsdichte des Gesamtstrahls zirka 500 kW/cm^2 .

Eine Leistungssteuerung bzw. das Ein- und Ausschalten einzelner, sich teilweise überlappender Einzelstrahlen beim Positionsmultiplexing ermöglicht das Erzeugen von Mustern in der Brennebene der Fokussieroptik bzw. auf dem Werkstück. Hohe Steuerfrequenzen ermöglichen dabei eine schnelle Anpassung des Gesamtstrahlprofils an die Erfordernisse einer Anwendung, z.B. der Lithografie.

Abschließend wurde die Anwendung des Bearbeitungskopfs in der Mikro-Materialbearbeitung untersucht, wobei die Einzelstrahlen nach der Methode des Winkelmultiplexings überlagert wurden und eine Gesamtstrahlleistung von maximal 4,8 W zur Verfügung stand. Der Fokusbereich des Gesamtstrahls lag bei etwa 55 μm und die mittlere Leistungsdichte betrug somit maximal 175 kW/cm^2 . Experimente zeigten, daß das Be-

gen und Schneiden von Edelstahl-Metallfolien bei einer Bearbeitungsgeschwindigkeit von maximal 2,5 mm/s bis zu einer Dicke von 50 μm vorgenommen werden kann. Das präzise Beschriften von Edelstahl-Folien war bis zu einer Dicke von 150 μm möglich. Zukünftig ist beabsichtigt, das aufgebaute Lasersystem zum Auflöten von Diodenlaser-Chips auf entsprechende Trägerelemente ('carrier') einzusetzen. In ersten Untersuchungen konnte gezeigt werden, daß aufgrund des kleinen Fokussdurchmessers und der hohen Leistungsdichte für diesen Lötvorgang nur wenige Sekunden benötigt werden und dieses Verfahren konventionellen Methoden überlegen ist.

Der Gesamtwirkungsgrad des Lasersystems ergibt sich aus der im Brennfleck vorliegenden optischen Leistung von etwa 5 W zur eingesetzten elektrischen Pumpleistung der 37 Diodenlaser von 30 W mit $\eta_L \approx 17\%$. Dieser Wert liegt damit deutlich über denen heute üblicher Festkörperlaser-Systeme zur Materialbearbeitung.

5.2 Ausblick

Grundsätzlich konnte gezeigt werden, daß die dargestellten inkohärenten Überlagerungsmethoden der Strahlung von Singlemode-Diodenlasern zu hohen Leistungen und Leistungsdichten führen. Allerdings hängt die Einführung der Konzepte in industrielle Anwendungen entscheidend von der Leistung, der Strahlqualität und der Wellenlänge der zur Verfügung stehenden Diodenlaser und auch von den Glasfasern ab. Schon heute sind Singlemode-Diodenlaser mit kontinuierlichen Leistungen von einigen Watt, z.B. α -DFB-Laser mit $P \approx 1$ W und MOPA-Laser mit $P \approx 3$ W, erhältlich. Allerdings ist der Preis dieser Strahlquellen und damit der eines aus solchen Lasern bestehenden Gesamtsystems zu hoch im Vergleich zu diodengepumpten Festkörperlaser-Systemen mit ähnlichen Charakteristika. Jedoch sind durch eine inkohärente Kopplung von solchen Diodenlasern bereits Leistungen zwischen 10 und 100 W und Leistungsdichten im Bereich von etwa 10^6 W/cm² erreichbar. Diese Parameter sind für einige Anwendungsgebiete, z.B. die Mikro-Materialbearbeitung, ausreichend. Die Überlagerungsmethode des Positionsmultiplexings ist dabei insbesondere für Anwendungen interessant, bei welchen von einer Rotationssymmetrie abweichende Strahlprofile gewünscht werden. So ist z.B. in lithografischen Anwendungen das hochfrequente Erzeugen von Mustern auf dem Werkstück vorteilhaft.

Eine kostengünstigere Realisierung der Kopplung vieler Diodenlaser kann durch eine Miniaturisierung der Strahleinkopplung in Singlemode-Fasern bei einer Verwendung von Mikrooptiken mit hoher Abbildungsqualität erreicht werden. Dabei ist an opto-elektronische Mikrochips gedacht, welche neben mehreren Singlemode-Diodenlasern auch die notwendigen Strahlformungsoptiken und die exakt positionierten Glasfasern enthalten ('pigtailed'). Durch das Zusammenschalten vieler solcher in großer Stückzahl gefertigter Subsysteme könnten kostengünstig hohe Gesamtleistungen bei einem modularen Systemaufbau realisiert werden.

Neuartige oberflächenemittierende Diodenlaser ('Vertical-Cavity-Surface-Emitting-Laser': VCSEL) stellen eine interessante Alternative zu den verwendeten kantenemittierenden Lasern dar, weil sie neben einem nahezu kreisförmigen Strahlprofil eine gute Strahlqualität besitzen. Werden solche Diodenlaser dichtgepackt in einer Array-Struktur gefertigt, so können die Einzelstrahlen mit einem nachfolgenden gleichartig strukturierten Mikrolinsenarray kollimiert und mittels einer weiteren Optik direkt auf das Werkstück fokussiert

werden. Diese Miniaturisierung des kompletten Lasersystems macht die Einkopplung der Einzelstrahlen in Glasfasern überflüssig und bewirkt dadurch eine Erhöhung des Systemwirkungsgrads. Gegenwärtig sind jedoch die noch im Milliwatt-Bereich liegenden Ausgangsleistungen der oberflächenemittierenden Diodenlaser zu gering.

Eine mögliche Alternative zur Direktanwendung von Singlemode-Diodenlasern in der Materialbearbeitung stellen diodengepumpte Faserlaser dar, welche im infraroten Spektralbereich (IR) emittieren. Diese mit vergleichsweise preiswerten Multimode-Diodenlasern gepumpten Yb- oder Nd-dotierten Faseroszillatoren erreichen schon heute Ausgangsleistungen von einigen zehn Watt. Durch eine Kopplung von nur sieben solcher Singlemode-Fasern nach dem Winkelmultiplexing- oder Positionsmultiplexingprinzip kann bereits eine Gesamtleistung von mehr als 100 W cw bei einer Leistungsdichte von etwa 10^7 W/cm² erreicht werden.

Literaturverzeichnis

- [1] ANDERSON, S.G.: *Review and forecast of laser markets: 1997-Part I*. Laser Focus World **33** (1997) Nr. 1, S. 72.
- [2] STEELE, R.: *Review and forecast of laser markets: 1997-Part II*. Laser Focus World **33** (1997) Nr. 2, S. 84.
- [3] SCHÖNE, W.; KNOKE, S.; SCHIRMER, S.; TÜNNERMANN, A.: *Diode-Pumped CW Nd:YAG Lasers with Output Powers up to 750 W*. In: Pollock, C.R., Bosenberg, W.R. (Hrsg.): *Advanced Solid State Lasers 1997* Vol. 10, 1997 OSA TOPS (Optical Society of America, Washington, D.C., 1997), S. 292.
- [4] WEBER, M.J.: *Handbook of Laser Science and Technology, Vol. I*. Boca Raton (Florida): CRC-Press, 1982
- [5] LOOSEN, P.: *Advanced Concepts of using diode lasers in material processing*. In: *Lasers in Material Processing*, (Proc., München, 1997). Bellingham (Washington, D.C.): SPIE, 1997, S. 480 (SPIE-Proceedings, Vol. 3097).
- [6] SCHUBERT, M.; BARTELT-BERGER, L.; BRAUCH, U.; OPOWER, H.; FLEIG, C.; GIESEN, A.; LÜCKE, B.; WITTIG, K.: *Power scalable diode laser system with high brightness*. In: *Conference on Lasers and Elektro-Optics 1997* Vol. 11, 1997 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1997), S. 85.
- [7] SCHUBERT, M.; BERGER, L.; BRAUCH, U.; GIESEN, A.; OPOWER, H.; WITTIG, K.: *Fiber coupling of single-mode diodes with power-density conservation*. In: Linden, K.J. (Hrsg.): *Laser Diodes and Applications II* (Proc., San Jose, Ca., 1996). Bellingham (Washington, D.C.): SPIE, 1996, S.188 (SPIE-Proceedings, Vol. 2682).
- [8] BERGER, L.; BRAUCH, U.; OPOWER, H.; GIESEN, A.; SCHUBERT, M.; WITTIG, K.: *Coherent fiber coupling of laser diodes*. In: Linden, K.J. (Hrsg.): *Laser Diodes and Applications II* (Proc., San Jose, Ca., 1996). Bellingham (Washington, D.C.): SPIE, 1996, S. 39 (SPIE-Proceedings, Vol. 2682).
- [9] BARTELT-BERGER, L.: *Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern*. Stuttgart: B.G. Teubner-Verlag, 1999. (Dissertation, Universität Stuttgart)
- [10] HÜGEL, H.: *Strahlwerkzeug Laser: Eine Einführung*. Stuttgart: B.G. Teubner-Verlag, 1992.
- [11] ROYCHOUDHURRI, C.,S.; CHEN, W.; MANZUR, T.; DEMARIA, A.J.: *Diode lasers point to desktop manufacturing*. Laser Focus World **32** (1996) Nr. 9, S. 97.
- [12] CHEN, W.;ROYCHOUDHURRI, C.S.; BANANAS, C.M.: *Design approaches for laser-diode material-processing systems using fibers and micro-optics*. Optical Engineering **33** (1994) Nr. 11, S. 3662.

- [13] BARTELT-BERGER, L.; BECKER, U.; BRAUCH, U.; FLEIG, C.; GIESEN, A.; LÜCKE, B.; OPOWER, H.; SCHOMBURG, C.; SCHUBERT, M.; SPRINGER, R.: *System of fiber-coupled diode lasers as versatile sources of high-brightness radiation*. In: Optical Engineering in Israel (Proc. of SPIE Preprint, Jerusalem, Israel, 1997). Bellingham (Washington, D.C.): SPIE, 1997, (SPIE-Proceedings, Vol. 3110).
- [14] EBELING, K. J.: *Integrierte Optoelektronik*. Berlin: Springer, 1992.
- [15] BRUNNER, W.; JUNGE, K.: *Wissensspeicher Lasertechnik*. Leipzig: Fachbuchverlag, 1989.
- [16] ASONEN, H.; NÄPPI, J.; OVTCHINNIKOV, A.; SAVOLAINEN, P.; ZHANG, G.; RIES, R.; PESSA, M.: *High-Power Operation of Aluminium-Free ($\lambda = 0,98\mu\text{m}$) Pump Laser for Erbium-Doped Fiber Amplifier*. IEEE Photonics Technology Letters **5** (1993) Nr. 6, S. 589.
- [17] PESSA, M.; NÄPPI, J.; SAVOLAINEN, P.; OVTCHINNIKOV, A.; TOIVONEN, M.; MURISON, R.; ASONEN, H.: *State-of-the-art aluminium-free 980-nm laser diodes*. In: Linden, K.J. (Hrsg.): Laser Diodes and Applications II (Proc., San Jose, Ca., 1996). Bellingham (Washington, D.C.): SPIE, 1996, S. 161 (SPIE-Proceedings, Vol. 2682).
- [18] BARTH, F.H.: *GaInP Quantenfilmlaser für den sichtbaren Spektralbereich*. Universität Stuttgart, FB Physik, Dissertation, 1995.
- [19] SIEGMAN, A.E.: *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [20] YARIV, A.: *Optical Electronics*. Saunders College Publishing, 1991.
- [21] SIEGMAN, A.E.: *New developments in laser resonators*. In: Holmes, D.A. (Hrsg.): Optical Resonators (Proc., Los Angeles, Ca., 1990). Bellingham (Washington, D.C.): SPIE, 1990, S. 2 (SPIE-Proceedings, Vol. 1224).
- [22] Norm ISO 11146. *Laser und Laseranlagen*. Berlin: Beuth Verlag 1996.
- [23] LAWRENCE, G. N.: *Proposed international standard for laser-beam quality falls short*. Laser Focus World **30** (1994) Nr. 7, S. 109.
- [24] User Manual: ModeMaster *Beam Propagation Analyzer*. Firma: Coherent, 1992.
- [25] OKAMOTO, K.; OKOSHI, T.: *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* MTT. **26**(2) (1978), S. 109.
- [26] JEUNHOMME, L.B.: *Single-Mode Fiber Optics*. New York: Marcel Dekker, 1990.
- [27] MARCUSE, D.: The Bell System Technical Journal **56** (1977) Nr. 5, S. 703.
- [28] WAGNER, R.E.; TOMLINSON, W. J.: *Coupling efficiency of optics in single-mode fiber components*. Appl. Optics **21** (1981) Nr. 15, S. 2671.
- [29] HECHT, E.: *Optik*. Reading (Mass.) Addison-Wesley, 1989.
- [30] Datenblatt für Singlemode-Faser SMC A0980B (P9103-05). Firma: Spectran, 1997.

- [31] DÄMMIG, M.; MITSCHKE, F.: *Stimulierte Brillouin-Streuung in Glasfasern*. Phys. Blätter **50** (1994) Nr. 12, S. 1129.
- [32] JOYCE, W. B.; DELOACH, B. C.: *Alignment of Gaussian beams*. Appl. Optics **23** (1984) Nr. 23, S. 4187.
- [33] LAUTERBORN, W.; KURZ, T.; WIESENFELD, M.: *Kohärente Optik*. Berlin: Springer, 1993.
- [34] FOX, A.G.; LI, T.: *Resonant Modes in a Maser Interferometer*. The Bell System Technical Journal **3** (1961) Nr. 3, S. 453.
- [35] KASHIMA, N.: *Passive Optical Components for Optical Fiber Transmission*. Boston: Artech House, 1995.
- [36] FAN, T.Y.; SANCHEZ, A.; DEFOE, W.E.: *Scalable, end-pumped, diode-laser-pumped laser*. Optics Letters **14** (1989) Nr. 19, S. 1057.
- [37] Datenblätter zu Singlemode-Diodenlasern (JOLD). Firma: Jenoptik, 1996.
- [38] Private Kommunikation mit der Firma Jenoptik, Herr Dr. Heinemann, 1996.
- [39] Private Kommunikation mit der Firma Ing. H. Tafelmaier Dünnschicht-Technik, Herr H. Tafelmaier, 1997.
- [40] User's Guide: *Optical Design Program, Version 6.0*. Firma: Focus Software, 1997.
- [41] Internationaler Katalog 1996/1997. Firma: Thorlabs, 1996.
- [42] Datenblatt: *Objektive/Sonderobjektive (7)*. Firma: Rodenstock, 1996.
- [43] Datenblatt zu Diodenlaser-Modulen. Firma: Schäfter & Kirchhoff, 1996.
- [44] WEGST, C. G.: *Stahlschlüssel*. Stahlschlüssel Wegst, 1989.
- [45] Katalog: *Optics Guide 5*. Firma: Melles Griot, 1990.
- [46] Datenblatt eines 100-mm-Fokussierobjektivs. Firma: Fisba Optik, 1996.
- [47] Gesamtkatalog: *G2*. Firma: Spindler & Hoyer, 1996.
- [48] HOPPE, J.: *Fixieren von Single-Mode Glasfasern in einen Bearbeitungskopf zur Materialbearbeitung mittels Laserdioden*. Fachhochschule Aalen, FB Feinwerktechnik/Optoelektronik, Diplomarbeit, 1996.
- [49] Datenblätter zu den Klebern NOA 61, NOA 63 und NOA 81. Firma: Norland, 1996.
- [50] Technische Beschreibung/Betriebsanleitung für Compact-Kältethermostate. Firma: Lauda Dr. R. Wobser, 1989.
- [51] YU, C.X.; SHU, N.; HAUS, A.H.: *Noise of the Stretched Pulse Fiber Laser: Part II-Experiments*. IEEE J. of Quantum Electronics **33** (1997) Nr. 5, S. 660.
- [52] Private Kommunikation mit der Firma Dilor, Herr Dr. Swoboda, 1998.

- [53] Gesamtkatalog: *G3*. Firma: Spindler & Hoyer, 1997.
- [54] Produktinformation: *System "Detect 32"*. Firma: Zeiss, 1996.
- [55] HARTMANN. J.: *Bemerkungen über den Bau und die Justierung von Spektrographen*.
Zeitschrift für Instrumentenkunde **20** (1900), S. 51.
- [56] MALACARA, D.: *Optical Shop Testing*. John Wiley & Sons, 1978.

Danksagung

Die vorliegende Dissertation entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische Physik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt e.V. (DLR) in Stuttgart. Sie wurde im Rahmen des vom BMBF geförderten Projekts "Untersuchungen der physikalischen Grundlagen eines leistungs- und phasengesteuerten fraktalen Hochleistungslasersystems" (Förderkennzeichen: 13 N 6384/1) in enger und - wie ich meine - erfolgreicher Zusammenarbeit mit dem Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart (IFSW) angefertigt.

Danken möchte ich Herrn Prof. Dr. H. Opower, Leiter des Instituts für Technische Physik des DLR, und Herrn Prof. Dr. H. Hügel, Direktor des IFSW der Universität Stuttgart, für die von ihnen geschaffenen sehr guten Rahmenbedingungen, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beitrugen.

Meinem Hauptberichter, Herrn Prof. Dr. H. Hügel, möchte ich besonders für die stets freundliche wissenschaftliche Betreuung insbesondere in der Schreib- und Korrekturphase dieser Arbeit herzlich danken. Viele Anregungen und kritische Hinweise fanden in dieser Arbeit Berücksichtigung.

Herrn Prof. Dr. H. J. Tiziani danke ich für die kooperative Zusammenarbeit und die Übernahme des Mitberichts, aber auch für die zügige Anfertigung des Gutachtens.

Mein Dank gilt Herrn Dr. A. Giesen für die zahlreichen Anregungen und praktischen Hinweise insbesondere zur Durchführung der Experimente sowie für die Korrektur des Manuskripts.

Bei Herrn Dr. U. Brauch möchte ich mich besonders für die stets gegenwärtige fachliche Unterstützung und viele wissenschaftliche Diskussionen bedanken. Zahlreiche Anstöße vor Ort trugen wesentlich zum Erzielen der hier vorgestellten Forschungsergebnisse bei. Den Herren Dr. L. Bartelt-Berger, Dipl. Phys. C. Fleig und Dipl. Phys. B. Lücke danke ich für die erfolgreiche und kollegiale Zusammenarbeit innerhalb der Arbeitsgruppe.

Herrn Dipl. Phys. C. Stewen möchte ich herzlich für die sorgfältige Korrektur des Manuskripts und die zahlreichen Hinweise zur Verbesserung der Dissertation danken.

Mein besonderer Dank gilt allen Mitarbeitern des Instituts für Technische Physik des DLR in Stuttgart, ausdrücklich auch meinen ehemaligen Kollegen der Werkstätten und des Sekretariats, die verständlicherweise nicht alle namentlich genannt werden können.

Den Mitarbeitern des IFSW der Universität Stuttgart, insbesondere Herrn J. Häußermann, Frau G. Pockern und Frau M. Bauser, möchte ich für die freundliche Unterstützung beim Anfertigen dieser Dissertation vielmals danken.

Es ist mir wichtig, mich an dieser Stelle herzlich bei meiner Frau zu bedanken. Ohne ihre Hilfe wäre diese Arbeit nicht entstanden. Meiner Tochter Anna-Lena gelang es, mich (vor allem) in meiner Freizeit auf andere Gedanken zu bringen. Allerdings mußte sie in der letzten Promotionsphase oft auf ihren Vater verzichten.

Schließlich möchte ich hier meinen Eltern ganz herzlich danken. Ihre unabdingbare und langjährige Unterstützung ermöglichte auch das Entstehen dieser Arbeit.



B. G. Teubner Stuttgart · Leipzig

ISBN 3-519-06246-1