

LASER IN DER MATERIALBEARBEITUNG

FORSCHUNGSBERICHTE DES



Guido Hergenhan

**Kohärente Kopplung von Vertikalemittlern –  
Systemkonzept und experimentelle  
Verifizierung**

Herbert Utz Verlag · Wissenschaft





Laser in der Materialbearbeitung  
Forschungsberichte des IFSW

G. Hergenhan  
Kohärente Kopplung von Vertikalemittern -  
Systemkonzept und experimentelle  
Verifizierung

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

Die Buchreihe „Laser in der Materialbearbeitung – Forschungsberichte des IFSW“ soll einen in der Industrie wie in Forschungsinstituten tätigen Interessentenkreis über abgeschlossene Forschungsarbeiten, Themenschwerpunkte und Dissertationen informieren. Studenten soll die Möglichkeit der Wissensvertiefung gegeben werden.

# **Kohärente Kopplung von Vertikalemittern – Systemkonzept und experimentelle Verifizierung**

Von Dr.-Ing. Guido Hergenhan  
Universität Stuttgart



Herbert Utz Verlag · München

Als Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinenbau  
der Universität Stuttgart

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

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Manfred Berroth

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

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

Zugleich: Dissertation, Stuttgart, Univ. 2004

Dieses Werk ist urheberrechtlich geschützt. Die dadurch  
begründeten Rechte, insbesondere die der Übersetzung, des  
Nachdrucks, der Entnahme von Abbildungen, der Wieder-  
gabe auf photomechanischem oder ähnlichem Wege und der  
Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen bleiben – auch  
bei nur auszugsweiser Verwendung – vorbehalten.

Copyright © Herbert Utz Verlag GmbH 2004

ISBN 3-8316-0376-6

Printed in Germany

Herbert Utz Verlag GmbH, München

Tel.: 089/277791-00 – Fax: 089/277791-01

# Kurzfassung der Arbeit

Für viele Anwendungen der Lasertechnik werden hohe Leistungen und gleichzeitig hohe spektrale und/ oder räumliche Leistungsdichten benötigt. Solche Aufgaben werden in der Regel von Festkörper- oder Gaslasern erfüllt, die aber zumeist eine relativ große Bauform besitzen, teuer sind und nur einen geringen Wirkungsgrad haben. Diodenlaser stellen bezüglich ihrer Größe, ihrer Herstellungskosten und ihres Wirkungsgrades eine deutlich bessere Alternative dar, allein ihre Leistung, die sie im transversalen Grundmode-Betrieb abstrahlen können, ist prinzipiell begrenzt.

In dieser Arbeit wird ein Konzept für ein auf Diodenlasern basierendes System vorgestellt, was in seiner Leistung und Leistungsdichte skalierbar ist, in einen kompakten Aufbau zu integrieren ist und in der Leistung moduliert werden kann.

Die Grundlage für ein solches Konzept bietet die kohärente Kopplung einer Vielzahl von Diodenlasern. Im Gesamtstrahl eines solchen Systems befindet sich die Summe der Leistungen der Einzelstrahlen. Aufgrund der kohärenten Kopplung lässt sich der Gesamtstrahl dennoch so stark fokussieren, als wenn er aus einem einzigen Laser entstammen würde.

Das Konzept, welches in wichtigen Teilen experimentell verifiziert wurde, sieht die Verwendung von Vertikalemitter-Arrays als Strahlquelle und das Master-Slave-Prinzip als Kopplungsmethode vor. Die für das Injection-Locking, dem Grundprinzip der Master-Slave-Kopplung, nötige Frequenz- und Phasenabstimmung kann durch die Abstimmung der einzelnen Betriebsströme realisiert werden. Aus Gründen der prinzipiellen Skalierbarkeit und der Kompaktheit des Systems werden die Ströme durch fest eingestellte Vorwiderstände abgestimmt, die mit auf dem Laser-Chip integriert werden können. Die Einzelstrahlen werden durch phasenmodulierende Elemente mit hoher Effizienz in einen gemeinsamen beugungsbegrenzten Strahl überführt. Die Leistungsmodulation des Systems kann über eine Modulation der Kohärenz bis in den Gigahertzbereich vorgenommen werden.

Experimentell konnte eine über Wochen stabile kohärente Kopplung von 21 Emittern nachgewiesen werden, deren Ströme zum Frequenz- und Phasenabgleich mit lasergestimmten Mikrowiderständen abgestimmt wurden, welche von ihren Eigenschaften her auf dem Laser-Chip integrierbar wären. Außerdem wurde die weitere Skalierung gezeigt, indem 77 Emitter eines  $9 \times 9$ -Arrays kohärent gekoppelt werden konnten. Die einzelnen Strahlen wurden durch zwei Phasenmodulationsflächen mit einer Effizienz von 44 % in einen beugungsbegrenzten Strahl überführt. Eine schnelle Leistungsmodulation durch die Modulation der Kohärenz wurde am Beispiel einer optischen Datenübertragung mit 330 Mbit/s in der Manchester-Kodierung demonstriert.





# Inhaltsverzeichnis

<b>Kurzfassung</b>	<b>5</b>
<b>Inhaltsverzeichnis</b>	<b>7</b>
<b>Verzeichnis der Symbole</b>	<b>9</b>
<b>Extended Abstract</b>	<b>13</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>17</b>
<b>2 Stand der Technik</b>	<b>19</b>
2.1 Diodenlaser .....	19
2.2 Methoden der kohärenten Kopplung von Diodenlasern .....	22
2.2.1 Selbstorganisierte Kopplung .....	23
2.2.2 Hierarchische Kopplung .....	25
<b>3 Eigenes Konzept</b>	<b>28</b>
3.1 Master-Slave-Kopplung von VCSEL-Arrays .....	28
3.1.1 Injection-Locking .....	28
3.1.2 Frequenzabstimmung .....	32
3.1.3 Integration der Vorwiderstände .....	33
3.1.4 Optischer Aufbau .....	34
3.2 Strahlzusammenführung .....	35
3.2.1 Strahlüberlagerung in der Fernfeld-Ebene .....	36
3.2.2 Steigerung der Effizienz der Strahlzusammenführung .....	43
3.3 Möglichkeit der Realisierung eines kompakten Aufbaus .....	50
3.4 Modulation der Kohärenz .....	51
3.4.1 Motivation .....	51
3.4.2 Prinzip der Kohärenzmodulation .....	51
3.4.3 Umsetzung der Kohärenz- in eine Leistungsmodulation .....	52
3.4.4 Abhängigkeit der Master-Frequenzmodulation von der Modulationsfrequenz .....	54
3.4.5 Einstellung und Zerfall der Kohärenz .....	57
3.4.6 Zusammenfassung zum Kapitel 3.4 .....	58
<b>4 Aufbau und Technologie</b>	<b>59</b>
4.1 Array-Technologie und Miniaturisierung .....	59
4.1.1 Motivation .....	59
4.1.2 Justagetoleranzen .....	60
4.1.3 Justage- und Montagetechnik .....	63
4.2 Optomodul .....	67
4.2.1 Vertikalemitter-Chip .....	67

4.2.2	Wärmeableitung .....	70
4.2.3	Einzelansteuerung .....	71
4.2.4	Mikrolinsen-Array .....	72
4.2.5	Justage und Montage .....	75
4.3	Trimmen von Mikrowiderstands-Arrays .....	77
4.3.1	Hybrid Aufbau .....	77
4.3.2	Trimmstation .....	78
4.3.3	Einstellgenauigkeit .....	79
4.3.4	Einfluss der Trimmgeometrie .....	79
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>81</b>
5.1	Prozedur der Kohärenz- und Phaseneinstellung .....	81
5.2	8 x 8-VCSEL-Array .....	84
5.2.1	Frequenzabgleich mit konventionellen Vorwiderständen .....	84
5.2.2	Frequenzabgleich mit Mikrowiderständen .....	85
5.2.3	Stabilität der phasenrichtigen Überlagerung .....	86
5.3	19 x 19-VCSEL-Array .....	89
5.3.1	Strahlüberlagerung in der Fernfeld-Ebene .....	89
5.3.2	Strahlüberlagerung durch Strahltransformationselemente .....	91
5.4	Kohärenzmodulation .....	95
5.4.1	Frequenzmodulation des Master-Lasers .....	96
5.4.2	Frequenzabhängigkeit der Kohärenzmodulation .....	99
5.4.3	Datenübertragung .....	99
5.4.4	Optischer Transistor .....	100
<b>6</b>	<b>Bewertung der Ergebnisse</b>	<b>102</b>
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>106</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>109</b>

# Verzeichnis der Symbole

$a$	Abstand / Periodenlänge eines optischen Gitters
$A^{ZM}$	Anteil der Leistung im zentralen Maximum
$b$	Eintauchtiefe
$B$	Breite
$c$	spezifische Wärmekapazität
$AP(x,y)$	Aperturfunktion
$d$	Durchmesser der Apertur
$E^{NF}(x,y)$	Feldstärkeverteilung im Nahfeld
$\hat{E}^{NF}$	Spitzenfeldstärke im Nahfeld
$E_{koh}^{FF}(X,Y)$	kohärente Feldstärkeverteilung im Fernfeld
$EE^{FF}(X,Y)$	Feldstärkeverteilung eines Einzelemitters im Fernfeld $\equiv$ Hüllfunktion
$\hat{E}E_{einzel}^{FF}$	Spitzenfeldstärke eines Einzelemitters im Fernfeld
$EI^{FF}(X,Y)$	Interferenzfunktion im Fernfeld
$f_{FL}$	Brennweite der Fourier-Linse
$f_{ML}$	Brennweite der Mikrolinsen
$f_{Obj}$	Brennweite des Objektivs
$f_{mod}$	Modulationsfrequenz
$F$	Füllfaktor
$i_x$	Index eines Slave-Lasers in einer Reihe eines kartesischen Arrays
$i_y$	Index eines Slave-Lasers in einer Spalte eines kartesischen Arrays
$I$	Elektrischer Strom
$\Delta I$	Amplitude des elektrischen Modulationsstromes
$I^{konst}$	Gleichstrom
$\hat{I}^{VCSEL}(z)$	Spitzenleistungsdichte im Abstand $z$ von der Strahltaile im VCSEL
$I^{NF}(x,y)$	Leistungsdichteverteilung im Nahfeld
$I_{ink}^{FF}(X,Y)$	inkohärente Leistungsdichteverteilung im Fernfeld
$\hat{I}_{ink}^{FF}$	inkohärente Spitzenleistungsdichte im Fernfeld
$I_{koh}^{FF}(X,Y)$	kohärente Leistungsdichteverteilung im Fernfeld
$\hat{I}_{koh}^{FF}$	kohärente Spitzenleistungsdichte im Fernfeld
$J_1(R)$	Besselfunktion erster Ordnung
$M^2$	Beugungsmaßzahl
$n_x$	Anzahl der Slave-Laser in einer Reihe eines kartesischen Arrays
$n_y$	Anzahl der Slave-Laser in einer Spalte eines kartesischen Arrays

---

$N$	Gesamtzahl der Slave-Laser
$N_A$	Anzahl der ausgefallenen Laser
$P_{diss}$	dissipierte Leistung
$P_M$	Leistung des Master-Strahls
$P_S$	Leistung des Slave-Strahls
$P_{\varnothing}^{ink}$	Leistung im Fernfeld hinter einer Lochblende im inkohärenten Fall
$P^{ZM}$	Leistung im zentralen Maximum
$P^G$	Leistung eines Gauß-Strahls
$P^A$	Leistung einer Airy-Verteilung
$PM$	Phasenmodulationsfläche
$r$	radiale Zylinder-Koordinate in der Nahfeld-Ebene
$r_{akt}$	Radius des aktiven Durchmessers
$R$	radiale Zylinder-Koordinate in der Fernfeld-Ebene / elektrischer Widerstand
$R_{LB}$	Radius der Lochblende
$Rf$	Spiegelreflektivität
$s$	Rayleigh-Länge
$s_B$	Bildweite
$s_O$	Objektweite
$t$	Zeit
$T$	Temperatur
$T(F)$	Transmissionsfunktion
$U$	elektrische Spannung
$w$	Radius eines Strahls, bei dem die Leistungsdichte auf den $1/e^2$ -ten Teil der Spitzenleistungsdichte abgefallen ist
$w_0$	$w$ in der Strahltaile der Nahfeld-Ebene
$w_{00}$	$w$ in der Strahltaile im VCSEL
$W_0$	$w$ eines Einzelstrahls bzw. der inkohärenten Verteilung im Fernfeld
$x$	Ortskoordinate in der Nahfeld-Ebene (horizontal, senkrecht zur Strahl- ausbreitungsrichtung)
$\Delta x$	laterale Verschiebung
$X$	Ortskoordinate in der Fernfeld-Ebene (horizontal, senkrecht zur Strahl- ausbreitungsrichtung)
$y$	Ortskoordinate in der Nahfeld-Ebene (vertikal, senkrecht zur Strahl- ausbreitungsrichtung)
$Y$	Ortskoordinate in der Fernfeld-Ebene (vertikal, senkrecht zur Strahl- ausbreitungsrichtung)
$z$	Ortskoordinate in der Nahfeld-Ebene (parallel zur Strahl- ausbreitungsrichtung)

---

$z_P$	Propagationsstrecke
$Z_T$	Talbot-Länge
$Z$	Ortskoordinate in der Fernfeld-Ebene (parallel zur Strahlausbreitungsrichtung)
$a$	Linienverbreiterungsfaktor
$\alpha_M$	linearer Ausdehnungskoeffizient des Materials M
$\eta_Z$	Strahlzusammenführungseffizienz
$\eta_{ges}$	optisch-elektrischer Gesamtwirkungsgrad inklusive der Vorwiderstände
$\eta_{Laser}$	optisch-elektrischer Wirkungsgrad eines Lasers
$\theta$	Verkipfungswinkel
$\Theta_x$	Fernfeldwinkel in der x-z-Ebene
$\Theta_y$	Fernfeldwinkel in der y-z-Ebene
$\Delta\Theta$	Winkelabweichung des Strahls von der optischen Achse
$\lambda$	Wellenlänge
$\Lambda$	Wärmeleitfähigkeit
$\nu$	Emissionsfrequenz
$\Delta\nu$	Emissionsfrequenzdifferenz
$\Delta\nu_{mod}$	Differenz der Emissionsfrequenzen bei der Modulation des Master-Lasers
$\Delta\nu_L$	Locking-Range / Fangbereich
$\rho$	Dichte
$\tau_{res}$	Resonatorumlaufzeit
$\varphi$	Verdrehungswinkel
$\phi$	Winkelkoordinate in der Nahfeld-Ebene (in Zylinderkoordinaten)
$\Phi$	Phase
$\Delta\Phi_S$	Phasenverschiebung zwischen Slave- und Master-Laser
$\Psi$	Winkelkoordinate in der Fernfeld-Ebene (in Zylinderkoordinaten)
$\square^{NF}$	Index für Nahfeld
$\square^{FF}$	Index für Fernfeld



# Extended Abstract

There are many laser applications that require high optical power and high spectral or spatial power density at the same time. Needs of this kind are typically met by gas or solid state lasers. These tend to be relatively big in size, costly in terms of acquisition and operation, and provide little efficiency. High power lasers could have a clearly extended range of applications if their size and cost level were reduced. The greatest potential for further development along these lines is provided by the diode laser. However, the maximum extractable power of a diode laser working in fundamental transversal mode is intrinsically limited. The incoherent mutual addition of a multiple number of emitter beams to increase optical output powers into the multi-kW region is a well established technique. However, the power density (for a given numerical aperture of the focused beam) is inherently limited to that of a single emitter. Only mutual superposition of coherently coupled lasers makes it possible to achieve increased output power and power density alike.

This paper presents a system concept that is based on diode lasers. It allows for scaling in power and power density, can be arranged in a compact set-up, provides high optical-to-electrical efficiency and can easily be modulated in power. Essential parts of this concept have been experimentally verified.

After an evaluation of the state of the art, "Vertical Cavity Surface Emitting Lasers" (VCSEL) have been chosen as emitter sources, because they can be manufactured in monolithic chips with an exact grid arrangement of the emitters. This allows all emitters of a VCSEL chip to be installed and adjusted largely in parallel for optical adaptation. It also facilitates integration into a compact set-up and maintains stable coupling conditions. The term "stable coupling" means that the system is able to operate without any active coherence and phase control.

For coherent coupling, a hierarchically organized master slave coupling was chosen, because this method inherently allows for scalability. The selected method of master-slave coupling relies on injection-locking. Injection-locking means that the oscillation of a slave laser is synchronized with that of a master laser as a result of a weak coupling. To accomplish this, two conditions must be fulfilled: the first one, a weak coupling is achieved by distributing a small part of the radiation of a master laser's radiation onto the various slave lasers without any back reflection. An external optical set-up is required for this purpose. For stable coupling, the master's radiation should typically correspond to a value between one thousandth and one ten thousandth of the slave's output power. The second condition for injection-locking is that the slave laser

must oscillate without any master laser injection - referred to as free-running mode - in a frequency range which is very close to that of the master frequency. Depending on the difference between a master frequency and the related slave frequency in free-running mode, a constant phase difference between master and slave can be observed as long as master laser injection is on. Phase differences between  $-\pi/2$  and  $\pi/2$  can be obtained by suitably adjusting the slave frequency. This can in turn be used to optimise the coherent superposition of a multiple slave beam pattern. The various laser frequencies can be tuned by adjusting the operating currents of their emitters. The operating currents can, in turn, be varied using tuneable series resistors. The design concept presented herein suggests that these tuneable series resistors be integrated on the laser-array chip to function as microresistors, thus facilitating scalability and miniaturisation and leaving but two wires for necessary external connections. For compatibility with the process of laser chip manufacturing and the size of emitter-to-emitter spaces available on the laser chip, laser-trimmable Cr-Ni thin-film resistors with a size of  $50\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$  were used. Such micro resistors have to be trimmed with a relative accuracy of  $10^{-4}$ .

For coupling to remain stable and not to require individual active coherence and phase control, all emitters including the master laser should be placed on the same chip. The various emitter beamlets (of the vertical emitter array) should be collimated by a micro-lens array, in order to achieve an optimal relationship between the beam diameters in the focal plane and the distance to their emitters. The result of coherent coupling is a regular array of coherent equally phased individual beams. These individual beams have to be combined into a common beam that should preferentially be diffraction limited. A simple and compact method is to superimpose the individual beams in the far field of a lens. This results in a spatially modulated power density and phase distribution with a nearly diffraction-limited central maximum. The fraction of central maximum power of total array power depends on the relationship between the beam diameters in the near field and the distance to their emitters. Working with a Cartesian arrangement in the near field, a maximum of 50% of total power can thus be transferred into the central maximum. An even more efficient yet compact method is to use two phase modulating elements. One element is introduced directly behind the near-field plane to influence the individual beam phases in such a way that a virtual Gaussian distribution is obtained for the far-field power density distribution. The other phase modulating element is installed in the far-field plane to correct the phase distribution pattern in such a way that the final beam will acquire a plane phase front. The result is a nearly diffraction-limited beam. Furthermore, the external optical set-up can be integrated in a compact glass block with the two phase modulating elements micro-



machined into one surface of the glass block. This should greatly increase the stability and efficiency.

An elegant way to achieve fast modulation of system power is modulation of the coherence. It makes use of the fact that the power behind a pinhole arranged in the far field to select the central maximum is by several times higher in coherent state than in incoherent state. For switching between coherent and incoherent state, it is sufficient to vary the frequency of the master laser. Only a fraction of the total operating current has to be modulated for this purpose.

To experimentally verify essential parts of the concept, a 8 x 8 VCSEL array from Avalon Photonics and a 19 x 19 VCSEL array from Osram Semiconductor were available. Because of their low laser threshold, the Avalon array emitters proved more suitable for coupling. The much larger Osram arrays were manufactured to in-house design specifications. However, with a high laser threshold and a multi mode threshold just insignificantly higher, not all emitters of this type could be operated in the range for stable locking.

The possibility to employ an array technology for adjustment and installation of a micro lens array in front of a VCSEL array has been demonstrated with a compact optical module. Due to the special design features of the optical module, the adjustment condition, once set, is preserved during the fastening process. Even if there are subsequent variations in ambient temperature, the adjustment condition will remain stable within the micro meter range.

Frequency and phase adjustment were carried out using both conventional series resistors and laser trimmed micro resistors. In terms of manufacturing and size features laser trimmed micro resistors can be integrated on the laser chip. At the time of experiments however, they were still on a separate chip with a size equal to that of the laser chip. Using conventional series resistors, the 21 Avalon array slave lasers delivered an increase in peak power density by a factor of 20 at the transition point from incoherent to coherent operation, which corresponds to 95% of what can be expected under ideal conditions. The central maximum contains 34% of the total far-field power and 20% of the total power of 10.1 mW. Power losses mainly occur in the Faraday isolator. This is due to a non-uniform polarization distribution of the emitters. After the conventional series resistors had been replaced with the laser-trimmed micro-resistor array, the performance stayed nearly the same with peak power density increased by a factor of 19, the central lobe containing 31% of the far-field power. Working with laser trimmed micro resistors in a long-term test, coherent coupling was

---

shown to remain stable over a period of 10 days. Even after months, the relative peak power density was restored to a factor 19 higher level (corresponding to a system coherence of 90%) by simply switching power supply on.

Further scaling of the number of coherently coupled emitters has been demonstrated by coupling of 77 slave lasers of a 9 x 9 sub array of an Osram chip. Because some of the slave lasers operated outside of the range for stable locking, the peak-power density increased by a factor of 60 which is only 78% of what can be expected under ideal conditions. By mutual superposition of all coherent rays in the far field, about 28% of the far-field power and 23% of the total power of 140 mW were related to the diffraction-limited central maximum. Using phase modulating beam transformation elements, 48% of total far-field power and 44% of total power were contained in the central diffraction-limited beam. This illustrates that total efficiency is about doubled when introducing phase modulating elements.

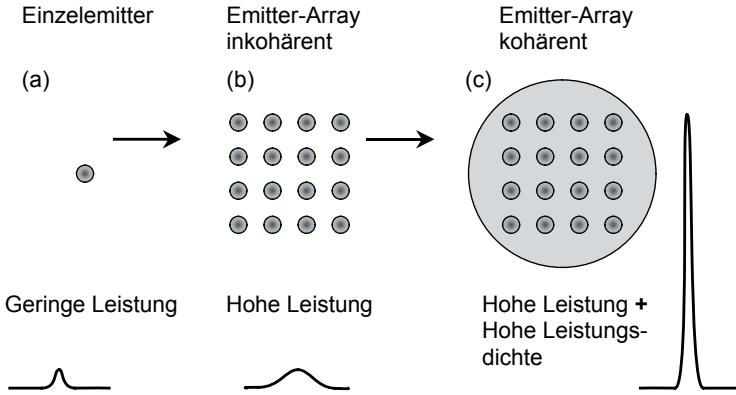
A power modulation effect by modulation of the coherence was verified for a frequency range up to several hundreds of megahertz. However, the frequency range for a constant master modulation current to produce a constant extinction ratio, i.e. a stable relationship of power levels behind a pinhole in coherent and incoherent state, is limited to frequencies below 500 kHz and above 80 MHz. Data transmission has been shown to be possible at a rate of 330 Mbit/s in Manchester coding.

The experimental results confirm those parts of the concept that were subject to investigation, suggesting a compact way of system integration, a high efficiency, a fast power modulation and the possibility to scale the number of coupled elements. With regard to power scalability, however, there are some obvious restrictions that render a direct commercial implementation of the system as little practical in view of the limited output power of a single vertical emitter.

# 1 Einleitung

Durch die Vielzahl der unterschiedlicher Laserarten wurde für den Laser bereits ein sehr breites Anwendungsfeld geschaffen, in dem weltweit jährlich mehrere Milliarden Euro umgesetzt werden. Die Anwendungen reichen vom Schneiden, Schweißen und Beschichten im Automobilbau über schonende Verfahren in der Medizin, Hochgeschwindigkeitsdatenübertragung in Glasfasernetzen bis zum millionenfachen Einsatz in der Unterhaltungselektronik in CD- oder DVD-Laufwerken [1]. Die Kriterien für eine bestimmte Anwendung eines Lasers ergeben sich aus der Kombination seiner Eigenschaften wie der Wellenlänge, der Leistung und Leistungsdichte der ausgesendeten Strahlung im Verhältnis zu dessen Größe sowie Anschaffungs- und Unterhaltungskosten. Es lässt sich heute leicht abschätzen, dass sich das Marktvolumen bei Verbesserung dieses Verhältnisses von Leistung zu Preis noch vervielfachen ließe. Das größte Potenzial auf diesem Entwicklungsweg bringt der Diodenlaser mit sich. Aufgrund seiner kostengünstigen Herstellbarkeit, Kompaktheit, hohen Effizienz, langen Lebensdauer, einfachen Modulierbarkeit und wartungsfreien Betriebsart kommt er in vielen Bereichen schon millionenfach zur Anwendung. Auch die Breite des verfügbaren Wellenlängenspektrums, welches sich bereits vom nahen Ultraviolett- bis in den mittleren Infrarotbereich erstreckt, eröffnet im Prinzip ein universelles Anwendungsfeld. Dieses wird jedoch vorrangig durch die prinzipiell begrenzte, für viele Anwendungen zu geringe, maximale Ausgangsleistung von Grundmode-Diodenlasern mit hoher zeitlicher und/oder räumlicher Kohärenz eingeschränkt (Bild 1.1a). Hohe optische Ausgangsleistungen können nur durch die Addition der Strahlung von vielen Diodenlasern erreicht werden. Bei der inkohärenten Strahladdition lässt sich somit aber die Leistungsdichte (bei gegebener numerischer Apertur) nicht über die eines einzelnen Diodenlasers steigern (Bild 1.1b). Nur durch die Strahladdition von kohärent gekoppelten Lasern addieren sich sowohl Leistung als auch Leistungsdichte (Bild 1.1c).

Die grundlegende Eignung der kohärenten Kopplung von Diodenlasern zur Skalierung von Leistung und Leistungsdichte wurde insbesondere in einer früheren Arbeit [2] bereits demonstriert. Für eine praktische Anwendung war dieses System jedoch zu komplex, da es für jeden Einzellaser aktive Regelungen der Temperatur, des Stromes, der Phase und der Kohärenz erforderte.



**Bild 1.1:** Querschnitt der Leistungsdichte in der Fokusebene (a) für einen Einzelemittler, (b) für eine ideal inkohärente Überlagerung von 16 Emittlern und (c) für eine ideale kohärente Überlagerung von 16 Emittlern (gleiche numerische Apertur vorausgesetzt).

Die Entwicklung neuer Bauformen der Diodenlaser, besonders der Fortschritt bei den vertikal emittierenden Diodenlasern, gab Anlass sich der technischen Umsetzung der kohärenten Kopplung erneut zu widmen. Aufbauend auf der früheren Arbeit [2] wurde eine erweiterte Aufgabenstellung formuliert, die in der Entwicklung eines Konzepts und dessen experimentelle Verifizierung für ein Lasersystem bestand, welches folgende Anforderungen erfüllen sollte:

- basierend auf Diodenlasern
- in Leistung und Leistungsdichte skalierbar
- in kompaktem Aufbau realisierbar
- hoher optisch-elektrischer Wirkungsgrad
- schnelle Leistungsmodulation

Lösungen der gestellten Aufgabenstellung wurden im Rahmen zweier Dissertationen bearbeitet. Die erste Arbeit [3] beschäftigt sich vorrangig theoretisch und experimentell mit den Grundlagen des Kopplungsmechanismus. Diese Arbeit beschreibt die Entwicklung des Konzepts entsprechend der Reihenfolge der Anforderungen in der Aufgabenstellung und die experimentelle Verifizierung entscheidender Teile des Konzepts.

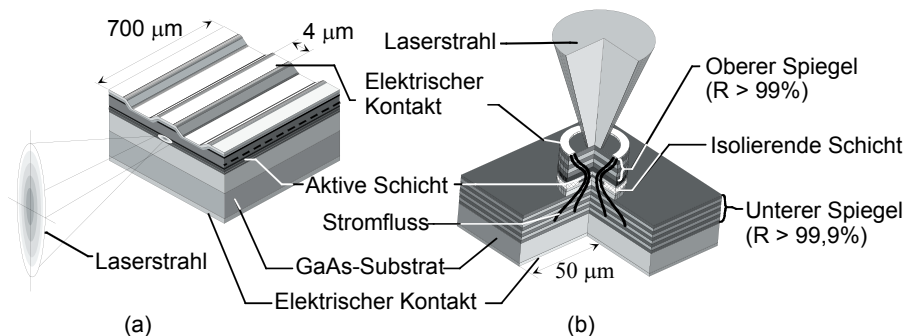
## 2 Stand der Technik

In diesem Kapitel wird ein kleiner Überblick über die nach dem Stand der Technik zur Verfügung stehenden Diodenlaser gegeben und deren Eignung für den Einsatz zur kohärenten Kopplung beurteilt. Weiterhin werden prinzipielle Methoden der kohärenten Kopplung vorgestellt und insbesondere in Hinblick auf die Skalierbarkeit bewertet.

### 2.1 Diodenlaser

Bei den Diodenlasern unterscheidet man nach Lage des Resonators zwischen Kantenemittern und Vertikalemittern. Der Aufbau zur Erzeugung einer Inversion ist in beiden Fällen gleich (Bild 2.1). Es wird ein Halbleitermaterial mit direkter Bandlücke verwendet, wie z. B. AlGaAs/GaAs oder InGaAsP/InP, welches wie eine elektrische Diode zu einem Teil positiv und zu einem Teil negativ dotiert wird. Die Inversion entsteht durch Ladungsträgerinjektion in Vorwärtsrichtung in den p-n-Übergang, wo Elektronen und Löcher unter Lichtemission rekombinieren können. Die Rekombination geschieht in 2 bis 5 etwa 8 bis 20 nm dicken Quantenfilmen, die sich in der Grenzschicht befinden.

Bei Kantenemittern (Bild 2.1a) wird der Resonator durch die senkrecht zu den aktiven Schichten gebrochenen Endflächen gebildet. Die Ausbreitung der Laserphotonen, die durch Strukturierung der Schichten index- oder gewinngeführt sein kann, geschieht in der Ebene der aktiven Schichten, senkrecht zur Stromrichtung durch den



**Bild 2.1:** Schematische Darstellung des Schichtaufbaues und des Strahlaustrittes eines (a) Kantenemitters und eines (b) Vertikalemitters.

p-n-Übergang. Der Laserstrahl tritt an einer oder an beiden entlang einer Kristallrichtung gebrochenen Kante aus. Die sich bildende Lasermode hat aufgrund der geringen Ausdehnung der Wellenführung senkrecht zu der Ebene der aktiven Schichten im Verhältnis zur Breite der Wellenführung in der Ebene der aktiven Schichten ein stark elliptisches Profil. Durch die Strahlausbreitung bei den Kantenemittern in der Ebene der aktiven Schichten wird infolge der hohen Wechselwirkungslänge bereits bei einem Einfachdurchgang eine hohe Verstärkung erzielt. Deswegen können Kantenemitterstrukturen auch sehr gut als Verstärker verwendet werden. Die Leistung von Grundmode-Kantenemittern ist allerdings begrenzt durch die auf einige Mikrometer beschränkte Abmessung der lateralen Wellenführung für Grundmode-Emission. Dadurch entstehen bereits bei Ausgangsleistungen unter 500 mW extrem hohe Leistungsdichten von über  $10 \text{ MW/cm}^2$  auf den Auskoppelspiegeln, die zur Zerstörung des Bauteiles führen können.

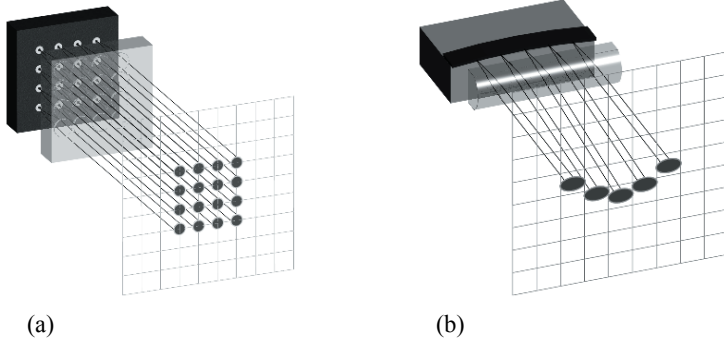
Bei Vertikalemittern (Bild 2.1b), auch VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) abgekürzt, wird der Resonator aus DBR-Spiegeln (Distributed Bragg Reflector) gebildet, die parallel zu den aktiven Schichten verlaufen. Die Ausbreitung der Laserphotonen geschieht senkrecht zu den aktiven Schichten in Richtung des Stromflusses durch den p-n-Übergang. Der Laserstrahl tritt vertikal aus der Oberfläche des Laser-Chips aus. Der Aufbau eines VCSELs ist rotationssymmetrisch, so dass ein runder Ausgangsstrahl mit allgemein geringerer Fernfelddivergenz als bei Kantenemittern entsteht. Durch die Ausbreitungsrichtung senkrecht zu den 3 nur etwa 10 Nanometer dicken aktiven Schichten ist die Wechselwirkungslänge und damit die Verstärkung für einen Einfachdurchgang viel geringer als beim Kantenemitter. Deswegen muss der Resonator eine hohe Güte besitzen, was gleichbedeutend mit einer hohen Reflektivität der DBR-Spiegel von über 99 % ist. Ein Einsatz von Vertikalemitterstrukturen als Verstärker ist demzufolge nicht sinnvoll. Die Resonatorlänge eines VCSELs beträgt eine bis einigen Wellenlängen. Im Resonator, dem Raum zwischen den beiden DBR-Spiegeln, befinden sich die Maxima des optischen Stehwellenfeldes an den Stellen der aktiven Schichten, welche durch Quantenfilme gebildet werden. In einem so kurzen Resonator kann nur eine longitudinale Mode anschwingen. Um eine laterale Modenselektion vorzunehmen, wird in der Ebene der aktiven Schichten durch eine Passivierung (Oxidation [4], Mesastruktur [5] oder Protonenimplantation [6]) der Stromfluss überall dort gehemmt, wo keine Laseremission stattfinden soll und damit auf die gewünschten Stellen konzentriert. Bei entsprechend kleinem Durchmesser des nicht passivierten Bereiches, bei einer Wellenlänge von 850 nm sind das etwa 4 bis 6 Mikrometer, schwingt der Laser nur in der lateralen Grundmode. Die Stromzufuhr geschieht epitaxialseitig (p-Kontakt) über einen elektrischen Ringkontakt und substratseitig über eine flächenhafte Metallisierung. Das hat zur Folge, dass der Strom durch die DBR-Spiegel fließen muss, die gleichzeitig aber die Laserwellenlänge nicht absorbieren dürfen, was

zu einem aus heutiger Sicht unvermeidlichen seriellen ohmschen Widerstand führt, der für Multimode-Laser bei etwa 50 Ohm und für Grundmode-Laser bei etwa 100 Ohm liegt. Die damit verbundenen thermischen Effekte begrenzen die maximale Ausgangsleistung von Grundmode-VCSELn auf zur Zeit etwa 5 Milli watt [7]. Da die an einem Ohmschen Widerstand erzeugte Wärmeleistung proportional zum Quadrat des Stromes, die optische Ausgangsleistung aber nur linear zum Strom zunimmt, ist auch der maximale optisch-elektrische Wirkungsgrad auf etwa 42 % bei 2 mW Ausgangsleistung bzw. 25% bei 4,8 mW Ausgangsleistung begrenzt [8].

Ein vielversprechender Ansatz die Leistung von Grundmode-Vertikalemittern zu erhöhen, besteht in der Verlängerung des Resonators durch externe Spiegel, um somit bei gleicher Fresnelzahl den Durchmesser des aktiven Mediums erhöhen zu können [9]. Diese sogenannten VECSEL (Vertical External Cavity Surface Emitting Laser) beziehungsweise Halbleiterscheibenlaser befinden sich noch in der Entwicklung und standen somit noch nicht als Bauteile zur Verfügung. Auch deren Leistung wird wahrscheinlich auf Grund der konkurrierenden stimulierten Spontanemission, die senkrecht zu der Laserstrahlung die Inversion abrufte, auf einige Watt begrenzt sein.

Insgesamt ist festzustellen, dass die Leistung eines Systems mit den heute zur Verfügung stehenden Diodenlasern nur über eine größere Anzahl von Einzelemittlern signifikant zu erhöhen ist und für die gleichzeitige Skalierung der Leistungsdichte die Einzelemitter kohärent gekoppelt werden müssen.

Für eine effiziente kohärente Kopplung ist es nötig, die Strahlung der Einzelemitter mittels einer angepassten Optik beugungsbegrenzt abzubilden. Dabei ist das Problem der Optikjustage und Montage besonders einer größeren Anzahl von Lasern als äußerst komplex und aufwendig bekannt [8,9]. Ein Ausweg wäre, einen möglichst hohen Parallelisierungsgrad bei der Montage zu nutzen, indem man unter Verwendung der Array-Technologie den relativ aufwendigen Justiervorgang für  $N$  Elemente nicht  $N$ - sondern nur einmal betreibt [11]. Für die Verwendung der Array-Technologie kommen nach heutigem Stand der Technik nur die Vertikalemitter in Frage. Vertikalemitter sind in zweidimensionalen Arrays prozessierbar, wobei die Laseremission in einem regulären Raster mit lithographischer Genauigkeit ( $\approx 50$  nm) stattfindet. Dazu können exakt, d. h. mit lithographischer Genauigkeit, angepasste reguläre Mikrooptiken, wie z. B. Mikrolinsenarrays hergestellt werden. Die so kollimierten Strahlen eines Arrays sind in der Regel beugungsbegrenzt und verlaufen parallel (Bild 2.2a). Im Gegensatz dazu zeigen Kantenemitter in linearen Arrays den bekannten „Smile“ (Bild 2.2b) bei der Kollimation mit einem optischen Element wie z. B. einer Zylinderlinse. Der "Smile", eine unterschiedliche Ausbreitungsrichtung der Strahlen des Arrays, entsteht durch eine Verbiegung des Laserchips senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Durch die sehr kleinen Strahltaillen in der vertikalen Richtung führen Verbiegungen selbst im Submikrometerbereich zu einem deutlichen Effekt.



**Bild 2.2:** Aufbau von Diodenlaser-Arrays und deren Auswirkung auf die Strahlkollimation. (a) zweidimensionales VCSEL-Array mit einem zweidimensionalen Mikrolinsenarray. Mikrolinsen- und Laser-Array passen im Betrieb mit lithographischer Genauigkeit zueinander. Die kollimierten Strahlen sind parallel. (b) eindimensionales Kantenemitterarray mit einer Zylinderlinse zur Kollimation der vertikalen Achse. Die Durchbiegung des Laserchips im Betrieb führt zu einer unterschiedlichen Ausbreitungsrichtung der kollimierten Strahlen (Smile).

## 2.2 Methoden der kohärenten Kopplung von Diodenlasern

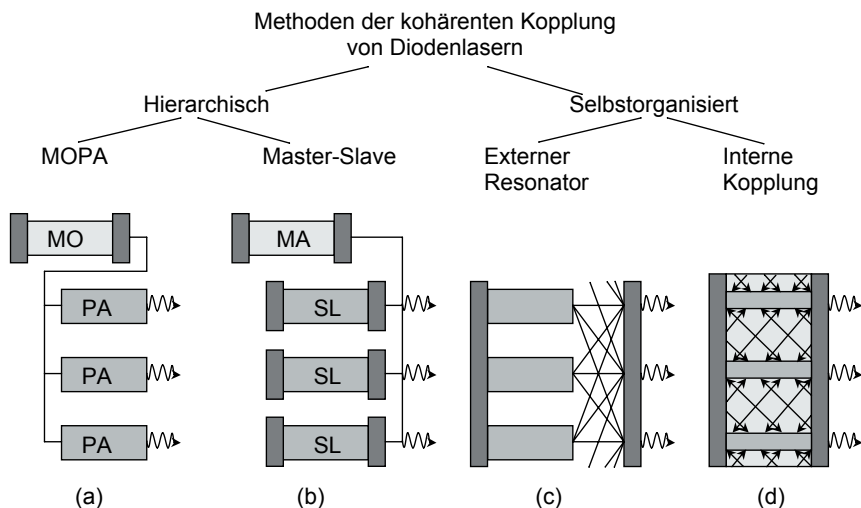
Wie bereits erwähnt, ist für die Skalierung der Leistung und der Leistungsdichte über die Anzahl der Emittoren die kohärente Kopplung der Emittoren nötig. Dafür sind verschiedene methodische Ansätze in der Literatur zu finden. Man kann die Vielzahl der beschriebenen Ansätze auf zwei Prinzipien zurückführen: die hierarchische und die selbstorganisierte Kopplung [12] (Bild 2.3).

Im Falle der hierarchischen Kopplung wird die (kohärente) Strahlung eines sogenannten „Master-Lasers“ auf die zu koppelnden Laser verteilt. Im Idealfall geschieht das so, dass die zu koppelnden Laser untereinander keine Wechselwirkung spüren, sondern nur der Master-Strahlung ausgesetzt sind. Außerdem darf keine Rückkopplung in den Master-Laser erfolgen. Bei den zu koppelnden Lasern kann es sich entweder um Verstärker handeln, man spricht dann von einer Master-Oszillator-Leistungsverstärker-Anordnung, die auch mit MOPA (Master Oscillator / Power Amplifier) abgekürzt wird. Oder es handelt sich um Oszillatoren, sogenannte Slave-Laser. Die Kopplung geschieht hier durch das Einfangen der Slave-Laserstrahlung durch die Master-Lasereinstrahlung. Dieser Vorgang ist unter dem Namen Injection-Locking bekannt.



Im Falle der Selbstorganisation geschieht die Kopplung durch Wechselwirkung der einzelnen Laser untereinander, z. B. über einen gemeinsamen (externen oder internen) Resonator oder über parallel verlaufende Wellenleiterstrukturen.

In den folgenden Abschnitten werden die beiden Prinzipien, einige Vertreter, deren Stand der Technik und einige prinzipielle Vor- und Nachteile vorgestellt.



**Bild 2.3:** Methoden der kohärenten Kopplung

### 2.2.1 Selbstorganisierte Kopplung

**Externe Resonatoren.** Die Kopplung mit Hilfe externer Resonatoren (Bild 2.3c) kann durch räumliche Filterung (z. B. in der Fernfeld-Ebene eines Resonator-internen Teleskops) [13] oder durch den Talbot-Effekt erzielt werden. Talbot [14] hatte entdeckt, dass ein unendlich ausgedehntes kohärentes Array mit Periode  $a$  und Wellenlänge  $\lambda$  in Ausbreitungsrichtung 1 : 1 abgebildet wird mit der Periode

$$Z_T = \frac{2 \cdot a^2}{\lambda} \quad (2.1)$$

Werden Resonatoren der Länge  $Z_T/2$  verwendet, gibt es eine maximale Rückkopplung, wenn alle Emittoren kohärent laufen. Probleme bereiten die hohen internen Resonatorverluste, die Nachbarmoden-Unterdrückung und die schwache Kopplung mit entfernteren Nachbarn [15]. Insbesondere die hohen internen Resonatorverluste übersteigen in der Regel die Verstärkung in Vertikalemittoren, weshalb sie für diese Methode ausscheiden.

**Interne Kopplung.** Die bei Diodenlaser-Arrays vom Aufbau her einfachste Methode ist die Kopplung über die Wellenleiterstruktur (Bild 2.3d), da hierfür keine externen Komponenten erforderlich sind. Die kompletten Arrays lassen sich dadurch monolithisch herstellen. Bei den eindimensionalen Kantenemitterarrays hatte sich dabei gezeigt, dass die Kopplung über evaneszente Wellen von ‚positiven‘ Wellenleitern (mit positiver Brechungsindex-Differenz  $n_{\text{Kern}} - n_{\text{Mantel}}$ ) wegen der ausschließlichen "Nächste-Nachbar"-Wechselwirkung für größere Arrays ungeeignet ist und zudem empfindlich auf geringe Brechungsindexänderungen reagiert. Als wesentlich günstiger haben sich ‚leckende‘ Wellenleiter mit negativer Brechungsindex-Differenz herausgestellt, die in lateraler Richtung, also quer zu den Wellenleitern, die Resonanzbedingung erfüllen (‚Resonant Optical Waveguide‘, ROW Arrays). Durch die Resonanz findet eine quasi parallele Kopplung über das gesamte Array statt, bei der alle Emittoren gleich stark miteinander gekoppelt sind [16]. Es konnten in einem beugungsbegrenzten Strahl etwa 500 mW im Dauerstrichbetrieb überlagert werden.

Auch VCSEL-Arrays konnten intern gekoppelt werden. Der Aufbau ähnelt dem einzelner großflächiger VCSEL mit Durchmessern um 100  $\mu\text{m}$ . Die Strukturierung in ein Array geschieht häufig über ein Metallgitter, das – auf der Auskoppelseite angebracht – zum Einen für eine homogene Stromverteilung über das Array und zum Anderen für die räumliche Modulation des Reflexionsgrades sorgt und damit strukturierte Resonatorverluste bewirkt. Durch Ätzen von Gräben etc. lassen sich die Verluste zwischen den Elementen weiter vergrößern. Mit Hilfe der Protonenimplantation lässt sich die Stromverteilung und damit die räumliche Verteilung der Verstärkung beeinflussen.

Die Einstellung des kohärenten Betriebs lässt sich auf zwei Arten beschreiben [12]:

**Typ 1:** Die Elemente arbeiten als einzelne Laser (z. B. mit individueller Schwelle). Die kohärente Kopplung geschieht durch Austausch von Photonen mit den Nachbarlasern, z. B. durch Beugung an den Aperturen. Eine Phasenverschiebung um  $\pi$  der jeweils benachbarten Laser bewirkt einen Nulldurchgang der Feldstärke und damit geringstmögliche Verluste in den Zwischenelement-Bereichen.

**Typ 2:** Das Gesamtgebilde arbeitet als ein großflächiger Laser mit (potenziell) vielen höheren Gauß-Hermite-Moden. Entsprechend der räumlichen Verlustmodulation stellt sich eine Mode hoher Ordnung ein, deren Nulldurchgänge in den Stegen bzw. Gräben liegen.

Mit gepulsten Arrays (Tastverhältnis ca.  $10^{-4} : 1$ ) konnten Pulsspitzenleistungen von einigen 100 mW in einem mehr oder weniger kohärenten Betrieb erzielt werden. Durch die häufig auftretende antiphasige Kopplung (Typ 1) verteilt sich die Fernfeldleistung auf vier auf den Diagonalen angeordnete Keulen [17,18].

Mit einer schachbrettartigen Phasenplatte, die abwechselnd Phasensprünge von 0 und  $\pi$  bewirkt, lässt sich eine näherungsweise ebene Gesamtphasenfront herstellen, sodass anstelle der Viererkeule (Typ 1) nur noch ein zentrales Hauptmaximum im Fernfeld auftritt. Experimentell konnten so etwa 50 % der Fernfeldleistung im Zentralstrahl konzentriert werden [19].

Im Dauerstrichbetrieb beschränken sich die Leistungen bisher auf wenige Milliwatt. Arrays mit strukturierter Metallisierung und  $4 \times 4$  bis  $10 \times 10$  Elementen zeigten beispielsweise eine Grundmode-Ausgangsleistung von 3,5 mW unabhängig von der Array-Größe mit 83 % der Fernfeldleistung in den 4 Keulen [20].

Ein gemeinsames Problem der internen Kopplung ist die notwendige hohe Elementdichte. Damit sind hohe Anforderungen an die Kühlung verbundenen, damit die Resonatorbedingungen für eine effiziente Kopplung im Betrieb erfüllt bleiben. Eine Skalierung zu hohen Durchschnittsleistungen ist wahrscheinlich nicht möglich.

### 2.2.2 Hierarchische Kopplung

**MOPA Konzept.** Der MOPA-Ansatz (Bild 2.3a) verlangt in den parallel geschalteten Verstärkern eine hohe (Kleinsignal-)Verstärkung, da durch einen Master-Oszillator (evtl. gefolgt von einem Vorverstärker) möglichst viele Leistungsverstärker angesteuert werden sollen, um einen hohen Parallelisierungsgrad zu erreichen. Somit scheiden hier die Vertikalemitter in ihrer jetzigen Bauform mit ihrer extrem kurzen Verstärkungslänge von einigen 10 nm aus. Um einen guten Wirkungsgrad zu erzielen, müssen die Verstärker nahe der Sättigung betrieben werden, um die Inversion möglichst komplett abräumen zu können. Gleichzeitig muss die Leistungsdichte unterhalb der Zerstörungsschwelle gehalten werden. Das kann durch eine Trapezgeometrie erreicht werden, die für eine Anpassung des Verstärker-Querschnitts an die wachsende Leistung während eines Einfachdurchgangs sorgt, was in der Regel aber zu einer starken Verschlechterung der Phasenfront führt. Anschließend an die parallele Verstärkung müssen die Phasen der einzelnen Kanäle für eine konstruktive Überlagerung im Fernfeld abgeglichen werden.

Ein monolithisch integriertes MOPA-Array mit vier parallel betriebenen Trapezverstärkern wurde von SDL realisiert mit einer kohärenten – jedoch nicht beugungsbegrenzten – Pulsspitzenleistung von 5,3 W entsprechend einer mittleren Leistung von 5 – 10 mW [21]. Die McDonnell-Douglas-Corp. baute das wohl größte Array, ein Stapel von 9 Barren à 100 Lasern. Von der Dauerstrich-Nahfeldleistung von 43 W konnten

5.5 W in 5 getrennten nahezu beugungsbegrenzten Maxima im Fernfeld überlagert werden [22].

**Zweiwellenmischung.** Mit Hilfe der Zweiwellenmischung kann der Phasenabgleich ‚automatisch‘ erfolgen. Der Signalstrahl (z. B. vom Master Oscillator) wird in einem photorefraktiven, azentrischen Kristall (z. B. BaTiO<sub>3</sub>) dem Objektstrahl (z. B. Power Amplifier) kohärent überlagert. Es bildet sich leistungsdichteabhängig im Laufe von Sekunden ein Brechungsindexgitter (Hologramm) aus. Durch Beleuchten des Gitters mit dem Objektstrahl (vom Power Amplifier) wird der Signalstrahl verstärkt (die Referenzwelle rekonstruiert) [23]. Dies ist prinzipiell unabhängig von der Phasenfront des Pumpstrahls und kann auch auf mehrere Pumpstrahlen erweitert werden, sodass mehrere Pumpstrahlen mit mäßiger Strahlqualität zu einem beugungsbegrenzten Strahl überlagert werden können. Im Experiment wurde dies mit 2 Pumpstrahlen im Milliwattbereich mit einem Wirkungsgrad um 50 % gezeigt [24], die Skalierung zu höheren Leistungen erscheint aber schwierig [25].

**Master-Slave-Konzept.** Das Master-Slave-Konzept (Bild 2.3b) gestattet in Leistung und Wirkungsgrad optimierte Standard-Laseroszillatoren als Slave-Laser einzusetzen. Eine phasenstarre Kopplung der Slave-Laser an das Master-Strahlungsfeld mittels Injection-Locking erfolgt jedoch nur, wenn die Frequenz der freilaufenden Slave-Laser innerhalb gewisser Grenzen mit der Master-Frequenz übereinstimmt. Dieser Fangbereich, auch unter dem Namen Locking-Range bekannt, liegt typischerweise im GHz-Bereich bei einem Verhältnis von eingekoppelter zu emittierter Strahlung von ca.  $10^{-3} : 1$ .

Eine stabile Kopplung setzt voraus, dass die Strahlung des Master-Lasers nahezu rückkopplungsfrei auf die Slave-Laser aufgeteilt wird. Das erfordert zwar einen externen optischen Aufbau, hat aber zwei entscheidende Vorteile gegenüber der internen Kopplung. Erstens sind die zu koppelnden Laser unabhängige Elemente und müssen daher nicht wie bei der internen Kopplung in einem vorbestimmten, meist geringen Abstand voneinander angeordnet sein, was in der Regel zu thermischen Problemen führt. Durch die externe optische Kopplung beim Injection-Locking können die Emittoren in nahezu beliebigem Abstand angeordnet werden. Der Füllfaktor (Gleichung 3.14) wird über die Brennweite der Mikrolinsen auf den optimalen Wert eingestellt. Der Abstand der Emittoren steht damit als Parameter für die Optimierung der Wärmeableitung zur Verfügung. Zweitens sind alle Slave-Laser individuell durch Injection-Locking kohärent zum Master-Laser gekoppelt und dadurch mittelbar untereinander kohärent. Die Kopplungsstärke ist damit unabhängig von der Anzahl der Slave-Laser, sodass es im Prinzip keine Beschränkung der Anzahl der zu koppelnden Laser gibt. Die Voraussetzungen sind lediglich, dass alle Laser stabil auf eine Frequenz innerhalb des Lo-

cking-Range abstimbar sind und dass genügend Master-Leistung zur Aufteilung auf die Slave-Laser zur Verfügung steht.

Das Injection-Locking wurde an einzelnen Lasern intensiv experimentell und theoretisch untersucht [25,26] und wurde auch zur Phasenkopplung von Kantenemittern [28] und Vertikalemittern [29] erfolgreich eingesetzt.

Auch beim Master-Slave-Konzept müssen für eine konstruktive Überlagerung im Fernfeld die Phasen der einzelnen Kanäle abgeglichen werden. Je nach mechanischer und thermischer Stabilität des Aufbaus kann sich das auf einen einmaligen Abgleich beschränken oder es muss während des Betriebs dynamisch geregelt werden.

## 3 Eigenes Konzept

Im folgenden Kapitel wird die Auswahl des Emitter- und des Kopplungstyps auf Grundlage der Bewertung des Standes der Technik begründet sowie die prinzipielle technische Umsetzung beschrieben. Bei der Entwicklung des Konzeptes wurde eine Lösung beschrieben, die alle Punkte der Aufgabenstellung beachtet, jedoch nicht als ausschließlich mögliche Lösung betrachtet werden sollte. Zu den einzelnen Problemstellungen wurden Modellrechnungen und Simulationen durchgeführt, die das jeweilige System beziehungsweise den jeweiligen Vorgang beschreiben und zum Vergleich mit dem Experimenten dienen sollen.

### 3.1 Master-Slave-Kopplung von VCSEL-Arrays

Ausgehend von der Aufgabenstellung, ein als kompakten Aufbau realisierbares System zu konzipieren, kommen auf Seite der Emitter nur die vertikalemittierenden Diodenlaser in Frage. Ausschlaggebend dabei ist, dass alle Emitter eines zweidimensionalen Arrays mit einem angepassten zweidimensionalen Mikrolinsen-Array kollimiert werden können und zwar durch einen Justiervorgang der beiden Elemente zueinander. Damit ist ein hoher Parallelisierungsgrad bei der Optikmontage verbunden.

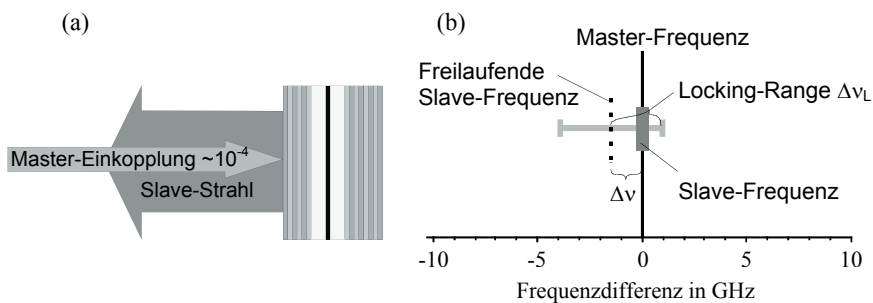
Unter der Prämisse der Skalierbarkeit in Leistung und Leistungsdichte kommen zunächst nur die hierarchischen Kopplungsmethoden in Betracht. Nur diese lassen zumindest prinzipiell eine Skalierung zu einer großen Zahl von Elementen zu. Aufgrund der kurzen Verstärkungslänge der Vertikalemitter scheidet die MOPA-Methode aus. Damit bleibt als favorisierte Methode die Master-Slave-Kopplung. Mit dieser Methode wurden nach dem Stand der Technik mit wenigen Elementen Ergebnisse nahe den theoretischen Grenzwerten erreicht.

In diesem Kapitel wird zunächst der grundlegende Vorgang für die Master-Slave-Kopplung, das Injection-Locking erläutert. Im Weiteren werden dann Möglichkeiten für die technische Umsetzung beschrieben, um die Voraussetzungen für das Injection-Locking zu erfüllen.

#### 3.1.1 Injection-Locking

Hinter dem Begriff Injection-Locking verbirgt sich die Synchronisation eines Oszillators durch eine schwache Kopplung an einen anderen Oszillator, wie es beispielsweise auch in der Mechanik bei erzwungenen Schwingungen bekannt ist, angewendet auf Laser. Beim Injection-Locking von Lasern, also bei der Synchronisation der Laserfrequenzen, wird eine schwache Strahlung eines sogenannten Master-Lasers in den Reso-

nator des sogenannten Slave-Lasers eingestrahlt - "injiziert" (Bild 3.1a). Um Instabilitäten bei der Oszillation des Master-Lasers zu vermeiden, müssen Rückkopplungen des Slave-Lasers in den Master-Laser vermieden werden. Das kann unter Verwendung eines Faraday-Isolators, einer Art optischen Diode, erreicht werden. Für die Synchronisierung der beiden Laserfrequenzen, d. h. für eine phasenstarre Oszillation von Master- und Slave-Frequenz auf der Master-Frequenz, muss allerdings die Strahlung des Master-Lasers effektiv in den Fabry-Perot-Resonator des Slave-Lasers eingekoppelt werden, so dass das Master-Signal im Slave-Resonator zusätzlich zu den Slave-Photonen umlaufen kann. Weiterhin muss die Verstärkung auf der Frequenz des Master-Signals so hoch sein, dass die entstehende Leistungsüberhöhung auf dieser Frequenz ähnliche Werte wie die der Slave-Mode erreicht. Dadurch wird der Slave-Mode Verstärkung entzogen und sie geht daraufhin aus. Um diese Bedingungen zu erfüllen, muss der Slave-Laser ohne Bestrahlung mit einem Master-Signal auf einer Frequenz, der sogenannten freilaufende Slave-Frequenz (Bild 3.1b), sehr nahe der Master-Frequenz oszillieren. Der Bereich zwischen der maximalen und der minimalen freilaufenden Slave-Frequenz, in dem nach der Bestrahlung mit einem Master-Signal bestimmter Stärke eine phasenstarre Kopplung an die Master-Frequenz stattfindet, die Slave-Frequenz also von der Master-Frequenz "gefangen" wird, ist der sogenannte Locking-Range (Bild 3.1b). Der Locking-Range  $\Delta\nu_L$  (Gleichung 3.1) ist abhängig von

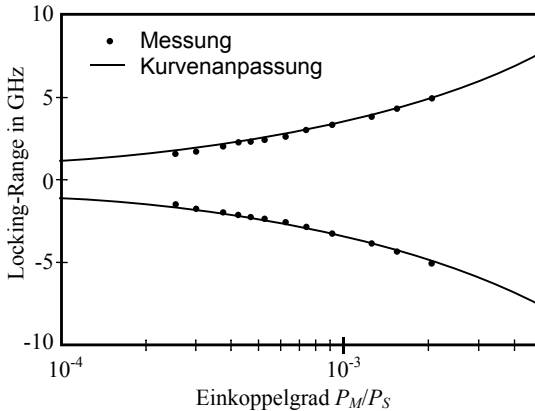


**Bild: 3.1:** Injection-Locking. (a) Schema des Injection-Locking-Aufbaus für einen Vertikalemitter. Der Master-Strahl wird durch den Auskoppelspiegel in den Slave-Resonator eingekoppelt.; (b) Prinzip des Injection-Locking-Vorgangs. Freilaufender Master- und Slave-Laser haben eine Frequenzdifferenz von z.B. 2 GHz, welche innerhalb des Locking-Range von z. B.  $\pm 3$  GHz dieses Slave-Lasers liegt. In diesem Fall findet Locking statt, d.h. die Slave-Frequenz ist identisch mit der eingestrahlenen Master-Frequenz.

Resonatorparametern des Slave-Lasers und zwar von der Spiegelreflektivität  $Rf$ , der Resonatorumlaufzeit  $\tau_{res}$  und dem Linienverbreiterungsfaktor  $\alpha$  sowie von dem Verhältnis der eingestrahlten Master-Leistung  $P_M$  zur Ausgangsleistung des Slave-Lasers  $P_S$  [30]:

$$\Delta v_L = \pm \frac{1 - Rf}{2 \cdot \pi \cdot \tau_{res}} \sqrt{1 + \alpha^2} \sqrt{\frac{P_M}{P_S}} \quad (3.1)$$

Erste Untersuchungen zum Injection-Locking von Halbleiterlasern wurden bereits 1975 [31] durchgeführt. Modellierungen und Simulationen von Messungen an in dieser Arbeit verwendeten Vertikalemittlern wurden in einer separaten Abhandlung [3] in detaillierter Form vorgestellt.

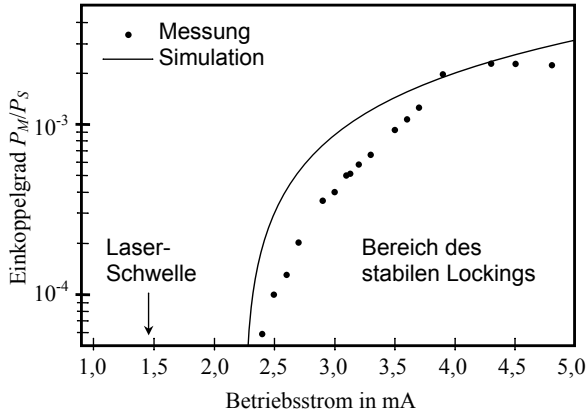


**Bild 3.2:** Die Punkte stellen die Grenzen des gemessenen stabilen Locking-Range in Abhängigkeit des Verhältnisses aus injizierter Master-Leistung zu Slave-Leistung  $P_M/P_S$  dar. Betriebsstrom des Lasers  $I = 4$  mA, entspricht 2,5-fachem Schwellstrom. Die durchgezogene Linie zeigt den mit der Gleichung (3.1) an die Messwerte angepassten Verlauf  $\Delta v_L = \pm 105 \text{ GHz} \cdot \sqrt{P_M/P_S}$  [3].

In Bild 3.2 [3] ist der gemessene Locking-Range in Abhängigkeit des Verhältnisses aus eingestrahlter Master-Leistung zu Slave-Leistung eines typischen in der Arbeit verwendeten Vertikalemitters dargestellt. Der Locking-Range vergrößert sich mit der Wurzel der eingekoppelten Masterleistung und liegt im für die Arbeit relevanten Bereich von  $P_M/P_S = 10^{-4}$  bis  $2 \cdot 10^{-3}$  bei  $\Delta v = \pm 1,5$  bis  $\pm 5 \text{ GHz}$ . Um einen möglichst großen Locking-Range zu erhalten, kann der Einkoppelgrad aber nicht beliebig erhöht



werden, denn es gibt einen maximalen Wert, bei dem noch stabiles Locking stattfindet. Bei höheren Einkoppelgraden kommt es zu dynamischen Instabilitäten. Der maximale Einkoppelgrad ist vom Betriebsstrom des Slave-Lasers abhängig und beträgt bei einem Arbeitspunkt 1,5-fach über der Schwelle lediglich etwa  $P_M/P_S \approx 5 \cdot 10^{-5}$  und steigt bis zum 2,5-fachen über der Schwelle auf etwa  $P_M/P_S \approx 2 \cdot 10^{-3}$  (Bild 3.3). Somit beschränkt nicht nur die Anzahl sondern auch der Arbeitspunkt der Slave-Laser die maximal ein-koppelbare Master-Leistung und damit den Locking-Range.



**Bild 3.3:** Maximale gemessene Einkoppelgrade für stabiles Locking als Funktion des Laserstroms. Zusätzlich ist die Kurve der entsprechenden Simulation eingezeichnet [3].

Weiterhin tritt, ähnlich wie in der Mechanik, abhängig von dem Verhältnis aus der Frequenzdifferenz von freilaufender Slave- und Master-Strahlung  $\Delta\nu = \nu_S - \nu_M$  (Bild 3.1b) zum Locking-Range  $\Delta\nu_L$  eine Phasenverschiebung  $\Delta\Phi_S$  auf [30]:

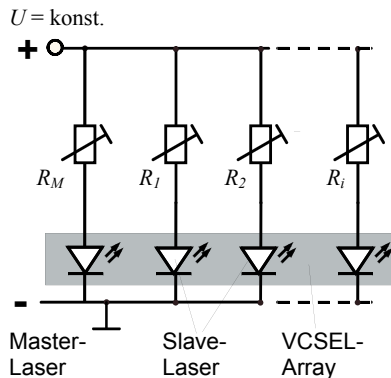
$$\Delta\Phi_S = -\arcsin\left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_L}\right) - \arctan \alpha \quad (3.2)$$

Diese kann theoretisch  $-(\pi/2) - \arctan \alpha$  am einen und  $+(\pi/2) - \arctan \alpha$  am anderen Rand des Locking-Ranges betragen, was einem Phasenschieberegion von  $\pi$  entspricht. Experimentell wurde mit den in der Arbeit verwendeten Lasern ein maximaler Phasenschieberegion von  $0,84 \cdot \pi$  gemessen [27]. Diese Möglichkeit der gezielten Einstellung der Phase der Slave-Laser kann zur Beeinflussung der interferometrischen Überlagerung von mehreren Slave-Lasern verwendet werden.

Die kohärente Kopplung vieler Laser mittels Injection-Locking setzt die Frequenzabstimmung aller Slave-Laser auf eine Frequenz innerhalb des Locking-Range des Master-Lasers, eine Feinabstimmung innerhalb des Locking-Range, eine effektive Aufteilung der Master-Strahlung zur Einkopplung in die Slave-Laser und eine effektive Überlagerung der Slave-Strahlen voraus. Nähere Erläuterung sowie Möglichkeiten zur technischen Umsetzung dieser Aufgaben werden in den folgenden Abschnitten gegeben.

### 3.1.2 Frequenzabstimmung

Von Hause aus treten bei elektrischer Parallelschaltung der Laser, selbst bei Chips mit sehr homogen hergestellten Schichten, Frequenzdifferenzen von Laser zu Laser auf, die größer sind als der Locking-Range von einigen Gigahertz. Weiterhin führt die thermische Belastung durch den Betrieb der Laser eines Arrays auf einem Chip zu einem radialen Temperaturgradienten und damit ebenfalls zu Frequenzdifferenzen, denn die Frequenz eines Vertikalemitters ist temperaturabhängig. Da sich alle Laser auf einem Chip befinden, ist aber eine individuelle Abstimmung der Temperaturen der Laser nicht möglich. Damit bleibt nur die Möglichkeit, die Frequenzabstimmung über die Betriebsströme vorzunehmen. Die Abstimmung des Betriebsstroms führt mittelbar zu einer Änderung der Temperatur des betrachteten Lasers und zu einer Änderung des Brechungsindex des Mediums im Resonator. Beide Effekte führen zu einer Änderung der Frequenz der Laserstrahlung, sind allerdings entgegengesetzt gerichtet [32]. Bei statischen Änderungen des Betriebsstroms überwiegt allerdings der Temperatureffekt deutlich (Abschnitt 3.4.4).



**Bild 3.4:** Elektrischer Anschlussplan unter Verwendung einer Spannungsquelle für alle Laser. Die Einstellung der individuellen Ströme geschieht durch Veränderung der Vorwiderstände.

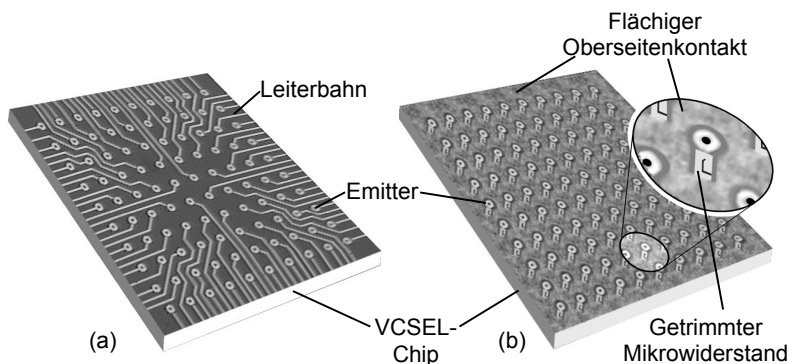
Es ist also nötig, die Betriebsströme der Laser individuell abzustimmen. Das kann einfach geschehen, indem man alle Laser mit einer gemeinsamen Spannungsquelle betreibt und die individuellen Betriebsströme durch einstellbare parallel geschaltete Vorwiderstände abstimmt (Bild 3.4).

### 3.1.3 Integration der Vorwiderstände

Bei der Verwendung von konventionellen einstellbaren Vorwiderständen führt die Notwendigkeit der individuellen Abstimmung der Ströme aus technologischen Gründen zu Konflikten mit den Forderungen nach Kompaktheit und Skalierbarkeit des Systems. Zum Einen muss das zweidimensionale Emitter-Array mittels Leiterbahnen auf dem Chip mit einer eindimensionalen Bondpad-Reihe am Rand des Chips verbunden werden (Bild 3.5 a), welches prinzipiell die maximale Anzahl zu koppelnder Emitter begrenzt. Zum Anderen führen die nachgeschalteten elektrischen Verbindungen zu einer unvermeidbaren Komplexität des Gesamtsystems, welche eine Miniaturisierung dessen sehr erschwert.

Beide Probleme können gelöst werden, indem man die Vorwiderstände zur Frequenzabstimmung auf dem Laser-Chip integriert (Bild 3.5 b). Anstatt vieler Leiterbahnen gibt es einen flächigen Oberseitenkontakt mit kleinen, beispielsweise durch Lasertrimmen, einstellbaren Widerständen zu jedem Emitter. Von außen wird der Laser-Chip nur noch mit zwei Leitungen, plus und minus, kontaktiert.

An die integrierten Vorwiderstände sind jedoch spezielle Anforderungen geknüpft.



**Bild 3.5:** Aufbau eines 2-D VCSEL Arrays mit (a) einzeln kontaktierbaren Emittern durch Leiterbahnführungen auf der Oberseite des Chips und (b) individuell einstellbaren, auf dem Chip integrierten Mikrowiderständen mit einem gemeinsamen flächigen Kontakt und je einem Kontakt zu jedem Emitter.

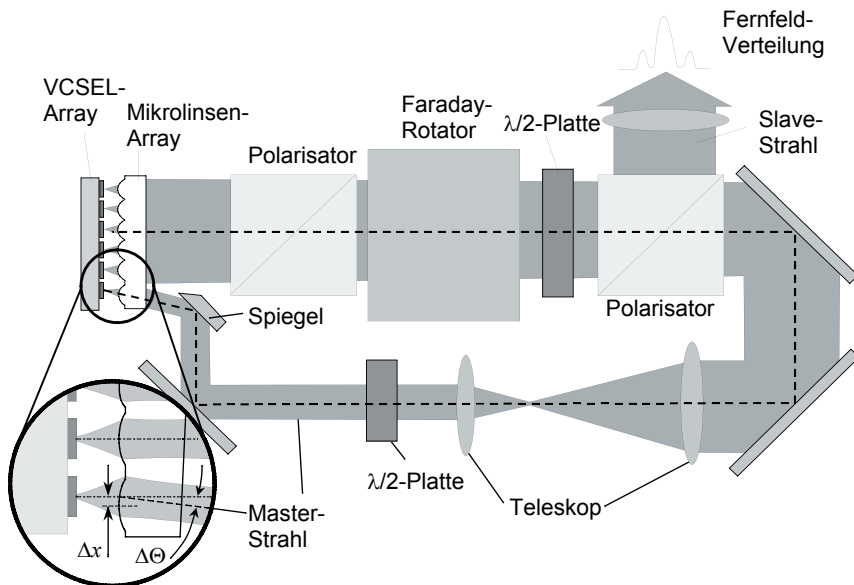
Zum Ersten müssen diese sehr klein sein. In der Darstellung der Oberfläche eines VCSEL-Arrays mit integrierten Vorwiderständen (Bild 3.5 b) haben die Emittter einen Abstand von  $250 \mu\text{m}$  und die Widerstände eine Größe von  $50 \times 100 \mu\text{m}^2$ . Daher werden die integrierten Widerstände fortan als Mikrowiderstände bezeichnet. Zum Zweiten müssen die Widerstände mit hoher Genauigkeit einzustellen sein und zum Dritten muss der Herstellungsprozess der Mikrowiderstände kompatibel mit dem Herstellungsprozess der Laser-Chips sein.

### 3.1.4 Optischer Aufbau

Die rückkopplungsfreie Verteilung der Mastereinstrahlung auf die Slave-Laser erfordert einen externen optischen Aufbau, wie er in Bild 3.6 dargestellt ist.

Für eine möglichst geringe Empfindlichkeit gegenüber äußeren Störungen wie Temperatur- oder Spannungsschwankungen ist es von Vorteil, wenn sich alle zu koppelnden Laser inklusive Master-Laser in einem regelmäßigen Array auf einem gemeinsamen Chip befinden. Damit wirken sich mechanische bzw. akustische Störungen sowie Schwankungen der Temperatur und der Spannung auf alle Laser gleich stark und gleichzeitig aus. Das definierte Raster auf einem Chip ermöglicht die Kollimation aller Strahlen durch ein Mikrolinsen-Array zur Einstellung des optimalen Füllfaktors.

Als Master-Laser wird ein Laser an einer Ecke des VCSEL-Arrays ausgewählt. Um den Master-Strahl besser von den Slave-Strahlen trennen zu können, ist die zugehörige Mikrolinse um den Betrag  $\Delta x$  aus dem regulären Raster versetzt (Vergrößerung Bild 3.6). Dadurch bekommt der Master-Strahl nach der Kollimation durch die Mikrolinsen mit der Brennweite  $f_{ML}$  eine Winkelabweichung  $\Delta\Theta \approx \Delta x/f_{ML}$  von den Slave-Strahlen und kann mittels eines  $45^\circ$ -Spiegels von diesen separiert werden. Durch die nachfolgende  $\lambda/2$ -Platte wird die Polarisation des Master-Strahls um  $-45^\circ$  gedreht und durch das Teleskop wird der Strahldurchmesser des Master-Strahls an die Größe des VCSEL-Arrays angepasst. Danach durchläuft der Masterstrahl den optischen Isolator (Faraday-Rotator + Polarisatoren) und wird zurück auf das Mikrolinsen-Array gerichtet, wobei seine Polarisation wieder um  $45^\circ$  zurückgedreht wird. So gelangt je nach Strahlaufweitung ein Tausendstel bis ein Zehntausendstel der Master-Strahlung in jeden der Slave-Laser, wodurch eine Voraussetzung für den Injection-Locking-Prozess erfüllt ist. Die kollimierten Slave-Strahlen ihrerseits durchlaufen den optischen Isolator in entgegengesetzter Richtung und werden am Ausgangspolarisator vom Master-Strahl separiert. Die zusätzliche  $\lambda/2$ -Platte zwischen Faraday-Rotator und Ausgangspolarisator ist nicht zwingend erforderlich, ermöglicht aber die Auskopplung der Slave-Strahlen parallel zum optischen Tisch. In der Fernfeld-Ebene hinter einer Linse werden die kollimierten Slave-Strahlen überlagert.



**Bild 3.6:** Prinzipieller optischer Aufbau. Master- und Slave-Laser befinden sich auf einem gemeinsamen Chip. Die Slave-Strahlen verlaufen von links nach rechts und werden am Ausgangspolarisator nach oben ausgekoppelt. Der Master-Strahl beginnt an der unteren Ecke des VCSEL-Arrays, wird polarisationsangepasst, aufgeweitet und zurück auf das Mikrolinsen-Array gelenkt. In dem vergrößerten Ausschnitt ist die um  $\Delta x$  aus dem Raster versetzte Mikrolinse zur besseren Separierung des Master-Strahls zu sehen.

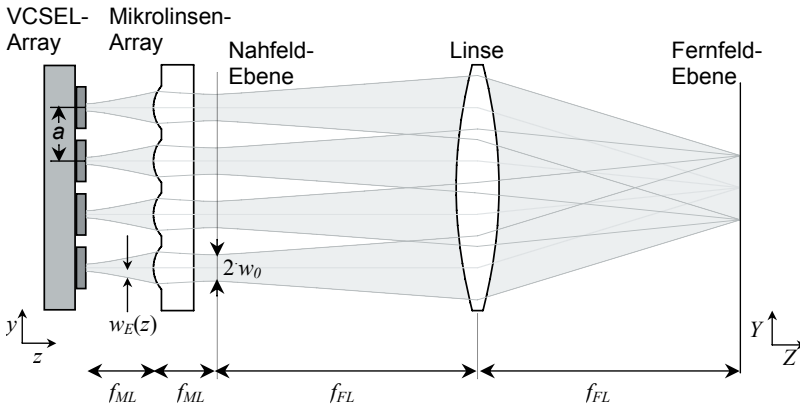
## 3.2 Strahlzusammenführung

Im nächsten Schritt müssen die zueinander kohärenten Strahlen der Slave-Laser in einen möglichst beugungsbegrenzten Ausgangsstrahl zusammengeführt werden. Das kann beispielsweise in einer baumartigen Struktur mit  $(N-1)$  50:50-Strahlteilern geschehen, wobei  $N$  die Gesamtzahl der kohärenten Strahlen ist. Eine wesentlich einfachere und kompakter zu realisierende Methode ist die Überlagerung der kohärenten Strahlen in der Fernfeld-Ebene, wie sie im nächsten Abschnitt näher beschrieben wird. Im darauffolgenden Abschnitt wird eine Methode zur Steigerung der Effizienz der Überführung der kohärenten Teilstrahlen in einen nahezu beugungsbegrenzten Ausgangsstrahl vorgestellt.

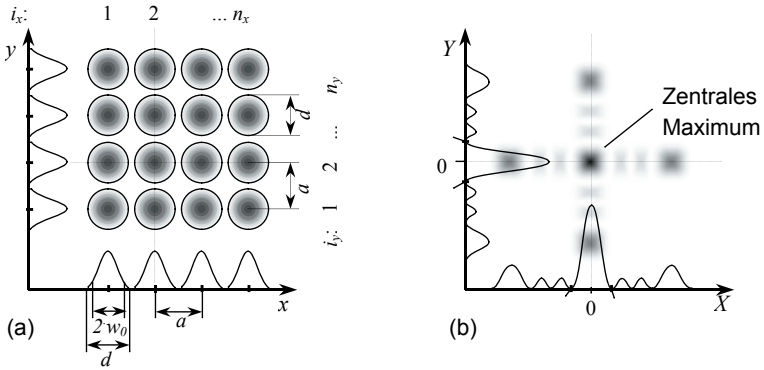
### 3.2.1 Strahlüberlagerung in der Fernfeld-Ebene

Ausgangspunkt der Überlegungen ist ein regelmäßiges kartesisches Array aus  $n_x \cdot n_y = N$  zueinander kohärenter Emittoren mit einem Abstand  $a$ , die divergente Gauß-Strahlen mit dem Radius  $w_E(z)$  aussenden (Bild 3.7). Alle Gauß-Strahlen werden durch ein Mikrolinsen-Array gleicher Periode kollimiert. Die Mikrolinsen besitzen eine Brennweite  $f_{ML}$  und einen Durchmesser der Apertur  $d$ . Im Abstand  $f_{ML}$  hinter der Hauptebene der Mikrolinsen entstehen die Strahltaillen mit je einem Radius  $w_0$  der kollimierten Gauß-Strahlen, deren Leistungsdichteverteilung (Bild 3.8a) durch die Apertur der Mikrolinsen beschnitten wird. Diese Ebene wird als Nahfeld-Ebene definiert. Die Fourier-Linse mit einer Brennweite  $f_{FL}$  wird so platziert, dass ihre vordere Brennebene mit der Nahfeld-Ebene übereinstimmt (Bild 3.7). Damit entsteht in der hinteren Brennebene der Fourier-Linse die Fernfeld-Leistungsdichteverteilung  $I^{FF}(X, Y)$  in Abhängigkeit von den Ortskoordinaten  $X, Y$  in der Fernfeld-Ebene. Die Ortskoordinaten  $X, Y$  errechnen sich aus der Winkelverteilung der Leistungsdichte des Fernfeldes  $I^{FF}(\Theta_x, \Theta_y)$ :

$$X = \Theta_x \cdot f_{FL}; Y = \Theta_y \cdot f_{FL} \quad (3.3)$$



**Bild 3.7:** Strahlengang zur Überlagerung der kohärenten Gauß-Strahlen eines Arrays in der Fernfeld-Ebene. Die grau unterlegten Flächen zeigen schematisch die  $1/e^2$ -Strahldurchmesser in  $y$ -Richtung entlang der  $z$ -Achse.



**Bild 3.8:** Zweidimensionale Leistungsdichteverteilung in Graustufen sowie Querschnitte entlang der kartesischen Achsen (a) des Nahfeldes eines  $n_x \times n_y$  Arrays mit einem Abstand der Emittor  $a$  und einem Aperturdurchmesser der Einzelstrahlen  $d$  und (b) des zugehörigen Fernfeldes

### Berechnung der Leistungsdichteverteilung in der Fernfeld-Ebene:

Um die Überlagerung der kohärenten Teilstrahlen in der Fernfeld-Ebene möglichst anschaulich beschreiben zu können, werden im Folgenden zwei Vereinfachungen eingeführt. Der damit verbundene Fehler ist verschwindend gering, wenn die Brennweite der Mikrolinsen  $f_{ML}$  wesentlich größer als die Rayleigh-Länge  $s$  (4.7) des Laserstrahls ist. Diese Bedingung ist für die typischen Werte  $f_{ML} = 1\text{mm}$  und  $s = 25\mu\text{m}$  erfüllt.

In der Nahfeld-Ebene werden die Strahlradien  $w_0$  denen in der Hauptebene der Mikrolinsen  $w_E(z=f_{ML})$  gleich gesetzt. Ebenso wird die "harte" Apertur der Mikrolinsen in die Nahfeldebene übertragen (Bild 3.8). Es ergibt sich somit die Nahfeldverteilung der Feldstärke für den  $i_x, i_y$ -ten Einzelemittor:

$$E_{i_x, i_y}^{NF}(x, y) = \hat{E}_{i_x, i_y}^{NF} \cdot e^{-\frac{(x-x_{i_x})^2 + (y-y_{i_y})^2}{w_0^2} + i\Phi_{i_x, i_y}} \cdot AP(x-x_{i_x}, y-y_{i_y}) \quad (3.4)$$

mit 
$$x_{i_x} = \left(i_x - \frac{n_x + 1}{2}\right) \cdot a \quad \text{und} \quad y_{i_y} = \left(i_y - \frac{n_y + 1}{2}\right) \cdot a,$$

$$AP(X, Y) = \begin{cases} 1 & \text{für } x^2 + y^2 \leq \frac{d^2}{4} \\ 0 & \text{für } x^2 + y^2 > \frac{d^2}{4} \end{cases} \quad (3.5)$$

und

$$i_x = 1 \dots n_x \quad i_y = 1 \dots n_y$$

Dabei ist  $\hat{E}_{i_x, i_y}^{NF}$  die Spitzenfeldstärke und  $\Phi_{i_x, i_y}$  die Phase des  $i_x, i_y$ -ten Emitters und  $AP(x, y)$  die Aperturfunktion der Mikrolinsen. Im Folgenden wird zunächst  $\hat{E}_{i_x, i_y}^{NF} = \hat{E}^{NF} = \text{konst.} \forall i$  und  $\Phi_{i_x, i_y} = 0 \forall i$  gesetzt.

Die Leistungsdichteverteilung des Nahfeldes  $I^{NF}(x, y)$  ist:

$$I^{NF}(x, y) = \left| \sum_{i_y=1}^{n_y} \sum_{i_x=1}^{n_x} E_{i_x, i_y}^{NF}(x, y) \right|^2 \quad (3.6)$$

und stellt somit ein zweidimensionales regelmäßiges Gitter dar.

Nach [33] lässt sich die aus der Array-Anordnung kohärenter Strahlen resultierende Fernfeld-Verteilung der Feldstärke  $E_{koh}^{FF}(X, Y)$  schreiben als Produkt einer Interferenzfunktion  $EI^{FF}(X, Y)$ , die den Einfluss der Array-Anordnung beschreibt mit einer Hüllfunktion  $EE^{FF}(X, Y)$ , die die Fernfeld-Verteilung eines Einzelemitters beschreibt.

$$E_{koh}^{FF}(X, Y) = EI^{FF}(X, Y) \cdot EE^{FF}(X, Y), \quad (3.7)$$

$X$  und  $Y$  sind die Ortskoordinaten in der Fernfeld-Ebene.

Die Interferenzfunktion [33]

$$EI^{FF}(X, Y) = \frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot a}{f_{FL} \cdot \lambda} \cdot n_x \cdot X\right)}{\sin\left(\frac{\pi \cdot a}{f_{FL} \cdot \lambda} \cdot X\right)} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot a}{f_{FL} \cdot \lambda} \cdot n_y \cdot Y\right)}{\sin\left(\frac{\pi \cdot a}{f_{FL} \cdot \lambda} \cdot Y\right)} \quad (3.8)$$

lässt sich aufgrund der kartesischen Anordnung in  $X$ - und  $Y$ - Koordinaten separieren, wobei die Funktion im eindimensionalen Fall der Interferenzfunktion eines Strichgitters mit der Gitterkonstante  $a$  entspricht. Die Hauptmaxima der Interferenzfunktion befinden sich an den Stellen:

$$X_i^{\max} = i \cdot \frac{f_{FL} \cdot \lambda}{a} \quad i = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad Y_j^{\max} = j \cdot \frac{f_{FL} \cdot \lambda}{a} \quad j = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3.9)$$

wobei  $EI^{FF}(X_i^{\max}, Y_j^{\max})$  den Wert  $N = n_x \cdot n_y$  annimmt.

Die Nullstellen der Interferenzfunktion liegen bei:

$$X_i^0 = i \cdot \frac{f_{FL} \cdot \lambda}{n_x \cdot a} \quad i = \pm 1, \pm 2, \dots, i \neq l \cdot n_x \quad Y_j^0 = j \cdot \frac{f_{FL} \cdot \lambda}{n_y \cdot a} \quad j = \pm 1, \pm 2, \dots, j \neq l \cdot n_y; l \in N \quad (3.10)$$

Aus der Hüllfunktion  $EE^{FF}(X, Y)$  mit der Spitzenfeldstärke  $\hat{E}_{\text{einzel}}^{FF}$ , also der Fernfeld-Verteilung eines Einzelemitters, errechnet sich die Leistungsdichteverteilung der inkohärenten Überlagerung als  $N$ -mal der Leistungsdichteverteilung eines Einzelemitters:

$$I_{\text{ink}}^{FF}(X, Y) = N \cdot \left| EE^{FF}(X, Y) \right|^2 \quad (3.11)$$



und damit die Spitzenleistungsdichte der inkohärenten Überlagerung  $\hat{I}_{ink}^{FF}$ :

$$\hat{I}_{ink}^{FF} = N \cdot \left| \hat{E}E_{einzel}^{FF} \right|^2 \quad (3.12)$$

Aufgrund der Rotationssymmetrie eines Einzelemitters im Nahfeld lässt sich die Fourier-Transformation zur Berechnung der Fernfeld-Verteilung einfacher in Polarkoordinaten betrachten. Unter Anwendung der Koordinatentransformation  $x = r \cdot \cos(\phi)$  und  $y = r \cdot \sin(\phi)$  bzw.  $r^2 = x^2 + y^2$  ergibt sich:

$$EE^{FF}(R, \Psi) = \hat{E}E_{einzel}^{FF} \cdot C \cdot \int_0^{2\pi d/2} \int_0^{\frac{r^2}{w_0^2}} e^{-\frac{i \cdot 2 \cdot \pi \cdot r \cdot R}{\lambda \cdot f_{FL}} [\cos(\phi - \Psi)]} \cdot r \, dr \, d\phi, \quad (3.13)$$

$C$  ist eine Normierungskonstante [34]. Die Funktion  $EE^{FF}(R, \Psi)$  mit  $X = R \cdot \sin(\Psi)$  und  $Y = R \cdot \cos(\Psi)$  bzw.  $R^2 = X^2 + Y^2$  lässt sich allerdings auch nicht in einfacher analytischer Form ausdrücken, aber es können zwei Extremwertbetrachtungen angestellt werden.

Dazu wird der Füllfaktor  $F$  eingeführt,

$$F = \frac{2 \cdot w_0}{d}, \quad (3.14)$$

der das Verhältnis aus Strahldurchmesser  $2w_0$  und Aperturdurchmesser  $d$  darstellt. Ist der Füllfaktor  $F \ll 1$ , stellt das Nahfeld eines Emitters näherungsweise einen Gauß-Strahl dar, dessen Fernfeld-Verteilung wieder ein Gauß-Strahl ist (3.15). Ist der Füllfaktor  $F \gg 1$ , kann das Nahfeld als "Top-Hat" mit zirkularer Apertur betrachtet werden, dessen Fernfeld-Verteilung der ebenfalls bekannten Airy-Verteilung folgt (3.16):

$$EE^{FF}(R) \cong \begin{cases} \hat{E}E_{einzel}^{FF} \cdot e^{-\left(\frac{\pi \cdot w_0 \cdot R}{\lambda \cdot f_{FL}}\right)^2} & \text{für } F \ll 1 \\ \hat{E}E_{einzel}^{FF} \cdot \frac{2 \cdot J_1\left(\frac{\pi \cdot R \cdot d}{\lambda \cdot f_{FL}}\right)}{\pi \cdot R \cdot d} & \text{für } F \gg 1 \end{cases} \quad (3.15)$$

$$\hat{E}E_{einzel}^{FF} \cdot \frac{2 \cdot J_1\left(\frac{\pi \cdot R \cdot d}{\lambda \cdot f_{FL}}\right)}{\pi \cdot R \cdot d} \quad \text{für } F \gg 1 \quad (3.16)$$

Dabei bezeichnet  $J_1(R)$  die Bessel-Funktion erster Ordnung. Die Fernfeld-Verteilung im Bereich  $F \approx 1$  ergibt sich also aus der Interferenz-Funktion (Gleichung 3.8) und einem "Gemisch" aus Gauß- und Airy-Funktion (Gleichungen 3.15 und 3.16) als Hüllfunktion. Die Phase der Feldverteilung  $E_{koh}^{FF}(X, Y)$  ist je über die Breite der Haupt- und Nebenmaxima konstant und weist Phasensprünge um  $\pi$  bei jedem Nulldurchgang auf. Die Leistungsdichteverteilung des Fernfeldes  $I_{koh}^{FF}(X, Y)$  ergibt sich wieder zu:

$$I_{koh}^{FF}(X, Y) = \left| E_{koh}^{FF}(X, Y) \right|^2 \quad (3.17)$$

Von praktischem Interesse ist das zentrale Maximum der Fernfeld-Leistungsdichteverteilung (Bild 3.8b), welches nach (Gleichung 3.10) durch die Nullstellen bei  $X_{\pm 1}^0$  und  $Y_{\pm 1}^0$  begrenzt wird und bei  $I_{koh}^{FF}(X=0, Y=0)$  die  $N$ -fache Spitzenleistungsdichte der inkohärenten Überlagerung beziehungsweise die  $N^2$ -fache Spitzenleistungsdichte eines Einzelemitters aufweist.

$$\hat{I}_{koh}^{FF} = N \cdot \hat{I}_{ink}^{FF} = N^2 \cdot \left| \hat{E}E_{einzel}^{FF} \right|^2 \quad (3.18)$$

Durch Abblenden der höheren Ordnungen lässt sich somit ein Strahl extrahieren, der nahezu beugungsbegrenzte Strahlqualität aufweist. Nach [3] kann dem zentralen Maximum ein Wert der Beugungsmaßzahl [35]  $M^2 = 1,1$  zugewiesen werden.

Ziel ist es, die optischen Komponenten, d.h. die Mikrolinsen so auszulegen, dass sich ein möglichst großer Anteil der Ausgangsleistung des Laser-Arrays im zentralen Maximum befindet.

### Berechnung des Leistungsanteiles im zentralen Maximum:

Der Leistungsanteil des zentralen Maximums  $A^{ZM}$  kann berechnet werden aus dem Verhältnis der Leistung im zentralen Maximum  $P^{ZM}$  zu der Leistung des inkohärenten Strahls im Fernfeld  $P^{ink}$  multipliziert mit der Transmissionsfunktion  $T(F)$ , die angibt, wie viel Leistung durch die Apertur der Mikrolinsen transmittiert wird.

$$A^{ZM}(a, F) = \frac{P^{ZM}(a)}{P^{ink}(F)} \cdot T(F) \quad (3.19)$$

Die Transmissionsfunktion eines Gauß-Strahls mit dem Radius  $w_0$  durch eine Apertur mit den Durchmesser  $d$  ist:

$$T(d) = 1 - e^{-\frac{d^2}{2 \cdot w_0^2}} \quad (3.20)$$

Entsprechend ergibt sich aus (3.14) die Abhängigkeit vom Füllfaktor  $F$  zu:

$$T(F) = 1 - e^{-\frac{2}{F^2}}$$

Für  $n_x = n_y > 2$  kann die Hüllfunktion  $EE^{FF}(X, Y)$  über den Bereich des zentralen Maximums konstant gleich  $\hat{E}E_{einzel}^{FF}$  gesetzt werden. Danach errechnet sich die Leistung des zentralen Maximums durch Integration der Interferenzfunktion über die Fläche zwischen den Nullstellen  $X_{\pm 1}^0$  und  $Y_{\pm 1}^0$ :

$$P^{ZM}(a) = \left| \hat{E}E_{einzel}^{FF} \right|^2 \cdot \int_{X_{-1}^0}^{X_1^0} \int_{Y_{-1}^0}^{Y_1^0} \left| \frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot a}{f_{FL} \cdot \lambda} \cdot n_x \cdot X\right)}{\sin\left(\frac{\pi \cdot a}{f_{FL} \cdot \lambda} \cdot X\right)} \cdot \frac{\sin\left(\frac{\pi \cdot a}{f_{FL} \cdot \lambda} \cdot n_y \cdot Y\right)}{\sin\left(\frac{\pi \cdot a}{f_{FL} \cdot \lambda} \cdot Y\right)} \right|^2 dXdY \quad (3.21)$$

$$P^{ZM}(a) \cong \left| \hat{E} E_{einzel}^{FF} \right|^2 \cdot n_x \cdot n_y \cdot 8 \cdot \left( \frac{\lambda \cdot f_{FL}}{\pi \cdot a} \right)^2 = \hat{I}_{ink}^{FF} \cdot 8 \cdot \left( \frac{\lambda \cdot f_{FL}}{\pi \cdot a} \right)^2 \quad (3.22)$$

Für die Leistung im inkohärenten Strahl kann nur für die beiden Extremwerte  $F \ll 1$  und  $F \gg 1$  eine analytische Lösung angegeben werden.

$F \ll 1$  (Gauß-sche Näherung)

Der Leistungsinhalt eines Gauß-Strahls  $P^G$  mit einer Spitzenleistungsdichte  $\hat{I}$  und einem Radius  $w$  ist allgemein:

$$P^G(w) = \hat{I} \cdot \frac{\pi \cdot w^2}{2} \quad (3.23)$$

Daraus ergibt sich für die inkohärente Überlagerung ungebeugter Gauß-Strahlen mit einem Nahfeldradius  $w_0$  in der Fernfeld-Ebene einer Linse der Brennweite  $f_{FL}$ :

$$P^{ink} \cong P^G(w_0) = \hat{I}_{ink}^{FF} \cdot \frac{\lambda^2 \cdot f_{FL}^2}{2 \cdot \pi \cdot w_0^2} \quad (3.24)$$

Für ungebeugte Gauß-Strahlen ist die Transmissionsfunktion  $T(F) = 1$  und man erhält mit (3.19), (3.22) und (3.24) für den Leistungsanteil im zentralen Maximum für  $F \ll 1$ :

$$A^{ZM}(w_0, a) \cong \frac{16 \cdot w_0^2}{\pi \cdot a^2} \quad (3.25)$$

Unter der Voraussetzung, dass die Mikrolinsen dicht an dicht angeordnet sind, also  $a = d$  gilt, ergibt sich mit (3.14):

$$A^{ZM}(F) \cong \frac{4}{\pi} \cdot F^2 \quad (3.26)$$

$F \gg 1$  ("Top-Hat"-Näherung)

Der Leistungsinhalt einer Airy-Verteilung mit der Spitzenleistungsdichte  $\hat{I}_{ink}^{FF}$  in der Fernfeld-Ebene einer Linse der Brennweite  $f_{FL}$ , die durch eine "Top-Hat"-Verteilung mit dem Durchmesser  $d$  entstanden ist, ergibt sich zu [33]:

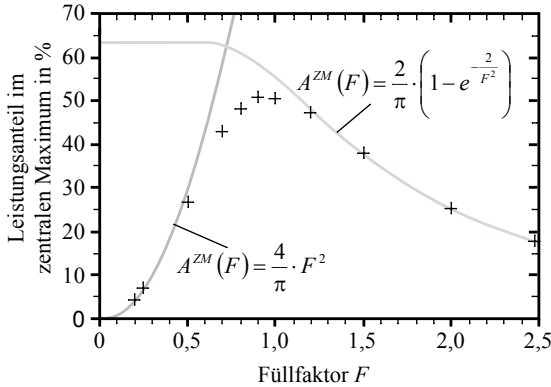
$$P^A(d) = \hat{I}_{ink}^{FF} \cdot \frac{4}{\pi} \cdot \left( \frac{\lambda \cdot f_{FL}}{d} \right)^2 \quad (3.27)$$

Ebenfalls unter der Voraussetzung  $a = d$  ist der Leistungsanteil des zentralen Maximums:

$$A^{ZM}(F) = \frac{2}{\pi} \cdot \left( 1 - e^{-\frac{2}{F^2}} \right) \quad (3.28)$$

Der Leistungsanteil im zentralen Maximum für den "praktisch" interessanten Bereich  $F \approx 1$  kann nur numerisch berechnet werden. Einige berechnete Werte für  $A^{ZM}(F)$  sowie die beiden Funktionen nach Gleichung 3.26 und 3.28 sind in Bild 3.9 dargestellt. Man sieht, dass die numerisch berechneten Werte für  $F < 0,5$  und  $F > 1,2$  sehr rasch an

die jeweilige Näherung konvergieren. Der maximale Leistungsinhalt im zentralen Maximum beträgt etwa 50% bei einem Füllfaktor  $F = 0,89$ . Der Bereich des Füllfaktors, bei dem sich mindestens 95% des Maximalwertes, also etwa 48% der Leistung im zentralen Maximum befinden, geht von etwa  $0,8 \leq F \leq 1,2$ .



**Bild 3.9:** Leistungsanteil im zentralen Maximum in Abhängigkeit des Füllfaktors  $F$ , dabei ist der Durchmesser  $d$  der Mikrolinsen gleich ihrem Abstand  $a$  gesetzt. Die Kreuze stellen die numerisch berechneten Werte dar.

### Einflüsse auf die Verringerung der Leistung im zentralen Maximum

In [3] sind Toleranzrechnungen für Parameter ausgeführt worden, die Einfluss auf die Spitzenleistungsdichte und damit auch auf den Leistungsinhalt des zentralen Maximums der kohärenten Überlagerung haben. Diese Parameter waren Phasen- und Leistungsvariationen, Verringerung des Kohärenzgrades der Emittierer sowie Dejustagetoleranzen des Mikrolinsen-Arrays gegenüber dem Emittierer-Array.

Von weiterer praktischer Bedeutung ist der statistische Ausfall von  $N_A$  Emittierern eines  $(n_x \times n_y = N)$  Arrays. Dadurch verringert sich der Anteil der Leistung im zentralen Maximum  $A_A^{ZM}$  im Vergleich zum Leistungsanteil  $A^{ZM}$  ohne Ausfälle auf:

$$A_A^{ZM} = \frac{N - N_A}{N} \cdot A^{ZM}. \quad (3.29)$$

#### Fazit zu Kapitel 3.2.1

Die Strahlüberlagerung in der Fernfeld-Ebene einer Linse erlaubt einen einfachen und kompakten Aufbau. In dem nutzbaren, nahezu beugungsbegrenzten zentralen Maximum sind allerdings nur rund 50 % der Gesamtleistung enthalten, das heißt, der einfache und kompakte Aufbau wird mit einer Verringerung des Wirkungsgrades um mehr als 50% erkauft. Mit einer hexagonalen Anordnung der Emittierer im Nahfeld oder durch

eine quadratische Apertur der Mikrolinsen, die aber technisch schwer zu realisieren ist, lässt sich, wie in [3] gezeigt wurde, der Leistungsanteil im zentralen Maximum noch auf etwa 62% steigern. Durch eine Veränderung der Phasen in der Nah- und Fernfeld-ebene ist es allerdings möglich, rund 98% der Leistung der kohärenten Teilstrahlen in einen beugungsbegrenzten Ausgangsstrahl zu überführen und trotzdem einen einfachen und kompakten Aufbau beizubehalten. Diese Methode wird im folgenden Abschnitt näher erläutert.

### 3.2.2 Steigerung der Effizienz der Strahlzusammenführung

#### Grundprinzip

Ausgangspunkt der Überlegungen einer effektiven Strahlzusammenführung ist die Tatsache, dass es - zumindest prinzipiell - möglich ist, mit einer definierten in einer Ebene E1 nach einer gewissen Propagationsstrecke  $z_P$  eine beliebige Phasen- und Amplitudenverteilung in einer Ebene E2 zu erzeugen. Für eine solche Transformation sind zwei Phasenmodulationsflächen PM1 und PM2 nötig. Die erste, PM1, befindet sich in der Ebenen E1 oder zwischen den Ebenen E1 und E2, um die gewünschte Amplitudenverteilung in der Ebene E2 zu erzeugen. Die gewünschte Phasenverteilung in der Ebene E2 wird durch Addition der Phasenmodulationsfläche PM2 zu der resultierenden Phasenverteilung erreicht. Ein solcher Vorgang geschieht zumindest prinzipiell ohne Transmissionsverluste, die die Gesamteffizienz des Systems verringern können.

#### Möglichkeiten der technischen Umsetzung

Bei der technischen Umsetzung dieser abstrakten Beschreibung der Amplituden- und Phasentransformation kommt es darauf an, neben einer hohen Effizienz der Strahlzusammenführung eine Lösung zu finden, die realisierbare Justage- und Fertigungstoleranzen für die Phasenmodulationsflächen PM1 und PM2 erlauben. In der Literatur sind dafür mehrere Möglichkeiten beschrieben, die sich in zwei unterschiedliche Herangehensweisen einteilen lassen. Die Unterscheidung betrifft die Erzeugung der gewünschten Leistungsdichteverteilung mittels der Phasenmodulationsfläche PM1, die zum Einen eine "Top-Hat"-Verteilung im Nahfeld und zum Anderen eine Gauß-Verteilung im Fernfeld zum Ziel hat.

#### "Top-Hat"-Verteilung im Nahfeld

Die Gauß-Strahlen des Nahfeldes sollen in runde bzw. quadratische "Top-Hat"-Verteilungen mit ebener Phase umgewandelt werden. Im Fernfeld einer solchen Ver-

teilung befinden sich theoretisch rund 63% bzw. 81% der Gesamtleistung im zentralen Maximum.

Ein Beispiel wäre die in [36] beschriebene Methode, wobei alle einzelnen, möglichst wenig beschnittenen Gauß-Strahlen eines Arrays (Füllfaktor  $F \approx 0,5$ ), durch je eine Phasenmodulationsfläche PM1 in der Ebene 1 zu einer "Top-Hat"-Verteilungen in der Ebene 2 transformiert werden. In der Ebene 2 wird durch die Phasenmodulationsfläche PM2 wieder für jeden Strahl eine ebene Phasenfront hergestellt. Das Ergebnis entspricht der vorher beschriebenen "Top Hat"-Näherung ( $F \gg 1$ ) jedoch ohne Transmissionsverluste. Der Leistungsanteil im zentralen Maximum einer solchen Verteilung beträgt für eine kartesische Anordnung der Emitter  $2/\pi$ , also etwa 63% (Bild 3.8). Dieser Anteil kann noch erhöht werden, indem man den Gesamtstrahl einer erneuten Phasentransformation unterzieht, die umgekehrt aus der "Top-Hat"-Verteilung wieder eine Gauß-Verteilung generiert.

In [37] wird eine weitere Methode beschrieben, welche der Umkehrung der Phasenkontrastmethode entspricht [38]. Dabei werden die ebenfalls möglichst wenig beschnittenen Gauß-Strahlen eines Arrays (Füllfaktor  $F \geq 0,5$ ) zwei mal Fouriertransformiert. In der Ebene der ersten Fourier-Transformation wird dabei ein Phasensprung von

$$\Phi_p = \arccos \frac{2 \cdot F - 1}{2 \cdot F} \quad (3.30)$$

auf das zentrale Maximum addiert. In der Ebene der zweiten Fourier-Transformation entsteht eine nahezu konstante Leistungsdichteverteilung. Die Phasenverteilung wird ebenfalls wieder durch eine zweite Phasenmodulationsfläche PM2 zu einer Ebenen korrigiert. Im zentralen Maximum einer solchen Verteilung befinden sich im Idealfall etwa 81 % der Gesamtleistung (quadratische "Top-Hat"-Verteilung).

Die Strahlzusammenführungseffizienz beider beschriebener Methoden ist vom Füllfaktor der Strahlen, nicht aber von der Anzahl der Strahlen abhängig.

### Gauß-Verteilung im Fernfeld

Bei der zweiten Herangehensweise ist es das Ziel, durch Phasenverschiebungen der einzelnen Gauß-Strahlen des Laser-Arrays im Nahfeld eine "Gauß-ähnlichen" Verteilung im Fernfeld zu erzeugen, deren Phasenverteilung durch die Phasenmodulationsfläche PM2 wieder auf eine ebene Phase korrigiert wird. Die theoretische Effizienz der Strahlzusammenführung steigt dabei mit der Anzahl N der überlagerten Strahlen und geht für  $N \rightarrow \infty$  gegen  $\eta_S = 1$ .

Bei der Methode nach [39] werden den Strahlen des Nahfeldes Kombinationen von  $\pi$ -Phasenstufen durch eine binäre Phasenmodulationsfläche PM1 aufaddiert. Nach der Überlagerung im Fernfeld wird die Phasenverteilung mittels einer ebenfalls binären Phasenmodulationsfläche PM2 korrigiert. Die Effizienz der Strahlzusammenführung

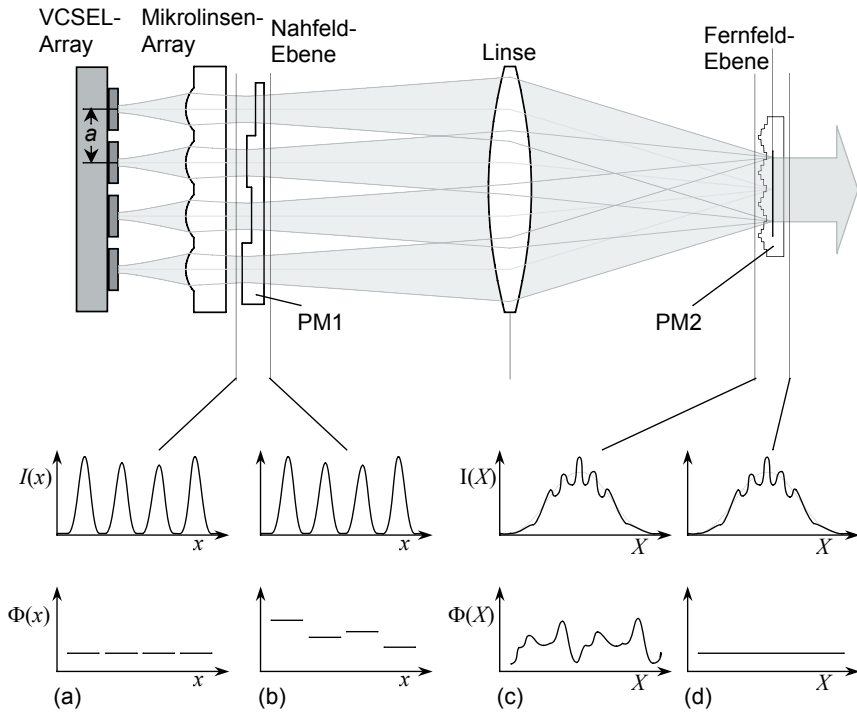
ist dabei stark von der Anzahl der Emittoren abhängig. Einige Werte für ein lineares Array aus [39] sind:  $\eta_Z(n_x=4) = 0,68$ ;  $\eta_Z(n_x=8) = 0,78$ ;  $\eta_Z(n_x=16) = 0,84$ . Für ein quadratisches Array entspricht die Effizienz etwa dem Quadrat der angegebenen Werte.

Eine weitere Methode nach [40] stellt mit einer theoretischen Effizienz für ein  $9 \times 9$ -Array von  $\eta_Z(n_x = n_y = 9) = 0,98$  die effizienteste Umsetzung der Strahlzusammenführung dar, aber auch die anspruchsvollste bezüglich der Fertigung und Justage der Phasenmodulationsfläche PM2. Weiterhin ist die Umsetzung dieser Methode zur Strahlzusammenführung eines zweidimensionalen Arrays kohärent gekoppelter Emittoren in der Literatur noch nicht beschrieben. Sie ist also nicht nur von wirtschaftlichem sondern auch von wissenschaftlichem Interesse. Daher wurde diese Methode ausgewählt und wird im Folgenden genauer beschrieben.

### **Beschreibung der Strahltransformationemethode nach [40]**

Die Grundlage bildet der bereits in Bild 3.7 beschriebene optische Aufbau bei dem in der Nahfeldebene ein die Phasenmodulationsfläche PM1 beinhaltendes Element eingefügt wurde (Bild 3.10). Dort wird den Gauß-Strahlen mit gleicher Phase  $\Delta\Phi_{i_x, i_y} = 0$  (Bild 3.10a) je eine über deren Apertur konstante Phasenverschiebung  $\Delta\Phi_{i_x, i_y}$  zwischen 0 und  $2\pi$  aufaddiert (Bild 3.10b). Diese Phasenverteilung  $\Delta\Phi_{i_x, i_y}$  ( $i_x = 1 \dots n_x$ ,  $i_y = 1 \dots n_y$ ) wird so gewählt, dass die Leistungsdichteverteilung in der Fernfeld-Ebene nahezu Gauß-förmig wird (Bild 3.10c). Anschließend wird mit der Phasenmodulationsfläche PM2 die Phase in der Fernfeld-Ebene geglättet (Bild 3.10d). Die grundsätzliche Realisierbarkeit der anspruchsvollen Fertigung der Phasenmodulationsfläche PM2 ist durch der Herstellung von z.B.  $15 \times 15$ -Strahlteilern [41], die ein nahezu äquivalentes Problem darstellen, bereits gezeigt worden.

Obwohl diese Methode theoretisch auch für einen sehr kleinen Füllfaktor funktioniert, sollte für Emittoren mit einer Numerischen Apertur von  $NA \approx 0,2$  auf eine Kollimation mit Mikrolinsen nicht verzichtet werden, um für die Berechnung die paraxiale Näherung und damit die skalare Beugungstheorie anwenden zu können. Der Füllfaktor  $F$  sollte aber kleiner oder gleich 0,5 sein, um möglichst keine Transmissionsverluste zu bekommen.



**Bild 3.10:** Darstellung eines Strahltransformationssystems. Im oberen Teil ist der Strahlengang zur Umwandlung eines Arrays von Gauß-Strahlen in einen einzelnen Gauß-Strahl unter Verwendung von Phasenmodulationsflächen PM1 und PM2 zu sehen. Im unteren Teil wird je ein Querschnitt der Leistungsdichte- und Phasenverteilung in der Nahfeldebene (a) vor und (b) nach der Phasenmodulation durch PM1 sowie in der Fernfeld-Ebene (c) vor und (d) nach der Phasenmodulation durch PM2 gezeigt.

### Beispiel eines $9 \times 9$ -Arrays

Es sollen  $n_x = 9$  mal  $n_y = 9$  gleich  $N = 81$  Strahlen eines kohärenten, kartesischen Emittierarrays durch zwei Phasenmodulationsflächen PM1 und PM2 möglichst effizient in einen beugungsbegrenzten Strahl überführt werden. Die Phasenmodulationsflächen sollen durch 16 diskrete und äquidistante Phasenstufen zwischen 0 und  $2\pi$  realisiert werden. Der Abstand der Emittter beträgt  $250 \mu\text{m}$  und die Wellenlänge der Strahlung  $\lambda = 850 \text{ nm}$ . Die Mikrolinsen sollen so gewählt werden, dass ein Füllfaktor von



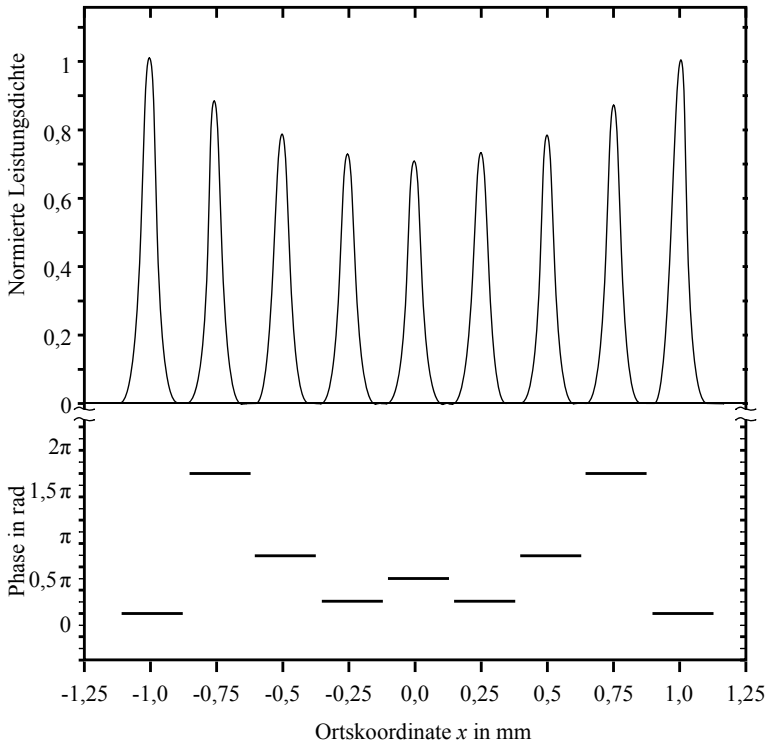
$F \approx 0,5$  entsteht. Die Fourier-Linse habe eine Brennweite von  $f_{FL} = 140$  mm. Die Phasen in der Nahfeld-Ebene sind konstant. Weiterhin soll in Betracht gezogen werden, dass bei gleichen Betriebsströmen der Emittor ein radialer Temperaturgradient entsteht. Um aber alle 81 Slave-Laser auf eine Frequenz abzustimmen, müssen die Betriebsströme so eingestellt werden, dass alle Emittor etwa gleich warm sind, der radiale Temperaturkoeffizient also kompensiert wird. Dadurch hat ein Laser in der Mitte des Arrays, der von vielen Lasern umgeben ist, eine geringere Ausgangsleistung als ein Laser an einer Ecke. Basierend auf den Modellrechnungen aus [31,42] wird angenommen, dass sich eine quadratische Leistungsverteilung der 81 Emittor ergibt und ein Laser an einer Ecke die doppelte Leistung des zentralen Lasers  $i_5, i_5$  emittiert. Die Leistungsverteilung sei:

$$P_{i_x, i_y} = P_0 \cdot \left( \frac{1-1/\sqrt{2}}{16} \cdot (i_x - 5)^2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \right) \cdot \left( \frac{1-1/\sqrt{2}}{16} \cdot (i_y - 5)^2 + \frac{1}{\sqrt{2}} \right). \quad (3.31)$$

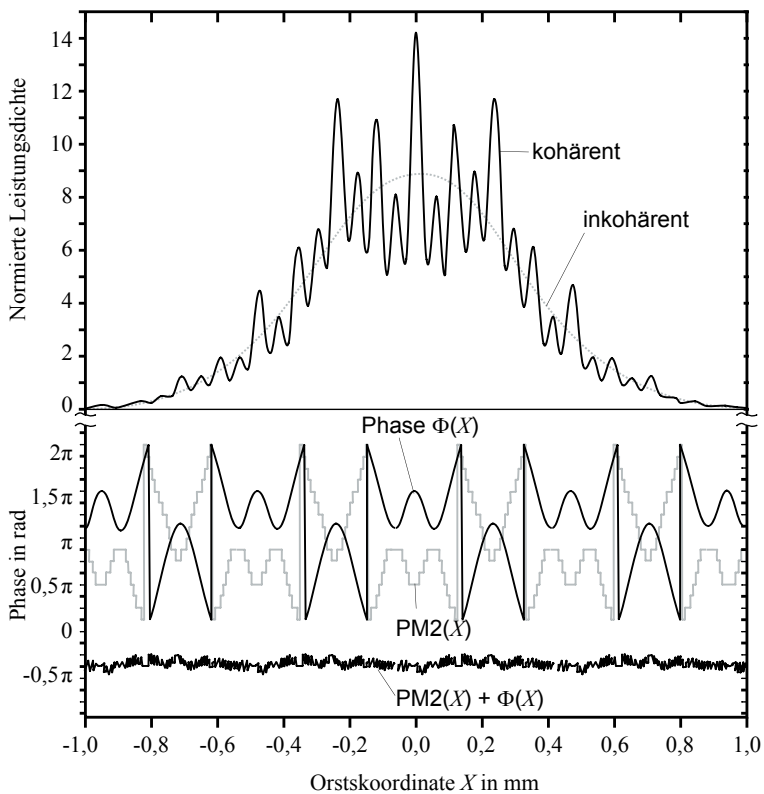
### Berechnung der Phasenmodulationsflächen PM1 und PM2:

Aufgrund der kartesischen Anordnung kann das Problem zur Berechnung der Phasenmodulationsflächen PM1 und PM2, wie in Abschnitt 3.2.1 und auch schon in Gleichung (3.8) getan, in  $x$ - und  $y$ -Koordinaten separiert und somit auf ein eindimensionales Problem reduziert werden. Zur Berechnung wird der Iterative-Fourier-Transformations-Algorithmus [43] angewendet. Daraus ergeben sich für den eindimensionalen Fall der in Bild 3.11 dargestellte Querschnitt der Nahfeld-Leistungsdichte- und Phasenverteilungen und der in Bild 3.12 dargestellte Querschnitt der Fernfeld-Leistungsdichte- und Phasenverteilung. Die Fernfeld-Verteilung enthält noch 100 % der Leistung, entspricht aber auch noch nicht einer Verteilung, die eine Beugungsmaßzahl  $M^2 = 1$  aufweist. Die Leistungsdichteverteilung besitzt noch "Rip-pel", mit der die Gauß-Verteilung (grau gestrichelte Linie) um etwa  $\pm 40$  % moduliert ist. Durch die Diskretisierung der Phasenmodulationsfläche PM2 in 16 Phasenstufen ergeben sich in der Fernfeld-Phasenverteilung Phasenstörungen von  $2\pi/16$ . Außerdem ist noch eine geringe Welligkeit zu erkennen, so dass die Phase insgesamt als eben mit einer Abweichung von  $2\pi/10$  bzw.  $\lambda/10$  charakterisiert werden kann. Um einen beugungsbegrenzten Strahl zu erhalten, muss man in einer nochmaligen Fourier-Transformation, ähnlich wie in Abschnitt 3.2.1 erläutert, die höheren Ordnungen mit einem Raumfilter abblenden. Eine nochmalige Fourier-Transformation wäre ohne die Phasenmodulationsfläche PM2 äquivalent mit einer Abbildung des Nahfeldes durch ein Teleskop. Die höheren Ordnungen entsprechen somit den Bildern der Emittor des Nahfeldes und das zentrale Maximum dem mittleren Emittor des Nahfeldes. Der Durchmesser der Lochblende sollte daher gleich dem Durchmesser der Mikrolinsenapertur sein. In dem so erhaltenen beugungsbegrenzten Strahl sind der Rechnung nach

$\eta_z = 92\%$  der Gesamtleistung enthalten (für den zweidimensionalen Fall). Dabei beschreibt die Strahlzusammenführungseffizienz  $\eta_z$  das Verhältnis der Leistungen im beugungsbegrenzten Strahl zur Gesamtleistung. Wäre die Phasenmodulationsfläche PM2 als kontinuierliches Phasenelement ausgelegt, welches die Phase im Fernfeld exakt kompensiert, wäre sogar  $\eta_z = 98\%$  der Gesamtleistung in dem beugungsbegrenzten Strahl.



**Bild 3.11:** Schnitt durch die Leistungsdichteverteilung des Nahfeldes (oben) und Phasenverteilung nach Transmission durch die Phasenmodulationsfläche PM1 (unten).



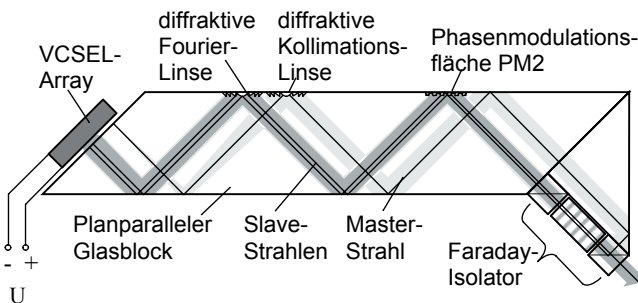
**Bild 3.12:** Schnitt durch Leistungsdichteverteilung des Fernfeldes schwarze Linie = kohärente, graue Linie = inkohärente Verteilung (oben). Schnitt durch Phasenverteilung im Fernfeld  $\Phi(X)$ , Phase der Phasenmodulationsfläche  $PM2(X)$  sowie Phase nach Transmission durch Phasenmodulationsfläche  $PM2(X) + \Phi(X)$  (unten).

### 3.3 Möglichkeit der Realisierung eines kompakten Aufbaus

Im Rückblick auf die Aufgabenstellung erfüllen die bisher beschriebenen Teile des Konzeptes die wesentlichen Punkte: Durch das Master-Slave-Prinzip wird eine prinzipielle Skalierbarkeit gewährleistet. Die Methode der Phasentransformation ermöglicht eine hohe Effizienz der Strahlzusammenführung und somit eine hohe Effizienz des Gesamtsystems, und die Verwendung der Array-Technologie in Verbindung mit auf dem Laser-Chip integrierten Vorwiderständen erfüllen die Bedingung für die Realisierbarkeit eines kompakten Aufbaus. Lediglich der optische Aufbau für die rückkopplungsfreie Aufteilung der Masterstrahlung auf die Slave-Laser nach Bild 3.6 und der optische Aufbau für eine effektive Strahlzusammenführung nach Bild 3.10 haben noch einen sehr "makroskopischen" Charakter.

Nachstehend wird eine Möglichkeit beschrieben, auch den externen Strahlengang kompakt zu integrieren. Eine experimentelle Verifizierung wurde im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht durchgeführt.

Das Konzept für die kompakte Integration des Strahlengangs ist in Bild 3.13 schematisch dargestellt. Der für die rückkopplungsfreie Aufteilung der Master-Strahlung und für die effektive Strahlzusammenführung notwendige externe optische Aufbau ist in einen kompakten Glasblock integriert [44]. Die Strahlen verlaufen im "Zick-Zack" mittels Totalreflexion durch den Block. Die funktionalen optischen Elemente, also die Fourier-Linse und die Phasenmodulationsfläche PM2 sind als diffraktive Elemente mit



**Bild 3.13:** Konzept für ein kompaktes Modul zur kohärenten Kopplung eines Diodenlaser-Arrays nach dem Master-Slave-Prinzip.

hoher relativer Positionsgenauigkeit in eine Oberfläche übertragen. Die Elemente funktionieren in Reflexion. Damit müssen die Phasenstufen im Gegensatz zur Verwendung in Transmission nur etwa ein Drittel der Tiefe besitzen (angenommener Brechungsindex des Glasblocks  $n = 1,5$ ) und Fresnel-Reflexionen werden vermieden. Weiterhin bietet der kompakte Glas-Block keine Möglichkeit für mechanische Dejustagen, vorausgesetzt die Herstellung mit der entsprechenden Genauigkeit ist mit vertretbarem technischem Aufwand zu realisieren.

## 3.4 Modulation der Kohärenz

### 3.4.1 Motivation

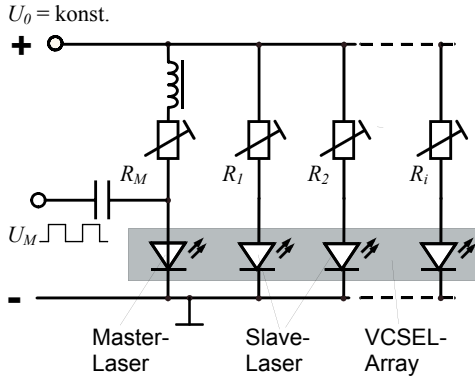
Für viele Anwendungen ist es nötig, die Leistung eines Laserstrahls zu modulieren. Dabei geht es zum Einen um moderate Modulationsfrequenzen im Kilohertz- bis Megahertzbereich, wie sie z.B. in der Materialbearbeitung oder für die Generierung von Druckplatten für den Offsetdruck nötig sind und zum Anderen um hohe Modulationsfrequenzen bis in den Gigahertzbereich, wie sie z.B. bei der Datenübertragung oder für hochauflösendes Laserfernsehen gebraucht werden.

### 3.4.2 Prinzip der Kohärenzmodulation

Die Leistungsmodulation eines Diodenlasers kann einfach durch eine Modulation des Betriebsstromes, also einem An- und Ausschalten des Lasers realisiert werden. Bei dem kohärent gekoppelten Lasersystem kann außerdem zwischen den beiden Zuständen "kohärent" und "inkohärent" geschaltet werden und damit mittelbar ebenfalls eine Leistungsmodulation realisiert werden.

Voraussetzung für die kohärente Kopplung sind, wie in Abschnitt 3.1.1 erläutert, die beiden Bedingungen "Einstrahlen" und "Fangen" (Injection and Locking). Es reicht also bei dem hier verfolgten Konzept aus eine dieser Bedingungen zu unterbinden. Um das "Einstrahlen" zu verhindern kann der Master-Strahl abgeblockt oder der Master-Laser an- und ausgeschaltet werden (Bild 3.1a). Um das "Fangen" zu verhindern reicht es aus, die Master-Frequenz zwischen einer Frequenz innerhalb des Fangbereiches der Slave-Laser (Locking-Range) und einer Frequenz außerhalb des Fangbereiches der Slave-Laser zu schalten (Bild 3.1b). Die Frequenzverschiebung des Master-Lasers kann, äquivalent der Abstimmung der Slave-Laser auf die Masterfrequenz, über eine Stromänderung des Master-Lasers erfolgen. Der Modulationsstrom für den Master-Laser kann, wie in Bild 3.14 dargestellt, kapazitiv symmetrisch zum Gleichstromanteil

addiert werden. Die Spule unterdrückt hochfrequente Rückkopplungen in die Gleichspannungsquelle. Diese Methode hat den Vorteil, dass für eine Modulation hoher optischer Leistung nur ein geringer Bruchteil des Gesamtstromes der Laser moduliert werden muss.



**Bild 3.14:** Schaltplan zum Frequenzabgleich der Slave-Laser analog Bild 2.7 mit zusätzlicher kapazitiver Einkopplung des Modulationsstromes für den Master-Laser.

### 3.4.3 Umsetzung der Kohärenz- in eine Leistungsmodulation

Grundlage für die Leistungsmodulation bildet der in Bild 3.6 beschriebene optische Aufbau mit einer Strahlüberlagerung in der Fernfeld-Ebene einer Linse. Um möglichst hohe optische Leistung modulieren zu können, ist es sinnvoll, wie schon in Abschnitt 3.2.1 beschrieben, die Lochblende an die Größe des beugungsbegrenzten zentralen Maximums anzupassen. Der Radius der Lochblende  $R_{LB}$  in der Fernfeld-Ebene muss damit dem Betrag der ersten Nullstelle entsprechen:

$$R_{LB} = |X_1^0| \quad (3.32)$$

Im kohärenten Fall wird die Leistung im zentralen Maximum  $P^{ZM}$  und im inkohärenten Fall eine wesentlich geringere Leistung  $P_{\varnothing}^{ink}$  transmittiert (Bild 3.15). Damit lässt sich zwischen einem Zustand hoher Leistung (Hi) und einem Zustand niedriger Leistung (Lo) schalten.

Das Verhältnis der Leistung des zentralen Maximums  $P^{ZM}$  (Gleichung 3.22) zu der durch eine Lochblende mit dem Radius  $R_{LB}$  transmittierten Leistung der inkohärenten Verteilung  $P_{\varnothing}^{ink}$  wird als Extinktionsverhältnis  $\varepsilon$  bezeichnet:

$$\varepsilon(N) = \frac{P^{ZM}}{P_{\varnothing}^{ink}} \quad (3.33)$$

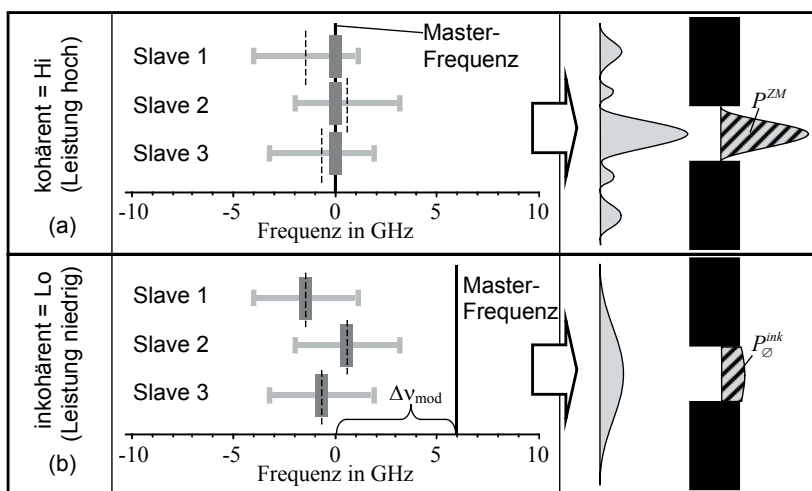
Nimmt man wie oben die Leistungsdichte der inkohärenten Verteilung über der Fläche des zentralen Maximums, also über der Fläche der Lochblende, als konstant gleich  $\hat{I}_{ink}^{FF}$  an, ergibt sich für die transmittierte Leistung unter Verwendung der Gleichungen (3.32) und (3.10):

$$P_{\emptyset}^{ink} = \hat{I}_{ink}^{FF} \cdot \pi \cdot R_{LB}^2 = \hat{I}_{ink}^{FF} \cdot \pi \cdot \frac{(\lambda \cdot f_{FL})^2}{N \cdot a^2} \quad (3.34)$$

und somit das Extinktionsverhältnis mit Gleichung (3.22) und (3.34) zu:

$$\varepsilon(N) \cong \frac{8}{\pi^3} \cdot N \approx 0,258 \cdot N \quad (3.35)$$

Das Extinktionsverhältnis zum Schalten hoher optischer Ausgangsleistung ist somit



**Bild 3.15:** Kohärenzmodulation:

- (a) Kohärenter Zustand (Hi). Die Master-Frequenz (schwarze Linie) liegt innerhalb des Fangbereiches aller Slave-Laser (hellgraue Querbalken), die Slave-Frequenzen (dunkelgraue senkrechte Balken) sind identisch mit der eingestrahelten Master-Frequenz. Die hellgrau unterlegte Fläche stellt den Querschnitt der Leistungsdichte der kohärent überlagerten Slave-Laser im Fernfeld dar. Die Leistung im Strahl hinter der Lochblende mit dem Radius des zentralen Maximums  $R_{LB}$  ist  $P_{\emptyset}^{ZM}$  (schräg gestreifte Fläche).

- (b) Inkohärenter Zustand (Lo). Die Masterfrequenz ist um  $\Delta\nu_{mod} = 6\text{ GHz}$  verschoben und liegt somit außerhalb der Fangbereiche der Slave-Laser. Die Slave-Frequenzen sind identisch mit ihren freilaufenden Frequenzen (gestrichelte Linien). Der Querschnitt der Leistungsdichte im Fernfeld entspricht der inkohärenten Verteilung. Die Leistung im Strahl hinter der Lochblende mit dem Radius des zentralen Maximums  $R_{LB}$  ist  $P_{\emptyset}^{ink}$ .

geringer als das Verhältnis der Spitzenleistungsdichten der kohärenten und inkohärenten Überlagerung ( $N : 1$ ), es ist allerdings ebenfalls proportional zur Anzahl der gekoppelten Emittoren  $N$  und ebenfalls unabhängig vom Füllfaktor  $F$ .

Werden die Strahlen aber durch die in Abschnitt 3.2.2 beschriebene Strahltransformation zusammengeführt, ergibt sich für das Extinktionsverhältnis:

$$\varepsilon(N) = \eta_z \cdot N \quad (3.36)$$

wobei  $\eta_z$  wieder die Strahlzusammenführungseffizienz beschreibt.

### 3.4.4 Abhängigkeit der Master-Frequenzmodulation von der Modulationsfrequenz

Für eine schnelle Modulation der Kohärenz muss die Frequenz des Master-Lasers  $\nu_M$  mit der entsprechenden Modulationsfrequenz  $f_{mod}$  um die Emissionsfrequenzdifferenz  $\Delta\nu_{mod}$  verschoben werden. Die Frequenzdifferenz  $\Delta\nu_{mod}$  entspricht der Differenz zwischen der Frequenz im Locking-Range der Slaves und der Frequenz außerhalb des Locking-Range der Slaves und beträgt in dem in Bild 3.15 dargestellten Beispiel 6 GHz.

Eine Veränderung des Betriebsstromes  $I$  beeinflusst die Emissionsfrequenz eines Vertikalemitters in zweierlei Weise. Zum Einen führt eine Stromänderung zu einer Änderung der dissipierten Leistung und damit zu einer Änderung der Temperatur im Resonator, was wiederum eine geometrische Änderung der Resonatorlänge und somit eine Frequenzänderung zur Folge hat. Zum Zweiten bewirkt eine Stromänderung eine Änderung der Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone. Diese hat wiederum eine Brechungsindexänderung zur Folge und somit eine Änderung der optischen Resonatorlänge. Die dadurch hervorgerufene Frequenzänderung ist der thermisch induzierten Frequenzänderung entgegengerichtet.

Während die Änderung des Brechungsindex der Änderung des Stromes bis in den Gigahertzbereich nahezu instantan folgt, ist die Stärke und Form der Temperaturänderung abhängig von der Modulationsfrequenz.

Für den statischen und quasi-statischen Fall (Bild 3.16a) überwiegt der thermische Effekt mit einem für die verwendeten Vertikalemitter typischen Koeffizienten von etwa:

$$\left( \frac{\partial \nu}{\partial I} \right)_{therm} \approx -100 \frac{GHz}{mA} \quad (3.37)$$

gegenüber dem Ladungsträgereffekt von:

$$\left( \frac{\partial \nu}{\partial I} \right)_{elekt} \approx +2,4 \frac{GHz}{mA} \quad (3.38)$$

Der Fall hoher Modulationsfrequenz wird mit folgendem Modell beschrieben: Der Laser, Material Galliumarsenid (GaAs), wird mit einem Gleichstrom  $I^{konst}$  und einem



addierten Rechteckmodulationsstrom mit der Amplitude  $\Delta I$  und der Frequenz  $f_{mod}$  betrieben. Dabei entsteht die zeitabhängige dissipierte Wärmeleistung  $P_{diss}$  in der Schicht der aktiven Zone mit einem Radius  $r_{akt} \approx 3 \mu\text{m}$ . Der GaAs-Chip wird einseitig gekühlt, so dass sich für  $\Delta I = 0$  und  $t \rightarrow \infty$  in der aktiven Zone eine konstante Temperatur  $T(\Delta I = 0, t \rightarrow \infty) = T_1$  und damit eine konstante Emissionsfrequenz  $\nu_1$  einstellt. Für das Antwortverhalten der Temperatur in der aktiven Zone  $T(t)$  und dem damit verbundenen Antwortverhalten der Emissionsfrequenz  $\nu(t)$  bei einer sprunghaften Änderung des Betriebsstromes um  $\Delta I$  mit der damit verbundenen sprunghaften Änderung der dissipierten Leistung  $\Delta P_{diss}$  muss die zeitabhängige Wärmeleitungsgleichung für  $\Delta T(t)$  gelöst werden [45]. Es ist

$$\Delta \nu_{therm}(t) = \frac{\partial \nu}{\partial T} \cdot \frac{\partial T}{\partial P} \cdot \frac{\partial P_{diss}}{\partial I} \cdot \Delta I(t). \quad (3.39)$$

Dabei sind die Quotienten für die Änderung der Emissionsfrequenz bei einer Temperaturänderung

$$\Delta \nu(\Delta T) = \frac{\partial \nu}{\partial T} \cdot \Delta T \text{ mit } \frac{\partial \nu}{\partial T} = -21 \frac{\text{GHz}}{\text{K}} \quad (3.40)$$

und für die Änderung der dissipierten Leistung bei einer Stromänderung

$$\Delta P_{diss}(\Delta I) = \frac{\partial P_{diss}}{\partial I} \cdot \Delta I \text{ mit } \left. \frac{\partial P_{diss}}{\partial I} \right|_{I=5\text{mA}} = 2,3 \frac{\text{mW}}{\text{mA}} \quad (3.41)$$

zeitunabhängig. Als Lösungsansatz der Wärmeleitungsgleichung an einem räumlichen Punkt, in der aktiven Zone, ergibt sich für das zeitliche Verhalten [45]:

$$\Delta T(t) = C_1 \cdot \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_{therm}}} \right) \cdot \Delta P(t) \quad (3.42)$$

Dabei ist  $C_1$  eine Konstante, die den stationären Wärmefluss abhängig von Material und Geometrie der Kühlung beschreibt und  $\tau_{therm}$  die thermische Relaxationszeit, die sich für dieses einfache thermische Diffusionsmodell nach [45] wie folgt abschätzen läßt:

$$\tau_{therm} = \frac{\pi \cdot r_{akt}^2 \cdot \rho_{GaAs} \cdot c_{GaAs}}{\Lambda_{GaAs}} \approx 1 \mu\text{s} \quad (3.43)$$

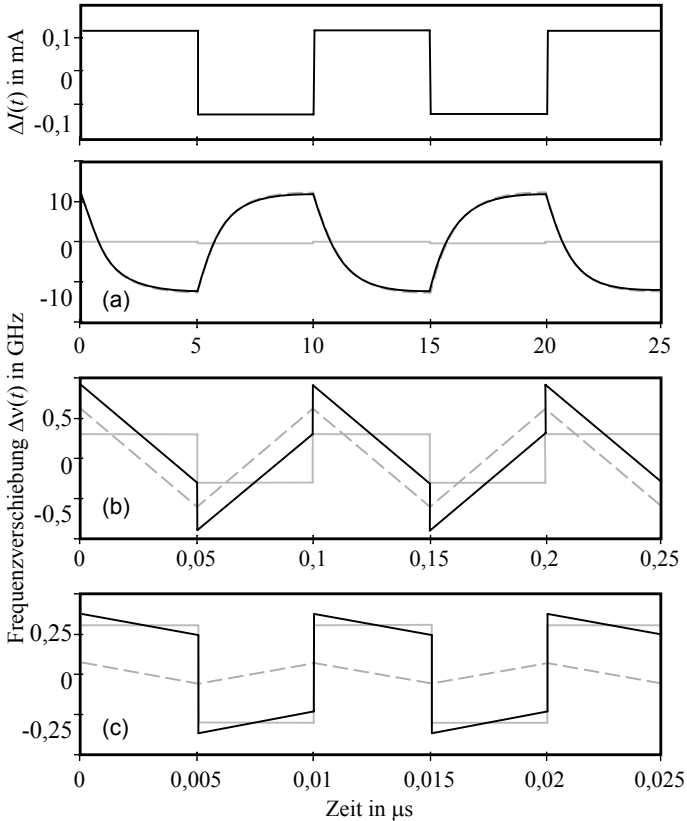
Die Dichte von GaAs ist  $\rho_{GaAs} = 5,32 \text{ g/cm}^3$ , die spezifische Wärmekapazität  $c_{GaAs} = 325 \text{ J/kgK}$  und die Wärmeleitfähigkeit  $\Lambda_{GaAs} = 44 \text{ W/mK}$ . Da  $\partial \nu / \partial T$  und  $\partial P_{diss} / \partial I$  konstant sind, können diese mit in eine Konstante  $C_2$  integriert werden und es ergibt sich für die Änderung der Emissionsfrequenz mit (3.93) und (3.42):

$$\Delta \nu(t) = C_2 \cdot \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau_{therm}}} \right) \cdot \Delta I(t) \quad (3.44)$$

Da die Funktion (3.44) für  $t \rightarrow \infty$  in den stationären Fall übergeht, muss die Konstante  $C_2$  dem thermischen Koeffizienten aus (3.37) entsprechen.

$$C_2 = \left( \frac{\partial \nu}{\partial I} \right)_{therm} = -100 \frac{GHz}{mA} \quad (3.45)$$

Die Frequenzänderung aufgrund des Ladungsträgereffektes  $(\partial \nu / \partial I)_{elckt} = 2,4 GHz/mA$  folgt der Modulationsfrequenz nahezu instantan und ist zwischen 0 und einigen Gigahertz nahezu konstant. Erst in der Nähe der Relaxationsoszillationen, die bei etwa 10 GHz liegen, ergibt sich eine deutliche Frequenzabhängigkeit [3].



**Bild 3.16:** Zeitlicher Verlauf der Frequenzverschiebung eines VCSEL bei einer Strommodulation  $\Delta I(t)$  mit einer Amplitude von 0,25 mA und einer Frequenz von (a) 100 kHz, (b) 10 MHz und (c) 100 MHz. Die Zeitachse der Strommodulation  $\Delta I(t)$  korrespondiert mit der der jeweiligen Darstellung der Frequenzverschiebung. Die grau gestrichelte Linie stellt den thermischen Effekt, die hellgraue Linie den Ladungsträgereffekt und die schwarze Linie die Summe beider Effekte dar.

In Bild 3.16 ist eine Simulation der Änderung der Emissionsfrequenz aufgrund des thermischen Effektes, aufgrund des Ladungsträgereffektes und aufgrund der Summe der Effekte für die Modulationsfrequenzen  $f_{mod}$  von 100 kHz, 10 MHz und 100 MHz dargestellt. Der Modulationsstrom ist in allen Fällen konstant  $\Delta I = 0,25$  mA.

Man erkennt die deutliche Dominanz des thermischen Effektes bei 100 kHz, welcher noch dem quasistatischen Zustand entspricht. Bei 10 MHz bewirken beide Effekte etwa die gleiche Frequenzverschiebung, heben sich aufgrund des dreieckförmigen Verlaufes des thermischen Effektes trotz entgegengesetzter Wirkung jedoch nicht auf. Bei 100 MHz stellt sich eine etwa konstante Temperatur ein und es dominiert deutlich der Ladungsträgereffekt. Außerdem ist eine Vorzeichenumkehr gegenüber dem quasistatischen Fall zu beobachten. Man erkennt, dass ein wirkliches Schalten der Emissionsfrequenz zwischen zwei definierten Frequenzen zum Einen im quasistatischen Fall ( $<100$  kHz) und zum Anderen im Bereich des dominierenden Ladungsträgereffektes ( $>100$  MHz) möglich ist, allerdings unterscheiden sich die resultierenden Frequenzverschiebungen etwa um einen Faktor 40. Umgekehrt heißt das, um eine bestimmte Frequenzverschiebung zu bewirken, muss die Strommodulation um einen Faktor 40 erhöht werden. Im Übergangsbereich ( $100 \text{ kHz} < f_{mod} < 100 \text{ MHz}$ ) führt eine rechteckige Strommodulation zu einer kontinuierlichen Modulation der Emissionsfrequenz  $\nu(t)$ .

### 3.4.5 Einstellung und Zerfall der Kohärenz

Der Kohärenzmodulation sind für Frequenzen oberhalb von 100 MHz jedoch weitere Grenzen gesetzt.

Zum Einen wird die maximale Frequenz der Kohärenzmodulation dadurch begrenzt, wie schnell ein Slave-Laser bei Einstrahlung des Masters auf einer Frequenz im Locking-Range des Slaves in den kohärenten Zustand übergeht und wie schnell der kohärente Zustand bei Einstrahlung des Master-Lasers außerhalb des Locking-Range des Slave-Lasers zerfällt. Dazu wurden in [3] Simulationsrechnungen durchgeführt. Dabei wurde die Umsetzung einer rechteckförmigen Frequenzmodulation des Master-Lasers um  $\Delta\nu = 11$  GHz auf die Kohärenzeigenschaften eines Slave-Lasers für eine Modulationsfrequenz von 1 GHz simuliert. Die Simulation ergibt, dass sich der kohärente Zustand nach einer Einschwingphase von etwa 0,2 ns einstellt. Nach der Frequenzverschiebung des Master-Lasers um 11 GHz geht der Slave-Laser mit etwa gleicher Zeitkonstante in den inkohärenten Zustand über.

Zum Zweiten wird die maximale Frequenz der Kohärenzmodulation dadurch begrenzt, dass auch im inkohärenten Fall jeder Slave-Laser für sich kohärente Strahlung aussendet. Gibt es beispielsweise nur zwei Slave-Laser, ist die Leistung hinter der Lochblen-

de mit der Schwebungsfrequenz, die der Frequenzdifferenz der beiden freilaufenden Slave-Frequenzen entspricht, moduliert. Das inkohärente Signal ergibt sich also erst durch eine zeitliche Mittlung, die länger als die Periodendauer der Schwebungsfrequenz sein muss. Die Frequenzdifferenzen der Slave-Laser sind kleiner als der Locking-Range, der typischerweise einige Gigahertz beträgt. Steigt die Anzahl der inkohärent überlagerten Slave-Laser mit zufällig verteilter Phasenlage, wird ein Ereignis, bei dem das inkohärente Signal in die Größenordnung der kohärenten Signals kommt, immer unwahrscheinlicher. Für Modulationsfrequenzen, die in die Größenordnung des Locking-Range kommen, muss also eine möglichst große Zahl von Slave-Lasern überlagert werden.

### 3.4.6 Zusammenfassung zum Kapitel 3.4

Eine Leistungsmodulation eines kohärent gekoppelten Lasersystems kann durch eine Kohärenzmodulation erzielt werden. Eine Kohärenzmodulation (Schalten zwischen inkohärentem und kohärentem Zustand) ist durch eine Strommodulation des Master-Lasers, welche sich in eine Frequenzmodulation umsetzt, möglich. Für die Frequenzverschiebung bei Modulationsfrequenzen unterhalb 100 kHz dominiert der relativ starke thermische Effekt, oberhalb 100 MHz dominiert der etwa 40-fach schwächere Ladungsträgereffekt. Eine Frequenzmodulation setzt sich mit einer Zeitkonstante von etwa 0,2 ns in eine Kohärenzmodulation um. Bei Modulationsfrequenzen nahe dem Locking-Range der Slave-Laser (Gigahertzbereich) ist eine große Anzahl von Slave-Lasern nötig, um dem statistischen Charakter des inkohärenten Zustandes gerecht zu werden.

## 4 Aufbau und Technologie

In diesem Kapitel wird zunächst beschrieben, mit welcher Genauigkeit das Mikrolinsen-Array zur Kollimation der Strahlen des VCSEL-Arrays vor diesem justiert werden muss. Weiterhin wird der Einfluss von Temperaturänderungen auf die Justage an einem Beispiel erläutert. Darauf aufbauend wird eine Justage- und Montagetechnik beschrieben, die den Anforderungen an die Justagegenauigkeit und die thermische Stabilität gerecht wird. Im Folgenden wird die Umsetzung dieser Justage- und Montagetechnik in ein kompaktes optisches Modul beschrieben und seine Bestandteile charakterisiert. Schließlich wird der Vorgang zum Trimmen der Mikrowiderstände beschrieben und die erreichbare Genauigkeit bestimmt.

### 4.1 Array-Technologie und Miniaturisierung

#### 4.1.1 Motivation

Die Anwendbarkeit der Arraytechnologie war ausschlaggebend für die Wahl der vertikalemittierenden Diodenlaser als Strahlquellen zur kohärenten Kopplung, da sich alle Laser in einem exakten Raster gleicher Abstände befinden. Dadurch ist es möglich, für die Montage einen hohen Parallelisierungsgrad zu nutzen, indem die Mikrolinsen zur Einstellung des optimalen Füllfaktors (3.14) ebenfalls in einem Array gleichen Rasters angeordnet sind. Damit tritt der Justageaufwand für  $N$  Elemente nicht  $N$ -fach sondern nur einmal auf, allerdings mit einem zusätzlich zu justierenden Freiheitsgrad.

Sie ist aber auch noch aus weiteren Gründen äußerst vorteilhaft, denn die Empfindlichkeit der zu koppelnden Laser gegenüber äußeren Störungen ist wesentlich geringer, wenn sich alle Laser inklusive dem Master-Laser auf einem Chip befinden. Damit ist gewährleistet, dass alle Laser sehr ähnliche elektrische und optische Eigenschaften besitzen und dass sich Schwankungen der Temperatur und der Spannung auf alle Laser gleichzeitig und gleichstark auswirken.

Letztlich ist der optische Weg eines jeden Slave-Strahls von einem ebenen Laser-Chip durch die zugehörige Mikrolinse eines monolithischen Mikrolinsen-Arrays bis zu seiner Überlagerung in der Fernfeld-Ebene gleich. Zur phasenrichtigen Überlagerung der individuellen Slave-Strahlen besteht daher nicht die Notwendigkeit wie in [2] die individuellen Phasen um  $2\pi$  abzustimmen, sondern es reicht bereits der  $\pi$ -Abstimmbereich über den Strom (Gleichung 3.2) aus, eventuell auftretende kleine Phasenstörungen im externen optischen Aufbau zu kompensieren.

### 4.1.2 Justagetoleranzen

#### Geometrische Einflüsse

Im Realfall kann das Mikrolinsen-Array nur mit endlicher Genauigkeit vor dem Laser-Array justiert und mit einer mechanischen Verbindung befestigt werden. Weiterhin führen Temperaturschwankungen zu thermischen Ausdehnungen, die die relative Position der Elemente und damit die Justage verändern können.

Am Beispiel der nahezu beugungsbegrenzten Kollimation der Strahlen eines  $19 \times 19$  VCSEL-Arrays durch ein Mikrolinsen-Array sollen die Genauigkeitsanforderungen an die 6 zu justierenden Achsen dargestellt werden. Kriterium für die maximal zulässige Abweichung jeder einzelnen Achse sei eine Verringerung der Leistung im zentralen Maximum auf 90 % des theoretischen Wertes, was gleichbedeutend mit der Verringerung der Spitzenleistungsdichte auf 90 % ist. Dabei wird die Justage der jeweils verbleibenden Freiheitsgrade als exakt angenommen.

Die Laser emittieren bei einer Wellenlänge von  $\lambda = 850 \text{ nm}$  in einem symmetrischen Strahl mit dem halben Öffnungswinkel von  $\Theta = 6^\circ$ , was nach  $w_{00}\Theta = \lambda/\pi$  einem Tailenradius von  $w_{00} = 2,7 \mu\text{m}$  entspricht. Der Abstand der Emittoren beträgt  $a = 250 \mu\text{m}$ . Die Mikrolinsen haben eine Brennweite von  $f_{ML} = 1,12 \text{ mm}$  und sind im gleichen Raster angeordnet.

Eine laterale Verschiebung von Mikrolinsen- zu Laser-Array  $\Delta x$  bzw.  $\Delta y$  (Bild 4.1a) führt zu einer Verschiebung  $\Delta X$  bzw.  $\Delta Y$  der Hüllfunktion  $EE^{FF}(X, Y)$  (Gleichung 3.13) in der Fernfeld-Ebene um:

$$\Delta X = -\frac{f_{FL}}{f_{ML}} \cdot \Delta x, \quad (4.1)$$

wohingegen die Interferenzfunktion  $EI^{FF}(X, Y)$  (Gleichung 3.8) ortsfest bleibt.

Bei Vernachlässigung der Beugungseffekte entspricht die Hüllfunktion  $EE^{FF}(X, Y)$  der Abbildung der Strahltaille mit dem Radius  $w_{00}$  durch ein Teleskop mit den Brennweiten  $f_{FL}$  und  $f_{ML}$  und damit einer Gauß-Funktion mit dem Radius:

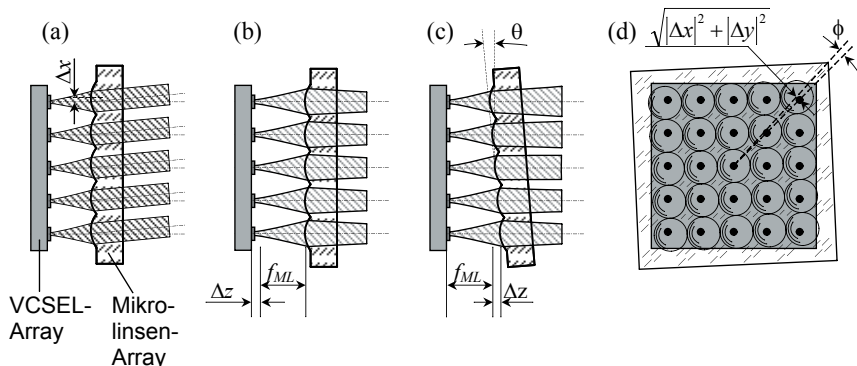
$$W_0 = \frac{f_{FL}}{f_{ML}} \cdot w_{00}. \quad (4.2)$$

Eine Gauß'sche Leistungsdichteverteilung der Form  $I(x) = \hat{I} \cdot \left| e^{-\left(\frac{x}{w}\right)^2} \right|^2$  fällt allgemein

bei:

$$x = \frac{1}{2} \cdot \sqrt{-2 \cdot \ln(0,9)} \cdot w \approx 0,23 \cdot w \quad (4.3)$$

auf  $0,9 \cdot \hat{I}$  ab. Demzufolge beträgt die laterale Verschiebung  $\Delta x$ , die in der Fernfeld-Ebene einen lateralen Versatz der Einhüllenden von  $\Delta X = 0,23 \cdot W_0$  verursacht:



**Bild 4.1:** Darstellung der Achsen- und Winkelbezeichnungen für die relative Justage von Mikrolinsen-Array zu VCSEL-Array.

$$\Delta x = -\frac{f_{ML}}{f_{FL}} \cdot \Delta X = 0,23 \cdot w_{00} \quad (4.4)$$

Bei einer Verschiebung  $\Delta z$  entlang der Strahlachse (Bild 4.1b) bleibt die Interferenzfunktion  $EI^{FF}(X, Y)$  ebenfalls unberührt. Lediglich bei der Hüllfunktion  $EE^{FF}(X, Y)$  führt eine Verschiebung  $\Delta z$  zu einer Verringerung der Spitzenleistungsdichte  $\hat{I}_{koh}^{FF}$  in der Fernfeld-Ebene. Mit dem gleichen Argument der Abbildung durch das Teleskop bestehend aus Mikrolinse und Fourier-Linse lässt sich das Problem auf eine Reduktion der Spitzenleistungsdichte  $\hat{I}^{VCSEL}(z)$  der VCSEL-Ausgangsstrahlung im Abstand  $\Delta z$  hinter der Strahltaile bei  $z = 0$  überführen.

$$\frac{\hat{I}^{VCSEL}(\Delta z)}{\hat{I}^{VCSEL}(0)} = 0,9 \quad (4.5)$$

Nach [46] ist der Verlauf der Leistungsdichte entlang der Strahlachse:

$$\hat{I}^{VCSEL}(z) = \hat{I}^{VCSEL}(0) \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{s}\right)^2}, \quad (4.6)$$

wobei  $s$  die Rayleigh-Länge beschreibt:

$$s = \frac{\pi \cdot w_{00}^2}{\lambda} \quad (4.7)$$

Somit ergibt sich die Verschiebung  $\Delta z$ , die eine Verringerung der Spitzenleistungsdichte auf den Faktor 0,9 in der Fernfeld-Ebene verursacht zu:

$$\Delta z = \sqrt{\frac{1}{0,9} - 1} \cdot s \approx 0,33 \cdot s. \quad (4.8)$$

Die erforderliche Winkeleinstellgenauigkeit ist von der Ausdehnung des Arrays abhängig. Außerdem verursacht eine Verkippung um den Winkel  $\theta$  (Bild 4.1c) oder eine Verdrehung um den Winkel  $\phi$  um die Strahlachse (Bild 4.1d) sowohl eine Veränderung der Hüllfunktion  $EE^{FF}(X, Y)$  als auch eine Veränderung der Interferenzfunktion, da die damit verbundene Verschiebung entlang der  $z$ -Achse  $\Delta z(x, y)$  und die laterale Verschiebung  $\Delta x(x, y) + \Delta y(x, y)$  sich für jeden Emitter unterscheidet. Zur Vereinfachung wird im Folgenden zum Ersten angenommen, dass der Einfluss auf die Interferenzfunktion  $EI^{FF}(X, Y)$  vernachlässigbar ist, da eine Verschiebung des Interferenzmusters durch eine Richtungsjustage der Mastereinstrahlung kompensiert werden kann. Zum Zweiten wird das Kriterium der Reduktion der Spitzenleistungsdichte auf 90 % des Maximalwertes auf den am extremsten betroffenen Emitter angewendet.

Eine Verkippung um den Winkel  $\theta$  verursacht am Rand eines  $n_x \times n_y$ -Arrays mit dem Emitterabstand  $a$  eine Verschiebung entlang der Strahlachse von:

$$\Delta z = \frac{n_x - 1}{2} \cdot a \cdot \theta. \quad (4.9)$$

Entsprechend verursacht eine Verdrehung um den Winkel  $\phi$  an der Ecke eines Arrays eine laterale Verschiebung von:

$$\sqrt{|\Delta x + \Delta y|^2} = \sqrt{2} \cdot \frac{n_x - 1}{2} \cdot a \cdot \phi. \quad (4.10)$$

Mit den oben beschriebenen Daten, eingesetzt in die Gleichungen (4.4), (4.8), (4.9) und (4.10), ergeben sich folgende Mindestanforderungen für die Justage und Montage des Mikrolinsen-Arrays gegenüber dem Laser-Array:

**Tabelle 4.1:** Erforderliche Einstellgenauigkeit

laterale Verschiebung	$\Delta x = \Delta y = \pm 0,6 \mu\text{m}$
Verschiebung entlang der $z$ -Achse	$\Delta z = \pm 9 \mu\text{m}$
Verkippung	$\theta_x = \theta_y = 4 \text{ mrad}$
Verdrehung	$\phi = 0,2 \text{ mrad}$

### Thermischer Einfluss

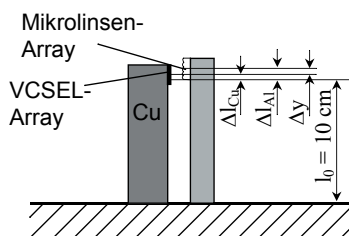
Der Einfluss der Wärmeausdehnung soll an einem einfachen Beispiel eines typischen Laboraufbaus mit "Standardkomponenten" erläutert werden. Die geometrischen Verhältnisse sind in Bild 4.2 dargestellt. Der VCSEL-Chip ist auf einer  $l_0 = 10 \text{ cm}$  hohen Kupferwärmesenke (linearer Ausdehnungskoeffizient  $\alpha_{\text{Cu}} = 16 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ) gelötet. Das Mikrolinsen-Array ist in einem Rahmen aus Aluminium ( $\alpha_{\text{Al}} = 23 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ) gefasst.



Rahmen und Wärmesenke sind auf dem Lasertisch festgeschraubt. Eine Temperaturerhöhung um  $\Delta T = 1 \text{ K}$  erzeugt nach:

$$\Delta l = l_0 \cdot \alpha_M \cdot \Delta T \quad (4.11)$$

beim Kupfer eine Längenverschiebung  $\Delta l_{\text{Cu}} = 1,6 \mu\text{m}$  und beim Aluminium eine Längenänderung von  $\Delta l_{\text{Al}} = 2,3 \mu\text{m}$ , was zu einer Dejustage der Elemente um  $\Delta y = 0,7 \mu\text{m}$  führt, die schon größer ist als die maximal zulässige. Diese Abschätzung veranschaulicht, dass eine langzeitstabile Kopplung unter Verwendung von "Standardkomponenten" unter "normalen" Laborbedingungen nicht realisiert werden konnte. Daher war für die Montage der Elemente die Entwicklung eines miniaturisierten Moduls nötig, was im Folgenden konzeptionell und experimentell beschrieben wird.



**Bild 4.2:** Auswirkung einer Temperaturveränderung auf die Justage bei einer Halterung des VCSEL-Arrays und des Mikrolinsen-Arrays auf unterschiedlichen Materialien

### 4.1.3 Justage- und Montagetechnik

#### Aufgabe

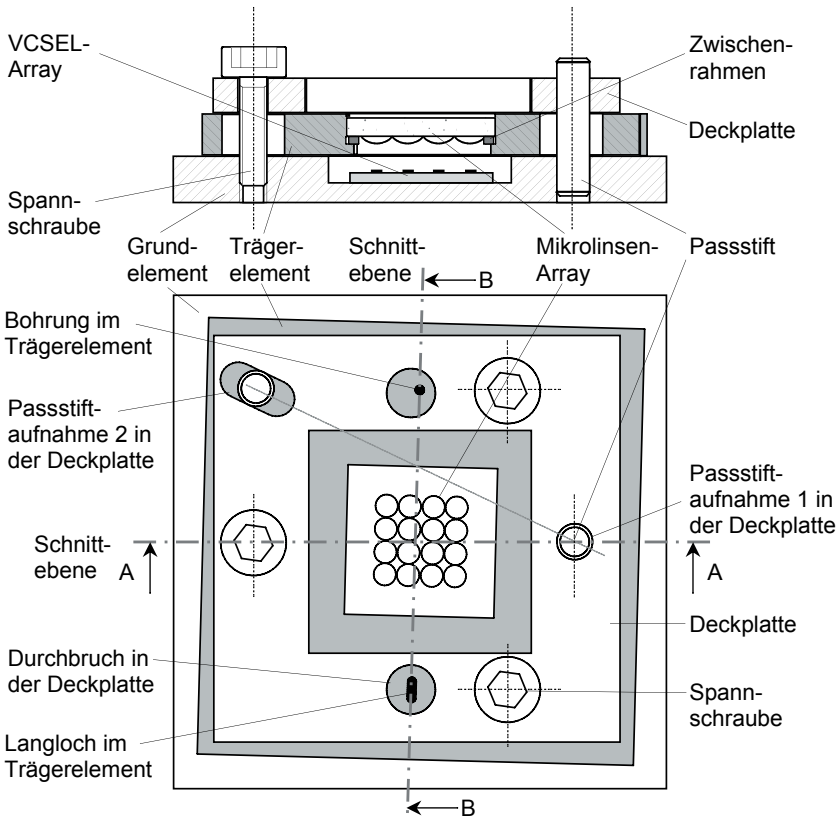
Die Aufgabe besteht darin, das VCSEL-Array und das Mikrolinsen-Array mechanisch zueinander zu justieren und zu fixieren. Dabei soll die Justage mit den oben beschriebenen Genauigkeitsanforderungen durchgeführt werden und durch den Fixiervorgang erhalten bleiben. Die Konstruktion soll so ausgelegt sein, dass die Justagetoleranzen bei Temperaturänderungen ( $\pm 10^\circ\text{C}$ ) nicht überschritten werden.

#### Konzept

Aus Gleichung 4.11 geht hervor, dass eine thermisch bedingte Längenänderung  $\Delta l$  die zu Dejustage führen kann proportional zur Größe der Befestigungselemente ist. Um die Ausdehnung der Befestigungselemente zu minimieren, sollte das zu konzipierende (miniaturisierte) Modul neben den zu justierenden funktionalen Elementen VCSEL- und Mikrolinsen-Array nur noch die entsprechenden Trägerelemente enthalten. Die

zur Justage nötigen Verschiebeelemente sollten Teil einer externen, abnehmbaren Justiereinrichtung sein.

Aus den Justagetoleranzen ergibt sich die Anforderung einer Justage mit hoher Präzision in der lateralen Richtung ( $\Delta x$ ,  $\Delta y$ ,  $\phi$ ), die aktiv vorgenommen werden sollte. Dagegen kann die Einstellung des Abstandes der Oberflächen von VCSEL- und Mikrolinsen-Array aufgrund der um mehr als eine Größenordnung unempfindlicheren Justagetoleranzen in Richtung der optischen Achse ( $\Delta z$ ,  $\theta_x$ ,  $\theta_y$ ) passiv vorgenommen werden. Die dafür notwendige Präzision wird mit Methoden der Feinmechanik erreicht.



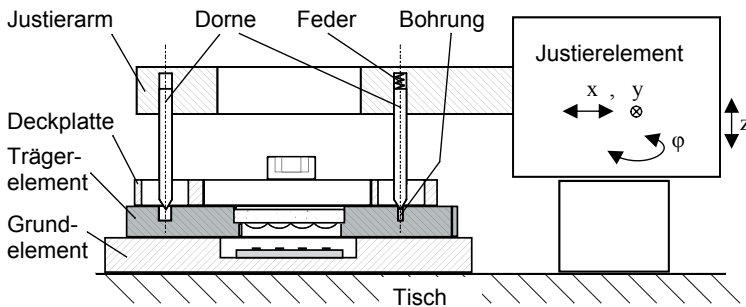
**Bild 4.3:** Schema eines optischen Moduls mit der Draufsicht (unten) und einem Schnitt entlang der Ebene A-A (oben). Das Grundelement (weiß) enthält das VCSEL-Array und das Trägerelement (hellgrau) das Mikrolinsen-Array. Die Deckplatte besitzt an der Stelle der Mikrolinsen einen Durchbruch für den Strahlaustritt. Deckplatte und Grundelement sind durch zwei Passstifte verbunden, die eine Verschiebung und eine Verdrehung der Deckplatte gegen das Grundelement blockieren. Die drei Spannschrauben, die in einer dreizähligen Symmetrie angeordnet sind, erzeugen eine Einspannung für das Trägerelement.

Für die relative Justage von VCSEL- und Mikrolinsen-Array in einer Ebene wird das VCSEL-Array auf einem Grundelement und das Mikrolinsen-Array in einem planparallelen Trägerelement montiert (Bild 4.3), wobei Grund- und Trägerelement aufeinander gleiten können. Um eine möglichst hohe Präzision zu erreichen, sollten die Grenzflächen zur Verringerung der Oberflächenrauigkeit poliert sein.

Der Abstand von VCSEL-Array und Mikrolinsen-Array wird durch die Montage des Mikrolinsen-Arrays in dem Trägerelement eingestellt. Dafür wird zunächst der Abstand von der Oberflächen des VCSEL-Arrays zur Grenzfläche des Grundelements vermessen. Das Trägerelement besitzt zweckmäßigerweise einen Anschlag, der eine definierte Lage des Mikrolinsen-Arrays im Trägerelement garantiert. Falls der resultierende Abstand zwischen VCSEL- und Mikrolinsen-Array noch korrigiert werden muss, können beispielsweise Zwischenrahmen definierter Dicke zwischen Mikrolinsen-Array und dem Anschlag im Trägerelement eingefügt werden (Bild 4.3).

Bei der Fixierung des justierten Trägerelementes dürfen während des Justiervorganges keine Kräfte in der lateralen Richtung auftreten die zu einer relativen Positionsveränderung von Träger- zu Grundelement und damit zur Dejustage führen. Als Alternative zu Klebeverbindungen [47] oder Laserpunktschweißverbindungen [48] bietet sich eine kraftschlüssige Verbindung mit dem Vorteil der Lösbarkeit an. Eine dafür nötige Spanneinrichtung kann beispielsweise eine Spanschraube sein. Dabei muss verhindert werden, dass tangentiale Kräfte am Gewinde oder Schraubenkopf, die in lateraler Richtung wirken, auf das Trägerelement übertragen werden und damit die Justage durch den Fixiervorgang zerstört wird. Das kann dadurch gelöst werden, dass eine zusätzliche Deckplatte eingefügt wird (Bild 4.3), die so mit der Grundplatte verbunden ist, dass Bewegungen in Einspannrichtung zugelassen, aber Bewegungen quer zur Einspannrichtung und Verdrehung der beiden Elemente blockiert werden. Eine einfache Realisierung dieser Verbindung von Grundelement und Deckplatte besteht in der Verwendung von zwei Passstiften. Um eine geometrische Überbestimmung und damit Verklemmungen zu vermeiden, sollte eine der beiden Passstiftaufnahmen in der Deckplatte einen Freiheitsgrad entlang der Verbindungslinie der beiden Passstifte erlauben. Prinzipiell wäre eine Spanschraube für die kraftschlüssige Verbindung zwischen der Deckplatte und dem Grundelement sowie dem dazwischenliegenden Trägerelement ausreichend. Um eine Dejustage aufgrund von Temperaturveränderungen zu vermeiden und ein gleichmäßiges Anpressen des Trägerelementes zu realisieren, sollten mehrere Spanschrauben in einer mehrzähligen Symmetrie so angeordnet sein, dass sich die miteinander verspannten Elemente bei einer Temperaturänderung symmetrisch zu den VCSEL- und Mikrolinsen-Arrays ausdehnen. In Bild 4.3 sind die Spanschrauben in einer dreizähligen Symmetrie um das VCSEL- bzw. das Mikrolinsenarray angeordnet.

Um das Trägerelement relativ zum Grundelement justieren zu können, ist das Bezugselement der Justiereinrichtung stationär mit dem Grundelement verbunden (Bild 4.5). Weiterhin muss für das Trägerelement während der Justage eine geometrisch bestimmte Verbindung zu der externen Justiereinrichtung hergestellt werden. Außerdem sollte nach dem Justagevorgang ein möglichst kräftefreies Lösen von der Justiereinrichtung ermöglicht werden. Eine solche Aufgabe kann von einem Justierfinger mit zwei Dornen (Bild 4.4) übernommen werden, die über Durchbrüche in der Deckplatte in eine Bohrung und in ein Langloch in das Trägerelement greifen. Um Reibungskräfte beim Lösen der Justiereinrichtung durch ein Abheben des Werkzeuges senkrecht zu der Justierebene durch eventuelles Verkanten zu vermeiden, sollten die Dorne konisch zulaufen, damit die Bohrung nur an einem Ring und das Langloch nur an zwei Punkten berührt wird. Damit wird verhindert, dass die Ablösebewegung des Justierwerkzeuges eine Bewegung in der justierten Ebene verursacht und zu Dejustage führt, selbst wenn sie nicht exakt senkrecht zur Justierebene erfolgt. Wenn wenigstens ein Dorn mit einer Feder versehen ist und in der Ablöserichtung des Justierwerkzeuges eine gewisse Bewegung zulässt, ist immer gewährleistet, dass beide Dorne auf dem Trägerelement aufliegen und somit das Trägerelement eine eindeutig geometrisch bestimmte Position zu der Justiereinrichtung besitzt.

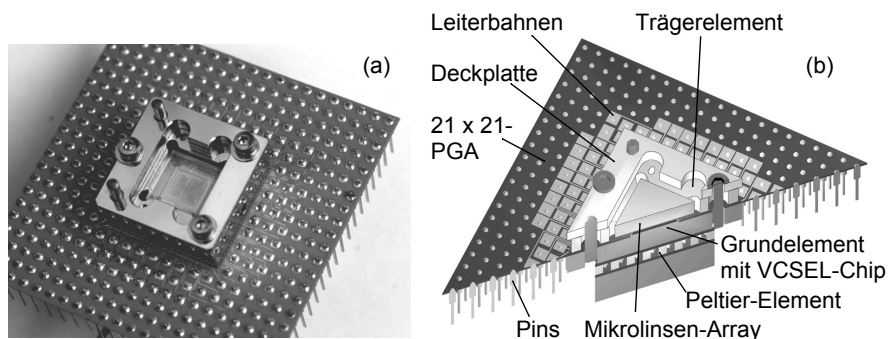


**Bild 4.4:** Schnittdarstellung des optischen Moduls entlang der Schnittebene B-B (Bild 4.3) während der Justage mit einer externen Justiereinheit. Bezugselement der Justiereinheit und Grundelement des optischen Moduls befinden sich ortsfest auf einem Tisch. Das Justierelement ermöglicht eine genaue Justage in x-y-Richtung und um den Drehwinkel  $\varphi$ . Die Bewegung in z-Richtung dient zum Aufsetzen und Lösen der Justiereinheit. Die konischen Dorne an dem Arm der Justiereinheit greifen durch Durchbrüche in der Deckplatte in die Bohrung und das Langloch im Trägerelement. Ein Durchbruch im Justierarm ermöglicht einen Strahlaustritt und damit eine aktive Justage.

## 4.2 Optomodul

Es wurden optische Module aufgebaut, bei denen die oben beschriebene Justage- und Montagetechnik für zweidimensionale Vertikalemitter- und Mikrolinsen-Arrays zur Anwendung kam. Weiterhin dient das optische Modul zur elektrischen Einzelansteuerung der Emitter auf dem Array und zur Temperaturregelung des Laser-Chips und Abfuhr der Wärme auf eine Wärmesenke. Um mehrere Chips testen und betreiben zu können, sollte das Modul möglichst einfach und schnell auszutauschen sein.

Im Folgenden wird ein Optomodul (Bild 4.5) mit 360 Kontakten in seinen Bestandteilen exemplarisch beschrieben. In der Arbeit wurden noch weitere Optomodule mit 100 und mit 64 Kontakten aufgebaut. Diese sind, bis auf die Anzahl der elektrischen Kontakte in der Stift-Gitter-Anordnung, auch PGA (Pin-Grid-Array) abgekürzt, vom Prinzip her äquivalent.

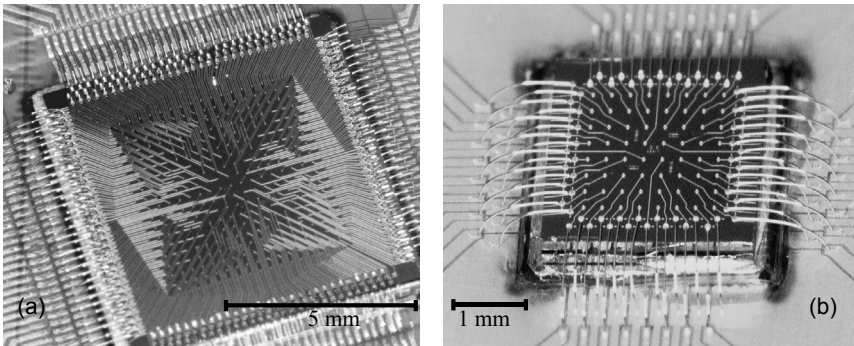


**Bild 4.5:** Optomodul: (a) Foto und (b) Schnitt durch ein Optomodul, bestehend aus Pin-Grid-Array (PGA), Grundelement mit VCSEL-Chip, Trägerelement mit Mikrolinsen-Array, Deckplatte mit Passstiften zur Führung zum Grundelement sowie Peltier-Element und Wärmesenke.

### 4.2.1 Vertikalemitter-Chip

Zentraler Bestandteil des Optomoduls ist der VCSEL-Chip. In dieser Arbeit kamen hauptsächlich zwei, in ihren Eigenschaften recht unterschiedliche, Vertikalemitter zur Anwendung. Zum Einen der nach eigenen Layout-Vorgaben von der Firma Osram

Semiconductor hergestellte 19 x 19-Chip (Bild 4.6a) und ein kommerziell für eine andere Anwendung hergestellter 8 x 8-Chip der Firma Avalon Photonics (Bild 4.6b).

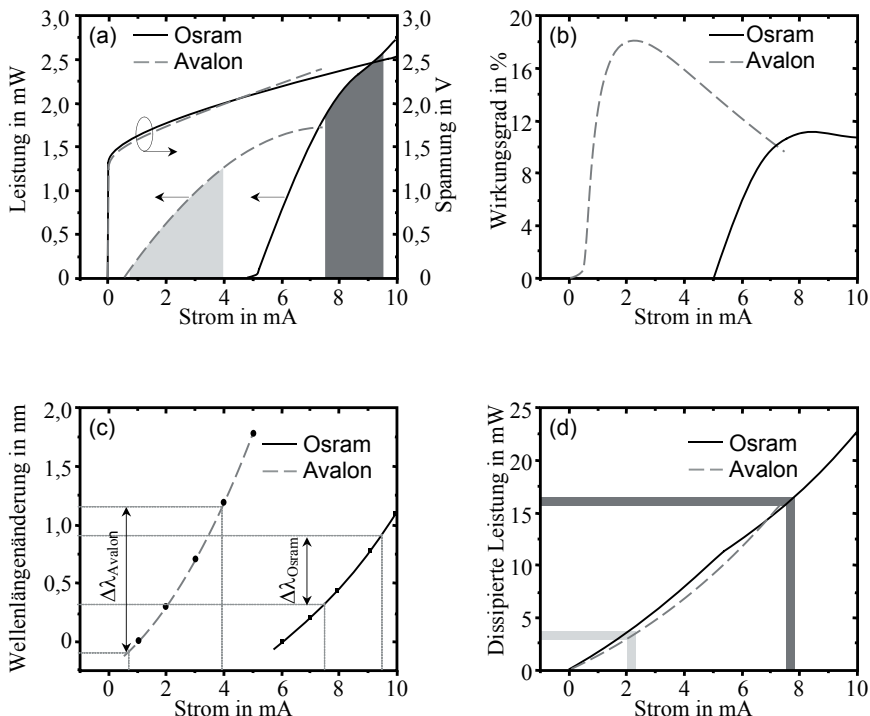


**Bild 4.6:** (a) 19 x 19-VCSEL-Chip, hergestellt von der Firma Osram Semiconductor und (b) 8 x 8-VCSEL-Chip, hergestellt von der Firma Avalon Photonics. Auf beiden Fotos sind die Chips auf eine Wärmesenke gelötet und mit Golddrähten elektrisch mit einem Pin-Grid-Array kontaktiert.

### Charakteristische Eigenschaften

Eine Grundvoraussetzung für die kohärente Kopplung von vielen Emittlern auf einem Chip ist, dass alle Emittler auf dem Chip möglichst ähnliche Eigenschaften besitzen. Diese Forderung wird von beiden Arrays im Wesentlichen erfüllt. Deswegen sind in Bild 4.7 die relevanten Daten für jeweils nur einen typischen Emittler zur Charakterisierung herausgegriffen worden. Für die kohärente Kopplung ist der Arbeitsbereich, bei dem stabiles Locking auftritt (1,5-fach über der Schwelle bis zur Multimode-Schwelle), von Bedeutung. Dieser liegt bei den Avalon VCSELn zwischen 0,6 mA und 4,0 mA (Bild 4.7a hellgrauer Bereich). Über den Strom kann somit ein maximaler Wellenlängenunterschied von etwa  $\Delta\lambda_{\text{Avalon}} = 1,2 \text{ nm}$  ausgeglichen werden (Bild 4.7c). Die maximale Wellenlängendifferenz auf dem Chip bei gleichem Strom der Emittler beträgt 0,8 nm. Der Wirkungsgrad  $\eta_{\text{Laser}}$  liegt im Arbeitsbereich zwischen 14 % und 18 % (Bild 4.7b). Die dissipierte Leistung ist bei einem durchschnittlichen Betriebsstrom von 2,2 mA etwa 3,5 mW (Bild 4.7d). Diese wird so effektiv abgeführt, dass die dadurch erzeugte Frequenzverschiebung eines Nachbaremittlers nur etwa in der Größenordnung des Locking-Range ist. Dadurch können die Slave-Laser zunächst einzeln auf die Master-Frequenz abgestimmt werden und oszillieren dann bei gemeinsamen Betrieb bereits kohärent, aber in der Regel mit falscher Phase.

Aufgrund des deutlich höheren Schwellstroms sind die Verhältnisse bei den Osram-VCSELn ungünstiger. Deren Arbeitsbereich für stabiles Locking liegt zwischen



**Bild 4.7:** Typische Kennlinien für Avalon-VCSEL (graue Strichlinie) und Osram-VCSEL (schwarze durchgezogene Linie): (a): Leistungs-Strom- und Spannungs-Strom-Kennlinie. Die unterlegten Flächen bezeichnen den für die Kopplung nutzbaren Arbeitsbereich zwischen 1,5-fachem Schwellstrom und Multimode-Schwellstrom für Avalon VCSELS (hellgrau) und Osram VCSELS (dunkelgrau). (b): Wirkungsgrad-Strom-Kennlinie. (c) Wellenlängenänderung in Abhängigkeit vom Strom,  $\Delta\lambda_{Avalon}$  und  $\Delta\lambda_{Osram}$  bezeichnen die maximal mögliche Wellenlängenverschiebung im nutzbaren Arbeitsbereich. (d): Dissipierte Leistung in Abhängigkeit vom Strom. Eingezeichnet sind jeweils die Werte für den Durchschnittsstrom eines Emitters.

7,5 mW und 9,5 mW bei einem Wirkungsgrad von etwa  $\eta_{Laser} \approx 11\%$ . Über diesen Arbeitsbereich kann die Wellenlänge nur um etwa  $\Delta\lambda_{Osram} = 0,6$  nm (Bild 4.7c) abgestimmt werden. Das reicht allerdings nicht aus, alle Laser auf die Master-Frequenz abzustimmen. Einzeln bei gleichem Strom betrieben liegen die Wellenlängen der Emittter bis zu 0,4 nm auseinander. Wenn alle Laser gleichzeitig betrieben werden, verschieben sich die Wellenlängen der Laser in der Mitte des Chips, aufgrund der stärkeren Temperaturerhöhung um 0,65 nm weiter als die Wellenlängen von Lasern an einer

Ecke des Chips, die von weniger Lasern umgeben sind. Das schließt eine kohärente Kopplung eines solchen Arrays nicht aus, bedeutet aber, dass einige Emittter außerhalb des Arbeitsbereiches für stabiles Locking betrieben werden müssen, was in der Regel eine Verringerung des Systemkohärenzgrades zur Folge hat. Ein Beispiel ist der Betrieb eines Slave-Lasers über der Multimode-Schwelle. Die Grundmode kann kohärent gekoppelt werden, die nächsthöheren tragen zum inkohärenten Untergrund bei. Zusätzlich ist der Phasenschiebebereich für die kohärent gekoppelte Mode eingeschränkt.

**Tabelle 4.2:** Typische Parameter von Avalon- und Osram-VCSELn

	Avalon	Osram
Wellenlänge $\lambda$	960 nm	850 nm
Substratdicke	370 $\mu\text{m}$	200 $\mu\text{m}$
Schwellstrom $I_S$	0,4 mA	5,0 mA
Multimode-Schwellstrom $I_{MS}$	4,0 mA	9,5 mA
maximale Grundmode-Leistung	1,2 mW	2,6 mW
Steigung der P-I-Kennlinie $\partial P/\partial I$	0,37 mW/mA	0,75mW/mA
maximaler Wirkungsgrad $\eta_{\text{Laser}}$	18 %	11 %
Serienwiderstand $R_{\text{diff}}$	125 $\Omega$	90 $\Omega$
halber Abstrahlwinkel $\Theta$	10°	6°
Tailenradius $(1/e^2) w_{00}$	1,7 $\mu\text{m}$	2,5 $\mu\text{m}$
Wellenlängen-Strom-Koeffizient $\partial\lambda/\partial I$	0,45 nm/mA	0,28 nm/mA
Frequenz-Strom-Koeffizient $\partial\nu/\partial I$	-146 GHz/mA	-116 GHz/mA
Wellenlängen-Temperaturkoeffizient $\partial\lambda/\partial T$	0,09 nm/K	0,05 nm/K
Frequenz-Temperaturkoeffizient $\partial\nu/\partial T$	-32 GHz/K	-21 GHz/K

### 4.2.2 Wärmeableitung

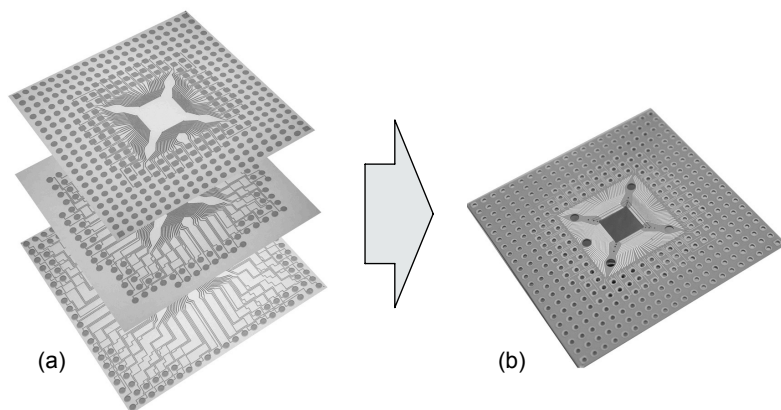
Um die entstehende Wärmeleistung effektiv abführen zu können, ist der VCSEL-Chip rückseitig auf eine Kupferwärmesenke gelötet. Diese Wärmesenke dient gleichzeitig dazu, die konzentriert anfallende Wärme von bis zu 8 W auf einer Fläche von 4,5 x 4,5 mm<sup>2</sup>  $\approx$  20 mm<sup>2</sup> auf eine Fläche von 20 x 20 mm<sup>2</sup> = 400 mm<sup>2</sup> zu verteilen. Die Temperatur der Wärmesenke wird durch ein in der Fläche angepasstes Peltier-Element konstant gehalten (Bild 4.5b). Die auf der Rückseite des Peltier-Elements anfallende Wärme wird wiederum auf einen aufgelöteten Kupfer-Körper übertragen, der dann auf einem durch Luftkonvektion gekühlten Körper aufgeschraubt wird.



### 4.2.3 Einzelsteuerung

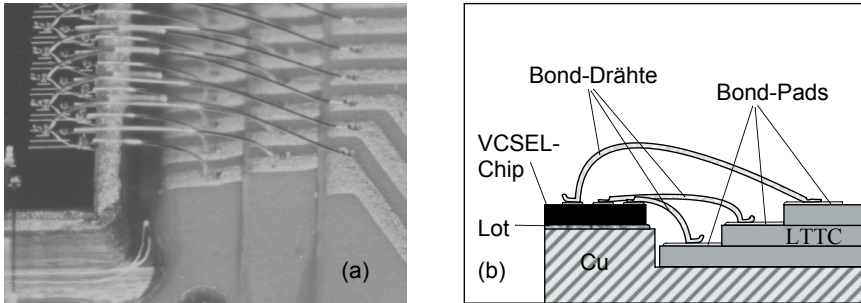
Zur individuellen elektrischen Kontaktierung wurden Pin-Grid-Arrays (PGA) mit  $21 \times 21$  Kontakten hergestellt, welche zum einfachen Auswechseln in einen Nullsteckkraft-Sockel gesteckt werden konnten (Bild 4.5). Die Pins sind in dem genormten Raster von 0,1 Zoll angeordnet. Als Substratmaterial für das Pin-Grid-Array eignet sich nur ein harter dielektrischer Werkstoff. Standardmäßig wird dafür Aluminiumoxid-Keramik verwendet [49]. Die kommerzielle Herstellung eines kundenspezifischen Bauteils ist wegen der hohen Rüstkosten sehr teuer.

Für die Prototypenherstellung solcher Pin-Grid-Arrays wurden in dieser Arbeit zwei alternative Wege verfolgt. Für das  $8 \times 8$ -Array von Avalon wurden die Leiterbahnen auf einer flächig metallisierten Keramik mit einem Kurzpuls-Laser strukturiert (Bild 4.6b). Das war möglich, da für die 64 Anschlüsse eine Ebene ausreichend war.



**Bild 4.8:** Fotos von Fertigungsstufen eines Pin-Grid-Arrays (a) drei bedruckte Einzelfolien der LTTC-Keramik im "grünen" Zustand vor der mechanischen Bearbeitung, (b) fertiges Mehrschicht-Keramik-Bauteil

Für das  $19 \times 19$ -Array von Osram mussten die Leiterbahnen auf drei Ebenen verteilt werden (Bild 4.8a). Aus Sicht einer kostengünstigen Prototypenfertigung hat sich die Verwendung von LTTC (Low Temperature Cofired Ceramic) als besonders geeignet herausgestellt. Diese Technologie basiert auf bei niedriger Temperatur sinterbaren flexiblen Keramikfolien. Diese "grünen" (= ungebrannten) Folien werden mechanisch strukturiert (Schneiden, Stanzen, Bohren, Fräsen), die Leiterbahnen in bewährter Dickschichttechnik bedruckt (Siebdruck), laminiert und dann bei  $900^{\circ}\text{C}$  gesintert. Das Ergebnis ist ein hochintegriertes, 3-dimensional vernetztes Mehrschichtbauteil (Bild 4.8a), welches von der Firma VIA Electronic hergestellt wurde [50].

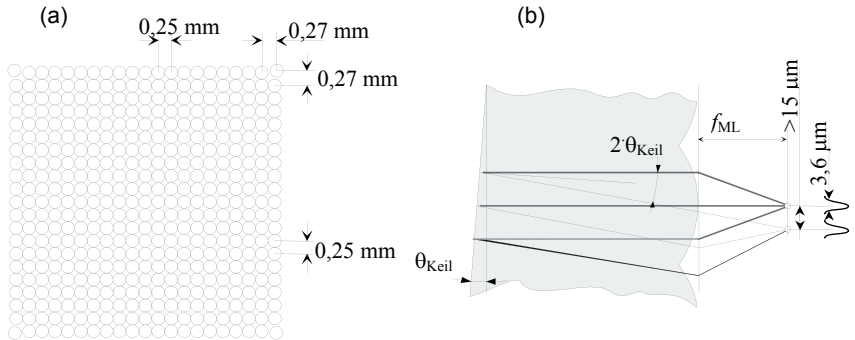


**Bild 4.9:** (a) Foto eines gebondeten Arrays, (b) Schema der Anordnung der Bonddrähte in einer Schnittdarstellung

In diese Bauteile wurden je 360 Metallstifte, die sogenannten Pins (Bild 4.5) eingelötet. Von den Pins aus führen Leiterbahnen in drei Ebenen zu Bond-Pads, die am Rand von quadratischen Durchbrüchen angeordnet sind. Äquivalent zu den drei Ebenen der Bond-Pads des PGAs sind die Bond-Pads auf dem Laser-Chip in drei Reihen mit je einem Abstand von  $200\ \mu\text{m}$  angeordnet (Bild 4.9a). Die elektrische Verbindung von VCSEL-Chip zu dem Pin-Grid-Array wird durch sehr eng angeordnete Golddrähte hergestellt. Die Verbindung wurde mit einem Draht-Keil-Ultraschall-Bonder mit kleinen Abständen (neudeutsch: Fine-Pitch-Wire-Wedge-Bonder) im Ultraschall-Verfahren, vorgenommen [51]. Zur Vermeidung von Kurzschlüssen wurden zwei Reihen von Keramik zu Chip und eine Reihe von Chip zu Keramik gebondet (Bild 4.9b).

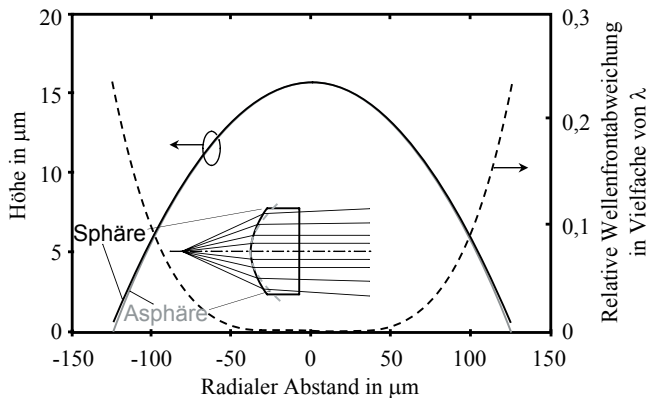
#### 4.2.4 Mikrolinsen-Array

Für die Kollimation der VCSEL-Strahlung wurden refraktive Mikrolinsenarrays in der in Bild 4.10a gezeigten Anordnung von der Firma LightTrans hergestellt [52]. Dafür wurden zylinderförmige Säulen von Polymethylmethacrylat (PMMA) auf strukturier-tem Quarz in einer Lösungsmittelatmosphäre geschmolzen [53]. Die so entstandene Form wurde dann abgeformt und in eine Ormocer-Schicht [54,55] auf ein keilförmiges BK7-Substrat übertragen. Anschließend wurden beide Seiten des Substrates mit einer Antireflexionsschicht versehen. Der Keil (Keilwinkel  $\theta_{\text{keil}} = 1^\circ$ ) dient zur Vermeidung von Rückreflexen in den Laser, die dort dynamische Instabilitäten hervorrufen würden. Der formgebende Schmelzprozess wird zur Verringerung von Grenzflächenspannungen und damit zur Minimierung des Randwinkels in einer Lösungsmittelatmosphäre durchgeführt. Die dadurch entstehende Form ist eine Sphäre mit einer kleinen Abweichung am Rand, wenn der Randwinkel nicht exakt der Steigung der Sphäre an der Grenzfläche entspricht [56].



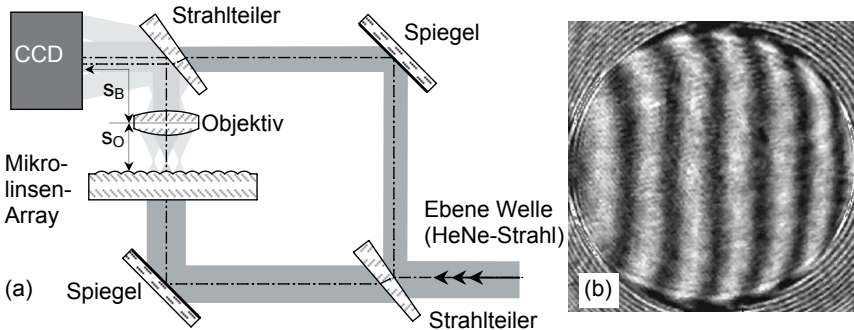
**Bild 4.10:** 21 x 21-Mikrolinsenarray: (a) Anordnung, die 4 Linsen am Rand sind je um etwa  $30 \mu\text{m}$  diagonal aus dem Raster versetzt. (b) Querschnitt durch das Mikrolinsensubstrat mit Keil zur Vermeidung von Rückreflexen.

Für die beugungsbegrenzte Kollimation von divergenter Strahlung mit einer Plankonvex-Linse, bei der die konvexe Seite dem Fokus zugewandt ist, wird eine hyperbolische Linsenform mit einer Konuskonstante  $k = -2,1$  benötigt [57]. Die sphärischen Aberrationen steigen am Rand der Mikrolinse mit einer Brennweite von  $f_{ML} = 1,1 \text{ mm}$  auf maximal ein Viertel der Wellenlänge  $\lambda = 950 \text{ nm}$  (Bild 4.11).



**Bild 4.11:** Linsenform einer idealen Sphäre und einer Asphäre sowie die bei der Verwendung von sphärischen Linsen hervorgerufene sphärische Aperration für eine Wellenlänge von  $900 \text{ nm}$  in Vielfachen der Wellenlänge. Die Einlage skizziert den geometrischen Strahlengang.

Berechnet man die Fernfeldverteilung eines Strahls mit einem Strahldurchmesser von  $230\ \mu\text{m}$  (entspricht Strahlöffnungswinkel von  $6^\circ$  bzw. Füllfaktor  $F = 0,92$ ) durch Fourier-Transformation, zum Einen ohne und zum Zweiten mit den sphärischen Aberrationen im Nahfeld, so verringert sich die Spitzenleistungsdichte im Fernfeld mit den sphärischen Aberrationen auf 91 %, verglichen zum Fall ohne sphärische Aberrationen.



**Bild 4.12:** Charakterisierung der Mikrolinsen (a) optischer Aufbau eines Mach-Zehnder-Interferometers zur Charakterisierung der Wellenfrontverzerrung der Mikrolinsen in Transmission, (b) Interferogramm einer Mikrolinse

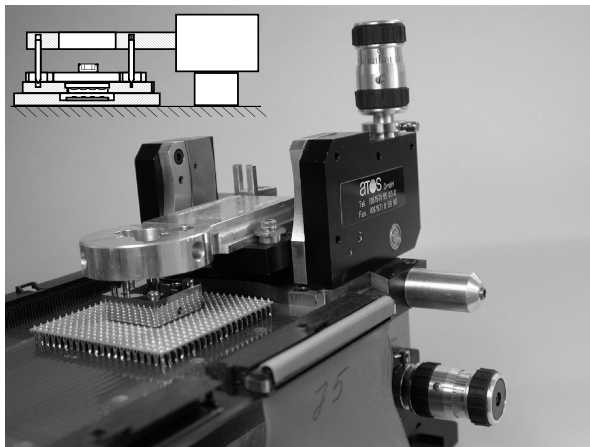
Die Qualität der hergestellten Mikrolinsen [52] wurde in einem Mach-Zehnder-Interferometer [33] (Bild 4.13a) vermessen. In einem Arm wird die kollimierte Strahlung durch die Mikrolinsen fokussiert und dann durch das Objektiv im Abstand der Summe der beiden Brennweiten von Mikrolinse  $f_{ML}$  und Objektiv  $f_{Obj}$  wieder kollimiert. Das Objektiv dient gleichzeitig noch der Abbildung der Mikrolinsebene (Objektweite  $s_O = f_{ML} + f_{Obj}$ ). Die Interferenzstruktur wird nach dem Strahlteiler mit einer CCD-Kamera beobachtet, wobei die CCD-Kamera in die Bildebene des Objektivs gestellt wird (Bildweite  $s_B = (f_{Obj}^2 + f_{Obj} \cdot f_{ML}) / f_{ML}$ ). Ein typisches gemessenes Interferogramm ist in Bild 4.12b zu sehen. Über 80 Prozent des Durchmessers sind die sphärischen Aberrationen kleiner als ein Zehntel der Wellenlänge (Messwellenlänge  $\lambda_{\text{mess}} = 633\ \text{nm}$ ), am Rand steigen sie allerdings auf knapp eine halbe Wellenlänge an. Bezogen auf die Emissionswellenlänge der VCSEL-Arrays entspricht das etwa einem Drittel der Wellenlänge. Damit addiert sich die Abweichung der Mikrolinsen von der sphärischen Form noch auf die sphärischen Aberrationen. Für einen Strahlöffnungswinkel von  $6^\circ$  verringert sich damit die Spitzenleistungsdichte auf 85% .

### 4.2.5 Justage und Montage

Bei der Justage und Montage des Mikrolinsen-Arrays vor dem VCSEL-Array wurde das in Abschnitt 4.1.3 beschriebene Verfahren verwirklicht. Um eine Gleitfläche für das Trägerelement auf dem Grundelement zu erzeugen und gleichzeitig Kurzschlüsse auf den Leiterbahnen des Pin-Grid-Arrays zu vermeiden, wurden auf dessen Oberfläche je drei Keramikringe und drei polierte Edelstahlringe, jeweils an den Stellen der Spannschrauben geklebt.

Für die Einstellung der Brennweite ( $z$ -Einstellung) wurde zunächst die Topographie des Trägerelementes vermessen. Im zweiten Schritt wurde das Mikrolinsen-Array unter Verwendung einer Kombination von Zwischenrahmen (Bild 4.3) unterschiedlicher Dicke in der entsprechenden Tiefe in einem Edelstahlrahmen montiert, so dass sich nach dem Aufsetzen des Rahmens (Trägerelement) auf die polierten Edelstahlringe (Oberfläche des Grundelementes) der Abstand zwischen Mikrolinsen- und VCSEL-Array gleich der Brennweite der Mikrolinsen ergab.

Die Justage in der Ebene ( $x$ - $y$ -Richtung und Drehwinkel  $\phi$ , dargestellt in Bild 4.1) wurde aktiv vorgenommen (Bild 4.13). Dafür wurde zunächst die optische Achse mit einem entsprechenden Keilsubstrat ohne Mikrolinsen bestimmt und deren Durchstoßpunkt auf einem 0,5 m entfernten Schirm markiert. Nach dem Austausch des Keilsubstrates durch eines mit einem Mikrolinsen-Array, wurden dieses in  $x$ - $y$ -Richtung soweit verschoben, dass die kollimierten Strahlen kollinear zu der vorher bestimmten optischen Achse verlaufen. Dafür kam eine externe Justiereinheit (5-Achs-



**Bild 4.13:** Das Foto zeigt das Optomodul und die externe Justiereinheit während der Justage. Die Einlage oben links zeigt die Skizze des Prinzipbildes aus Bild 4.4.

Präzisionsverschiebetisch mit einer Empfindlichkeit von 30 nm, siehe Bild 4.13) zum Einsatz. Für die Einstellung des Drehwinkels  $\phi$  wurden die kollimierten Strahlen von vier auf unterschiedlichen Ecken des Arrays befindlichen Emittlern auf eine CCD-Kamera gerichtet. Diese wurde dynamisch entlang der z-Achse bewegt. Der Drehwinkel  $\phi$  musste so justiert werden, dass die Verbindungslinie zwischen zwei Strahlen an jeder z-Position parallel zu der Verbindungslinie dieser Emittler im Nahfeld war.

Die erforderlichen Justiergenauigkeiten (Tabelle 4.1) wurden bei der aktiven Justage mit der externen Justiereinheit erreicht bzw. unterboten (Tabelle 4.3). Bei der Montage des Mikrolinsen-Arrays im richtigen z-Abstand vor dem VCSEL-Array wurde die erforderliche Genauigkeit bei der Verkippung nicht ganz erreicht (Tabelle 4.4). Die erforderlichen Werte sollten durch eine Optimierung der Messmethode der Topographie des Grundelements sowie durch Verbesserung der Fertigung der Anschläge für das Mikrolinsenarray im Trägerelement erreichbar sein. Die erzielte Einstellgenauigkeit ist aber ausreichend um eine stabile kohärente Kopplung zu ermöglichen. Die darauf zurückzuführende Reduktion der Spitzenleistungsdichte im Fernfeld wird weniger als 10% betragen.

**Tabelle 4.3:** Justiergenauigkeiten

	Experiment	Vorgabe (Tabelle 4.1)
Laterale Verschiebung $\Delta x$ , $\Delta y$	$\pm 0,5 \mu\text{m}$	$\pm 0,6 \mu\text{m}$
Verdrehung $\phi$	0,2 mrad	0,2 mrad

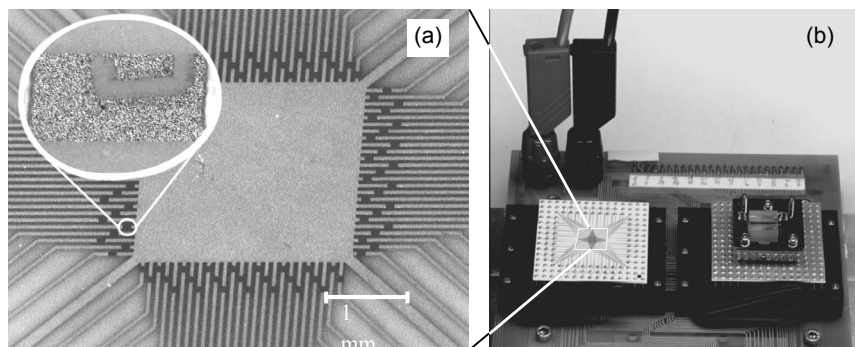
**Tabelle 4.4:** Einstellgenauigkeiten

	Experiment	Vorgabe (Tabelle 4.1)
Einstellung der z-Achse $\Delta z$	$\pm 10 \mu\text{m}$	$\pm 9 \mu\text{m}$
Verkippung $\theta_x$ , $\theta_y$	8 mrad	4 mrad

## 4.3 Trimmen von Mikrowiderstands-Arrays

### 4.3.1 Hybridaufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurden keine VCSEL-Chips mit integrierten Mikrowiderständen hergestellt. Um das in Abschnitt 3.1.3 beschriebene Konzept dennoch verifizieren zu können, wurde ein separates Mikrowiderstands-Array von der Firma Reinhardt Microtech [58] hergestellt (Bild 4.14a), welches ebenfalls als Pin-Grid-Array ausgelegt und auf einer Leiterplatte mit dem Optomodul integriert (Bild 4.14b). Die Eigenschaften der Mikrowiderstände auf dem Mikrowiderstands-Array (Tabelle 4.6) genügen den Anforderungen zur Integration auf den VCSEL-Chip (Abschnitt 3.1.3). Damit sind aus physikalischer Sicht äquivalente Bedingungen zu auf dem Laser-Chip integrierten Vorwiderständen geschaffen. Von der kompakten Leiterplatte mit den zwei Pin-Grid-Arrays führen nur noch zwei Stromleitungen für den Plus- und Minuskontakt nach außen.



**Bild 4.14:** (a) Mikrowiderstandsarray mit Vergrößerung eines Mikrowiderstandes, (b) hybridintegrierte Leiterplatte, Anschlüsse des Mikrowiderstands-Arrays und des Pin-Grid-Arrays des Optomoduls sind parallelgeschaltet, nur zwei Leitungen führen nach außen.

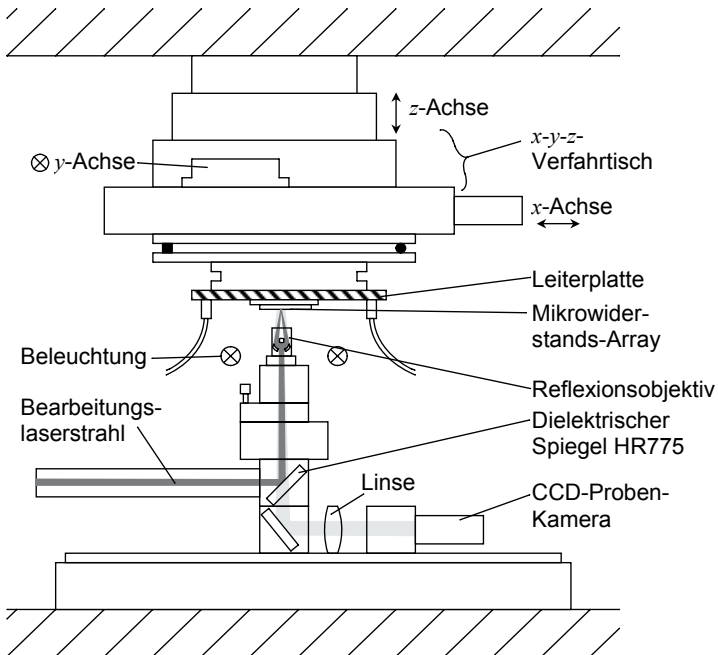
**Tabelle 4.6:** Eigenschaften der Mikrowiderstände [58]

Material	Chromnickel-Dünnschichtwiderstand
Größe	50 $\mu\text{m}$ x 100 $\mu\text{m}$
Flächenwiderstand	50 $\Omega$
Anfangswiderstand	100 $\Omega$

### 4.3.2 Trimmstation

Nachdem die konventionellen Vorwiderstände zur Erzielung eines kohärenten Arrays optimiert waren, wurden deren Widerstandswerte ausgelesen und mit der Trimmstation auf die korrespondierenden Mikrowiderstände übertragen. Die zu übertragenden Widerstandswerte lagen im Bereich zwischen  $110 \Omega$  und  $250 \Omega$ .

Die Trimmstation (Bild 4.15) besteht aus einem Trimmlaser, einem Reflexionsobjektiv zur Fokussierung der Laserstrahlung, einem x-y-z-Verschiebetisch mit einem PGA-Sockel zur Aufnahme des Mikrowiderstand-Arrays, einer CCD-Kamera zur Beobachtung der Oberfläche des Mikrowiderstand-Arrays, einer Beleuchtungs- und einer Messeinrichtung zur Bestimmung des aktuellen Widerstandswertes. Als Trimmlaser wurde ein modengekoppelter Erbiumfluorid-Oszillator mit einem nachgeschalteten regenerativen Titan-Saphir-Verstärker [59] benutzt.

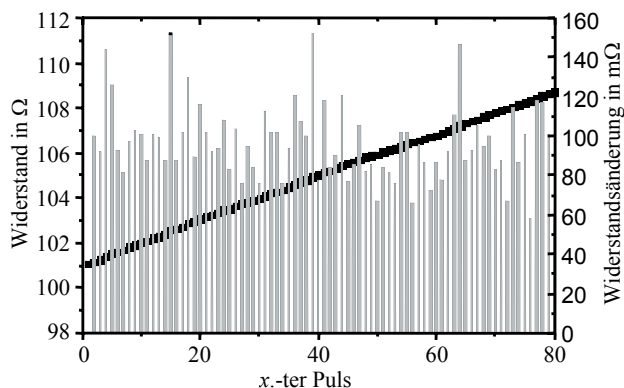


**Bild 4.15:** Trimmstation: von links wird der Bearbeitungs-laserstrahl eingekoppelt, umgelenkt und mittels eines Reflexionsobjektives auf die Mikrowiderstände fokussiert. Das Mikrowiderstandsarray befindet sich auf einer Leiterplatte zur elektrischen Kontaktierung, welche sich selbst auf einem motorisch betriebenen x-y-z-Tisch befindet und somit relativ zum Laserstrahl bewegt werden kann. Die Oberfläche des Mikrowiderstands-Arrays wird mittels eines Mikroskops auf die Probenkamera abgebildet.



### 4.3.3 Einstellgenauigkeit

Der Trimmlaser liefert Pulse mit einer Länge von etwa 120 fs. Durch den Einzel-schussbetrieb war es möglich mit sehr geringen Pulsenergien im Bereich von 0,5  $\mu\text{J}$  bis 2  $\mu\text{J}$  sehr kleine Volumina der Widerstandsschicht abzutragen, so präzise Strukturen auf der Widerstandsschicht zu erzeugen und gleichzeitig einen Wärmeeintrag zu vermeiden. Der Widerstandswert konnte ohne Zeitverzögerung mit einer Genauigkeit von  $\pm 1 \text{ m}\Omega$ , entsprechend einer relativen Genauigkeit von etwa  $10^{-5}$ , bestimmt werden. Mit einer Pulsenergie von 1  $\mu\text{J}$  wurde eine Widerstandsänderung von etwa 95  $\text{m}\Omega$  mit einer Standardabweichung von 22  $\text{m}\Omega$  erreicht [60] (Bild 4.16). Das entspricht einer relativen Einstellgenauigkeit von etwa  $10^{-3}$ .



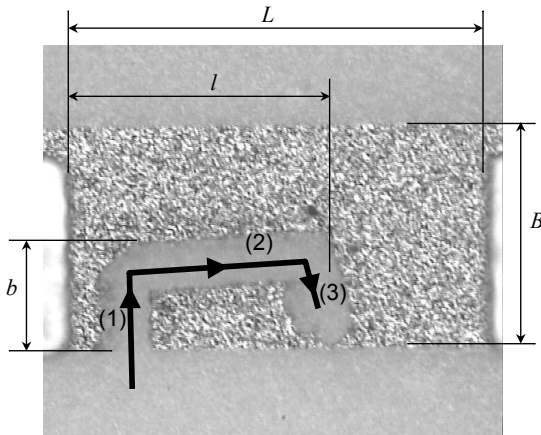
**Bild 4.16:** Trimmverlauf beim Beschuss eines CrNi-Mikrowiderstandes mit einer Pulsenergie von 1  $\mu\text{J}$  [60].

### 4.3.4 Einfluss der Trimmgeometrie

Aus Sicht einer hohen Einstellgenauigkeit, aber auch vor allem aus Gründen der Langzeitstabilität und einer möglichst homogenen Stromdichteverteilung in dem Dünnschicht-Mikrowiderstand, hat sich für den Laser-Abgleich ein modifizierter L-Schnitt [61] als besonders günstig erwiesen. In Bild 4.17 ist ein typischer getrimmter Widerstand dargestellt. Die Linie mit den Pfeilen bezeichnet die Bahn des Laserstrahls.

Begonnen wird stets mit einem sogenannten P-Schnitt senkrecht zur Stromrichtung (Bahn (1) in Bild 4.17). Der Widerstand  $R$  ist exponentiell von der Eintauchtiefe  $b$  ab-

hängig. Die Trimmempfindlichkeit  $\frac{\Delta R}{\Delta b} \cdot \frac{B}{R}$  nimmt mit zunehmender Eintauchtiefe  $b$  zu. Bei einer Eintauchtiefe  $b$  bis zur Hälfte der Widerstandsweite  $B$  ist eine Trimmgenauigkeit von etwa  $\pm 5\%$  möglich. Der P-Schnitt sollte etwa bis zur Hälfte des Endwiderstandes  $R_{\text{soil}}$  durchgeführt werden. Daran schließt sich ein Schnitt parallel zur Stromrichtung an (Bahn (2) in Bild 4.17), der mit dem vorangegangenen P-Schnitt den sogenannten L-Schnitt bildet. Der Widerstand  $R$  steigt dabei linear mit der Trimm-schnittlänge  $l$ . Damit sind Trimmgenauigkeiten von etwa  $\pm 0,5\%$  möglich. Der L-Schnitt sollte bis zu einem Widerstandswert von etwa 98% des Endwertes  $R_{\text{soil}}$  durchgeführt werden. Um den Endwert mit noch höherer Trimmgenauigkeiten zu erreichen wird ein dritter Schnitt im "Schatten" des P-Schnitts in einem Winkel von etwa  $70^\circ$  zur Stromrichtung erzeugt (Bahn (3) in Bild 4.17). Entlang dieses Schnittes können relative Trimmgenauigkeiten von bis zu  $10^{-4}$  realisiert werden.



**Bild 4.17:** Foto eines typischen getrimmten Widerstandes. Eingezeichnet ist die Bahn des Laserstrahls.

## 5 Ergebnisse

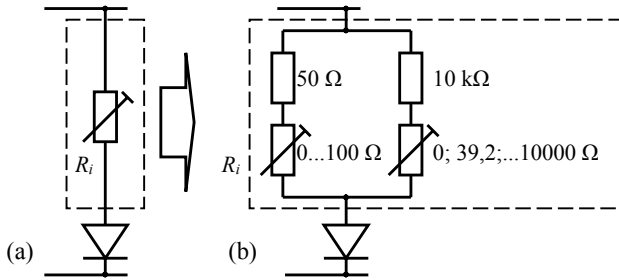
In diesem Kapitel werden die Ergebnisse zur kohärenten Kopplung und phasenrichtigen Überlagerung dargestellt, die mit dem  $8 \times 8$ -VCSEL-Array von der Firma Avalon Photonics und dem  $19 \times 19$ -VCSEL-Array von der Firma Osram Semiconductor erzielt wurden. Zunächst wird die für beide Arrays äquivalente Prozedur zur Realisierung des Frequenz- und Phasenabgleichs mit konventionellen elektronisch einstellbaren Vorwiderständen beschrieben. Anschließend werden die Experimente mit dem  $8 \times 8$ -VCSEL-Array vorgestellt. Dabei wurden 21 Slave-Laser eines  $5 \times 5$  Sub-Arrays durch einen Master-Laser, der sich auf dem selben Chip befand, kohärent gekoppelt. Die Nah- und Fernfeld-Leistungsdichteverteilungen wurden gemessen und mit der theoretisch berechneten Verteilung verglichen. Der Frequenz- und Phasenabgleich der Laser wurde außer mit den konventionellen Vorwiderständen auch mit lasergetrimmten Mikrowiderständen realisiert. Die damit erzeugte Fernfeld-Leistungsdichteverteilung wurde gemessen und die zeitliche Stabilität dieses Systems bestimmt. Danach werden die Experimente mit dem  $19 \times 19$ -VCSEL-Array beschrieben. Dabei wurden 77 Slave-Laser eines  $9 \times 9$  Sub-Arrays kohärent gekoppelt. Für dieses Array wurde die Leistungsdichteverteilung in der Fernfeld-Ebene hinter einer Linse gemessen. Im zweiten Schritt wurde die für dieses Array berechnete und hergestellte Phasentransformationsoptik zur effizienten Strahlzusammenführung in ihrer Funktion mit einem Teststrahl charakterisiert sowie für die Strahlzusammenführung der 77 kohärent gekoppelten Emittter genutzt.

Letztlich wird noch die Umsetzung der Frequenzmodulation des Master-Lasers in eine Leistungsmodulation des Lasersystems durch Kohärenzmodulation beschrieben.

### 5.1 Prozedur der Kohärenz- und Phaseneinstellung

Um einen hohen Systemkohärenzgrad zu erhalten, müssen die Ströme der Slave-Laser zur Einstellung der Kohärenz und der Phase sehr genau abgestimmt werden. Die in Bild 3.4 dargestellten Vorwiderstände  $R_i$  bestehen daher aus einem Netzwerk von Widerständen. Das Schaltbild für einen solchen Vorwiderstand  $R_i$  ist in Bild 5.1 dargestellt.

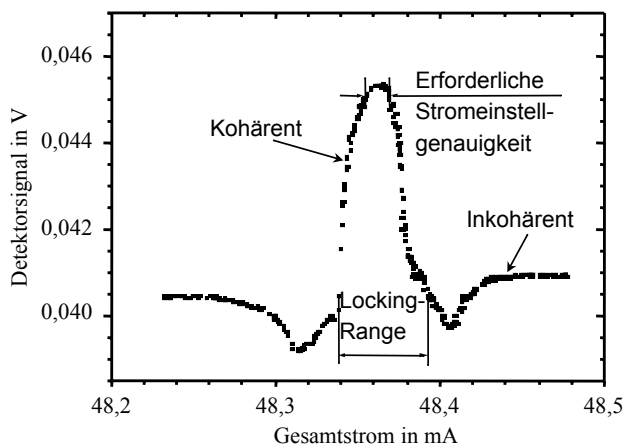
Mit dem manuell zwischen 0 und  $100 \Omega$  einstellbaren Potentiometer kann der Diodenstrom um etwa 40 % variiert werden. Das ist ausreichend, um alle Emittter auf eine Frequenz abzustimmen. Die Einstellgenauigkeit reicht aus, um kohärenten Betrieb zu erreichen.



**Bild 5.1:** Zweig des elektrischen Anschlussplanes aus Bild 3.4 mit: (a) einem Vorwiderstand  $R_i$  und (b) einem Widerstandsnetzwerk als Vorwiderstand  $R_i$ .

In dem parallelen Zweig befindet sich neben einem 10 k $\Omega$  Festwiderstand ein in 256 Stufen zwischen 0 und 10 k $\Omega$  elektronisch einstellbarer Widerstand. Damit kann der Diodenstrom um maximal 0,5 % in Stufen von etwa  $2 \cdot 10^{-5}$  variiert werden. Dieser Einstellbereich ist ausreichend, um den Strom bei den Osram-VCSELn über die gesamte Breite und bei den Avalon-VCSELn über 2/3 des Locking-Range zu variieren. Die Einstellgenauigkeit ist geeignet, um innerhalb des Locking-Range den Strom auf die optimale Phase einzustellen.

Die Prozedur der Kohärenz- und Phaseinstellung verläuft wie folgt: Zuerst werden die manuell einstellbaren Widerstände so abgestimmt, dass alle Emittoren mit annähernd der gleichen Frequenz oszillieren. Als Kriterium der Einstellung dient ein Monochromator-Signal. Der Monochromator, in den gleichzeitig ein Teil der Strahlung jedes Emitters eingekoppelt wird, hat eine Auflösung von etwa 50 GHz, was etwa dem zehnfachen Locking-Range entspricht. Danach wird durch Feinjustage der manuell einstellbaren Widerstände der kohärente Betrieb der Slave-Laser vorgenommen. Als Kriterium dient dabei die Veränderung der Interferenzstruktur in der Fernfeldebene, die mittels einer CCD-Kamera beobachtet wird. Schließlich werden die elektronisch einstellbaren Widerstände durch einen computergesteuerten Optimierungsprozess so eingestellt, dass eine optimale Phasenlage der Slave-Laser erreicht wird. Als Kriterium dafür dient die aktuelle Spitzenleistungsdichte, die im Zentrum der Fernfeldverteilung mit einer Photodiode hinter einer Lochblende mit einem Radius von 20  $\mu\text{m}$  (etwa 1/15 des Durchmessers des zentralen Maximums) gemessen wird. Die elektronisch einstellbaren Widerstände werden in 256 diskreten Schritten variiert und das Detektorsignal synchron dazu gemessen. Nach dem Durchfahren der Widerstandsstufen wird der Widerstand auf den Wert mit dem höchsten Detektorsignal gestellt. Diese Prozedur wird



**Bild 5.2:** Leistungsdichte in Zentrum der Fernfeldverteilung eines kohärenten Arrays bei der Variation des Stromes eines Slave-Lasers über den vierfachen Bereich des Locking-Range. Anstieg und Abfall der Leistungsdichte innerhalb des Locking-Range resultieren aus der Phasenverschiebung zwischen  $-\pi/2$  und  $+\pi/2$ .

nacheinander für alle Vorwiderstände der Slave-Laser wiederholt. Bild 5.2 zeigt einen solchen Verlauf bei der Durchstimmung des Stromes über den etwa 4-fachen Bereich des Locking-Range. Man erkennt den inkohärenten Bereich, den Übergang in den kohärenten Bereich sowie den Anstieg und den Abfall des Signals im kohärenten Bereich aufgrund der Phasenvariation.

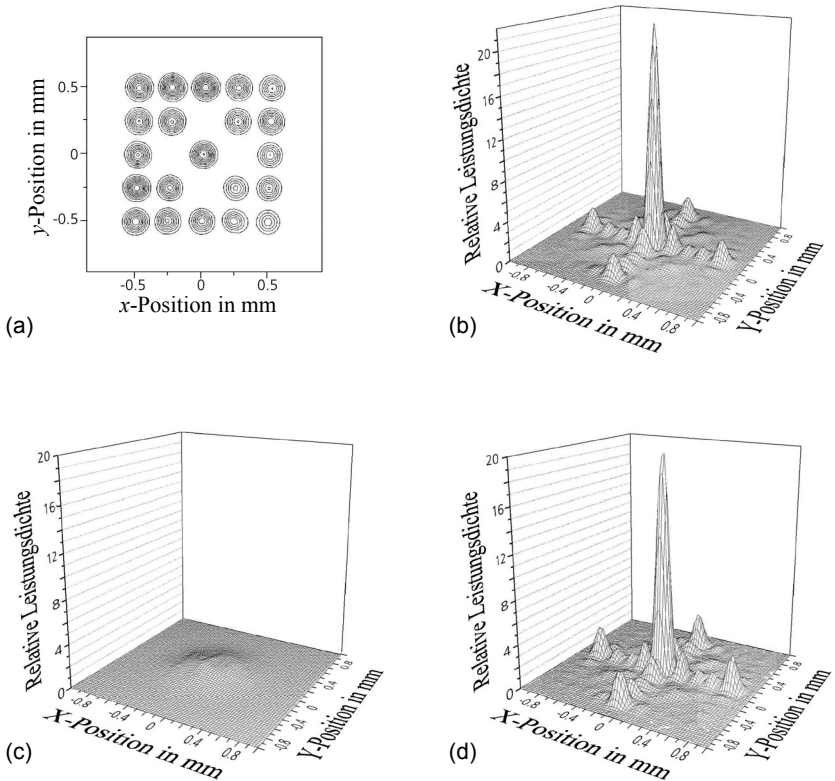
Es lässt sich aus diesem Diagramm auch die erforderliche Einstellgenauigkeit des Stromes ablesen. Setzt man diese als maximale Variation des Stromes an, bei der die Spitzenleistungsdichte um nicht mehr als 10 % ihres Maximalwertes reduziert wird, so beträgt diese für einen Emittor des Avalon-Chips (Bild 5.2) etwa  $\pm 7 \mu\text{A}$ . Bei einem durchschnittlichen Betriebsstrom von 2,2 mA je Emittor erfordert dies eine relative Einstellgenauigkeit von etwa  $\pm 3 \cdot 10^{-3}$ . Für einen Emittor des Osram-Chips (nicht dargestellt) beträgt die zulässige Stromvariation etwa  $\pm 4 \mu\text{A}$ . Die relative Einstellgenauigkeit erhöht sich bei einem Betriebsstrom von 8 mA auf  $\pm 5 \cdot 10^{-4}$ . Die erforderliche Einstellgenauigkeit der Vorwiderstände entspricht der des Betriebsstromes.

## 5.2 8 x 8-VCSEL-Array

### 5.2.1 Frequenzabgleich mit konventionellen Vorwiderständen

Im ersten Schritt wurden 21 Slave-Laser eines 5 x 5-Sub-Arrays durch einen Master-Laser, der sich auf einer Ecke des 8 x 8-Arrays befand, kohärent gekoppelt. Die gemessene Nahfeldleistungsdichteverteilung der Slave-Laser ist in Bild 5.3a dargestellt (Master-Laser ist nicht dabei). Die vier fehlenden Laser funktionierten nicht. Die für ein solches Array berechnete relative Leistungsdichteverteilung ist in Bild 5.3b zu sehen. Als Bezugsgröße diente die auf eins normierte Spitzenleistungsdichte der inkohärenten Verteilung  $\hat{I}_{ink}^{FF} = 1$ .

Für die Berechnung der kohärenten Leistungsdichteverteilung wurden gleiche Leistungen aller Emittter, perfekt ebene Phase und 100 % Kohärenzgrad angenommen, aber auch der reale Füllfaktor von  $F = 0,96$  sowie der Ausfall der vier Emittter beachtet. Die Spitzenleistungsdichte der kohärenten Verteilung ist 21 mal höher als die Spitzenleistungsdichte der inkohärenten Verteilung und im zentralen Maximum befindet sich 37,6 % der Gesamtleistung beziehungsweise 42,4 % der Leistung im Fernfeld. In Bild 5.3d ist die gemessene kohärente Leistungsdichteverteilung dargestellt, die durch eine automatische Abstimmung der Vorwiderstände gemäß der in Kapitel 5.1 beschriebenen Prozedur erzeugt wurde. Qualitativ betrachtet ist kaum ein Unterschied zwischen der gemessenen und der berechneten Verteilung zu erkennen. Die gemessene Fernfeld-Verteilung weist die 20-fache Spitzenleistungsdichte der inkohärenten Verteilung auf, die zum Vergleich im gleichen Maßstab in Bild 5.3c dargestellt ist. Das zentrale Maximum der gemessenen kohärenten Verteilung beinhaltet 34 % der Leistung im Fernfeld und etwa 20 % der Gesamtleistung von 7,1 mW. Der geringe Anteil an der Gesamtleistung liegt hauptsächlich an der uneinheitlichen Polarisationsverteilung der Emittter. Rund ein Drittel der Leistung wird bereits am Eingangspolarisator reflektiert. Der Leistungsanteil des zentralen Maximums relativ zur gesamten Fernfeldleistung ist mit 80 % des theoretisch möglichen Wertes recht gut. Die Reduktion ist hauptsächlich auf die Aberrationen der Mikrolinsen zurückzuführen, was sich bei genauer Betrachtung in den etwas höheren Nebenmaxima deutlich macht. Die Erhöhung der Spitzenleistungsdichte erreicht mit einem Faktor 20 über 95 % des theoretisch Möglichen und somit einen sehr guten Wert, der auch als Systemkohärenzgrad bezeichnet werden kann. Auf die beiden Effekte der Aberrationen der Mikrolinsen und des Systemkohärenzgrades ist eine Reduktion der Leistung im zentralen Maximum auf 81% zurückzuführen. Das bedeutet, dass die Summe der anderen Toleranzkriterien, wie uneinheitliche Leistungsverteilung und Dejustage mit nur 1 % als sehr gering einzuschätzen ist.

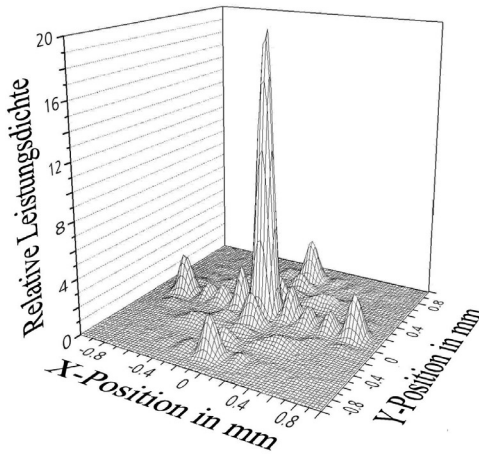


**Bild 5.3:** Leistungsdichteverteilungen (a) des gemessenen Nahfeldes, (b) des theoretisch berechneten kohärenten Fernfeldes, (c) des gemessenen inkohärenten Fernfeldes und (d) des gemessenen kohärenten Fernfeldes hinter einer Linse mit einer Brennweite von 200 mm.

## 5.2.2 Frequenzabgleich mit Mikrowiderständen

Nach der Optimierung der Vorwiderstände wurden die Widerstandswerte ausgelesen und die korrespondierenden Mikrowiderstände mit der in Kapitel 4.3 beschriebenen Methode getrimmt. Dabei wurde die für Emittter des Avalon-Chips erforderliche Trimmgenauigkeit von  $\Delta R/R = 3 \cdot 10^{-3}$  (Abschnitt 4.3.3 und 4.3.4) bereits nachgewiesen. Die Fernfeld-Leistungsdichteverteilung des Arrays aus 21 Slave-Lasern ist in Bild 5.4 dargestellt. Es wurde mit einem Faktor von 19 nahezu die gleiche Erhöhung der

Spitzenleistungsdichte erreicht wie beim Frequenzabgleich mittels der konventionellen Vorwiderstände. Im zentralen Maximum befinden sich 31,2% der Leistung des Fernfeldes.



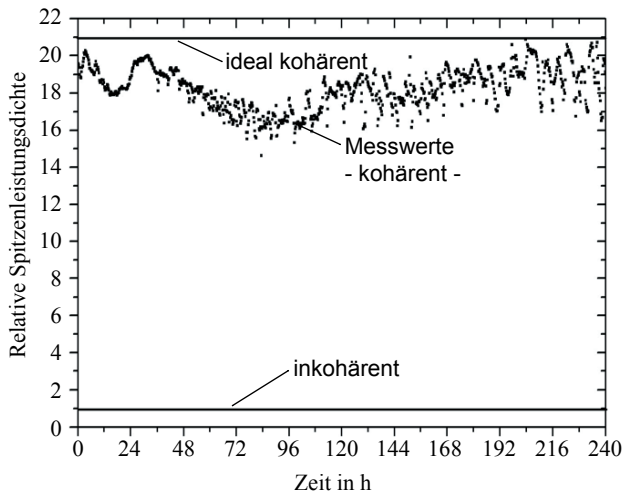
**Bild 5.4:** Fernfeld-Leistungsdichteverteilung eines Arrays aus 21 x 21 Emittlern, betrieben mit einem lasergetrimmten Array aus Mikrowiderständen für den Frequenz- und Phasenabgleich der Slave-Laser

### 5.2.3 Stabilität der phasenrichtigen Überlagerung

Als Kriterium für die Stabilität der phasenrichtigen Überlagerung wurde die Leistungsdichte im Zentrum der Fernfeldverteilung mittels des Detektorsignals hinter der Lochblende über der Zeit gemessen. Mit Hilfe des gleichen Signals wurde auch die Optimierung der elektronisch einstellbaren Widerstände (Abschnitt 5.1) vorgenommen. Wie bereits erwähnt, variiert die Polarisation der Avalon-VCSEL dynamisch um etwa 30 % auf einer Zeitskala von Stunden. Damit verbunden ist eine Variation des Detektorsignals, die nicht auf eine Veränderung der Kohärenzeigenschaften zurückzuführen ist, da diese sowohl beim kohärenten als auch beim inkohärenten Signal beobachtet wird. Um die Charakterisierung der Kohärenzeigenschaften von der Variation der Polarisation zu trennen, wurde die Master-Strahlung alle 15 Minuten unterbrochen, um den Referenzwert für die inkohärente Überlagerung zu bestimmen. Der Quotient aus dem kohärenten zu dem inkohärenten Signal ist über eine Messdauer von 10 Tagen mit Messwerten alle 12 Sekunden in Bild 5.5 dargestellt. Die kohärente Überlagerung bleibt über dem gesamten Messzeitraum bei einem Mittelwert der Leistungsdich-



teerhöhung von 19 erhalten. Die Schwankungen um den Mittelwert nehmen allerdings mit der Zeit zu. Diese Schwankungen sind durch Variationen im inkohärenten Signal zu erklären, da die inkohärente Überlagerung mit einer Interferenzstruktur von etwa  $\pm 10\%$  moduliert ist (bei genauer Betrachtung in Bild 5.3c zu erkennen). Diese Interferenzstruktur entsteht durch schwache Rückkopplung der Slave-Laser an den optischen Elementen im externen Strahlengang, welche zu einer schwachen selbstorganisierten Kopplung (Kap. 2.2.1) führt. Die besonders am Ende der Messung zu erkennende Schwankungsperiode entspricht der Heizperiode des Labors, was auf eine temperaturabhängige Variation der Rückkopplung schließen lässt. Diese Messung zeigt dennoch die zeitliche Konstanz des Kopplungsmechanismus, der Mikrowiderstände und der Justage des Mikrolinsen-Arrays. Die Raumtemperatur hat über den Messzeitraum um mehrere Kelvin geschwankt. Selbst nach Wochen und Monaten wurde durch einfaches Anschalten der Spannungsquelle wieder eine Leistungsdichteerhöhung von annähernd 19 und damit ein Systemkohärenzgrad von nahezu 90 % erreicht.



**Bild 5.5:** Langzeitstabilität der kohärenten Kopplung, bestimmt durch alternierende Messung des kohärenten und inkohärenten Signals über der Zeit. Die gemessene Spitzenleistungsdichte stellt das Verhältnis aus kohärentem und inkohärentem Signal innerhalb einer Periode dar. Zum Vergleich sind außerdem der ideal kohärente und der inkohärente Fall eingezeichnet.

**Tabelle 5.1:** Ergebnisse der kohärenten Überlagerung der Strahlung von 21 Lasern eines 5x5-Sub-Arrays:

Laser-Eigenschaften	Gesamtstrom $I$	48 mA
	Spannung $U$	2,06 V
	optische Ausgangsleistung	10,1 mW
	optisch-elektrischer Gesamtwirkungsgrad $\eta_{\text{ges}}$	10,2 %
Theoretisch berechnete Fernfeldverteilung	Systemkohärenzgrad	100 %
	Leistungsanteil im zentralen Maximum zur Gesamtleistung im Fernfeld	42,4 %
	Leistungsanteil im zentralen Maximum zur Gesamtleistung des Arrays	37,6 %
Gemessene Fernfeldverteilung, Frequenzabstimmung mit konventionellen Widerständen	Systemkohärenzgrad	95 %
	Leistungsanteil im zentralen Maximum zur Gesamtleistung im Fernfeld	34 %
	Leistungsanteil im zentralen Maximum zur Gesamtleistung des Arrays	20 %
Gemessene Fernfeldverteilung, Frequenzabstimmung mit Mikrowiderständen	Systemkohärenzgrad	90 %
	Leistungsanteil im zentralen Maximum zur Gesamtleistung im Fernfeld	31,2 %
	Leistungsanteil im zentralen Maximum zur Gesamtleistung des Arrays	19 %

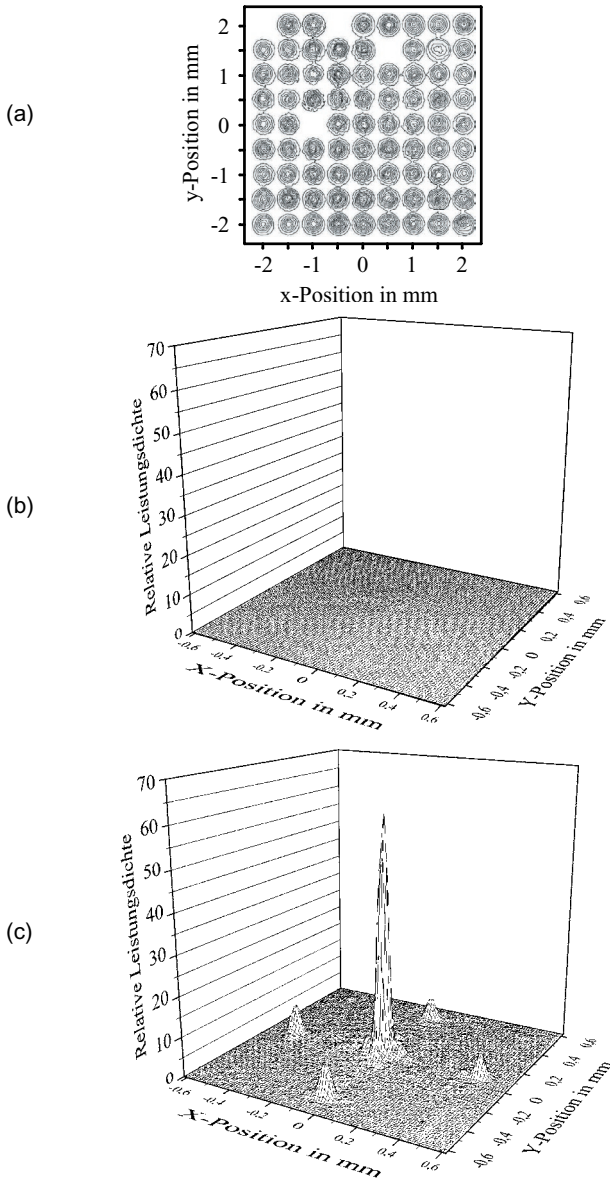
## 5.3 19 x 19-VCSEL-Array

Es wurden 77 Laser eines 9x9 Sub-Arrays des 19x19 Osram-VCSEL-Chips kohärent gekoppelt. Vier Emittoren funktionierten nicht oder oszillierten beim zur Kopplung nötigen Betriebsstrom in der TEM<sub>01</sub>-Mode. Die Polarisationsverteilung über das Array war sehr homogen mit einem Polarisationsgrad von etwa 32:1. In höheren Moden befand sich etwa 5 % der Leistung in der genutzten Polarisationsrichtung. Diese Leistung trägt zum inkohärenten Untergrund bei. Die herstellungsbedingte Dickenvariation der Mikrolinsen steigt mit zunehmender Größe des Arrays, so dass diese durch den Phasenschieberegion der Slave-Laser (Gleichung 3.2) nicht vollständig ausgeglichen werden konnte. Weiterhin wurden einige Slave-Laser außerhalb des Bereiches für stabiles Locking betrieben (Bild 3.3). Bei diesen Emittoren konnte trotzdem ein teilkohärenter Zustand eingestellt werden, was bedeutet, dass der Phasenschieberegion stark eingeschränkt ist und zu der kohärenten Grundmode noch höhere Moden inkohärent oszillieren. Das hat zur Folge, dass diese Emittoren in der Regel nicht ihren adäquaten Beitrag zur Leistung im zentralen Maximum liefern. Die Leistungsverteilung der Emittoren im Nahfeld (Bild 5.6a) bestätigte zwar die in Abschnitt 3.2.2 angestellten Überlegungen, wonach die Leistungen nach außen hin zunehmen müssten. Allerdings war dieser Effekt wesentlich kleiner als für die Berechnung der Phasentransformationsoptik angenommen wurde. Dort war von einem maximalen Unterschied der Ausgangsleistungen um 50 % ausgegangen worden (Gleichung 3.31), tatsächlich war aber nur eine Leistungsvariation von etwa 20 % zu beobachten.

### 5.3.1 Strahlüberlagerung in der Fernfeld-Ebene

Die kohärente Leistungsdichteverteilung, gemessen in der Fernfeld-Ebene einer Linse mit der Brennweite von  $f_{FL} = 140$  mm, ist in Bild 5.6c dargestellt. Aufgrund des Betriebs einiger Slave-Laser außerhalb des Bereiches für stabiles Locking, ist die kohärente Spitzenleistungsdichte lediglich um einen Faktor 60 gegenüber der inkohärenten Spitzenleistungsdichte (Bild 5.6b) erhöht, was nach der in Kapitel 5.2.1 eingeführten Definition einem Systemkohärenzgrad von 78 % entspricht. Hinter einer Lochblende mit einem Durchmesser von 120  $\mu\text{m}$ , welcher etwa dem Durchmesser des zentralen Maximums entspricht, befinden sich 28 % der Leistung des Fernfeldes und 23 % der Gesamtleistung von etwa 140 mW. Das entspricht nur etwas mehr als 50 % von dem Leistungsanteil, der unter idealen Bedingungen zu erreichen wäre. Diese Reduktion hat ihre Ursachen neben dem geringeren Systemkohärenzgrad (78 %) in dem Ausfall von 4 Emittoren (95 %, Gleichung 3.29), Dejustage der Mikrolinsen in Strahlrichtung (90 %, Kapitel 4.1.2), Aberrationen der Mikrolinsen (85 %, Kapitel 4.2.4), Reflexi-

onsverluste an optischen Grenzflächen (95 %) und nicht optimalen Füllfaktor von  $F = 0,75$  (44 % anstelle der Optimalen 50 %, Bild 3.9).



**Bild 5.6:** Gemessene Leistungsdichteverteilungen (a) des Nahfeldes, (b) des inkohärenten Fernfeldes und (d) des kohärenten Fernfeldes hinter einer Linse mit einer Brennweite von 140 mm.

### 5.3.2 Strahlüberlagerung durch Strahltransformationselemente

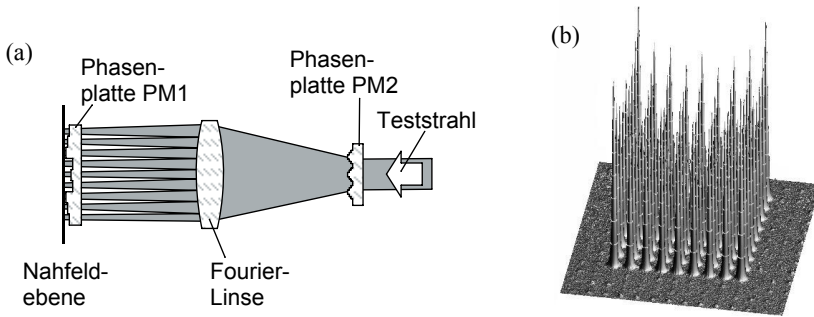
Entsprechend den Berechnungen in Abschnitt 3.2.2 wurden zwei diffraktive optische Elemente (Phasenplatten) zur Realisierung der Phasenmodulationsflächen PM1 und PM2 von der Firma LightTrans [52] hergestellt. Dafür wurden die Strukturen in 16 diskreten Stufen durch ein Dosis gesteuertes Elektronenstrahlschreibverfahren [62], einem sogenannten Grautonlithographieverfahren, in Photoresist geschrieben und dann im zweiten Schritt durch ein lineares Ätzverfahren [63] in Quarzglasplatten übertragen. Die größte gewünschte Ätztiefe zur Erzielung eines Phasenhubs von  $\frac{15}{16} \cdot 2 \cdot \pi$  betrug 1761 nm. Bei der stufenförmigen Phasenplatte PM1 wurde eine Ätztiefe von 1696 nm realisiert, was einer Abweichung von -3,7 % entspricht und bei der Phasenplatte PM2 wurde eine Ätztiefe von 1811 nm realisiert, was einer Abweichung von 2,8 % entspricht.

#### Passiver Funktionstest

Zuerst sollten die Phasenplatten PM1 und PM2 ohne den Einfluss der mehr oder weniger guten Kohärenzeigenschaften des gekoppelten 9 x 9-Arrays getestet und vermessen werden. Für diesen Test wurde die Umkehrbarkeit des optischen Strahlengangs ausgenutzt. Die Funktion der beiden Elemente, aus 9 x 9 Einzelstrahlen einen gemeinsamen Strahl zu generieren, bedeutet in der Umkehrung, dass aus einem Einzelstrahl ein Array aus 9 x 9 Strahlen generiert wird. Dem allgemeinen Prinzip der Strahltransformation (Kapitel 3.2.2) folgend, generiert die in Strahlrichtung erste Phasenplatte die gewünschte Leistungsdichteverteilung in einer Ebene nach einer gewissen Propagationsstrecke (Fourier-Transformation). Die in Strahlrichtung zweite Phasenplatte generiert dazu die gewünschte Phasenverteilung in dieser Ebene.

#### Test Phasenplatte PM2

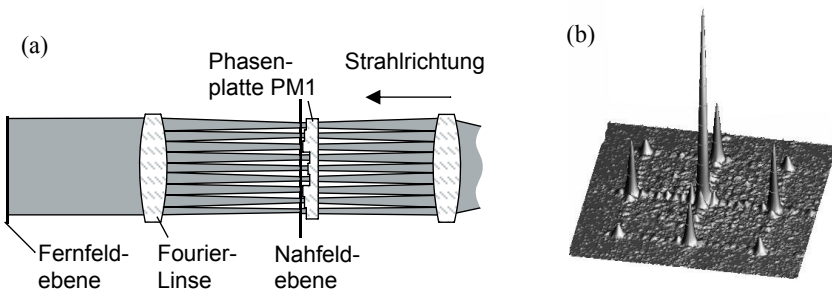
Der Aufbau zum Test der Phasenplatte PM2 ist in Bild 5.7a dargestellt. Von dem 9 x 9-VCSEL-Array wird ein Emitter ausgewählt, beispielsweise der Master-Laser, mit dem der Teststrahl erzeugt wird. Dieser durchläuft zuerst die Phasenplatte PM2, dann die Fourier-Linse und die Phasenplatte PM1 von rechts nach links (umgekehrt der eigentlichen Funktion). In der Ebene nach der Phasenplatte PM1 wurde die durch die Phasenplatte PM2 erzeugte Leistungsdichteverteilung gemessen, die in Bild 5.7b dargestellt ist. Wie man erkennen kann, besteht diese aus einem Array von 9 x 9 Strahlen. Auch die Leistungsverteilung dieser Strahlen entspricht der nach Gleichung 3.31 und damit der für die Berechnung der Platten prognostizierten Leistungsverteilung der Emitter eines kohärenten Arrays. Die Funktion der Phasenplatte PM2 ist damit erfüllt.



**Bild 5.7:** Aufbau zum Test des Strahltransformationselements PM2 (a) und die zugehörigen gemessenen Leistungsdichteverteilung in der Nahfeld-Ebene (b)

### Test Phasenplatte PM1

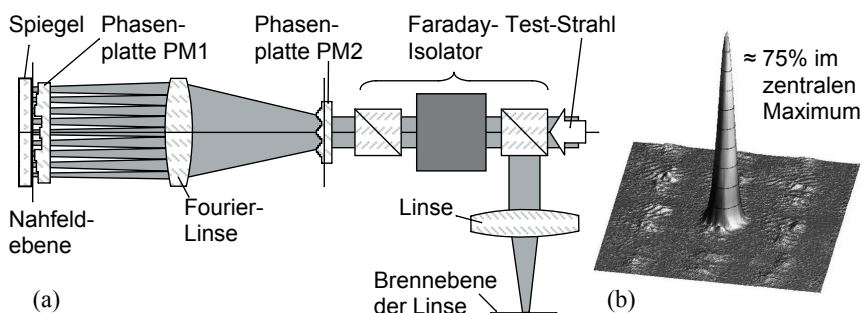
Die Funktion der Phasenplatte PM1 ist dann erfüllt, wenn auch die Phasenverteilung nach der Phasenplatte PM1 (in Strahlrichtung von rechts nach links) der des Nahfeldes eines kohärenten Arrays entspricht, d.h. die Phase konstant ist. Das wird überprüft, indem die Leistungsdichteverteilung im Fernfeld einer solchen Verteilung gemessen wird. Der Messaufbau ist in Bild 5.8a zu sehen. Die gemessene Fernfeld-Leistungsdichteverteilung ist in Bild 5.8b dargestellt. Sie ist in ihrer Struktur äquivalent zu der in Bild 5.6c, lediglich der Leistungsanteil im zentralen Maximum von etwa 10% ist auf Grund des kleineren Füllfaktors im Nahfeld geringer. Damit ist auch die Funktion der Phasenplatte PM1 bestätigt ist.



**Bild 5.8:** Aufbau zum Test des Strahltransformationselements PM1 als Fortsetzung des Aufbaus aus Bild 5.7 (a) und die zugehörigen gemessenen Leistungsdichteverteilungen in der Fernfeld-Ebene (b)

### Test Strahlzusammenführung

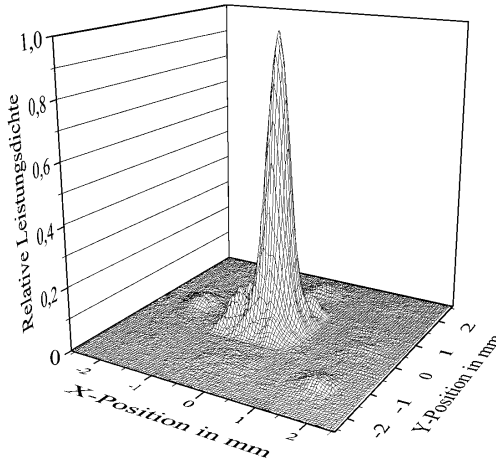
Mit der Erzeugung der Leistungsdichte- und Phasenverteilung die der des Nahfeldes eines kohärenten Arrays entspricht, konnte auch die Funktion der Strahlzusammenführung getestet werden. Der Aufbau ist in Bild 5.9a dargestellt. In die Nahfeldebene wurde ein Spiegel eingesetzt, der die 81 Teilstrahlen in der gewünschten Richtung von links nach rechts durch die Phasenplatten PM1 und PM2 strahlen lässt. Der zusammengeführte Strahl wurde vom Teststrahl mittels eines Faraday-Isolators getrennt und die Leistungsdichteverteilung des zentralen Maximums in der Brennebene einer Linse mit einer Brennweite von 1000 mm gemessen (Bild 5.9b). Dieser nahezu beugungsbegrenzte Strahl beinhaltet etwa 75 % der Gesamtleistung nach der Strahltransformation.



**Bild 5.9:** Aufbau zum Test der Strahlzusammenführung mit den Phasenplatten PM1 und PM2 (a) und die zugehörige gemessene Leistungsdichteverteilung nach der Strahlzusammenführung in der Brennebene einer Linse (b)

### Aktiver Funktionstest

Im letzten Schritt wurden die Phasenplatten PM1 und PM2 zur Strahlzusammenführung des kohärent gekoppelten Arrays eingesetzt. Dabei treten die 77 Strahlen des Nahfeldes (Bild 5.6a) an die Stelle des Spiegels in Bild 5.9a. Die Leistungsdichteverteilung in der Brennebene einer Linse mit einer Brennweite von 1000 mm ist in Bild 5.10 dargestellt. Der Leistungsinhalt des zentralen Maximums beträgt 48 % der Gesamtleistung nach der Phasentransformation beziehungsweise 44,3 % der Gesamtleistung vor den Phasenplatten PM1 und PM2. Die Reduzierung ist auf Streuung und Fresnel-Reflexionen an den Phasenplatten zurückzuführen. Da die Strahltransformation unabhängig vom Füllfaktor funktioniert, würden bei der Wahl der Mikrolinsen mit kürzerer Brennweite nahezu keine Transmissionsverluste auftreten und nahezu die gesamte Leistung des Arrays wäre vor den Phasenplatten verfügbar.

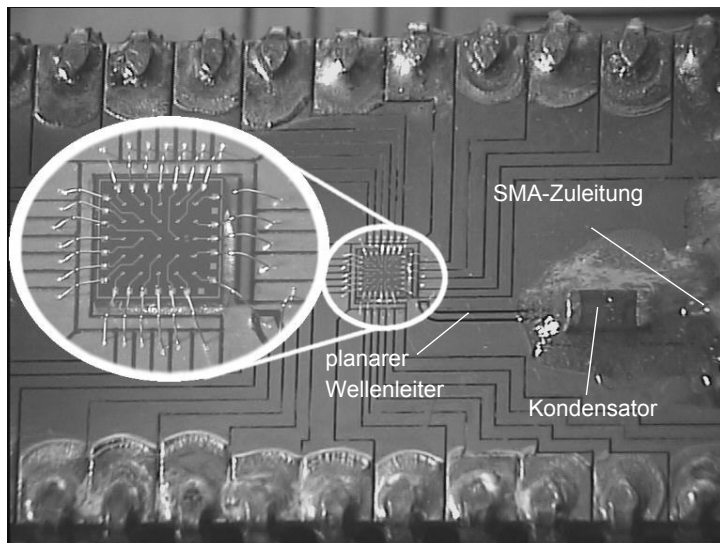


**Bild 5.10:** Gemessene Leistungsdichteverteilung des zentralen Strahls nach der Phasentransformation.

**Tabelle 5.2:** Ergebnisse der kohärenten Überlagerung der Strahlung von 77 Lasern eines 9x9-Sub-Arrays:

Laser-Eigenschaften	Gesamtstrom I	579 mA
	Spannung U	3,79 V
	optische Ausgangsleistung	140 mW
	optisch-elektrischer Gesamtwirkungsgrad $\eta_{\text{ges}}$	6,3 %
	Systemkohärenzgrad	78 %
Strahlzusammenführung in der Fernfeld-Ebene	Leistungsanteil im zentralen Maximum zur Gesamtleistung im Fernfeld	28 %
	Leistungsanteil im zentralen Maximum zur Gesamtleistung des Arrays	23 %
Strahlzusammenführung durch Phasentransformation	Leistungsanteil im zentralen Maximum zur Gesamtleistung nach den Phasenplatten	48 %
	Leistungsanteil im Zentralen Maximum zur Gesamtleistung vor den Phasenplatten → entspricht Gesamtleistung des Arrays bei angepassten Mikrolinsen	44,3 %





**Bild 5.11:** Foto der Leiterplatte mit VCSEL-Chip. Auf der Leiterplatte ist ein planarer elektrischer Wellenleiter strukturiert. Der Modulationsstrom wird über ein geschirmtes Wellenleiterkabel zugeführt und durch den Kondensator symmetrisch auf den Grundstrom addiert.

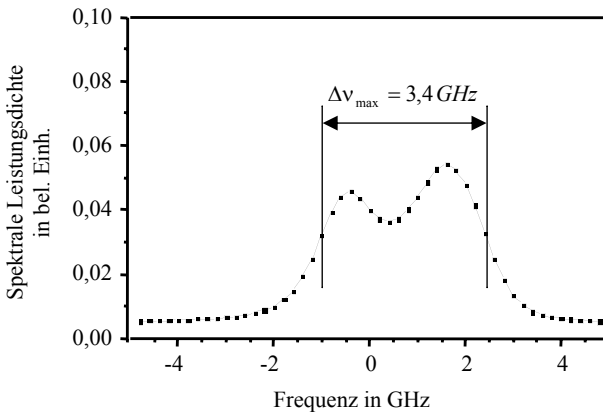
## 5.4 Kohärenzmodulation

Als Beispiel für die Anwendung des Effektes der Kohärenzmodulation wurde eine optische Leistungsmodulation zur Datenübertragung in einer Manchester-Kodierung bei 330 Megabit je Sekunde realisiert. Zur Veranschaulichung der minimalen erforderlichen Leistungsmodulation des Master-Lasers wurde der Fotostrom einer Pin-Diode als Modulationsstrom für den Master genutzt und so durch die Bestrahlung der Pin-Diode mit einem modulierten optischen Signal eine Art "Optischer Transistor" erzeugt.

Die Experimente wurden mit einem 5x5-VCSEL-Array von Avalon Photonics durchgeführt (Bild 5.11). Dabei dienten 22 Emittoren als Slave-Laser, ein Emittor als Master-Laser und 2 Emittoren funktionierten nicht. Zunächst wurde die Frequenzmodulation des Masters vermessen und die für die Kohärenzmodulation nötige Amplitudenmodulation des Master-Lasers in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz bestimmt.

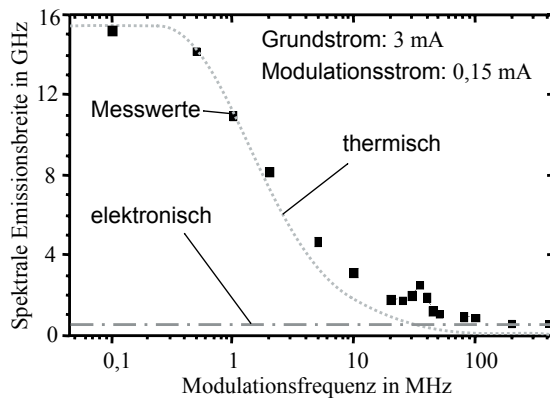
### 5.4.1 Frequenzmodulation des Master-Lasers

Die Frequenz des Master-Lasers wurde in einem dynamisch durchgestimmten Fabry-Perot-Interferometer [64] mit einem freien Spektralbereich von 75 GHz und einer Finnesse [33] von 150 bestimmt. Die Frequenzmodulation des Master-Lasers durch den Betrieb mit einem Modulationsstrom  $\Delta I$  spiegelt sich im Fabry-Perot-Interferometer aufgrund der geringen zeitlichen Auflösung der Messung in einer Verbreiterung des Frequenzspektrums wieder. Eine zeitaufgelöste Messung der Emissionsfrequenz oberhalb einer Modulationsfrequenz von 50 Hz ist nicht möglich. Ein Beispiel für die Messung eines Fabry-Perot-Spektrums bei einer Modulationsfrequenz von 10 MHz und einer Amplitude des Modulationsstromes  $\Delta I = 0,15$  mA ist in Bild 5.12 zu sehen.

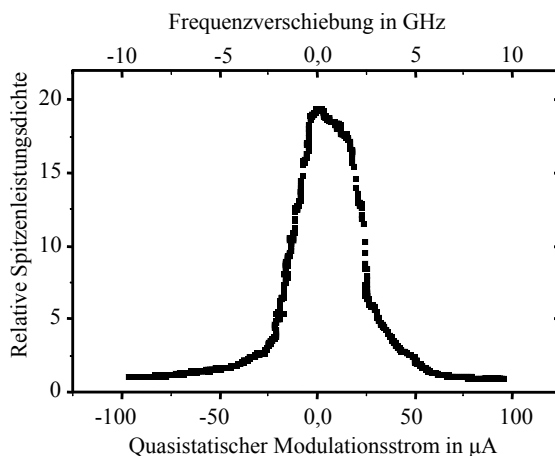


**Bild 5.12:** Gemessenes Fabry-Perot-Spektrum bei einer Modulationsfrequenz von 10 MHz und einer Amplitude des Modulationsstromes von  $\Delta I = 0,15$  mA.

Die Breite des Fabry-Perot-Spektrums wurde für einen Modulationsstrom von 0,15 mA bei einem Grundstrom von 3 mA in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz gemessen (Bild 5.13). Ab einer Modulationsfrequenz von etwa 0,5 MHz fällt die Breite des Emissionsspektrums auf die elektronisch induzierte Frequenzverschiebung ab, die nach Gleichung (3.38) etwa 360 MHz beträgt und somit unter der minimal auflösbaren Frequenzbreite des Fabry-Perot-Interferometers von 500 MHz liegt. Für das lokale Maximum des Emissionsspektrums bei einer Modulationsfrequenz von 35 MHz wurde keine eindeutige Erklärung gefunden. Es handelt sich dabei nicht um die Resonanz bei den Relaxationsoszillationen, da diese im Bereich von 10 GHz liegen. Eine mögliche, aber spekulative Erklärung wären Resonanzeffekte durch Reflexionen an nicht exakt impedanzangepassten Übergängen bei der Zuführung des Modulationsstromes auf die Mikroleiterplatte (Bild 5.11).



**Bild 5.13:** Gemessene spektrale Breite der Emissionsfrequenz in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz eines Emitters. Die grau gepunktete Linie stellt die Simulation des Frequenzganges der thermisch induzierten Verschiebung der Emissionsfrequenz nach Gleichung 5.1 dar. Die graue Strich-Punkt-Linie markiert den Betrag der elektronisch induzierten Verschiebung der Emissionsfrequenz nach Gleichung 3.38.

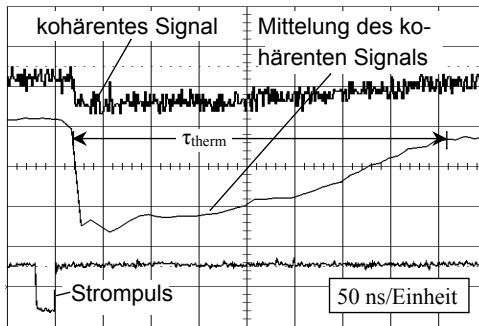


**Bild 5.14:** Relative Spitzenleistungsdichte im Fernfeld der Strahlen eines kohärenten Arrays in Abhängigkeit des Master-Stromes (Abszisse unten) bzw. der Master-Emissionsfrequenz (Abszisse oben).

Das Detektorsignal hinter einer Lochblende im Fernfeld der Strahlen kohärent gekoppelter Emitters (Bild 3.15) ist, wie in Bild 5.14 zu sehen, von der Emissionsfrequenz des Master-Lasers abhängig und kann mit einer Zeitauflösung bis in den Nanosekunden-

denbereich gemessen werden. Damit diene die kohärente Kopplung zu einer empfindlichen und zeitlich hochauflösenden spektralen Messung, mit der die thermische Relaxationszeit  $\tau_{\text{therm}}$  (Gleichung 3.43) experimentell bestimmt wurde.

Mit einem Strompuls der Amplitude  $\Delta I = 0,15 \text{ mA}$  und einer Länge von  $t_p = 20 \text{ ns}$  wurde eine gewisse thermische Energie in die aktive Zone des Emitters eingebracht, welche zu einer Veränderung der Temperatur und damit der Emissionsfrequenz führt. Die Temperaturveränderung klingt nach Gleichung (3.44) exponentiell mit der thermischen Relaxationszeit  $\tau_{\text{therm}}$  ab, die direkt aus dem Oszilloskopbild (Bild 5.15) abgelesen werden kann. Die daraus festgestellte thermische Relaxationszeit beträgt  $\tau_{\text{therm}} = 0,4 \mu\text{s}$  und liegt somit in der Größenordnung der theoretisch abgeschätzten Relaxationszeit von  $1 \mu\text{s}$ .



**Bild 5.15:** Oszilloskopbild des kohärenten Signals, der Mittelung von 1023 Durchläufen des kohärenten Signals (vierfach vergrößert) zur Messung der thermischen Relaxationszeit  $\tau_{\text{therm}}$  und des Strompulses

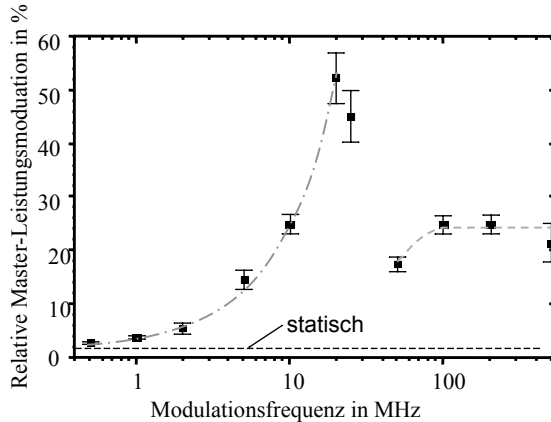
Die Maximale Frequenzdifferenz  $\Delta v_{\text{max}}$  wird nach Gleichung (3.44) nach der Hälfte der Periodenlänge der Modulationsfrequenz  $f_{\text{mod}}$  erreicht. So errechnet sich der thermisch induzierte Frequenzgang mit der Zeitkonstante  $\tau_{\text{therm}} = 0,4 \mu\text{s}$ :

$$\frac{\Delta v_{\text{max}}}{\Delta I} = C_2 \cdot \left( 1 - e^{-\frac{1}{2 \cdot \tau_{\text{therm}} \cdot f_{\text{mod}}}} \right), \quad (5.1)$$

welcher in Bild 5.13 als grau gepunktete Linie eingezeichnet ist.

### 5.4.2 Frequenzabhängigkeit der Kohärenzmodulation

Um eine Leistungsmodulation durch eine Modulation der Kohärenz zu realisieren, muss die Frequenzverschiebung durch die Modulation des Master-Lasers möglichst konstant sein. Daher wurde die erforderliche Leistungsmodulation des Master-Lasers in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz bestimmt, die nötig ist um 50% des maximalen Extinktionsverhältnisses (Gleichung 3.35) zu erreichen (Bild 5.16). Eine Modulation des Master-Lasers mit einer zufälligen Bit-Folge ist nur in einem Frequenzbereich der Modulation möglich, bei der die erforderliche Leistungsmodulation des Master-Lasers konstant ist, da der Modulationsstrom aufgrund der kapazitiven Kopplung immer symmetrisch zum Grundstrom addiert wird. Aus Bild 5.16 sieht man, dass dies für den Bereich der Modulationsfrequenzen kleiner 500 kHz und größer 80 MHz zutrifft, also für Bereiche, in denen entweder die thermisch induzierte Frequenzverschiebung oder die elektronisch induzierte Frequenzverschiebung dominiert.

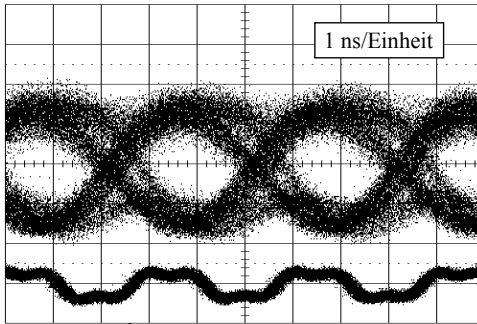


**Bild 5.16:** Leistungsmodulation des Master-Lasers in Abhängigkeit der Modulationsfrequenz, die nötig ist, um 50% des maximalen Extinktionsverhältnisses zu erreichen

### 5.4.3 Datenübertragung

Zur schnellen optischen Datenübertragung steht eine Bandbreite der Modulationsfrequenz zur Verfügung, die nach unten durch  $f_{\text{mod}} < 80$  MHz, der minimalen Modulationsfrequenz für konstante Master-Modulation beschränkt ist und nach oben durch die Verringerung des Signal-Rausch-Verhältnisses aufgrund von Schwebungsfrequenzen im inkohärenten Signal bei einer kleinen Anzahl von Slave-Lasern (Abschnitt 3.4.5).

Deswegen wurde für die Demonstration zur Anwendung in der Datenübertragung die Manchester-Kodierung [65] bei einer Bit-Rate von 330 Mbit/s verwendet. Die Manchester-Kodierung wird auch kommerziell in Systemen von Fujitsu für faseroptische Datenübertragung über Strecken von 40 bis 45 km bei einer Wellenlänge von  $1,31 \mu\text{m}$  und Datenübertragungsraten von 405 Mbit/s eingesetzt [66]. Bei der Manchester-Kodierung kommen maximal 2 Hi- (kohärent) oder 2 Lo-Signale (inkohärent) hintereinander. Die erforderliche Frequenzbandbreite ist dadurch auf einen Bereich zwischen 82,5 MHz und 165 MHz beschränkt. In Bild 5.17 ist ein Augendiagramm dargestellt. Die Qualität der Datenübertragung kann an der Größe der Öffnung des Auges abgelesen werden. Man sieht, dass für eine bitfehlerfreie Datenübertragung noch Optimierungsbedarf besteht, aber der prinzipielle Nachweis zur Anwendung in der Datenübertragung ist geführt worden.

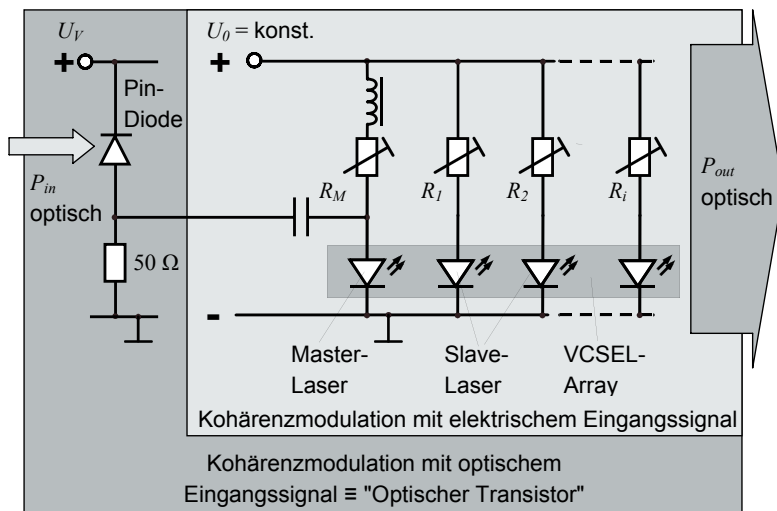


**Bild 5.17:** Augendiagramm der Kohärenzmodulation von 22 Slave-Lasern bei einer Datenrate von 330 Mbit/s in Manchester-Kodierung. Die untere Spur zeigt das Taktsignal.

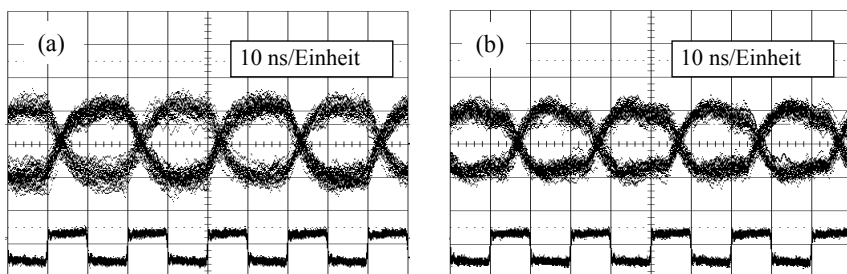
#### 5.4.4 Optischer Transistor

Zur Veranschaulichung des geringen Modulationsstromes für die Kohärenzmodulation wurde der Bitgenerator, d.h. die Modulationsstromquelle, durch eine Photodiode ersetzt (Bild 5.18). Die Photodiode transformiert ein kleines optisches Signal in ein elektrisches Signal. Der Photostrom ist ausreichend für eine Kohärenzmodulation durch den Master-Laser. Es sind keine weiteren aktiven elektronischen Elemente wie Transistoren oder Verstärker notwendig. Für die experimentelle Demonstration wurde als optisches Eingangssignal die modulierte Strahlung eines konventionellen fasergekoppelten Multimode-Vertikalemitters genutzt. Ein Vergleich der elektrisch induzierten

und optisch induzierten Kohärenzmodulation bei 25 MHz zeigt im Ergebnis keinen Unterschied (Bild 5.19).



**Bild 5.18:** Schema des "Optischen Transistors": Ein kleines optisches Signal moduliert den Sperrstrom einer Photodiode, der Sperrstrom moduliert die Frequenz des Master-Lasers und somit die hohe optische Leistung der Slave-Strahlen hinter einer Lochblende im Fernfeld.



**Bild 5.19:** Oszilloskopbild der Modulation des kohärenten Signals durch periodische Modulation des Master-Stromes mit (a) dem Photostrom einer Pin-Diode, welche mit einem modulierten optischen Signal bestrahlt wird und (b) einem Bit-Generator. Die untere Spur zeigt jeweils das Taktsignal.

## 6 Bewertung der Ergebnisse

Zunächst wurde ein Konzept beschrieben, welches alle Punkte der Aufgabenstellung erfüllt, nämlich ein auf Diodenlasern basierendes System zu entwickeln, welches in Leistung und Leistungsdichte skalierbar ist, in einem kompakten Aufbau zu realisieren ist, einen hohen optisch-elektrischen Wirkungsgrad besitzt und in der Leistung moduliert werden kann. Wichtige Teile des Konzeptes konnten experimentell verifiziert werden. Im Folgenden wird nun eine Bewertung der Ergebnisse im Hinblick auf die Zielsetzung gegeben.

### **Vertikalemitter**

Als Strahlquelle sieht das Konzept Vertikalemitter vor. Die vorteilhaften Eigenschaften, die zur Auswahl dieses Emittertyps geführt haben, hauptsächlich die Anwendbarkeit der Array-Technologie und die Leistungsskalierung durch Erhöhung der Emittierzahl in zwei Dimensionen, konnten experimentell umgesetzt und bestätigt werden. Damit war auch die Hoffnung verbunden, dass die Weiterentwicklung der Vertikalemitter selbst in höhere Leistungsklassen führt und dass das hier verfolgte Konzept für eine kohärente Kopplung dieser Emitter unverändert genutzt werden kann. Ersteres hat sich leider bis heute nicht bestätigt, was auch seinen Ausdruck in den relativ bescheidenen optischen Gesamtleistungen der in dieser Arbeit beschriebenen Systeme von maximal 140 mW hat.

### **Master-Slave-Kopplung von Vertikalemitter-Arrays**

Als Kopplungstyp sieht das Konzept die hierarchisch organisierte Master-Slave-Kopplung vor, da diese prinzipielle Skalierbarkeit erlaubt und sehr gut auf Vertikalemitter angewendet werden kann. In den Experimenten hat sich gezeigt, dass die Master-Slave-Kopplung eine sehr geeignete Methode ist, um viele Emitter kohärent zu koppeln, vorausgesetzt alle Emitter können an einem Arbeitspunkt betrieben werden, der stabiles Locking erlaubt. Das stellt im Gegensatz zur begrenzten Ausgangsleistung zwar kein prinzipielles Problem dar, jedoch relativ hohe technologische Ansprüche an die Fertigung der Vertikalemitter. So zeichnen sich die Vertikalemitter-Arrays von Osram durch hohe Wellenlängen- und Polarisationshomogenität, aber auch durch eine hohe Laserschwelle und wenig höhere Multimode-Schwelle aus. Die Vertikalemitter von Avalon-Photonics haben eine niedrige Schwelle und einen hohen Wirkungsgrad, aber eine uneinheitliche Polarisationsverteilung. Vertikalemitter, die eine Kombination der für die Kopplung positiven Eigenschaften besitzen, waren nicht verfügbar.



### **Integration der Vorwiderstände**

Für die Zielsetzung der Integration des gesamten Aufbaus in ein kompaktes System stellt der für die Master-Slave-Kopplung nötige Frequenz- und Phasenabgleich jedes einzelnen Slave-Lasers über seinen Betriebsstrom ein lösbares Problem dar. Dafür sieht das Konzept die Integration von Vorwiderständen auf dem Laser-Chip vor. Bei der experimentellen Verifizierung befanden sich die Mikrowiderstände noch nicht auf dem Laser-Chip, sondern noch auf einem separaten Chip. Beide Chips waren auf einer gemeinsamen Leiterplatte angebracht, was im Sinne der Kompaktheit bereits einen deutlichen Vorteil darstellt. Experimentell konnte mit dem Frequenz- und Phasenabgleich durch die Mikrowiderstände nahezu der gleiche Systemkohärenzgrad wie mit externen Widerständen erzielt werden. Die Größe, das Material und die Herstellungstechnologie der Mikrowiderstände wurden so gewählt, dass sie die Anforderungen an die Integration auf den Laser-Chip erfüllen. Damit sollte eine spätere Integration auf den Laser-Chip technisch zu realisieren sein.

Für die Zielsetzung eines möglichst hohen optisch-elektrischen Gesamtwirkungsgrades, ist die Methode, den Frequenz- und Phasenabgleich über einstellbare Vorwiderstände zu realisieren, kritisch zu sehen. An den Vorwiderständen werden bei den Avalon-Vertikalemittern etwa 30 % und bei den Osram-Vertikalemittern etwa 38 % der gesamten zugeführten elektrischen Leistung verbraucht. Dadurch sinkt der optisch-elektrische Wirkungsgrad der Avalon-Vertikalemitter von durchschnittlich 16 % ohne Vorwiderstände (Tabelle 4.2) auf etwa 10,2 % (Tabelle 5.1). Noch deutlicher ist der Rückgang bei den Osram-Vertikalemittern. Dort fällt der Wirkungsgrad von etwa 11 % (Tabelle 4.2) auf nur noch 6,3 % (Tabelle 5.2).

Eine Möglichkeit die verbrauchte Leistung an den Vorwiderständen zu verringern wäre, den Anfangswiderstand der Mikrowiderstände von  $100 \Omega$  zu verkleinern. Dem sind allerdings konstruktive Grenzen gesetzt. Realisierbar erscheint eine Halbierung des Anfangswiderstandes auf etwa  $50 \Omega$ .

### **Array-Technologie**

Die Anwendung der Array-Technologie bei den Emittern und den Mikrolinsen hat die Erwartungen erfüllt. Zum Einen konnte die Stabilität der kohärenten Überlagerung experimentell nachgewiesen werden, das heißt, die phasenrichtige Überlagerung ist ohne Kohärenz- und ohne Phasenregelung über Wochen stabil. Das System mit dem Avalon-VCSEL-Array und den lasergetrimmten Mikrowiderständen als Vorwiderstände funktionierte über Monate durch einfaches Ein- und Ausschalten der Spannungsquelle. Zum Zweiten konnte mit dem Optomodul auch der hohe Parallelisierungsgrad der Array-Technologie bei der Justage und Montage von Laser und Optik nachgewiesen werden. Erwähnt werden sollte in diesem Zusammenhang noch die hohe thermische und mechanische Stabilität der Position von Mikrolinsen-Array zu La-

ser-Array im Optomodul, was die Stabilität der kohärenten und phasenrichtigen Überlagerung erst ermöglicht hat.

### **Strahlzusammenführung in der Fernfeld-Ebene**

Während beim Systemkohärenzgrad Werte von 78 % bei den Osram-VCSELn und 95 % bei den Avalon-VCSELn erreicht wurden, blieb der Leistungsanteil im zentralen Maximum hinter dem im Abschnitt 3.2.1 berechneten optimalen Wert von etwa 50 % deutlich zurück. Dies hatte seine Ursache in dem Ausfall von Emittern, Dejustagen und Aberrationen der Mikrolinsen, nicht optimalen Füllfaktoren und Reflexionen an optischen Grenzflächen. Die dadurch hervorgerufenen Verlustfaktoren sind nicht prinzipieller Natur und bieten daher Potenzial zur Optimierung.

### **Strahltransformation**

Die Effizienz der Strahlzusammenführung konnte mit Hilfe der Strahltransformation gesteigert werden. Der Vorteil besteht nicht nur in der theoretisch höheren Strahlzusammenführungseffizienz von 92 % gegenüber den optimalen 50 % bei der Strahlüberlagerung in der Fernfeld-Ebene, sondern auch darin, dass die in dieser Arbeit beschriebene Methode unabhängig vom Füllfaktor ist. Die hier erreichte Strahlzusammenführungseffizienz von 48 % der Leistung nach der Phasentransformation setzt sich aus der mit einem Teststrahl vermessenen realen Strahlzusammenführungseffizienz von 75 % für die Phasenmodulationsflächen PM1 und PM2 sowie Verlustfaktoren in analoger Weise wie bei der Überlagerung im Fernfeld zusammen. Der Leistungsanteil in einem beugungsbegrenzten Strahl ist nichtsdestotrotz nahezu doppelt so groß wie bei der Strahlzusammenführung in der Fernfeld-Ebene, so dass sich die Anwendung der Strahltransformation in jedem Fall lohnt.

### **Kohärenzmodulation**

Der Umweg, über eine Kohärenzmodulation hinter einer Lochblende eine Leistungsmodulation zu realisieren, stellt eine sehr attraktive Methode dar, da der notwendige Modulationsstrom nur einen Bruchteil des gesamten Betriebsstromes beträgt. Allerdings sind in der hier beschriebenen Methode Grenzen für die Auswahl der Modulationsfrequenzbandbreite gesetzt, was die Verwendung in der Datenübertragung zumindest teilweise einschränkt. Nichtsdestotrotz konnte auch diese erfolgreich für eine Datenübertragungsrate von 330 Mbit/s in Manchester-Kodierung nachgewiesen werden.

### **Wirkungsgrad**

Die vorteilhafte Eigenschaft der Diodenlaser eines hohen optisch-elektrischen Wirkungsgrads wird in dem vorgestellten Konzept noch nicht optimal genutzt. Zur Verringerung des Gesamtwirkungsgrades des System tragen zum Einen die Vorwiderstän-

de zur Frequenz- und Phasenabstimmung bei, an denen rund ein Drittel der elektrischen Leistung verbraucht wird. Zum Anderen wird der Gesamtwirkungsgrad des Systems durch die reale Strahlzusammenführungseffizienz verringert. Bei beiden Verlustmechanismen besteht noch Optimierungspotenzial, welches weiter oben schon angesprochen wurde. Mit einem optimierten Konzept sollte ein Gesamtwirkungsgrad von etwa 70 % bis 75 %, verglichen mit dem optisch-elektrischen Wirkungsgrade eines Einzelemitters erreichbar sein.

### **Skalierbarkeit**

Bei allen zur Verifizierung des Konzepts gehörenden Experimenten ist noch nicht an die Grenzen der Anzahl der zu koppelnden Emitter gestoßen worden. Es zeichnet sich aber ab, dass die technologischen Probleme mit wachsender Fläche der aktiven Elemente zunehmen. Das betrifft zum Einen die Ebenheit des VCSEL-Chips im Betrieb. Zum Anderen variieren die optischen Dicken der Mikrolinsen mit größer werdender Fläche. Diese Probleme könnten beispielsweise durch den Zusatz von  $2\pi$ -Phasenschiebeelementen behoben werden, was allerdings wieder die Komplexität des Aufbaus erhöht. Prinzipiell steht aber einer Skalierung bis zu mehreren Tausend Slave-Lasern nichts im Wege. In diesem Punkt hebt sich dieses Konzept von den vermeintlich technologisch einfacheren Konzepten der selbstorganisierten Kopplung ab [16-19].

Bezieht man die Skalierbarkeit auf die absolute Ausgangsleistung, so sind dem Konzept aufgrund der beschränkten Ausgangsleistung der Einzelemitter Grenzen gesetzt. Damit steht und fällt die Umsetzung des beschriebenen Konzeptes mit der Erhöhung der Ausgangsleistung der Einzelemitter. Solange sich die Ausgangsleistungen von Vertikalemittlern und Kantenemitterstrukturen, wie monolithische MOPA-Strukturen, um mehrere Größenordnungen unterscheiden, ist eine Umsetzung des Konzeptes wenig sinnvoll.

### **Vergleich mit anderen Laserkonzepten**

Im Vergleich mit anderen Laserkonzepten zur Herstellung beugungsbegrenzter Strahlung, wie Scheibenlaser [67] oder Faserlaser [68] ist das vorgestellte Laserkonzept insbesondere bei der erreichten Ausgangsleistung noch nicht konkurrenzfähig. Auch der Vorteil des beschriebenen Konzeptes, des potenziell höheren Wirkungsgrades aufgrund der direkten Nutzung der Diodenlaserstrahlung im Vergleich zu den von Diodenlasern gepumpten Festkörperlasern, bei denen die Strahlung in einem zusätzlichen, verlustbehafteten Laserprozess entsteht, ist eher gering oder gar nicht vorhanden. Allerdings bleiben die Vorteile eines kompakten Aufbaus, einer einfachen Modulierbarkeit der Leistung und die Nutzung des von den Diodenlasern abgedeckten Wellenlängenspektrums auch bei der abschließenden Betrachtung erhalten.

# 7 Zusammenfassung und Ausblick

## Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde ein Konzept für ein auf Diodenlasern basierendes System vorgestellt, welches prinzipiell in Leistung und Leistungsdichte skalierbar ist, in einem kompakten Aufbau zu realisieren ist, einen hohen optisch-elektrischen Wirkungsgrad besitzt und schnell in der Leistung moduliert werden kann.

Aus der Bewertung des Standes der Technik wurden die Vertikalemitter als Strahlquellen ausgewählt, da diese in zweidimensionalen Arrays in einer exakten Gitteranordnung herzustellen sind. Dadurch wird ein hoher Parallelisierungsgrad bei der Justage und Montage einer angepassten Optik, die Integration in ein kompaktes System und eine stabile Kopplung ermöglicht. Eine stabile Kopplung bedeutet, dass das System ohne aktive Kohärenz- und Phasenregelungen auskommt.

Als Kopplungsmethode wurde die hierarchisch organisierte Master-Slave-Kopplung ausgewählt, da diese Methode prinzipielle Skalierbarkeit erlaubt. Die angewandte Methode der Master-Slave-Kopplung basiert auf dem Injection-Locking. Für das Injection-Locking ist ein externer optischer Aufbau sowie eine Frequenzabstimmung zum Kohärenz- und Phasenabgleich der einzelnen Slave-Laser nötig. Die Frequenzabstimmung kann über eine Abstimmung der Betriebsströme der Emitter vorgenommen werden. Die Betriebsströme sind wiederum durch einstellbare Vorwiderstände abzustimmen. Das Konzept sieht vor, dass diese einstellbaren Vorwiderstände als Mikrowiderstände auf dem Laser-Chip integriert werden, um die Skalierbarkeit und die Möglichkeit zur kompakten Integration zu erhalten.

Weiterhin wurde in dem Konzept eine Möglichkeit beschrieben, den externen optischen Aufbau in einen kompakten Glasblock zu integrieren.

Zur effizienten, aber auch kompakt zu realisierenden Überführung der kohärenten Einzelstrahlen in einen möglichst beugungsbegrenzten Gesamtstrahl wurde eine Methode unter Verwendung von phasenmodulierenden Elementen beschrieben. Mit dieser Methode ist eine Strahltransformation mit einer Effizienz von theoretisch nahezu 100 % und somit eine Erhaltung eines hohen optisch-elektrischen Wirkungsgrades des Gesamtsystems möglich.

Eine schnelle Modulation der Leistung des Systems kann auf elegante Weise durch eine Modulation der Kohärenz erreicht werden. Dabei wird ausgenutzt, dass sich im kohärenten Zustand hinter einer Lochblende, die sich im Fernfeld befindet und den Durchmesser des zentralen Maximums hat, ein Vielfaches der Leistung gegenüber dem inkohärenten Zustand befindet. Für eine Modulation der Kohärenz muss lediglich die Frequenz des Master-Lasers moduliert werden, wofür nur ein Bruchteil des Gesamtstromes moduliert werden muss.

Wichtige Teile des Konzeptes wurden experimentell verifiziert. Dafür standen ein 8 x 8-Vertikalemitter-Chip von Avalon-Photonics sowie 19 x 19-Vertikalemitter-Chips von Osram zur Verfügung. Die Vertikalemitter von Avalon-Photonics waren besonders aufgrund ihrer niedrigen Laserschwelle besser für die kohärente Kopplung geeignet. Die wesentlich größeren Vertikalemitter von Osram wurden nach eigenen Layout-Angaben hergestellt, waren jedoch aufgrund ihrer hohen Laserschwelle und wenig höheren Multimode-Schwelle nicht alle im Arbeitsbereich für stabiles Locking zu betreiben.

Die Anwendbarkeit der Array-Technologie bei der Justage und Montage der Mikrolinsen-Arrays vor den Vertikalemitter-Arrays wurde in einem kompakten optischen Modul umgesetzt. Durch eine spezielle Konstruktion des Moduls bleibt die einmal eingestellte Justage während des Fixiervorganges erhalten. Danach ist die Justage auch bei Schwankungen der Umgebungstemperatur im Submikrometerbereich stabil.

Der Kohärenz- und Phasenabgleich wurde sowohl mit konventionellen als auch mit lasergetrimmten Mikrowiderständen durchgeführt. Die lasergetrimmten Widerstände wären von ihrem Herstellungsverfahren und von ihrer Größe her auf dem Laser-Chip integrierbar. Bei den Experimenten befanden sich diese aber noch auf einem separaten Chip. Mit den konventionellen Widerständen wurde mit 21 gekoppelten Slave-Lasern des Avalon-Chips ein Systemkohärenzgrad von etwa 95% erzielt und mit den lasergetrimmten Mikrowiderständen ein ebenfalls hoher Systemkohärenzgrad von etwa 90%. Mit letzteren konnte in einem Dauerversuch eine stabile Kopplung über 10 Tage nachgewiesen werden. Selbst nach Monaten wurde durch einfaches Einschalten der Spannungsquelle wieder ein Systemkohärenzgrad von nahezu 90% erreicht.

Die weitere Skalierung wurde durch die Kopplung von 77 Slave-Lasern eines 9 x 9-Arrays auf dem Osram-Chip gezeigt. Aufgrund des Betriebes einiger Slave-Laser außerhalb des Bereiches für stabiles Locking wurde lediglich ein Systemkohärenzgrad von 78% erreicht. Bei der Überlagerung der kohärenten Strahlen in der Fernfeld-Ebene konnten etwa 23% der Gesamtleistung des Arrays von 140 mW in das beugungsbegrenzte zentrale Maximum überführt werden. Unter Verwendung der phasenmodulierenden Strahltransformationselemente konnte der Anteil in dem beugungsbegrenzten Zentralstrahl auf etwa 44% erhöht werden.

Eine Leistungsmodulation durch Modulation der Kohärenz des Lasersystems wurde bis in den Megahertzbereich nachgewiesen. Der Frequenzbereich, bei dem ein konstanter Master-Modulationsstrom zu einem konstanten Extinktionsverhältnis, dem Verhältnis der Leistungen im kohärenten und inkohärenten Zustand, führt, ist allerdings eingeschränkt auf einen Bereich kleiner 500 kHz und größer 80 MHz. Die Möglichkeit einer Datenübertragung konnte mit einer Übertragungsrate von 330 Mbit/s in Manchester-Kodierung nachgewiesen werden.

Mit den experimentellen Ergebnissen konnten die untersuchten Teile des Konzepts bestätigt werden, das heißt, eine kompakte Integration des Systems, ein hoher Wirkungsgrad, eine schnelle Leistungsmodulation und eine Skalierung der Anzahl der gekoppelten Emittoren ist möglich. Bezüglich der Skalierbarkeit der Leistung sind allerdings deutliche Abstriche zu machen, so dass eine direkte Umsetzung des Systems aufgrund der begrenzten Ausgangsleistung eines einzelnen Vertikalemitters wenig sinnvoll ist.

### **Ausblick**

Die im Rahmen dieser Arbeit nicht verfolgte Verifizierung von Teilen des Konzepts, die Integration der Vorwiderstände auf den Laser-Chip sowie der Verlauf des externen Strahlengangs in einem kompakten Glasblock, erscheint technisch realisierbar zu sein. Die praktische Bedeutung des Systems steht und fällt jedoch damit, ob es möglich ist, Diodenlaser hoher Ausgangsleistung in einem exakten Raster auf einem monolithischen Chip herzustellen. Die Vertikalemitter werden in ihrer heutigen Bauform diese Forderung wahrscheinlich nicht erfüllen können, jedoch haben die sich in der Entwicklung befindlichen Vertikalemitter mit einem erweiterten (externen) Resonator ein hohes Potenzial dieser Anforderung gerecht zu werden. Wenn es gelingt, diese Emittoren durch elektrisches oder optisches Pumpen effizient zu betreiben und in einem regelmäßigen Array anzuordnen, könnte mit geringen Modifikationen des vorgestellten Konzepts in neue Leistungsregionen beugungsbegrenzter Diodenlasersysteme vorgestoßen werden, die dann auch in Konkurrenz zu den von Diodenlasern gepumpten Festkörperlasern treten können.

# Literaturverzeichnis

- [1] Katja Bammel: "*DVD - Digital Versatile Disc*", Physikalische Blätter, **1**, 56-58, (2002)
- [2] L. Bartelt-Berger: "*Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Dioden-Lasern*", Reihe Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW, Teubner, Stuttgart, (1998), Universität Stuttgart, Dissertation
- [3] B. Lücke: "*Kohärente Kopplung von Vertikalemitter-Arrays*", Reihe Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW, Herbert Utz Verlag Wissenschaft, München, (2002), Universität Stuttgart, Dissertation
- [4] K.L. Lear, K.D. Choquette, R.P. Schneider, Jr., S.P. Kilcoyne, K.M. Geib: "*Selectively Oxidised Vertical-Cavity Surface Emitting Lasers with 50% Power Conversion Efficiency*", Electron. Lett., **31**(3), 208-209, (1995)
- [5] J.W. Scott, B.J. Thibeault, D.B. Young, L.A. Coldren, F.H. Peters: "*High Efficiency Sub-Milliamp Vertical Cavity Lasers with Intra-Cavity Contacts*", IEEE Photon. Technol. Lett., **6**(6), 678-680, (1994)
- [6] B. Tell, Y.H. Lee, K.F. Brown-Goebeler, J.L. Jewell, R.E. Leibenguth, M.T. Asom, G. Livescu, L. Luther, V.D. Matterna: "*High-Power CW Vertical-Cavity Top Surface-Emitting GaAs Quantum Well Lasers*", Appl. Phys. Lett., **57**(18), 1855-1857, (1990)
- [7] H.J. Unold, S.W.Z. Mahmoud, R. Jäger, M. Kicherer, M.C. Riedl, K.J. Ebeling: "*Improving single-mode VCSEL performance by introducing a long monolithic cavity*", IEEE Photon. Technol. Lett., **12**, 939-941, (2000)
- [8] C. Jung, R. Jäger, M. Grabherr, P. Schnitzler, R. Michalzik, B. Weigl, S. Müller, K.J. Ebeling: "*4.8 mW singlemode oxide confined top-surface emitting vertical-cavity laser diodes*", Electron. Lett., **33**, 1790-1791, (1997)
- [9] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, A. Mooradian: "*Design and characteristics of high-power (>0.5-W CW) diode pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM<sub>00</sub> beams*" IEEE J. Select. Topics Quantum Electron., **5**, 561-573, (1999)

- [10] M.E. Schubert: "*Leistungskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern*", Reihe Laser in der Materialbearbeitung, Forschungsberichte des IFSW, Teubner, Stuttgart, (1999), Universität Stuttgart, Dissertation
- [11] G. Hergenhan, B. Lücke, U. Brauch: "*Justier- und Fixiertechnik für zweidimensionale funktionale Strukturen*" ITG-Workshop Optische Aufbau- und Verbindungstechnik, Berlin, 16. Mai (2001)
- [12] G. Hergenhan, M. Scholl, B. Lücke, U. Brauch: "*Kohärente Vertikalemitter-Arrays*" *LaserOpto* **33** (3) 68-76, (2001)
- [13] R.H. Rediker, K.A. Rauschenbach, R.P. Schloss: "*Operation of a Coherent Ensemble of Five Diode Lasers in an External Cavity*", *IEEE J. Quantum Electron.* **27** (6) 1582-1593, (1991)
- [14] P. Latimer, R.F. Crouse: "*Talbot effect reinterpreted*", *Appl. Opt.* **31** (1) 80-89, (1992)
- [15] Steve Sanders, Robert Waarts, Derek Nam, David Welch, John C. Ehlert, William J. Cassarly, J. Michael Finlan, Kevin M. Flood: "*Phase Locking of a Two-Dimensional Semiconductor Laser Array in an External Talbot Cavity*", *SPIE* **2148** 72-79, (1994)
- [16] D. Botez: "*High-power monolithic phase-locked arrays of antiguided semiconductor diode lasers*", *IEEE Proc.* **139** (1) 14-23, (1992)
- [17] M. Orenstein, E. Kappon, J.P. Harbison, L.T. Florez, N.G. Stoffel: "*Large two-dimensional arrays of phase-locked vertical cavity surface emitting lasers*", *Appl. Phys. Lett.* **60** (13) 1535-1537, (1992)
- [18] R.A. Morgan, K. Kojima, T. Mullally, G.D. Guth, M.W. Focht, R.E. Leibenguth, M. Asom: "*High-power coherently coupled 8x8 vertical cavity surface emitting laser array*", *Appl. Phys. Lett.* **61** (10) 1160-1162, (1992)



- [19] M.E. Warren, P.L. Gourley, G.R. Hadley, G.A. Vawter, T.M. Brennan, B.E. Hammons, K.L. Lear: "*On-axis far-field emission from two-dimensional phase-locked vertical cavity surface-emitting laser arrays with an integrated phase-corrector*", Appl. Phys. Lett. **61** (13) 1484-1486, (1992)
- [20] F. Monti di Sopra, M. Brunner, H.-P. Gaugel, H. P. Zappe, M. Moser, R. Hövel, E. Kapon: "*Continuous-wave operation of phase-coupled vertical-cavity surface-emitting laser arrays*", Appl. Phys. Lett. **77** (15) 2283-2285, (1999)
- [21] J.S. Osinski, D. Mehuys, D.F. Welch, K.M. Dzurko, R.J. Lang: "*High-power, coherent, phased array of monolithic flared amplifier- master oscillator power amplifiers*", (MFA-MOPAs) SPIE Proc. **2382** 49-57, (1995)
- [22] J. Levy, K. Roh: "*Coherent Array of 900 Semiconductor Laser Amplifiers*", SPIE Proc. **2382** 58-69, (1995)
- [23] A.E.T. Chiou, P. Yeh: "*Beam cleanup using photorefractive two-wave mixing*", Opt. Lett. **10** (21) 621-623, (1985)
- [24] M. Sprengler, Y. Ding, P. Pogany, P. Roentgen, H.-J. Eichler: "*Photorefractive power transfer from parallel laser diode amplifiers into a single output beam*", Opt. Lett. **22** (15) 1147-1149, (1997)
- [25] S. MacCormack, G.D. Bacher, J. Feinberg, S. O'Brien, R.J. Lang, M.B. Klein, B.A. Wechsler: "*Powerful, diffraction-limited semiconductor laser using photorefractive beam coupling*", Opt. Lett. **22** (4) 227-229, (1997)
- [26] T. Fishman, A. Hardy: "*Effect of spatial hole burning on injection-locked vertical-cavity surface-emitting laser arrays*", Appl. Opt. **39** (18) 3108-3114, (2000)
- [27] B. Lücke, G. Hergenhan, U. Brauch, A. Giesen: "*Phase Tuning of Injection Locked VCSELs*", IEEE Photonics Technol. Lett. **13** (2) 100-102, (2001)
- [28] L. Bartelt-Berger, U. Brauch, A. Giesen, H. Hügel, H. Opower: "*Power-scalable system of phase-locked single-mode diode lasers*", Appl. Opt. **38** (27) 5752-5760, (1999)

- [29] B. Lücke, G. Hergenhan, U. Brauch, M. Scholl, A. Giesen, H. Opower, H. Hügel: "*Autostable injection-locking of a 4x4 VCSEL-array with on chip master laser*", SPIE Proc. **3946** 240-245, (2000)
- [30] F. Mogensen, H. Olesen, and G. Jacobsen: "*Locking conditions and stability properties for a semiconductor laser with external light injection*", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-21, pp. 784-793, 1985
- [31] J.I. Nishizawa, K. Ishida: "*Injection-induced modulation of laser light by the interaction of laser diodes*", IEEE J. Quantum Electron., **11** 515-519, (1975)
- [32] M.E. Morgan, K.L. Lear, P.L. Gourley, G.R. Hadley, J.A. Lott, G.A. Vawter, S.A. Chalmers, T.M. Brennan, B.E. Hammons, J.C. Zolper: "*Phase-locked arrays of vertical-cavity surface emitting lasers*", SPIE Proc. **2145** 70-81, (1994)
- [33] M. Born, E. Wolf: "*Principles of Optics*", Pergamon Press, Oxford, (1986)
- [34] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew: "*Taschenbuch der Mathematik*", Verlag Harri Deutsch, Zürich und Frankfurt/M. 1970
- [35] Laser und Laseranlagen - Prüfverfahren für Laserstrahlparameter - Strahlabmessungen, Divergenzwinkel und Strahlpropagationsfaktor (En ISO 11146:1999). Europäisches Komitee für Normung, Brüssel, (1999)
- [36] B. R. Frieden: "*Lossless conversion of a plane laser wave to a plane wave of uniform irradiance*", Appl. Opt. **4**, 1400-1407, (1965)
- [37] J. R. Leger, G. J. Swanson, M. Holz: "*Efficient side lobe suppression of laser diode arrays*", Appl. Phys. Lett. **50**, 1044-1046, (1987)
- [38] E. Hecht: "*Optik*", Addison-Wesley, Bonn, 1989
- [39] J. R. Leger, G. J. Swanson, W. B. Veldkamp "*Coherent laser addition using binary phase gratings*" Appl. Optics **26** (20), 4391-4399 (1987)
- [40] P. Ehbets, H. P. Herzig, R. Dändliker, P. Regnault, I. Kjelberg: "*Beam shaping of high-power laser diode arrays by continous surface-relief elements*", J. Mod. Opt. **40**, 637-641 (1993)

- [41] H. Agedal, F. Wyrowski, M. Schmid: "*Paraxial beam splitting and shaping*", in: J. Turunen and F. Wyrowski (Ed.) "*Diffraction Optics for Industrial and Commercial Applications*", 1. ed. Akad. Verl., Berlin, (1997)
- [42] K. Contag, Persönliche Mitteilung, Stuttgart (2000)
- [43] F. Wyrowski, O. Bryngdahl: "*Iterative fourier-transform algorithm applied to computer holography*", J. Opt. Soc. Am. A, **5**, 1058-1065, (1988)
- [44] M. M. Downs, J. Jahns: "*Integrated-optical array generator*", Opt. Lett. **15**, 769-770, (1990)
- [45] W. Wagner: "*Wärmeübertragung: Grundlagen*", Vogel-Verlag, Würzburg, (1981)
- [46] H. Hügel: "*Strahlwerkzeug Laser: eine Einführung*", Teubner, Stuttgart, (1992)
- [47] O.-D. Hennemann., H. Mieskes, B. Dorbath: "*Entwicklung von neuen Klebtechnologien in der Elektronik*", Reihe Adhäsion, Vogel-Verlag, (1991)
- [48] M. Becker, R. Günther, R. Staske, R. Olschewsky, H. Gruhl, H. Richter: "*Laser micro welding and micro melting for connection of optoelectronic micro components*" in: W. Waidelich (Ed.), "*Laser in Engineering*", Laser 93, 457-460, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1994)
- [49] <http://www.chipsupply.com>
- [50] <http://www.via-electronic.de/via.htm>
- [51] <http://www.kns.com/prodserv/icwedgebonding/index.asp>
- [52] <http://www.lighttrans.de/>
- [53] E.-B. Kley, M. Cumme, L. Wittig, A. Tuennermann: "*Fabrication and properties of refractive microoptical profiles for lenses, lens-arrays, and beam shaping elements*", SPIE Proc. **4231**, Chengdu, China, (2000)

- [54] M. Popall, A. Dabek, M.E. Robertsson, G. Gustafsson, O.J. Hagel, B. Olsowski, R. Buestrich, L. Cergel, M. Lebbby, P. Kiely, J. Joly, D. Lambert, M. Schaub, H. Reich: "*ORMOCER<sup>®</sup>s- new foto-patternable dielectric and optical materials for MCM-packaging*", Proc. 48th Electronic Components and Technology Conference 1018 - 1025, (1998)
- [55] I. Anke, E.-B. Kley, H. Huebner, B. Schnabel, and R. Poehlmann: "*Replication of micro-optical profiles in ORMOCER and other polymers*", Proc. SPIE Proc. **2783**, 325-332, (1996)
- [56] E.-B. Kley, L. Wittig: "*The approximation of refractive micro optical profiles by minimal surfaces*", SPIE Proc. **3879**, 32-38, (1999)
- [57] Berechnung mit Strahlverfolgungsprogramm ZEMAX
- [58] <http://www.reinhardt-microtech.ch/company/firstpage.htm>
- [59] <http://www.clark-mxr.com>
- [60] Mario Wiengarten: "*Untersuchungen zur Einstellung der individuellen Betriebsströme eines vertikal emittierenden Laser-Arrays durch Trimmen von Mikrowiderständen zum Erreichen eines kohärenten Zustandes*" Diplomarbeit Fachhochschule Aachen, Abteilung Jülich (2001)
- [61] P. Gottschalk, H.G. Meißner: "*Widerstandsabgleich*" in H.J. Hanke (Hrsg.) "*Baugruppentechologie der Elektronik*" 240-255, Verlag Technik, Berlin (1994)
- [62] M.T. Gale: "*Direct writing of continous-relief micro-optics*", Chapter 4 in *Micro-Optics: Elements, Systems and Applications*, H. P. Herzig, Ed. (Taylor & Francis, London), 87-126, (1997)
- [63] K. Reimer, H. J. Quenzer, M. Jürss, B. Wagner: "*Micro-optik fabrication using one-level gray-tone lithography*", SPIE Proc. **3008**, 279-288, (1997)
- [64] burleigh Operating Manuel (Rev. A), TL-0075 Laser Spectrum Analyzer System

- 
- [65] A. Bluschke: "*Digitale Leistungs- und Aufzeichnungscodes*", VDE-Verlag, Berlin, (1992)
- [66] K. Tomimori, N. Yoshikubo, T. Nakagami: "*High-speed optical fiber communication*", Fujitsu Sci. Tec. J. **22** H. 4, 283-293, (1986)
- [67] M. Karszewski, U. Brauch, K. Contag, S. Erhard, A. Giesen, I. Johanson, C. Stewen, A. Voss: "*100 W TEM<sub>00</sub> operation of Yb:YAG thin disc laser with high efficiency*". in: W. R. Bosenberg, M. M. Feier (Hrsg.): OSA Trends in Optics and Photonics, **19**, Advanced Solid State Lasers. Washington (DC) 296 (1998)
- [68] S. Höfer, A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, A. Tünnermann, S. Unger, S. Jetschke, H.-R. Müller, I. Freitag: „*Single-frequency master-oscillator fiber power amplifier system emitting 20 W of power*” Optics Letters Vol. 26, No. 17, p. 1326-1328 (2001)



## **Danksagung**

Ich danke allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein besonderer Dank gilt U. Brauch, unter dessen Leitung diese Arbeit entstanden ist. Er hat mich durch unzählige Diskussionen und konstruktive Kritiken zu einer tiefgründigen Auseinandersetzung mit der Aufgabe motiviert und mir gleichzeitig einen weiten Gestaltungsspielraum ermöglicht, was die Zusammenarbeit sehr angenehm und spannend machte.

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. Hügel für die Betreuung der Arbeit und Herrn Prof. Dr. M. Berroth für die Übernahme des Mitberichts.

Herrn Prof. Dr. Opower und Herrn Prof. Dr. Bohn danke ich für die Unterstützung und die Gelegenheit diese Promotion am Institut für Technische Physik des Deutschen Zentrums für Luft- und Raumfahrt anfertigen zu können. In diesem Zusammenhang möchte ich allen Mitarbeitern des Instituts für Technische Physik, insbesondere denen aus Elektronik- und Mechanikwerkstatt für ihren Beitrag zum Gelingen der Arbeit danken.

Ich erinnere mich gerne an die sehr angenehme Zusammenarbeit mit B. Lücke und S. Beyertt vom Institut für Strahlwerkzeuge der Universität Stuttgart und danke gleichfalls den beiden Diplomanden M. Möritz und M. Wiengarten für ihre Beiträge zur Arbeit.

Wesentlich zur Realisierung der Phasentransformation hat die Bereitschaft von Prof. Dr. Wyrowski vom Institut für angewandte Physik der Universität Jena beigetragen, sich dieser Herausforderung außerhalb eines Projektverbundes zu stellen.

Schließlich möchte ich meiner Frau und meinem Kind für die Geduld und meinen Eltern für die Unterstützung während meines Studiums und meiner Promotion danken.

# Laser in der Materialbearbeitung

## Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

### Zoske, Uwe

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

### Goritz, Michael

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

### Mohr, Ursula

Geschwindigkeitsbestimmende Strahleigenschaften und Einkoppelmechanismen beim CO<sub>2</sub>-Laserschneiden von Metallen  
1993, 130 Seiten, ISBN 3-519-06207-0

### Rudlaff, Thomas

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

### Borik, Stefan

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

### Paul, Rüdiger

Optimierung von HF-Gasentladungen für schnell längsgeströmte CO<sub>2</sub>-Laser  
1994, 149 Seiten, ISBN 3-519-06210-0

### Wahl, Roland

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

### Frederking, Klaus-Dieter

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

### Grünwald, Karin M.

Modellierung der Energietransferprozesse in längsgeströmten CO<sub>2</sub>-Lasern  
1994, 158 Seiten, ISBN 3-519-06213-5

### Shen, Jialin

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

### Arnold, Johannes M.

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

### Holzwarth, Achim

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

### Dausinger, Friedrich

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

### Meiners, Eckhard

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

### Beck, Markus

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

### Breining, Klaus

Auslegung und Vermessung von Gasentladungsstrecken für CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaser  
1996, 131 Seiten, ISBN 3-519-06219-4

### Griebsch, Jürgen

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

### Krepulat, Walter

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

### Xiao, Min

Vergleichende Untersuchungen zum Schneiden dünner Bleche mit CO<sub>2</sub>- und Nd:YAG-Lasern  
1996, 118 Seiten, ISBN 3-519-06223-2

### Glumann, Christiane

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

### Gross, Herbert

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

### Rapp, Jürgen

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



**Wittig, Klaus**

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

**Grünenwald, Bernd**

Verfahrensoptimierung und Schichtcharakterisierung beim einstufigen Cermet-Beschichten mittels CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaser  
1996, 160 Seiten, ISBN 3-519-06229-1

**Lee, Jae-Hoon**

Laserverfahren zur strukturierten Metallisierung  
1996, 154 Seiten, ISBN 3-519-06232-1

**Albinus, Uwe N. W.**

Metallisches Beschichten mittels PLD-Verfahren  
1996, 144 Seiten, ISBN 3-519-06233-X

**Wiedmaier, Matthias**

Konstruktive und verfahrenstechnische Entwicklungen zur Komplettbearbeitung in Drehzentren mit integrierten Laserverfahren  
1997, 129 Seiten, ISBN 3-519-06228-3

**Bloehs, Wolfgang**

Laserstrahlhärten mit angepassten Strahlformungssystemen  
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06230-5

**Bea, Martin**

Adaptive Optik für die Materialbearbeitung mit CO<sub>2</sub>-Laserstrahlung  
1997, 143 Seiten, ISBN 3-519-06231-3

**Stöhr, Michael**

Beeinflussung der Lichtemission bei mikrokanalgekühlten Laserdioden  
1997, 147 Seiten, ISBN 3-519-06234-8

**Plaß, Wilfried**

Zerstörschwellen und Degradation von CO<sub>2</sub>-Laseroptiken  
1998, 158 Seiten, ISBN 3-519-06235-6

**Schaller, Markus K. R.**

Lasergestützte Abscheidung dünner Edelmetallschichten zum Heißgaskorrosionsschutz für Molybdän  
1998, 163 Seiten, ISBN 3-519-06236-4

**Hack, Rüdiger**

System- und verfahrenstechnischer Vergleich von Nd:YAG- und CO<sub>2</sub>-Lasern im Leistungsbereich bis 5 kW  
1998, 165 Seiten, ISBN 3-519-06237-2

**Krupka, René**

Photothermische Charakterisierung optischer Komponenten für Hochleistungslaser  
1998, 139 Seiten, ISBN 3-519-06238-0

**Pfeiffer, Wolfgang**

Fluiddynamische und elektrophysikalisch optimierte Entladungsstrecken für CO<sub>2</sub>-Hochleistungslaser  
1998, 152 Seiten, ISBN 3-519-06239-9

**Volz, Robert**

Optimiertes Beschichten von Gußeisen-, Aluminium- und Kupfergrundwerkstoffen mit Lasern  
1998, 133 Seiten, ISBN 3-519-06240-2

**Bartelt-Berger, Lars**

Lasersystem aus kohärent gekoppelten Grundmode-Diodenlasern  
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06241-0

**Müller-Hummel, Peter**

Entwicklung einer Inprozeßtemperaturmeßvorrichtung zur Optimierung der laserunterstützten Zerspanung  
1999, 139 Seiten, ISBN 3-519-06242-9

**Rohde, Hansjörg**

Qualitätsbestimmende Prozeßparameter beim Einzelpulsbohren mit einem Nd:YAG-Slablaser  
1999, 171 Seiten, ISBN 3-519-06243-7

**Huonker, Martin**

Strahlführung in CO<sub>2</sub>-Hochleistungslasersystemen zur Materialbearbeitung  
1999, 121 Seiten, ISBN 3-519-06244-5

**Callies, Gert**

Modellierung von qualitäts- und effektivitätsbestimmenden Mechanismen beim Laserabtragen  
1999, 119 Seiten, ISBN 3-519-06245-3

**Schubert, Michael E.**

Leistungsskalierbares Lasersystem aus fasergekoppelten Singlemode-Diodenlasern  
1999, 105 Seiten, ISBN 3-519-06246-1

**Kern, Markus**

Gas- und magnetofluiddynamische Maßnahmen zur Beeinflussung der Nahtqualität beim Laserstrahlschweißen  
1999, 132 Seiten, ISBN 3-519-06247-X

**Raiber, Armin**

Grundlagen und Prozeßtechnik für das Lasermikrobohren technischer Keramiken  
1999, 135 Seiten, ISBN 3-519-06248-8

# Laser in der Materialbearbeitung

## Forschungsberichte des IFSW (Institut für Strahlwerkzeuge)

Herausgegeben von

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

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

### **Schittenhelm, Henrik**

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

### **Stewen, Christian**

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

### **Schmitz, Christian**

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

### **Karszewski, Martin**

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

### **Chang, Chin-Lung**

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

### **Haag, Matthias**

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

### **Bahn Müller, Jochen**

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

### **Schellhorn, Martin Carl Johannes**

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

### **Angstenberger, Birgit**

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

### **Bachhofer, Andreas**

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

### **Breitschwerdt, Sven**

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

### **Mochmann, Gunter**

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

### **Herrmann, Andreas**

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

### **Mästle, Rüdiger**

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

### **Voß, Andreas**

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

### **Müller, Matthias G.**

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

### **Abeln, Tobias**

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

### **Erhard, Steffen**

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

### **Contag, Karsten**

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

### **Krastel, Klaus**

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

### **Staud, Jürgen**

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

### **Schinzel, Cornelius M.**

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

### **Sebastian, Michael**

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

**Lücke, Bernd**

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

**Hohenberger, Bernd**

Laserstrahlschweißen mit Nd:YAG-Doppelfokus-  
technik – Steigerung von Prozeßsicherheit,  
Flexibilität und verfügbarer Strahlleistung  
2003, 128 Seiten, ISBN 3-8316-0223-9

**Jasper, Knut**

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

**Heimerdinger, Christoph**

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

**Christoph Fleig**

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

**Joachim Radtke**

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

**Michael Brandner**

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









---

ISBN 3-8316-0376-6