



Verbesserung der Emissionseigenschaften
substratseitig emittierender Vertikallaserdioden

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEUR
(DR.-ING.)

der Fakultät für Ingenieurwissenschaften
und Informatik der Universität Ulm

von

Dipl.-Ing. Ihab Kardosh
aus Nazareth, Israel

Gutachter: PD Dr.-Ing. Rainer Michalzik
Prof. Dr.-Ing. Peter Meissner

Amtierender Dekan: Prof. Dr.-Ing. Klaus Dietmayer

Ulm, 22. Juni 2011

Danksagungen

Die vorliegende Dissertation entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Optoelektronik der Universität Ulm. An dieser Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. K.J. Ebeling bedanken, der mein Forschungsinteresse für die Optoelektronik weckte und meine Promotion ermöglichte.

Herrn PD Dr. Rainer Michalzik danke ich für die Überlassung des Themas, seine Betreuung und hilfreiche Unterstützung. Vielen Dank an Herrn Prof. Dr.-Ing. Peter Meissner für die freundliche Übernahme des Zweitgutachtens.

Namentlich erwähnen möchte ich meine Kollegen Fernando Rinaldi, Frank Demaria und Dietmar Wahl. Mit euch zu forschen war mir eine große Freude. Für eure stete Hilfe und Motivation danke ich euch sehr. Eurer Beitrag zu vielen Themen und die Bereitschaft, über neue Ideen zu diskutieren, haben maßgeblich zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Allen Kolleginnen, Kollegen und Studenten am Institut, besonders meiner Bürokollegin Andrea Kroner, danke ich für die gute Zusammenarbeit, nicht zuletzt für das tolle Arbeitsklima.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Familie, die mich seit meinem Studium immer unterstützt hat.

Für Franziska 10^{32} Bosse.

Abstract

Improved emission properties of bottom-emitting vertical-cavity lasers

Vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) and related devices operating in the 980 nm spectral region are of interest for many applications like pumping of solid-state lasers or optical amplifiers as well as frequency doubling for visible laser light generation. Such applications require high-power laser sources with high beam quality. Optical output powers in the watt range and even hundreds of watts have been generated with single bottom-emitting VCSELs and two-dimensional arrays, respectively. However, these sources exhibit multimode operation and a low beam quality. In recent years, vertical extended-cavity surface-emitting lasers (VECSELs) have appeared as promising laser sources which satisfy the challenging requirements. The use of an extended cavity defined by one distributed Bragg reflector (DBR) of the VCSEL chip and an external curved mirror allows to achieve lasing in a single transverse optical mode with high beam quality. VECSELs can be pumped optically as well as electrically. The extended cavity configuration gives the possibility to use a nonlinear optical crystal for second-harmonic generation (SHG) in the visible spectral range. This approach has recently received increasing interest in applying such sources in projection television and laser displays.

In this thesis, bottom-emitting vertical-cavity lasers have been investigated with regard to high output power, transverse mode control and improved beam quality. The work includes fabrication, mounting and characterization of VCSELs as well as of electrically pumped VECSELs. Furthermore, compact VECSELs with monolithically integrated micromirrors are introduced. One main focus is the analysis of the beam quality. A measurement setup has been designed to determine the beam quality factor (M^2 factor) of the lasers according to the method described in the ISO standard ISO-11146. The setup uses a CCD camera to capture the intensity distribution of the laser beam at different positions. The calculation of the beam diameter which is based on the second moment method allows to determine the M^2 factor, the divergence angle and the beam parameter product.

The lasers are grown by solid-source molecular beam epitaxy and are designed for emission wavelengths near 980 nm. The structure consists of a p-doped DBR, n-doped DBR and InGaAs/GaAs quantum wells surrounded by two GaAsP layers for strain compensation. Laser chips which contain several individual devices have been fabricated. The lasers are indium-soldered up-side down on a semi-insulating silicon heat

spreader with metal traces for current supply. The heat spreader is soldered on a copper heat sink. The applied mounting technique facilitates individual addressing of different lasers on one chip.

In the extended cavity configuration, the external mirror allows the control of transverse modes and thus increases the beam quality. Single-mode output powers of 24 mW have been achieved from electrically pumped VECSELs. Average M^2 factors below 6 with maximum output powers up to 100 mW have been measured. Frequency doubling using a lithium triborate (LBO) nonlinear optical crystal inside the extended cavity has been successfully performed. Laser emission at 485 nm has been demonstrated with maximum continuous-wave output powers of more than 2.5 mW.

In another study, the monolithic integration of curved dielectric mirrors with VCSELs has been investigated, yielding compact single-mode high-power lasers. The VCSEL structures are grown on semi-insulating GaAs substrates which minimize free-carrier optical losses. The curved micromirrors are fabricated on the substrate side by using a technology known from microlenses. Sufficient optical feedback for laser operation is provided by a dielectric DBR applied on the curved surface of the photoresist microlens, consisting of TiO_2 and SiO_2 layers. The lasers operate at room temperature in a stable single mode with continuous-wave output powers up to 15.0 mW. The combination of the epitaxial VCSEL cavity with the extended cavity allows the filtering of a single longitudinal mode together with fundamental transverse mode operation. Beam quality measurements yield an average M^2 factor of 1.7 and a radiance of more than $5 \cdot 10^5 \text{ W}/(\text{cm}^2\text{sr})$. The device design presented here demonstrates the feasibility to realize single-mode VCSELs with maximum output powers exceeding those reported in the literature so far.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Funktionsprinzip der Vertikallaserdioden	5
2.1	Schichtstruktur und Aufbau	5
2.2	Bragg-Spiegel	6
2.3	Die aktive Zone	10
2.3.1	Verspannungskompensation	12
2.3.2	Charakterisierung der Schichtstruktur	13
2.3.3	Aktive Zone mit 2×3 Quantenfilmen	14
2.4	Elektrische und optische Eigenschaften	15
2.4.1	Schwellgewinn und differentieller Quantenwirkungsgrad	15
2.4.2	Emissionsspektrum	17
2.5	Temperaturverhalten	19
2.5.1	Thermischer Widerstand	20
3	Grundlagen der Strahlausbreitung	23
3.1	Paraxiale Wellennäherung	23
3.2	Der gaußsche Strahl	25
3.2.1	Ausbreitung im freien Raum	27
3.3	Höhere Modenordnung	30
3.4	Die Strahlqualität	31
3.4.1	Reale Laserstrahlen	32
3.4.2	Definition des M^2 -Faktors	33
3.4.3	M^2 -Konzept	35
3.4.4	Die Brillanz	36
3.5	Transmission durch optische Systeme	37
3.5.1	Transfermatrix	37
3.5.2	Transmission durch dünne Linsen	41
4	Prozesstechnologie	43
4.1	Herstellung von Bottom-Emittern	44
4.1.1	Standard-Bottom-Emitter	44
4.1.2	Bottom-Emitter mit einseitigen Kontakten	53
4.2	Laserchips auf Halbleiter-Trägersubstraten	54
4.2.1	Planarisierung der Oberfläche	54
4.2.2	Herstellung strukturierter Trägersubstrate	56
4.3	Aufbautechnologie	58

4.3.1	Verbindungstechnik	59
4.3.2	Der Lötprozess	60
4.3.3	Entfernen des Substrats	61
4.3.4	Anschlusskontakte und Drahtbonden	62
5	Messverfahren zur Strahlqualitätsanalyse	65
5.1	Funktionsprinzip und Messaufbau	65
5.1.1	Das Linsensystem	66
5.1.2	Das Kamera- und Filtersystem	67
5.2	Methodik	67
5.3	Bildverarbeitung	70
5.3.1	Hintergrund-Korrekturverfahren	70
5.3.2	Berechnung der Strahldurchmesser	71
5.3.3	Bestimmung der Strahlparameter	74
5.4	Alternative Messverfahren	78
5.4.1	Methode der verstellbaren Apertur	79
5.4.2	Der bewegliche Schlitz	79
5.4.3	Die Messerschneide-Methode	79
5.4.4	Abschließende Bemerkungen	80
6	Substratseitig emittierende Laserdioden	83
6.1	Standard-Bottom-Emitter	83
6.1.1	Elektrische und optische Charakteristika	83
6.1.2	Laserdioden hoher Ausgangsleistung	85
6.2	Laserchips	88
6.2.1	Messergebnisse	88
6.2.2	Abstrahlcharakteristik und Strahlqualität	90
7	Laserdioden mit erweitertem Resonator	93
7.1	Optische Resonatoren	93
7.2	Experimentelle Ergebnisse	96
7.2.1	VECSEL mit 2×3 Quantenfilmen	97
7.3	Frequenzverdopplung	102
7.3.1	Grundlagen der nichtlinearen Optik	102
7.3.2	Nichtlineare Kristalle und Phasenanpassung	104
7.3.3	Blaues Licht emittierende Laserdioden	108
8	Laserdioden mit monolithisch integriertem Resonator	113
8.1	Aufbau der Laserdioden	113
8.2	Herstellung integrierter Mikrospiegel	114
8.2.1	Photolack als Mikrolinse	114
8.2.2	Charakterisierung der Mikrolinsen	117
8.2.3	Der Resonatorspiegel	118
8.3	Resonatordesign	122

8.3.1	Spiegelreflektivität und Schwellgewinn	122
8.3.2	Strahleigenschaften und Krümmungsradius	125
8.4	Transversal einmodige Laserdioden hoher Ausgangsleistung	126
8.4.1	Emissionseigenschaften	127
8.4.2	Messung der Strahlqualität	131
9	Zusammenfassung und Ausblick	135
A	Prozessierungsprotokolle	139
A.1	Laserchips	139
A.2	Heat sink	143
A.3	Microlens	145
B	Formelzeichen und Abkürzungen	147
B.1	Verwendete Formelzeichen und Konstanten	147
B.2	Symbole und Abkürzungen	150
C	Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge	153
	Literaturverzeichnis	155

1 Einleitung

Seit ihrer kommerziellen Einführung um 1996 haben sich vertikalemittierende Laserdioden (VCSELs, vertical-cavity surface-emitting lasers) in zahlreichen Anwendungen etabliert. Ihre Bauform und die zirkularsymmetrische Abstrahlcharakteristik ermöglichen eine sehr effiziente Einkopplung in Glasfasern. Aufgrund geringer Schwellströme und hoher Modulationsfrequenzen werden VCSEL vorwiegend als Sendeelemente in der optischen Datenübertragung eingesetzt ([1], Kap. 3). Wegen ihrer hohen Konversionswirkungsgrade und der kompakten Struktur eröffnen VCSEL ein weites Feld für neue Anwendungen und Innovationen. Besonders in Systemen mit begrenztem Raum ist der Einsatz von VCSELn, z.B. als Laserquellen in miniaturisierten Atomuhren [2] für die Satellitenkommunikation, von großer Bedeutung. In der Biophotonik bieten sich VCSEL z.B. als Quelle in optischen Fallen bzw. Pinzetten [3] an. Seit einigen Jahren finden VCSEL als optische Sensoren in der kommerziellen Produktion von Computermäusen Einsatz. In diesen Anwendungen ist einmodige und polarisationsstabile Emission erforderlich, jedoch sind optische Leistungen von wenigen Milliwatt ausreichend. Für Leistungsanwendungen steigt das Interesse an VCSEL-basierten Lasersystemen. Die Laserdioden werden als Pumpquellen für Festkörperlaser, in der Materialverarbeitung oder in der Drucktechnik [4] eingesetzt, welche zusätzlich zu den optischen Leistungen hohe Anforderungen an Emissionseigenschaften und Strahlqualität stellen.

Die vorliegende Arbeit umfasst Design, Herstellung und Charakterisierung von Vertikallaserdioden mit dem Fokus der Verbesserung ihrer Emissionseigenschaften. Zielstellung der Arbeit ist die Entwicklung von Laserdioden mit hoher Ausgangsleistung, die schmalbandige bzw. einmodige Emissionsspektren aufweisen und hohe Strahlqualität gewährleisten. Es werden zwei Konzepte vorgestellt, welche die Entwicklung und Realisierung solcher Bauelemente ermöglichen.

In Kap. 2 wird zunächst der Strukturaufbau der hergestellten VCSEL erläutert inklusive der optischen, elektrischen und thermischen Eigenschaften der Laserdioden. Ein Schwerpunkt bei der Charakterisierung stellt die Analyse der Strahlqualität dar, welche durch die Bestimmung des M^2 -Faktors erfolgt. In Kap. 5 wird ein Messaufbau zur Strahlqualitätsanalyse dargestellt und das verwendete Messverfahren ausführlich erläutert. Die theoretische Beschreibung der Strahlausbreitung wird in Kap. 3 behandelt. Außerdem wird auf die Darstellung der Eigenschaften von gaußschen Strahlen und die Beschreibung von Laserstrahlen hoher Modenordnung durch das Konzept des M^2 -Faktors eingegangen.

Die Technologie zur Herstellung der Laserdioden wird in Kap. 4 beschrieben. Die Prozessierungsschritte von VCSELn sowie von Laserchips werden umfassend erläutert. Die Laserchips enthalten mehrere Laserdioden und können individuell angesteuert werden. Dies ist durch den Aufbau auf strukturierten Halbleiter-Trägersubstraten möglich. Des Weiteren wird der Lötprozess und der Aufbau von Laserdioden auf Wärmesenken behandelt.

Ein weiterer Vorteil von VCSELn ergibt sich durch die Möglichkeit, monolithische zweidimensionale Laser-Arrays herzustellen. Während bei großflächigen Bauelementen hohe Ausgangsleistungen im Watt-Bereich erzielt werden [5], emittieren Laser-Arrays optische Leistungen von mehreren hundert Watt [6]. Laser-Arrays können zum Pumpen von Festkörper- und Faserlasern verwendet werden. In Kap. 6 werden die experimentellen Ergebnisse von VCSELn, Laserchips und Laser-Arrays dargestellt. Diese herkömmlichen Laserdioden emittieren je nach Bauelementgröße hohe optische Ausgangsleistungen, zeichnen sich jedoch durch ihre mehrmodige Emission und niedrige Strahlqualität aus.

Ende der neunziger Jahre wurden Forschungsarbeiten über effiziente Halbleiterlasersysteme, die hohe Leistungen und sehr gute Emissionseigenschaften besitzen, vorgestellt [7]. Diese Laserstrahlquellen beruhen auf dem Konzept eines erweiterten Resonators, in dem externe und gekrümmte Spiegel für optische Rückkopplung zum Einsatz kommen [8]. Diese oberflächenemittierenden Halbleiterstrukturen werden optisch gepumpt und daher OPS (optically pumped semiconductor) bzw. VECSEL (vertical-extended cavity surface-emitting laser) genannt. Mit der erweiterten Anordnung lassen sich, z.B. durch die Verwendung von sättigbaren Absorbern, ultrakurze Pulse im Bereich von Pikosekunden erzeugen [9]. Weitere interessante Anwendungen bietet der Einsatz von nichtlinearen Kristallen zur resonatorinternen Frequenzverdopplung, wodurch neue Laserstrahlquellen für den sichtbaren Bereich entstehen. Zahlreiche Forschungsarbeiten im Bereich optisch gepumpter VECSEL mit Ausgangsleistungen im Watt-Bereich und Emissionswellenlängen von blau ($\sim 460\text{--}488\text{ nm}$) [10], grün-gelb ($\sim 555\text{--}580\text{ nm}$) [11, 12] bis orange ($\sim 610\text{ nm}$) [13, 14] wurden erreicht.

Eine interessante Variante dieses Konzeptes stellen elektrisch gepumpte VECSEL dar. Diese VECSEL-Strukturen besitzen im Gegensatz zu den optisch gepumpten VCSELn ohmsche Kontakte und dotierte Schichten, welche zu zusätzlichen Erwärmungen und optischen Verlusten führen. Dies stellt eine Herausforderung für das Design und den Aufbau der Bauelemente dar. Die ersten Untersuchungen zu elektrisch gepumpten VECSELn mit Ausgangsleistungen von wenigen Milliwatt wurden von Hadley et al. im Jahr 1993 veröffentlicht [15]. Dennoch wurden in den letzten Jahren Leistungen von 500 mW in der Grundmode sowie etwa 1 W in mehrmodiger Emission erzielt [16]. Mit dem Einsatz solcher VECSEL in der nichtlinearen Optik wurden im sichtbaren Bereich Leistungen bis zu 40 mW bei der Emissionswellenlänge 490 nm erreicht [17]. Mit elektrisch gepumpten VECSELn können durch die Herstellung von Arrays kompakte Laserquellen mit hohen optischen Leistungen realisiert werden. Unlängst steigt

das Interesse am Einsatz von VECSELn in Projektionsfernsehern und Projektionsdisplays [18].

Im Vergleich zu optisch gepumpten Laserdioden wird das Konzept des elektrischen Pumpens bislang von sehr wenigen Gruppen erforscht. In Kap. 7 werden elektrisch gepumpte VECSEL hergestellt und auf ihre elektrischen und optischen Eigenschaften hin untersucht. Es handelt sich dabei um modifizierte VCSEL-Strukturen, die für den Einsatz im erweiterten Resonator optimiert sind. Mit diesem Konzept eröffnet sich die Möglichkeit, hohe Ausgangsleistungen mit verbesserten Emissionseigenschaften sowie Strahlqualität zu erzielen. Auf dem Gebiet der Frequenzverdopplung werden elektrisch gepumpte VECSEL vorgestellt, die im sichtbaren Spektrum bei 485 nm emittieren.

Weiterhin befasst sich diese Arbeit mit dem Design und der Herstellung von Mikrospiegeln und deren Integration in VCSEL-Strukturen. Damit werden VCSEL mit monolithisch integrierten Resonatoren realisiert, die einmodige Emissionen und hohe Ausgangsleistungen aufweisen. Um eine einmodige Emission in Vertikallaserdioden zu gewährleisten, wird der Durchmesser des aktiven Bereiches auf etwa $4\ \mu\text{m}$ beschränkt. Dadurch sind optische Ausgangsleistungen von nur wenigen Milliwatt möglich. Eine Vergrößerung des aktiven Durchmessers ermöglicht einen Anstieg der Ausgangsleistung, führt jedoch zur Emission von Moden höherer Ordnung, die in vielen Anwendungen unerwünscht sind. Außerdem weisen Bauelemente mit relativ kleinen Volumen hohe Stromdichten und thermische Widerstände auf, was eine Kürzung der Lebensdauer zur Folge hat. Seit vielen Jahren wird es angestrebt, Vertikallaserdioden herzustellen, die hohe optische Leistungen in Verbindung mit einmodiger Emission aufweisen. Für diesen Zweck wurden bereits einige Methoden, wie gekoppelte [19] und lange Resonatoren [20] vorgestellt. Eine weitere Methode ermöglicht eine Unterdrückung höherer Modenordnungen mittels Oberflächenätzung zur Modenselektion [21]. Die ständigen Entwicklungen neuer Bauelemente in dieser Hinsicht führten zur Steigerung der optischen Leistung bis auf etwa $7.5\ \text{mW}$ [22]. Basierend auf dem Konzept des erweiterten Resonators, wurden Bauelemente mit Mikroresonatoren z.B. aus Glas- [23, 24] oder GaAs-Substraten [25] vorgestellt. Dabei werden gekrümmte bzw. flache Mikrospiegel mit dielektrischen Schichten für die erforderliche Reflektivität verwendet. In Kap. 8 wird eine Methode zur Herstellung von VCSELn mit monolithisch integrierten Resonatoren vorgestellt. Bei diesen Laserdioden werden Mikrospiegel aus Photolack und dielektrischen Bragg-Reflektoren verwendet. Neben den Emissionseigenschaften wird die Strahlqualität der Laserdioden umfassend analysiert. Durch dieses Konzept werden kompakte und einmodige VCSEL mit guter Strahlqualität realisiert, die über hohe optische Ausgangsleistungen verfügen.

2 Funktionsprinzip der Vertikallaserdioden

Die grundlegenden Eigenschaften von Laserdioden mit Vertikalresonator sind Thema dieses Kapitels. Dabei werden der Aufbau und die besondere Schichtstruktur der in dieser Arbeit hergestellten und untersuchten Vertikallaserdioden im Emissionsbereich nahe 980 nm erläutert. Anschließend werden die elektrischen und optischen Eigenschaften sowie das Emissionsverhalten diskutiert.

2.1 Schichtstruktur und Aufbau

Vertikallaserdioden sind zusammengesetzt aus zwei Spiegeln, die den optischen Resonator bilden, und einem optisch verstärkenden Material, das in den Resonator eingebettet ist. Der aktive Bereich besteht aus mehreren Indiumgalliumarsenid-Quantenfilmen (InGaAs) und Galliumarsenid-Barrieren (GaAs). Die Resonatorspiegel sind Bragg-Reflektoren, die aus mehreren Schichten des Aluminiumgalliumarsenid-Materialsystems (AlGaAs) bestehen. Dabei entsteht ein Vertikalresonator und somit erfolgt die Strahlauskopplung senkrecht zur Wafer-Ebene. Ein schematischer Aufbau einer Vertikallaserdiode ist in Abb. 2.1 dargestellt. Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Vertikallaserdioden emittieren substratseitig und werden daher Bottom-Emitter genannt. Aufgrund der Emissionswellenlänge von 980 nm kann die Strahlauskopplung durch das bei dieser Wellenlänge transparente GaAs-Substrat stattfinden.

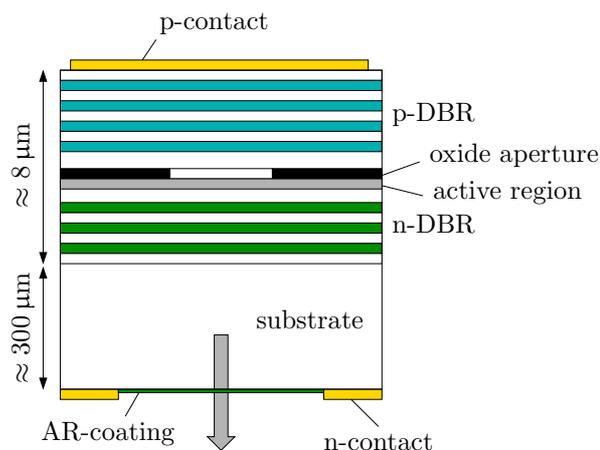


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau einer Laserdiode mit Vertikalresonator. Die Auskopplung des Laserstrahls erfolgt hier substratseitig.

Das epitaktische Wachstum von Halbleiterschichten für Vertikallaserdioden erfolgt durch Molekularstrahlepitaxie (MBE, molecular beam epitaxy) [26] auf GaAs-(001)-Substrate. Die Schichtstruktur eines typischen VCSELs hat eine Dicke von etwa $8\ \mu\text{m}$, was eine durchschnittliche Wachstumsdauer von etwa 12 Stunden bedeutet. Für die Stromeinprägung in die Laserschichten sind zwei ohmsche Kontakte erforderlich. Da die Laseremission durch das Substrat erfolgt, muss der n-Kontakt auf der Substratseite so strukturiert werden, dass die Strahlauskopplung ermöglicht ist. Dagegen wird ein ganzflächiger p-Kontakt auf den p-dotierten Bragg-Reflektor aufgebracht. Um Reflexionen an der Substrat–Luft-Grenzfläche zu vermeiden, sind Entspiegelungsschichten (AR-coating, antireflection coating) auf dem Substrat nötig. Durch eine Apertur aus Aluminiumoxid kann der Stromfluss in die aktive Zone auf einen bestimmten Durchmesser eingeschränkt werden. Diese Oxid-Aperturen entstehen durch die Oxidation von AlAs-Schichten. Weitere Einzelheiten zur Strukturierung der Laserdioden sind in Kap. 4 ausführlich beschrieben.

2.2 Bragg-Spiegel

Da in Vertikallaserdioden die Verstärkung während eines Umlaufs nur in einer Länge von wenigen Nanometern erfolgt, gegeben durch die Dicke der Quantenfilme, ist der Umlaufgewinn entsprechend gering. Damit sind hohe Spiegel-Reflektivitäten von mehr als 98 % erforderlich, um eine Lasertätigkeit zu erreichen. Bei Kantenemittern sind aufgrund des längeren Resonators von mehreren hundert Mikrometern Reflektivitäten von etwa 30 % ausreichend. Die hohen Reflektivitäten in Vertikallaserdioden erzielt man mit einem verteilten Bragg-Reflektor (DBR, distributed Bragg reflector), indem mehrere Schichten mit alternierend hoher und niedriger Brechzahl aufgewachsen werden. Die Reflexionen an den Grenzflächen der Schichten überlagern sich konstruktiv und somit nimmt die gesamte Reflektivität mit steigender Schichtanzahl zu. Die periodisch angeordneten Schichten bestehen aus GaAs (Brechzahl $n_H \approx 3.525$)¹ und $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ ($n_L \approx 3.027$) mit je einer Dicke von einem Viertel der Wellenlänge im Material. Eine noch niedrigere Brechzahl kann man mit AlAs erreichen ($n_L \approx 2.952$), dieses wird jedoch nicht verwendet, da auch die Oxidationsschicht aus AlAs besteht. Damit wird eine Oxidation der Bragg-Schichten während der Oxidationsprozess unterdrückt (s. Abschnitt 4.1.1).

Um eine substratseitige Emission zu ermöglichen, muss die Reflektivität des unteren Bragg-Reflektors (n-DBR) reduziert werden. Ein typischer Bottom-Emitter besitzt einen p-DBR mit 30 Spiegelperioden² und einen n-DBR mit 20 Spiegelperioden. Um die notwendigen Bragg-Reflektivitäten bei VCSELn mit kürzeren Emissionswellenlängen (z.B. 850 nm oder 760 nm) zu erreichen, sind im Vergleich zu Bottom-

¹Die in diesem Abschnitt angegebenen Werte der Brechzahlen verschiedener Schichten sind experimentelle Angaben nach Adachi [27].

²Eine Spiegelperiode besteht in fortgeschrittenen Designs aus mehreren Schichten, die einen alternierenden Brechzahlverlauf darstellen.

Emittieren größere Anzahlen an Spiegelperioden erforderlich. In diesen Strukturen enthalten die Bragg-Spiegel keine reinen GaAs-Schichten, da die Quantenfilme aus GaAs bzw. AlGaAs bestehen, bei deren Emissionswellenlänge GaAs absorbiert. Damit verringert sich der Kontrast zwischen den Brechzahlen des Bragg-Spiegels. Deshalb haben Bragg-Spiegel für 980 nm Wellenlänge aufgrund der niedrigeren Schichtanzahl bessere elektrische und thermische Leitfähigkeit.

Abbildung 2.2 zeigt den Verlauf des Brechungsindex sowie das Stehwellenfeld, aufgetragen über der Schichtposition. Die Simulation³ zeigt den aktiven Bereich mit den drei InGaAs-Quantenfilmen, die den höchsten Brechungsindex besitzen, die beiden Bragg-Reflektoren und die Position der AlAs-Schicht mit der niedrigsten Brechzahl. Während die Quantenfilme im Maximum des Stehwellenfeldes liegen, wird die p-dotierte AlAs-Schicht im Knoten platziert. Die Änderung der Brechzahl in den Bragg-Reflektoren erfolgt nicht abrupt, sondern durch einen Gradientenverlauf. Bei den Knoten des Feldes werden hohe Dotierungen in die Spiegel eingebracht. Durch diese Maßnahme wird das Absorptionsverhalten verringert und der elektrische Widerstand an den Übergängen reduziert.

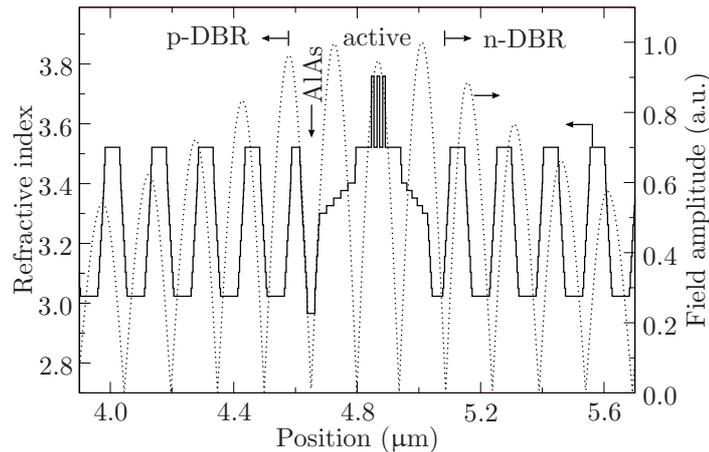


Abbildung 2.2: Stehwellenfeld und Brechzahlverlauf einer typischen Vertikallaserdiode mit drei InGaAs-Quantenfilmen. Neben den Bragg-Reflektoren ist die AlAs-Schicht mit dem kleinsten Brechungsindex dargestellt.

Entsprechend Abb. 2.3 kann die Reflektivität (Intensitätsreflexionsvermögen) von N periodischen und verlustlosen $\lambda/4$ -Schichten bei senkrechtem Einfall durch

$$R = \left| \frac{1 - b}{1 + b} \right|^2 \quad (2.1)$$

mit

$$b = \frac{n_{\text{top}}}{n_{\text{bot}}} \left(\frac{n_{\text{L}}}{n_{\text{H}}} \right)^N$$

³Durchgeführt mit einem eindimensionalen Simulationsprogramm, das die Transfermatrixmethode verwendet [28].

berechnet werden [29]. Dabei sind n_{top} sowie n_{bot} die Brechzahlen der angrenzenden Deckschicht bzw. des Substrats die den alternierenden Verlauf der Brechzahlen einhalten sollen.

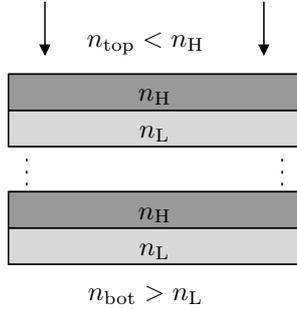


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung von N -periodischen $\lambda/4$ -Schichten niedriger (n_{L}) und hoher (n_{H}) Brechzahl mit den angrenzenden Substratschicht (bottom) und Deckschicht (top).

Als Beispiel wird ein stufenförmiger n-DBR mit 20 Spiegelpaaren aus $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$ und GaAs mit $\lambda/4$ -Schichtdicken betrachtet. Die Schichten sind zwischen einem GaAs-Substrat und einer Deckschicht aus $\text{Al}_{0,11}\text{Ga}_{0,89}\text{As}$ eingebettet. Nach dem Einsetzen der Zahlenwerte in (2.1) ergibt sich eine maximale Reflektivität von 99.149 %. Mit Hilfe der Transfer-Matrixmethode [28] wurde das Reflexionsspektrum des Bragg-Reflektors aus dem vorherigen Beispiel berechnet. Die reflektierte Intensität ist in Abhängigkeit der Wellenlänge in Abb. 2.4 dargestellt. Die maximale Reflektivität beträgt 99.147 % bei 980 nm und ist somit quasi identisch mit dem Ergebnis aus (2.1). Die Reflektivität des Bragg-Spiegels sinkt zunächst langsam, dann rapide mit steigender bzw. abnehmender Wellenlänge.

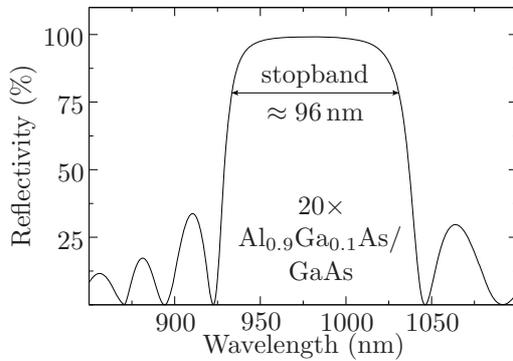


Abbildung 2.4: Berechnetes Reflexionsspektrum eines verlustlosen $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}/\text{GaAs}$ Bragg-Spiegels mit 20 Spiegelperioden. Die maximale Reflektivität beträgt 99.147 %.

Die spektrale Breite des Stopbandes in Abb. 2.4 kann durch

$$\Delta\lambda_{\text{DBR}} = \frac{2\lambda_{\text{B}}\Delta n}{\pi n_{\text{eff}}} \quad (2.2)$$

angegeben werden ([30], Kap. 3), wobei λ_{B} die Bragg-Wellenlänge und $\Delta n = n_{\text{H}} - n_{\text{L}}$ der Brechzahlunterschied ist. Die Breite ist demnach proportional zur Brechzahldifferenz Δn . Der effektive Brechungsindex n_{eff} der Bragg-Struktur berechnet sich aus

$$n_{\text{eff}} = 2 \left(\frac{1}{n_{\text{H}}} + \frac{1}{n_{\text{L}}} \right)^{-1}. \quad (2.3)$$

Für den in Abb. 2.4 dargestellten Bragg-Reflektor ergibt sich eine spektrale Breite des Stoppbandes von etwa 96 nm. Um einen VCSEL-Resonator zu bilden, werden zwei Bragg-Spiegel an beide Seiten der aktiven Zone angefügt. Dabei entsteht ein Stehwellenfeld, dessen Amplitude in die beiden Spiegel eindringt und abgeschwächt wird (vgl. Abb. 2.2). Die Resonatorlänge ist somit durch eine effektive Länge L_{eff} gegeben. Sie setzt sich aus der inneren Kavitätslänge und den Eindringstiefen im n-DBR bzw. p-DBR zusammen. Typische Werte der effektiven Resonatorlänge eines Bottom-Emitters liegen im Bereich von etwa 1.5 μm .

Um die Resonanzwellenlänge des Resonators zu bestimmen, werden nach dem Wachstum Reflexionsmessungen durchgeführt. Der schematische Messaufbau ist in Abb. 2.5 dargestellt.

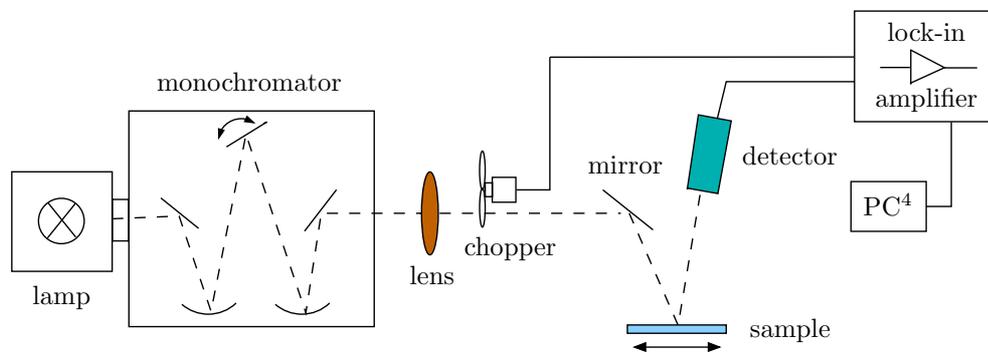


Abbildung 2.5: Aufbau zur Messung der Reflektivitätsspektren von Vertikallaserdioden. Die gestrichelte Linie zeigt den optischen Verlauf.

Das monochromatische Licht wird moduliert und trifft, durch den Aufbau bedingt, unter einem Winkel von etwa 10° auf der Probenoberfläche. Das reflektierte Licht wird detektiert und das elektrische Signal mit dem Referenzsignal wird weiter in einem Lock-In-Verstärker verarbeitet. Abschließend wird die Reflektivität mit einer Referenzmessung von einer Goldprobe normiert und über der Wellenlänge aufgetragen. Aufgrund der Inhomogenität der Schichtdicken werden Messungen an verschiedenen Waferpositionen durchgeführt. Dadurch kann man vor dem Beginn der Prozessierung feststellen, ob die Emissionswellenlänge im gewünschten Bereich liegt.

In Abb. 2.6 ist ein gemessenes und ein simuliertes Reflexionsspektrum eines typischen Bottom-Emitters dargestellt. Sowohl die Messung als auch die Simulation sind bei einer Auflösung von 0.5 nm durchgeführt. In der Simulation beträgt der Einfallswinkel 10° . In den beiden Reflexionsspektren sind die Resonanzeinbrüche in den Stoppbändern zu sehen und zeigen die Resonanzwellenlänge an. Ein deutlicher und tiefer Resonanzeinbruch würde sich durch eine höhere Messauflösung zeigen. Bei epitaxial emittierenden Bauelementen (Top-Emitter) ist der Resonanzeinbruch besser

⁴Personal computer.

erkennbar, da der p-DBR im Vergleich zu Bottom-Emittern weniger Spiegelpaare aufweist. Die leicht unterschiedlichen Positionen der Resonanzeinbrüche und Verläufe der Stoppbänder zwischen dem gemessenen und dem berechneten Reflexionsspektrum sind auf die abweichenden Schichtdicken durch den Wachstumsprozess zurückzuführen.

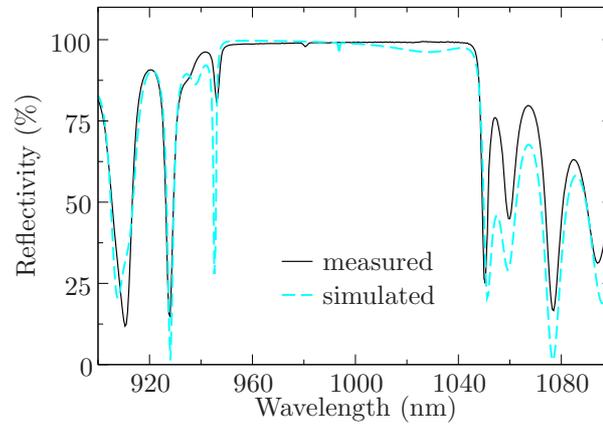


Abbildung 2.6: Berechnetes und gemessenes Reflexionsspektrum in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die Einbrüche in den Stoppbändern kennzeichnen die Resonanzwellenlängen.

2.3 Die aktive Zone

Bei der Emissionswellenlänge von 980 nm besteht der aktive Bereich der Vertikallaserdioden aus InGaAs-Quantenfilmen mit GaAs-Barrieren. Da InGaAs eine größere Gitterkonstante (InAs: $a_0 = 0.60583$ nm) als GaAs ($a_0 = 0.565325$ nm) ([31], Kap. 8) besitzt, entstehen durch das pseudomorphe Wachstum Druckverspannungen in den Quantenfilmen. Dabei wird im Wachstumsprozess die Gitterkonstante parallel zur Wachstumsebene auf den Wert der Gitterkonstante des Barrierenmaterials gezwungen. Senkrecht zur Waferebene kommt es dagegen zur Vergrößerung der Gitterkonstante. Dieses pseudomorphe Wachstum kann bis zu einer bestimmten kritischen Dicke abhängig vom Indiumgehalt versetzungsfrei erfolgen [32, 33].

Um die Deformationsenergie beim Überschreiten der kritischen Schichtdicke zu reduzieren, werden energie günstige Fehlversetzungen gebildet [34]. Diese Fehlversetzungen können indirekt durch die Beobachtung von sogenannten dark lines nachgewiesen werden [35]. Sie stellen nichtstrahlende Rekombinationszentren dar, die die Effizienz und Lebensdauer der Bauelemente stark beeinflussen können. Nach [33] ist eine kritische Dicke von 19 nm für einen Indiumgehalt von etwa 20 % für einen einzigen Quantenfilm ermittelt worden. Die in dieser Arbeit hergestellten Bauelemente besitzen drei oder sechs Quantenfilme mit einem Indiumgehalt von etwa 16 % und einer Dicke von 8 nm. Dabei addiert sich die Verspannung im aktiven Material und somit kann die kritische Dicke erreicht werden. Die Auswirkungen der verspannten Schichten zeigen

sich deutlich in einer Degradation der prozessierten VCSEL. Die Mehrzahl der Proben zeigt eine rapide Abnahme der Ausgangsleistung unmittelbar nach der Inbetriebnahme. Die optische Ausgangsleistung kann bis auf die Hälfte der ursprünglichen Leistung absinken. Eine stark verringerte Lebensdauer verhindert eine weitere aussagekräftige Charakterisierung der Probe.

Auf der anderen Seite haben verspannte Schichten gegenüber unverspannten einen Vorteil, der durch die Änderung in der Bandstruktur bzw. im Valenzbandverlauf hervorgerufen wird. Die kompressive Verspannung führt zu einer Aufspaltung der Bänder der schweren Löcher (heavy holes, HH) und der leichten Löcher (light holes, LH) bei $k = 0$ [36] ([31], Kap. 8), wie in Abb. 2.7 dargestellt.

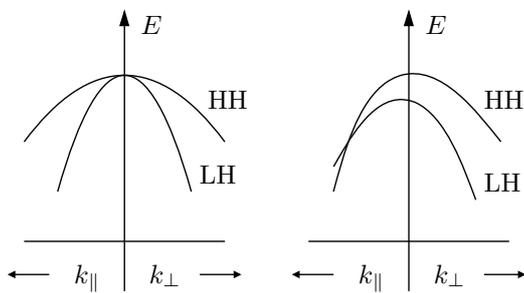


Abbildung 2.7: Typische Valenzbandstruktur einer unverspannten (links) und einer kompressiv verspannten Schicht (rechts). Die Aufspaltung der Bänder der schweren und leichten Löcher und die stärkere Bandkrümmung der schweren Löcher in der Wachstumsebene (k_{\parallel}) sind deutlich zu sehen (nach [31], Kap. 8).

Durch die Verspannung sind die Bänder der schweren Löcher in der Wachstumsebene stärker gekrümmt, was eine Abnahme der effektiven Masse bedeutet. Unter hoher Ladungsträger-Injektion trennt sich das Fermi-Niveau in zwei Quasi-Fermi-Niveaus für Leitungs- (E_{F_c}) und Valenzband (E_{F_v}). Die Lage der Quasi-Fermi-Niveaus ist in Abb. 2.8 dargestellt. In einer typischen unverspannten Bandstruktur, die Abb. 2.8 links zeigt, sind die effektiven Massen des Leitungs- und Valenzbandes asymmetrisch. Unter kompressivem Druck sind die Krümmungen der Bänder symmetrischer und dementsprechend stellt sich die Lage der Quasi-Fermi-Niveaus ein (Abb. 2.8 rechts). Somit ist bei gegebenen Quasi-Fermi-Niveaus die Elektronendichte bei verspannten Quantenfilmen niedriger als bei unverspannten Quantenfilmen. Folglich kann die transparente Ladungsträgerdichte wesentlich verringert und die Stromschwelle des Lasers ebenfalls reduziert werden [37].

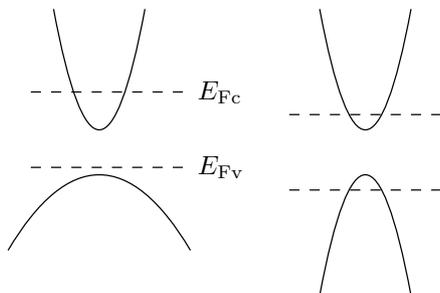


Abbildung 2.8: Lage der Quasi-Fermi-Niveaus bei hoher Ladungsträger-Injektion in einer typischen unverspannten (links) und verspannten Bandstruktur (rechts) (nach [38], Kap. 4).

2.3.1 Verspannungskompensation

Um die auftretenden Verspannungen in den Quantenfilmen zu kompensieren, wird eine sogenannte Verspannungskompensation durchgeführt [39]. Dabei wird zusätzlich ein Halbleitermaterial mit einer kleineren Gitterkonstante als GaAs, z.B. Galliumarsenidphosphid (GaAsP), aufgewachsen. Dadurch entsteht ebenfalls eine Verspannung, die im Gegensatz zum Aufwachsen von InGaAs-Schichten einen entgegengesetzten Druck ausübt. Somit es ist möglich, die totale Verspannung in der Schichtstruktur zu minimieren. Der Einbau der zugverspannten GaAsP-Schichten erfordert vom System mehr elastische Energie, es ist aber auf der anderen Seite günstiger als die Bildung von Fehlversetzungen. Dadurch kann die Anzahl der Quantenfilme weiter erhöht und die Lebensdauer der Bauelemente gesteigert werden. Lebensdauermessungen von bis zu einer Woche zeigten bei Laserdioden mit GaAsP-Schichten keine Degradation bzw. Abnahme der Ausgangsleistung. Die GaAsP-Schichten werden am Anfang sowie am Ende des aktiven Bereiches aufgewachsen, wie es in Abb. 2.9 dargestellt ist.

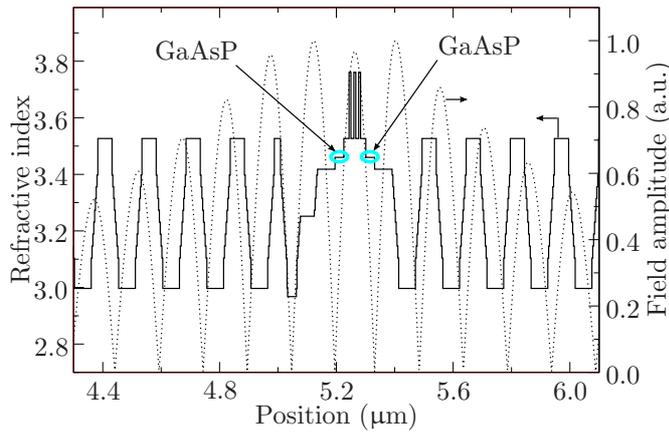


Abbildung 2.9: Stehwellenfeld und Verlauf des Brechungsindex eines verspannungskompensierten 980 nm VCSELs mit drei Quantenfilmen. Der eingekreiste Bereich links sowie rechts von der aktiven Zone zeigt die Lage der GaAsP-Schichten.

Am Verlauf des Brechungsindex im Bild ist die Position der zwei 30 nm-dicken GaAsP-Schichten (helle Kreise) zu erkennen. Die Dicke jedes der drei Quantenfilme beträgt 7 nm. Außerdem wurde die Schichtstruktur in Bezug auf den Schwellgewinn weiter optimiert. Dies erkennt man an dem modifizierten Verlauf des Brechungsindex in der Umgebung des aktiven Bereiches verglichen mit dem Brechzahlverlauf in Abb. 2.2. Die Verspannung ϵ in InGaAs bzw. GaAsP kann durch

$$\epsilon \approx \frac{a_s - a_f}{a_s} \quad (2.4)$$

definiert werden [40], wobei a_s und a_f die Gitterkonstanten in Wachstumsrichtung des Substratmaterials bzw. der verspannten Schicht sind. Mit einem Indiumgehalt von 16.5 % in InGaAs und einem Phosphorgehalt von 12.5 % in GaAsP ergibt sich eine Verspannung von 2.3 % bzw. -0.84 %. Wird die Anzahl N sowie die Dicke d der Schichten berücksichtigt, dann kann man die gesamte Verspannung mit ϵNd berechnen. Demnach wird hier eine vollständige Verspannungskompensation der aktiven Zone durchgeführt.

2.3.2 Charakterisierung der Schichtstruktur

Nach dem epitaktischen Wachstum der Schichten können die Zusammensetzungen der Materialien sowie die Schichtdicken anhand hochauflösender Röntgendiffraktometrie (HRXRD, high-resolution X-ray diffraction) bestimmt werden. Das Prinzip der Röntgendiffraktometrie beruht auf der Beugung und Interferenz von Röntgenstrahlen an den periodisch angeordneten Gitteratomen einer Kristallstruktur. Sie eignet sich besonders zur Analyse bzw. Charakterisierung von Deformationen in verspannten Schichtsystemen. Der aus einer Röntgenquelle (Glühkathode und Kupfer-Target) emittierte Röntgenstrahl ist divergent und enthält neben der Bremsstrahlung mehrere charakteristische Linien fester Energie. Dieser Strahl wird durch einen aus vier Germanium-Kristallen bestehenden Monochromator auf eine sehr schmale Emissionslinie reduziert ($\lambda = 0.1541 \text{ nm}$) und ebenfalls kollimiert. Der kollimierte Strahl trifft dann auf die Probenoberfläche unter einem Winkel ω . Der gebeugte Strahl wird mit einem Detektor (Szintillationszähler⁵) nachgewiesen. Der Winkel zwischen dem einfallenden Strahl und dem Detektor beträgt dagegen 2θ . Die unterschiedliche Bezeichnung der Winkel (ω für den Probenwinkel und 2θ für den Detektorwinkel) folgt daraus, dass die Netzebenen im Kristall nicht notwendigerweise parallel zur Probenoberfläche liegen müssen. Außerdem ist eine Verkippung der Probe beim Einbau in der Anlage nicht auszuschließen. Folglich gilt im Allgemeinen $\omega \neq \theta_B$, wobei θ_B der Bragg-Winkel ist. Die Bragg-Bedingung ist durch

$$a_0 \sin \theta_B = m \frac{\lambda}{2} \quad (2.5)$$

gegeben, wobei a_0 die Gitterkonstante und m die Ordnung der Bragg-Reflexion sind.

Abbildung 2.10 zeigt eine typische röntgendiffraktometrische Messung an der VCSEL-Struktur aus Abb. 2.9. Die Aufnahme zeigt einen symmetrischen $\omega - 2\theta$ -Scan. Die Messung weist Maxima auf, aus deren Positionen die vertikalen Gitterkonstanten bestimmt werden können. Um die Zusammensetzung sowie die Dicken der Schichten zu ermitteln sind weitere Informationen aus der elastischen Theorie und der dynamischen Streutheorie von Röntgenstrahlung an Mehrschichtstrukturen erforderlich. Diese Analyseverfahren setzt voraus, dass die Schichtstrukturen annähernd bekannt sind. Aus der Messung in Abb. 2.10 ergibt sich ein Indiumgehalt von 16.5 % und eine Dicke von jeweils 7 nm der drei InGaAs-Quantenfilme. Der Phosphorgehalt in den beiden 30 nm dicken GaAsP-Schichten beträgt etwa 12.5 %. Man erkennt die Lage der GaAsP-Schichten auf der positiven Seite des relativen Winkels $\Delta\omega$, was auf eine relativ zu GaAs kleinere Gitterkonstante hindeutet. Dagegen sind die InGaAs-Peaks mit kleineren Winkeln als GaAs auf der negativen Seite zu sehen. Weitere ausführliche röntgendiffraktometrische Messungen von VCSEL-Strukturen sind in [26] zu finden.

⁵Gerät zur Zählung und Messung energiereicher Strahlung bzw. Teilchenstrahlung. In einem Szintillator werden zunächst Photonen nach Anregung von Atomen oder Molekülen eines szintillierenden Materials durch hochenergetische Strahlung generiert. Danach werden die emittierten Photonen mit einem Photomultiplier elektrisch registriert.

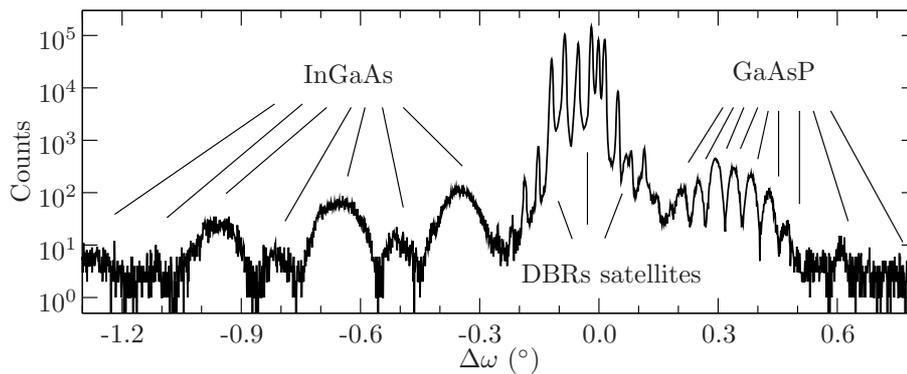


Abbildung 2.10: Ein symmetrischer $\omega-2\theta$ -Scan einer Vertikallaserdiode mit InGaAs-Quantenfilmen und GaAsP-Schichten zur Kompensation der verspannten aktiven Zone. Die Winkelangabe ist relativ zur GaAs-Reflexionsebene (004). Nach der Bragg-Bedingung (Gleichung (2.5)) entspricht die 4. Ordnung der Bragg-Reflexion einem Winkel ω von etwa 33.036° .

2.3.3 Aktive Zone mit 2×3 Quantenfilmen

Das Design der VCSEL-Strukturen wurde bei einem Teil der hergestellten Proben modifiziert. Dabei wurde die Anzahl der Quantenfilme um weitere drei erhöht. Um eine hohe Kopplung zwischen injizierten Ladungsträgern und Photonen zu erhalten, müssen die Quantenfilme im Maximum des Stehwellenfeldes liegen, wodurch eine effiziente Überlappung mit der Feldintensität entsteht. Die Dicke und die Anzahl der Quantenfilme spielt eine wichtige Rolle. Das Maß dieser Überlappung wird durch den relativen Füllfaktor ausgedrückt [28]. Da eine Erhöhung der Anzahl der Quantenfilme in einem Maximum des Stehwellenfeldes eine Verringerung des relativen Füllfaktors zur Folge hat, wird in diesem Fall ein zweiter Stapel aus drei Quantenfilmen im Abstand von etwa 139 nm plaziert. Diese Distanz entspricht der optischen Strecke der halben Wellenlänge. Diese Quantenfilme liegen ebenfalls im Maximum des Stehwellenfeldes, wie es in Abb. 2.11 zu sehen ist.

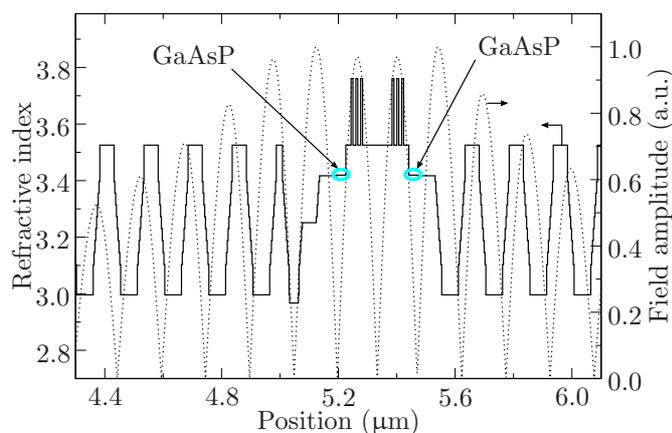


Abbildung 2.11: Stehwellenfeld und Verlauf des Brechungsindex eines spannungskompensierten VCSELs mit 2×3 Quantenfilmen. Die zwei GaAsP-Schichten sind mit hellen Kreisen markiert.

Die innere Kavität der VCSEL-Struktur verlängert sich dementsprechend um eine halbe Materialwellenlänge. Die Schichtstruktur erfordert ebenfalls eine Verspannungs-

kompensation mit GaAsP-Schichten, die eine Dicke von 30 nm haben und einen höheren Phosphorgehalt von 25 % enthalten. Mit solchen Strukturen nimmt die optische Gewinnlänge in einem Durchlauf im Vergleich zu Standard-Proben zu. Außerdem kann die Wahrscheinlichkeit der Ladungsträgerrekombination mittels nichtstrahlender Prozesse, z.B. Auger-Rekombination, reduziert werden. Damit ist bei diesem Entwurf eine Steigerung der Effizienz möglich. Zusätzlich wird bei einigen später diskutierten Strukturen die Reflektivität des n-Spiegels reduziert, um die Leistungsauskopplung zu erhöhen.

2.4 Elektrische und optische Eigenschaften

Zur Beschreibung der elektrischen und optischen Eigenschaften von Vertikallaserdioden wird zunächst der Schwellgewinn und der differentielle Quantenwirkungsgrad erläutert. Diese Eigenschaften werden anhand eines Beispiels gezeigt, das typische Kennlinien der optischen Leistung sowie der angelegten Spannung über dem Strom darstellt. Danach werden die Emissionseigenschaften und der Einfluss der Temperatur auf das Verhalten der Laserdioden diskutiert.

2.4.1 Schwellgewinn und differentieller Quantenwirkungsgrad

Damit Lasertätigkeit einsetzt, muss die allgemeine komplexe Schwellbedingung für Laseroszillation

$$r_1 r_2 \exp(-i2\gamma L) = 1 \quad (2.6)$$

erfüllt werden ([41], Kap. 10), wobei r_1 und r_2 die Amplitudenreflexionsfaktoren der Laserspiegel, L die Resonatorlänge und

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{n} - i \frac{\alpha}{2} \quad (2.7)$$

die Ausbreitungskonstante im Medium mit der Brechzahl \bar{n} ist. Der Intensitätsabsorptionskoeffizient α im Imaginärteil der Gleichung (2.7) kann mit der Verstärkung g und den intrinsischen Verlusten α_i zu $\alpha = \alpha_i - g$ zusammengesetzt werden. Somit müssen die intrinsischen Verluste, hervorgerufen durch Absorption oder Streuung, kompensiert werden, um Laserverstärkung zu erhalten. Aus der allgemeinen Schwellbedingung folgen unmittelbar die Bedingungen für die Phase und die Amplitude. Aus der Amplitudenbedingung und mit dem relativen Füllfaktor Γ_r kann die Schwellverstärkung

$$g_{\text{th}} = \alpha_{\text{act}} + \frac{1}{\Gamma_r d_{\text{act}}} \left[(L_{\text{eff}} - d_{\text{act}}) \alpha_{\text{pas}} - \ln R \right] \quad (2.8)$$

abgeleitet werden. Dabei wurden der aktive (Dicke d_{act}) und der passive Bereich voneinander getrennt und die Resonatorlänge L durch die effektive Länge L_{eff} ersetzt. Es ist $R = \sqrt{R_t R_b}$ der durchschnittliche Intensitätsreflexionsfaktor beider Spiegel mit

den Reflexionsfaktoren R_t des oberen und R_b des unteren Spiegels. Um diese Schwellbedingung zu erfüllen, müssen demnach die Verluste im aktiven Bereich α_{act} , im passiven Bereich α_{pas} und die Auskoppelverluste an den beiden Spiegeln kompensiert werden. Typische Werte für den Schwellgewinn bei Bottom-Emittern liegen im Bereich von 1000 cm^{-1} . Für einen positiven Gewinn muss der injizierte Strom genügend Ladungsträger liefern, um die Transparenzladungsträgerdichte n_{tr} zu überschreiten. Die Schwellladungsträgerdichte ist durch

$$n_{\text{th}} = n_{\text{tr}} \exp(g_{\text{th}}/g_0) \quad (2.9)$$

gegeben [38], wobei g_0 der Gewinnkoeffizient ist. Dieser Koeffizient wird durch den differentiellen Gewinn $\partial g/\partial n = g_0/n$ beschrieben. Damit wird der Gewinn durch eine logarithmische Funktion gegeben, welche die Abhängigkeit des Gewinns von der Ladungsträgerdichte besonders bei verspannten Quantenfilmen gut beschreibt.

Während die optische Leistung unterhalb des Schwellstroms I_{th} durch die spontane Emission gegeben ist, steigt die emittierte optische Leistung oberhalb der Schwelle linear mit dem Strom I an. Für die optische Ausgangsleistung erhält man

$$P = \frac{h\nu}{q} \eta_d (I - I_{\text{th}}) \quad (2.10)$$

mit dem differentiellen Quantenwirkungsgrad

$$\eta_d = \frac{-\eta_i \ln R}{\Gamma_{\text{r}} d_{\text{act}} g_{\text{th}}}, \quad (2.11)$$

der Planckschen Konstante h , der Elektronenladung q und der Frequenz ν . Dabei ist η_i der interne Wirkungsgrad. Dieser Faktor stellt den Anteil des injizierten Stroms dar, der zu einer Ladungsträgerrekombination in der aktiven Zone beiträgt. Der differentielle Quantenwirkungsgrad gibt den Anteil der injizierten Ladungsträger an, die in Photonen umgesetzt und aus der Laserdiode emittiert werden. Dies entspricht etwa dem Quotienten aus den Auskoppelverlusten und dem Schwellgewinn. Abbildung 2.12 zeigt Betriebskennlinien eines VCSELs mit $D_a = 7 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser. Die optische Leistung nimmt mit dem Strom zunächst linear zu und erreicht einen maximalen Wert von 10.5 mW bei 27.5 mA, danach sinkt sie mit weiter steigendem Strom ab. Dieses Verhalten wird als thermisches Überrollen bezeichnet.

Aus der Steigung des linearen Bereiches der Leistungskennlinie kann der differentielle Quantenwirkungsgrad mit

$$\eta_d = \frac{q}{h\nu} \frac{\partial P}{\partial I} \quad (2.12)$$

berechnet werden. Dabei ergibt sich ein Wert von 47% mit der Emissionswellenlänge von 997 nm. Der Schwellstrom kann aus dem Schnittpunkt mit der Stromachse bestimmt werden und beträgt 3.6 mA. Die Schwellstromdichte

$$j_{\text{th}} = \frac{I_{\text{th}}}{A_{\text{act}}} = I_{\text{th}} \frac{4}{\pi D_a^2} \quad (2.13)$$

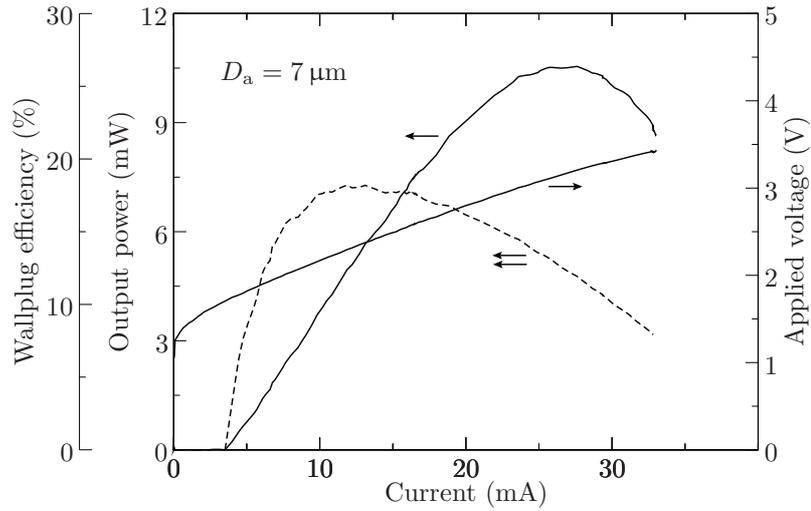


Abbildung 2.12: Betriebskennlinien und Konversionseffizienz eines VCSELs mit $7\mu\text{m}$ aktivem Durchmesser.

beträgt somit 9.3 kA/cm^2 . Die Spannungscharakteristik weist unterhalb des Schwellstromes eine Dioden-Charakteristik auf. Beim Erreichen des Schwellstromes verläuft der Anstieg weitgehend linear. Der differentielle Widerstand R_d wird aus dem linearen Bereich ermittelt und beträgt 61.5Ω . Die Verlängerung des linearen Bereiches bildet mit der Spannungsachse einen Schnittpunkt, der die Einsatzspannung der Diode definiert. Man erhält für die in Abb. 2.12 dargestellte Kennlinie eine Einsatzspannung von etwa 1.5 V .

Aus dem Quotienten der optischen Leistung P_{opt} und der eingepprägten elektrischen Leistung $P_{\text{el}} = UI$ ergibt sich die Konversionseffizienz

$$\eta_c = \frac{P_{\text{opt}}}{P_{\text{el}}}. \quad (2.14)$$

Die Konversionseffizienz steigt oberhalb des Schwellstromes stark an und erreicht einen maximalen Wert von 18.2% ($I = 11.8\text{ mA}$). Ab diesem Punkt sinkt die Effizienz mit weiter steigendem Strom, wie es in Abb. 2.12 zu sehen ist.

2.4.2 Emissionsspektrum

Mit der allgemeinen Laserbedingung in Gleichung (2.6) folgt aus der Phase die Resonanzbedingung

$$\frac{4\pi\bar{n}L}{\lambda_m} = 2\pi m. \quad (2.15)$$

Die Resonanzbedingung legt die Moden im Resonator fest und gibt somit an, welche möglichen Wellenlängen zur Laseremission beitragen. Der Index m ist ganzzahlig und

kennzeichnet die Ordnung der Mode. Der Abstand zweier benachbarter longitudinaler Moden in einem Fabry–Pérot-Resonator ist durch

$$\Delta\lambda_{\text{FP}} = \frac{\lambda^2}{2L\langle\bar{n}_g\rangle} \quad (2.16)$$

gegeben ([41], Kap. 10). Dabei ist $\langle\bar{n}_g\rangle$ der über die Schichtstrukturen gemittelte Gruppenindex

$$\bar{n}_g = \bar{n} - \lambda \frac{d\bar{n}}{d\lambda}. \quad (2.17)$$

Bei kantenemittierenden Laserdioden kann die Resonatorlänge einige hundert Mikrometer betragen. In VCSEL-Strukturen beträgt die effektive Resonatorlänge etwa $1.5\ \mu\text{m}$, was einen Modenabstand von etwa $80\ \text{nm}$ bedeutet ($\langle\bar{n}_g\rangle \approx 4$). Daher ist im Gewinnpektrum nur eine Resonanzwellenlänge im Bereich vom Gewinnmaximum vorhanden. Somit emittieren Vertikallaserdioden im Gegensatz zu Kantenemittern longitudinal einmodig. Das Emissionsspektrum wird durch die Laserresonanz und die transversalen Moden aber nicht wie bei den Kantenemittern mit Fabry–Pérot-Resonator vom Gewinnmaximum bestimmt. Für eine transversal einmodige Emission in Standard-Vertikallaserdioden ist der aktive Durchmesser auf 3 bis $4\ \mu\text{m}$ begrenzt. Im Allgemeinen erscheinen transversale Moden höherer Ordnung mit steigendem Strom. Dabei verschiebt sich das Emissionsspektrum aufgrund zunehmender Temperatur zu längeren Wellenlängen. Bauelemente mit großen aktiven Durchmessern emittieren schon ab der Schwelle mehrmodig. In Abbildung 2.13 sind zwei Emissionsspektren eines Bauelements mit $23\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser dargestellt.

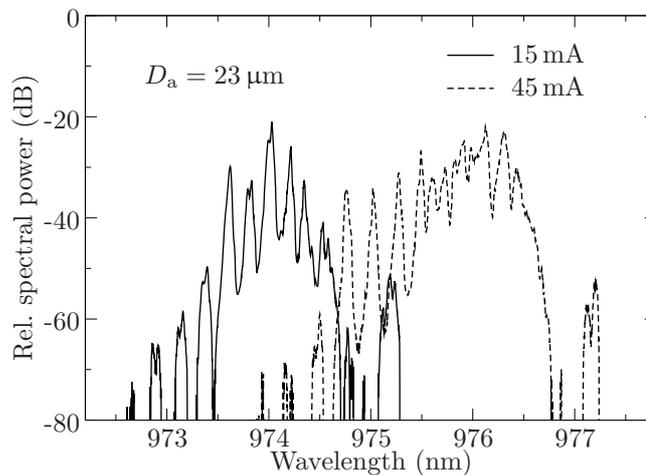


Abbildung 2.13: Emissionsspektren eines VCSELs mit $23\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser aufgenommen bei 15 und $45\ \text{mA}$.

Deutlich zu sehen ist die Rotverschiebung des Spektrums mit steigendem Strom und die mehrmodige Emission in einem ca. $3\ \text{nm}$ breiten Spektrum. Der Abstand transversaler Moden verringert sich mit zunehmendem aktivem Durchmesser D_a und kann

durch den Zusammenhang

$$\Delta\lambda_{lp} \propto \frac{\lambda^3}{D_a^2} \quad (2.18)$$

ausgedrückt werden ([1], Kap. 3), wobei die Indizes l und p die Ordnung von Laguerre–Gaußschen Moden kennzeichnen.

2.5 Temperaturverhalten

Temperaturerhöhungen während des Laserbetriebs beeinflussen die Emissionseigenschaften der Vertikallaserdioden stark. Da die Emissionswellenlänge von der Resonanzwellenlänge im Resonator bestimmt ist, führt die Erwärmung des Resonators, infolge der Variation der Brechzahl mit der Temperatur, zu einer Wellenlängenverschiebung von ungefähr $\Delta\lambda/\Delta T = 0.07 \text{ nm/K}$ [43]. Weiterhin verschiebt sich das Gewinnspektrum des aktiven Materials und somit die Wellenlänge des maximalen Gewinns aufgrund von temperaturabhängiger Bandlückenreduzierung ebenfalls zu höheren Wellenlängen mit etwa 0.32 nm/K [28]. Diese Verschiebung des Gewinnspektrums, die größer als die Veränderung der Wellenlänge ist, bewirkt eine zu kürzeren Wellenlängen relativ zum Gewinnspektrum verschobene Modenposition. Die Erwärmung des Resonators kann bei dem Entwurf der Laserstruktur berücksichtigt werden, so dass eine optimale Anpassung der Emissionswellenlänge mit dem Gewinnspektrum erfolgt. Somit kann sich die optimale Betriebstemperatur des Bauelements, z.B. in Bezug auf einen niedrigen Schwellstrom, je nach Resonator-Design von der Raumtemperatur unterscheiden.

Die Temperaturabhängigkeit der Betriebskennlinien ist für zwei verschiedene Bauelemente in Abb. 2.14 dargestellt.

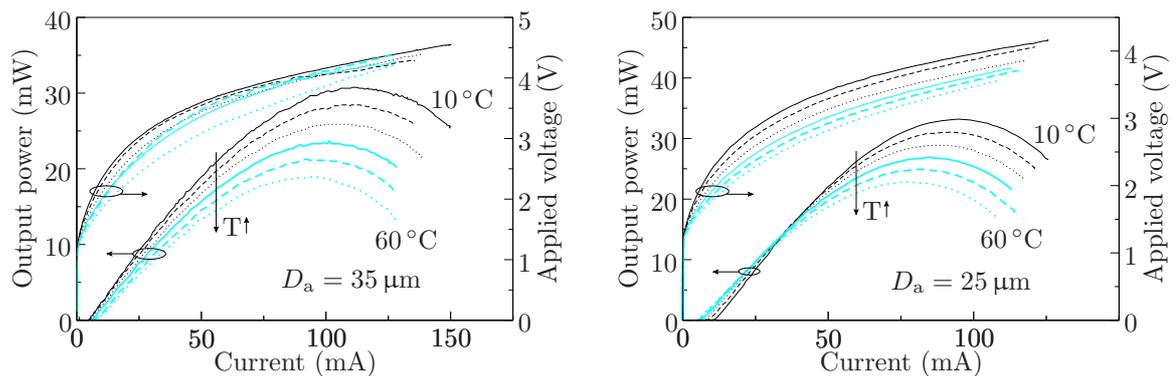


Abbildung 2.14: Betriebskennlinien zweier verschiedener VCSEL für Wärmesenketemperaturen von 10 bis 60°C in Schritten von 10°C.

Deutlich zu erkennen ist die Abnahme der Ausgangsleistung bei beiden Bauelementen mit steigender Temperatur sowie das bei niedrigeren Strömen auftretende thermische

Überrollen. Da die Bauelemente aus verschiedenen Waferpositionen hergestellt sind, kann der Schwellstrom mit zunehmender Temperatur je nach Messposition auf dem Wafer ansteigen (Bild links) bzw. abnehmen (Bild rechts).

2.5.1 Thermischer Widerstand

Eine geeignete Methode zur Beschreibung der Erwärmung in Vertikallaserdioden ist die Bestimmung des thermischen Widerstandes

$$R_{\text{th}} = \frac{\Delta T}{\Delta P_{\text{diss}}} = \frac{\Delta \lambda / \Delta P_{\text{diss}}}{\Delta \lambda / \Delta T}, \quad (2.19)$$

wobei $\Delta P_{\text{diss}} = P_{\text{el}} - P_{\text{opt}}$ die Verlustleistung ist. Der thermische Widerstand wird experimentell durch die Wellenlängenänderung in Abhängigkeit von der Verlustleistung und von der variierenden Wärmesenktemperatur bestimmt. Letztere Messung wird in der Regel gepulst durchgeführt, um den Einfluss der Eigenerwärmung zu unterbinden. Für die Berechnung wird, wie bereits angegeben wurde, eine Wellenlängenänderung von $\Delta \lambda / \Delta T = 0.07 \text{ nm/K}$ angenommen. Messungen der Wellenlänge in Abhängigkeit von der Verlustleistung sind für zwei Bauelemente mit unterschiedlichen aktiven Durchmessern in Abb. 2.15 zu sehen.

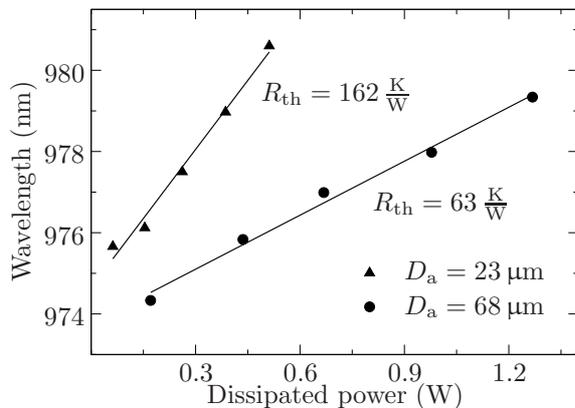


Abbildung 2.15: Emissionswellenlänge in Abhängigkeit von der Verlustleistung für Bauelemente mit 23 und 68 μm aktiven Durchmessern. Aus der Steigung der Anpassungsgeraden ergeben sich thermische Widerstände von 162 K/W bzw. 63 K/W.

Die Verlustleistungen können je nach Größe des Bauelements im Watt-Bereich liegen. Aus der Steigung der Geraden lassen sich thermische Widerstände von 162 K/W ($D_a = 23 \mu\text{m}$) und 63 K/W ($D_a = 68 \mu\text{m}$) errechnen. Die zwei Beispiele zeigen eine deutliche Verringerung des thermischen Widerstandes bei VCSELn mit größeren aktiven Durchmessern. In Abb. 2.16 ist die Abhängigkeit des thermischen Widerstandes vom aktiven Durchmesser dargestellt. Somit nimmt der thermische Widerstand mit steigendem aktiven Durchmesser ab. Eine Steigerung der thermischen Leitfähigkeit kann durch den Aufbau der Laserdioden auf Wärmesenken erfolgen. Dadurch findet das thermische Überrollen bei höheren Strömen statt und die maximale Ausgangsleistung steigt. In diesem Hinblick haben Bottom-Emitter gegenüber Top-Emittern einen Vorteil, der aus den effizienteren Möglichkeiten der Wärmeabfuhr hervorgeht.

Wärmesenken werden bei Bottom-Emittern auf dem ganzflächigen p-Kontakt angebracht (s. Abschnitt 4.3). Aufgrund der Strahlauskopplung durch den Ring-Kontakt ist das Anbringen einer Wärmesenke bei den Top-Emittern nur auf der vom aktiven Bereich weit entfernten Substratseite möglich.

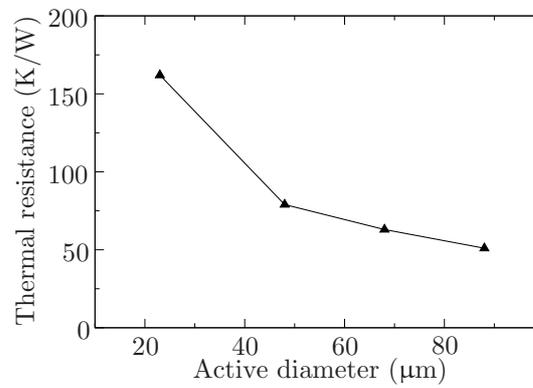


Abbildung 2.16: Thermischer Widerstand in Abhängigkeit vom aktiven Durchmesser verschiedener Vertikallaserdioden.

3 Grundlagen der Strahlausbreitung

Die theoretischen Grundlagen der Strahlausbreitung werden in diesem Kapitel ausführlich behandelt¹. Es widmet sich zunächst der Theorie des gaußschen Strahls, danach dem Prinzip der realen Strahlen und der Strahlqualität. Der letzte Abschnitt behandelt die Transmission der Strahlen durch optische Systeme und deren Beschreibung anhand der sogenannten ABCD-Matrix.

3.1 Paraxiale Wellennäherung

Das elektrische Feld einer monochromatischen Welle kann unter der Annahme der skalaren Näherung mit gleichmäßig polarisierten elektromagnetischen Feldern (z.B. linear oder zirkular) als skalare Größe, nämlich

$$E(x, y, z, t) = \tilde{E}(x, y, z) \exp(i\omega t) \quad (3.1)$$

angegeben werden. Die komplexe Amplitude \tilde{E} muss die Wellengleichung in einer skalaren Form erfüllen, z.B.

$$(\nabla^2 + k^2)\tilde{E}(x, y, z) = 0, \quad (3.2)$$

wobei im Vakuum $k = \omega/c$ ist. Dabei ist ω die Kreisfrequenz und c die Lichtgeschwindigkeit. Eine Integrallösung für die Feldamplitude kann mit dem Fresnel-Kirchhoff-Integral erzielt werden. Bei der Betrachtung einer bekannten Feldverteilung $\tilde{E}(x_1, y_1, z_1)$ in der Ebene bei $z = z_1$ in Abb. 3.1 ist die resultierende in z -Richtung propagierende Feldverteilung $\tilde{E}(x, y, z)$ in der Ebene bei z gegeben durch

$$\tilde{E}(x, y, z) = \frac{i}{\lambda} \iint_s \tilde{E}(x_1, y_1, z_1) \frac{\exp(-ikr)}{r} \cos \Theta dx_1 dy_1, \quad (3.3)$$

wobei r der Abstand zwischen den Punkten P_1 und P und Θ der Winkel zwischen r und der z -Achse ist (s. Abb. 3.1). Das Integral wird über der Apertur S in der Ebene bei $z = z_1$ berechnet. Die Gleichung (3.3) stellt das Huygenssche Prinzip² in mathematischer Form dar. Dabei entspricht der Ausdruck $\tilde{E}(x_1, y_1, z_1) dx_1 dy_1 \exp(-ikr)/r$

¹Die theoretischen Herleitungen der Strahlausbreitung sind in ([44], Kap. 4) zu finden.

²Auch das Huygens-Fresnel-Prinzip genannt. Es besagt, dass jeder Punkt einer Wellenfront als Ausgangspunkt sogenannter Elementarwellen betrachtet werden kann, die sich mit gleicher Wellenlänge und Geschwindigkeit wie die ursprüngliche Welle ausbreiten. Aus der Überlagerung der Elementarwellen ergibt sich eine neue, sich weiter ausbreitende Welle, die als die Einhüllende aller Elementarwellen dargestellt werden kann.

der Elementarwelle, die von der Fläche $dx_1 dy_1$ bei P_1 ausgeht. Das Feld am Punkt P wird demnach durch die Summierung aller Elementarwellen, die aus der Ebene bei $z = z_1$ kommen, entstehen.

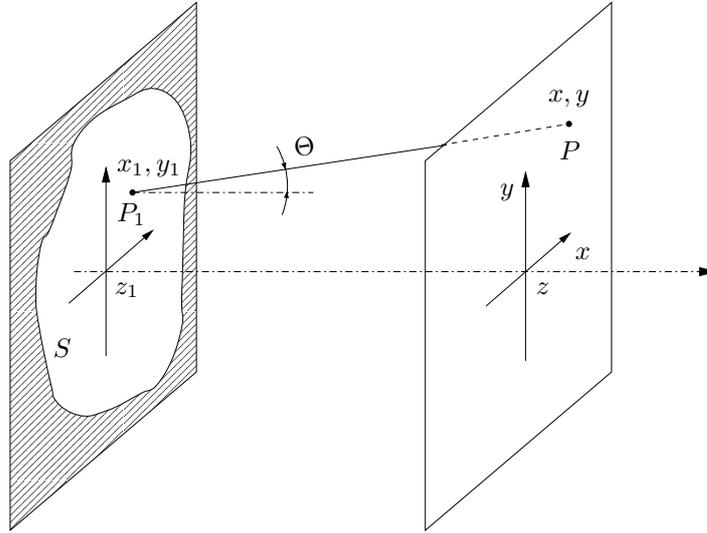


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung zur Bestimmung der Feldverteilung in der Ebene bei z . Dabei ist das Feldprofil in der Ebene bei z_1 bekannt (nach [44], Kap. 4).

Bei einem kleinen Ausbreitungswinkel Θ (paraxiale Näherung) kann die komplexe Feldamplitude als

$$\tilde{E}(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(-ikz) \quad (3.4)$$

geschrieben werden, wobei $u(x, y, z)$ eine über der Wellenlängenskala langsam variierende Funktion ist. Das Einsetzen der Gleichung (3.4) in (3.2) ergibt die paraxiale Wellengleichung

$$\nabla_{\perp}^2 u - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (3.5)$$

mit $\nabla_{\perp}^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$. Der Abstand

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{(z - z_1)^2 + (x - x_1)^2 + (y - y_1)^2} \\ &= (z - z_1) \sqrt{1 + \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{(z - z_1)^2}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

zwischen P_1 und P kann mit der Potenzreihenentwicklung und der paraxialen Näherung $|x - x_1|, |y - y_1| \ll |z - z_1|$ durch

$$r \cong (z - z_1) + \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{2(z - z_1)} \quad (3.7)$$

angegeben werden. Nach dem Einsetzen von Gleichung (3.7) in (3.3) ergibt sich

$$\begin{aligned} \tilde{E}(x, y, z) &\approx \frac{i \exp(-ik(z - z_1))}{\lambda(z - z_1)} \\ &\times \iint \tilde{E}(x_1, y_1, z_1) \exp\left(-ik \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{2(z - z_1)}\right) dx_1 dy_1. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Das Ergebnis ist als das Huygens–Fresnel–Kirchhoff-Integral in der fresnelschen Näherung bekannt. Mit Gleichung (3.4) folgt dann

$$u(x, y, z) = \frac{i}{\lambda L} \iint_s u(x_1, y_1, z_1) \exp\left(-ik \frac{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}{2L}\right) dx_1 dy_1, \quad (3.9)$$

wobei $L = z - z_1$ ist. Somit liefert Gleichung (3.9) eine Lösung in einer Integralform für das elektrische Feld unter der Annahme der paraxialen Näherung. Eine einfachere Überlegung kann man durch eine lineare Entwicklung des Abstandes r erhalten, wobei r von x_1 und y_1 unabhängig ist. Dies ist als die Fraunhofer-Näherung bekannt, welche für Distanzen anwendbar ist, die viel größer als die Apertur-Dimension sind. Die Fraunhofer-Beugung kann an die zweidimensionale Fourier-Transformation angenähert werden, deren Intensitätsverteilung derjenigen im Fernfeld entspricht.

3.2 Der gaußsche Strahl

Unter der Annahme, dass in der Ebene bei $z = z_1$ keine Begrenzung durch eine Apertur S vorhanden ist, kann man die Integralgrenze der Gleichung (3.9) von $-\infty$ bis ∞ setzen. In diesem Fall ist

$$u(x, y, z) \propto \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2q}\right) \quad (3.10)$$

eine Eigenlösung von Gleichung (3.9), wobei $q = q(z)$ ein komplexer Parameter ist, der als der komplexe Strahlparameter des gaußschen Strahls bezeichnet wird. Aus den Gleichungen (3.4) und (3.10) folgt

$$\tilde{E} \propto \exp\left(-ik \left(z + \frac{x^2 + y^2}{2q}\right)\right). \quad (3.11)$$

Das Feld einer sphärischen Welle mit Zentrum bei $x = y = z = 0$ kann im Punkt $P(x, y, z)$ als $\tilde{E} \propto \exp(-ikR)/R$ geschrieben werden, wobei R der Krümmungsradius der Welle ist. Entsprechend der Argumentationen nach den Gleichungen (3.6) und (3.7) wird der Krümmungsradius R folgendermaßen angenähert

$$R \cong z + \frac{x^2 + y^2}{2R}. \quad (3.12)$$

Das Feld der sphärischen Welle wird damit zu

$$\tilde{E} \propto \exp\left(-ik\left(z + \frac{x^2 + y^2}{2R}\right)\right), \quad (3.13)$$

transformiert. Ein Vergleich zwischen den Gleichungen (3.11) und (3.13) zeigt, dass ein Gaußstrahl als eine sphärische Welle mit einem komplexen Strahlparameter q betrachtet werden kann. Um dies zu verdeutlichen, teilt man den komplexen Krümmungsradius in Real- und Imaginärterm zu

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - i\frac{\lambda}{\pi w^2}. \quad (3.14)$$

Nach dem Einsetzen des Strahlparameters q in Gleichung (3.10) folgt

$$\tilde{E}(x, y, z) \propto \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \exp\left(-ik\left(z + \frac{x^2 + y^2}{2R}\right)\right). \quad (3.15)$$

Der Amplitudenfaktor $u_{00} = \exp(-(x^2 + y^2)/w^2)$ in Gleichung (3.15) ist in Abb. 3.2 links gegen r/w aufgetragen, wobei $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ die radiale Strahlkoordinate ist. Die normierte Amplitude erreicht einen maximalen Wert bei $r = 0$ und einen Wert von $1/e$ bei $r = w$, wie es in Abb. 3.2 links zu sehen ist. Damit definiert w die transversale Komponente der Strahlamplitude und wird daher Fleckradius (bei einer bestimmten z -Position) genannt.

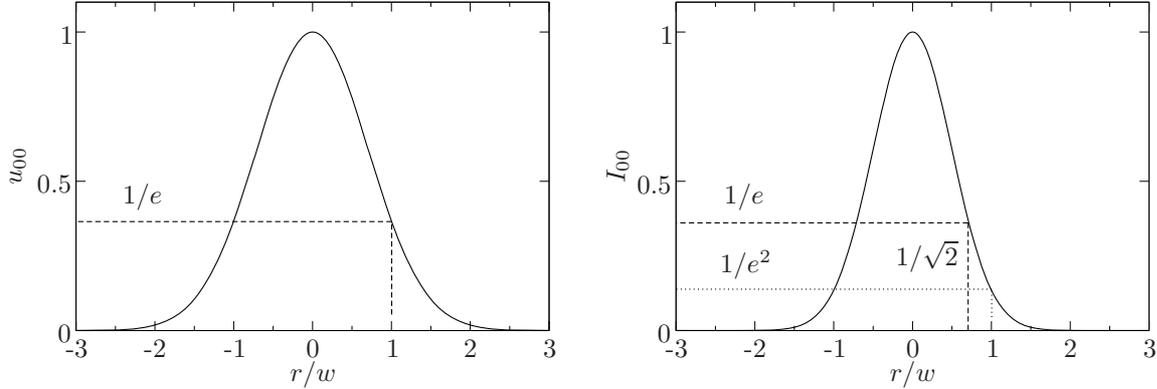


Abbildung 3.2: Normierte Feldamplitude (links) sowie Intensität (rechts) des gaußschen Strahls.

Für die Strahlintensität ergibt sich dann

$$I_{00} = \exp(-2(r/w)^2), \quad (3.16)$$

da $I \propto |\tilde{E}|^2$ ist. Die normierte Intensität ist entsprechend in Abb. 3.2 rechts dargestellt. Bei einem Abstand von $r = w$ fällt die Intensität auf den Wert $1/e^2$ ab. Es wird $w_{1/e}$ definiert als der Strahlradius, bei dem die Intensität auf den Faktor $1/e$ des maximalen Wertes abfällt. Damit resultiert

$$w_{1/e} = \frac{w}{\sqrt{2}}, \quad (3.17)$$

wie es in Abb. 3.2 rechts zu sehen ist. Der Phasenfaktor in Gleichung (3.15) ist identisch mit demjenigen einer sphärischen Welle wie in Gleichung (3.13). Somit kann R in Gleichung (3.14) als der Krümmungsradius einer sphärischen Welle des gaußschen Strahls festgelegt werden. Um dies näher zu erläutern, betrachtet man eine Phasenfläche, die die z -Achse bei z' abschneidet. Die x, y, z -Koordinaten dieser Fläche müssen die Beziehung $kz + k(x^2 + y^2)/(2R) = kz'$ erfüllen. Daraus folgt

$$z = z' - \frac{x^2 + y^2}{2R}. \quad (3.18)$$

Gleichung (3.18) zeigt, dass die Phasenfläche ein Rotationsparaboloid um die z -Achse darstellt. Weiterhin ist der Krümmungsradius bei $x = y = 0$, z.B. auf der Strahlachse, identisch mit R . Dies demonstriert wiederum, dass die Phasenterme der Gleichungen (3.15) und (3.13) unter der paraxialen Wellennäherung gleich sind.

3.2.1 Ausbreitung im freien Raum

Eine gaußsche Welle mit dem Strahlparameter q_1 , die sich entlang der z -Achse ausbreitet, besitzt nach einer Strecke z den Strahlparameter ([44], Kap. 4), [45])

$$q = q_1 + z. \quad (3.19)$$

Mit der Annahme, dass bei $z = 0$ der Krümmungsradius der Welle unendlich groß ist ($R = \infty$), folgt

$$\frac{1}{q_1} = -i \frac{\lambda}{\pi w_0^2}, \quad (3.20)$$

wobei w_0 der Strahlradius bei $z = 0$ ist, der auch der Strahltaillenradius genannt wird. Gleichung (3.19) kann zu

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{q_1 + z} \quad (3.21)$$

umgeschrieben werden. Nach dem Einsetzen der Gleichungen (3.14) und (3.20) in (3.21), können die Real- und Imaginärteile auf beiden Seiten der Gleichung (3.21) miteinander verglichen werden. Daraus ergibt sich der Strahlradius

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (3.22)$$

sowie der Krümmungsradius

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (3.23)$$

des gaußschen Strahls. Die hergeleitete Feldamplitude in Gleichung (3.9) für die Ausbreitung im freien Raum kann mit Hilfe der ABCD-Matrix in einer allgemeinen Form

ausgedrückt werden (s. Abschnitt 3.5.1). Mit den Gleichungen (3.74) und (3.20) kann die Feldamplitude folgendermaßen geschrieben werden

$$u(x, y, z) = \frac{1}{1 - i\lambda z/(\pi w_0^2)} \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2q}\right). \quad (3.24)$$

Der komplexe Faktor in Gleichung (3.24) kann mit Gleichung (3.22) in einen Phasen- sowie Amplitudenterm umgeschrieben werden. Weiterhin mit dem Einsetzen von Gleichung (3.14) lautet die Formel für die Feldamplitude

$$u(x, y, z) = \frac{w_0}{w} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2}\right) \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2R}\right) \exp(i\phi) \quad (3.25)$$

mit

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{\lambda z}{\pi w_0^2}\right). \quad (3.26)$$

Die Gleichungen für den Strahlradius, den Krümmungsradius und die Feldamplitude sind somit nur von w_0 (bei gegebenen λ und z) abhängig. Die Feldamplitude nach Gleichung (3.25) enthält einen Amplitudenfaktor $(w_0/w) \exp(-(x^2 + y^2)/w^2)$, einen transversalen Phasenfaktor $\exp(-ik(x^2 + y^2)/(2R))$ und einen longitudinalen Phasenfaktor $\exp(i\phi)$. In Abb. 3.3 ist der Strahlradius für positive z -Werte aufgetragen.

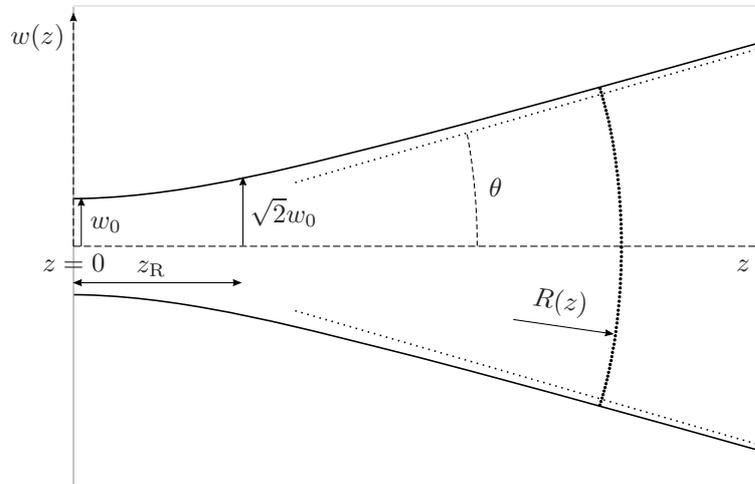


Abbildung 3.3: Der gaußsche Strahlradius in Abhängigkeit von z (Propagationsachse) mit der Strahltaile w_0 bei $z = 0$. Die gepunktete gerade Linie ist für $z \gg z_R$ nach Gleichung (3.31) aufgetragen. Die Strahldivergenz θ sowie die Phasenfläche einer Wellenfront sind eingezeichnet.

Die symmetrische Funktion $w(z)$ hat ihr Minimum w_0 bei $z = 0$. Nach der Propagationslänge

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (3.27)$$

hat der Strahltaillenradius um den Faktor $\sqrt{2}$ zugenommen. Diese Distanz ist als die Rayleigh-Länge des gaußschen Strahls definiert (s. Abb. 3.3). Somit erhält man für den Strahlradius, den Krümmungsradius und den Phasenfaktor die Gleichungen

$$w^2(z) = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right], \quad (3.28)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_R}{z} \right)^2 \right], \quad (3.29)$$

$$\phi(z) = \tan^{-1} \left(\frac{z}{z_R} \right). \quad (3.30)$$

Für $z \gg z_R$, ergibt sich aus Gleichung (3.28)

$$w(z) \cong w_0 \frac{z}{z_R} = \frac{\lambda z}{\pi w_0}. \quad (3.31)$$

Diese Funktion entspricht einer geraden Linie und ist ebenfalls in Abb. 3.3 dargestellt. Da für große Distanzen der Strahlradius linear mit dem Abstand z zunimmt, kann man eine Strahldivergenz

$$\theta \approx \tan(\theta) = \frac{w}{z} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (3.32)$$

definieren, welche auch Fernfeldwinkel genannt wird. Abbildung 3.4 zeigt anhand eines Beispiels den Krümmungsradius $R(z)$ für $z > 0$. Der Krümmungsradius ist bei $z = 0$ unendlich groß und erreicht einen minimalen Wert bei $z = z_R$. Für große Distanzen ($z \gg z_R$) nimmt der Krümmungsradius linear mit der Distanz zu und ist als gerade Linie ($R = z$) ebenfalls in Abb. 3.4 dargestellt.

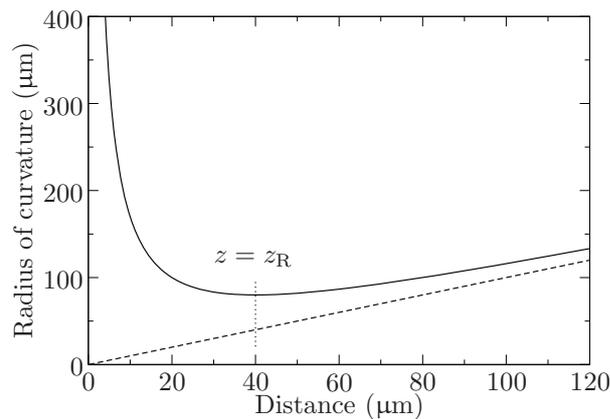


Abbildung 3.4: Krümmungsradius R des gaußschen Strahls in Abhängigkeit der Distanz z . Die gestrichelte Linie stellt die Funktion $R = z$ dar.

3.3 Höhere Modenordnung

Die bisherige Diskussion über eine Lösung der Gleichung (3.9) ergab den gaußschen Strahl, der die Grundmode eines Laserstrahls beschreibt. Neben der Grundmode im Resonator sind weitere transversalen Moden ausbreitungsfähig. Moden höherer Ordnung können sowohl mit Laguerre–Gauß- als auch mit Hermite–Gauß-Funktionen beschrieben werden. Lösungen der Gleichung (3.9) können anhand einer Reihe von orthogonalen Funktionen dargestellt werden, z.B. als Produkt von Hermite-Polynomen mit einer gaußschen Funktion. Die Feldamplitude in der Ebene bei $z = z_1$ nach Abb. 3.1 kann somit geschrieben werden als

$$u(x_1, y_1, z_1) = H_l \left(\frac{\sqrt{2}x_1}{w_1} \right) H_m \left(\frac{\sqrt{2}y_1}{w_1} \right) \exp \left(-ik(x_1^2 + y_1^2)/(2q_1) \right), \quad (3.33)$$

wobei H_l und H_m die Hermite-Polynome der Ordnungen l und m sind, q_1 ist der komplexe Strahlparameter in der Ebene bei $z = z_1$ und w_1 ist der entsprechende Strahlradius. Das Einsetzen von Gleichung (3.33) in (3.9) ergibt für eine Strecke L

$$u(x, y, z) = \left(\frac{1}{1 + L/q_1} \right)^{1+l+m} H_l \left(\frac{\sqrt{2}x}{w} \right) H_m \left(\frac{\sqrt{2}y}{w} \right) \times \exp \left(-ik(x^2 + y^2)/(2q) \right) \quad (3.34)$$

mit dem Strahlparameter q und dem Strahlradius w in der Ebene bei z . Mit der Annahme, dass die Strahltaile w_0 in der Ebene bei $z = z_1$ liegt, ergibt sich für den Strahlparameter

$$q_1 = \frac{i\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (3.35)$$

Unter Verwendung der Gleichung (3.14) und mit dem Einsetzen von Gleichung (3.35) in (3.34) erhält man bei einer Ausbreitung im freien Raum

$$u_{lm}(x, y, z) = \frac{w_0}{w} H_l \left(\sqrt{2} \frac{x}{w} \right) H_m \left(\sqrt{2} \frac{y}{w} \right) \exp \left(-(x^2 + y^2)/w^2 \right) \times \exp \left(-ik(x^2 + y^2)/(2R) + i(1 + l + m)\phi \right). \quad (3.36)$$

Für $l = m = 0$ erhält man wieder die gaußsche Lösung nach Gleichung (3.25), die der niedrigsten Modenordnung entspricht. Diese Modenordnung wird die TEM₀₀-Mode³ genannt. Der Index steht für lm und gibt die Ordnung der Funktionen H_l und H_m in Gleichung (3.36) an. Die nächste höhere Modenordnung ist für $l = 1$ und $m = 0$ (oder $l = 0$ und $m = 1$) gegeben. Da $H_1(x) \propto x$ ist, ergibt sich für die Feldamplitude

$$|u_{10}| \propto x \exp \left(-(x^2 + y^2)/w^2 \right). \quad (3.37)$$

³TEM: Transversale elektromagnetische Welle. In der paraxialen Näherung stehen elektrische und magnetische Felder der Welle senkrecht aufeinander und transversal zur Ausbreitungsrichtung.

Für einen bestimmten y -Wert kann die Feldamplitude u_{01} entlang der x -Koordinate durch die Funktion $x \exp(-x^2/w^2)$ dargestellt werden. Diese Funktion ist normiert in Abb. 3.5 links zu sehen. Die entsprechende Intensität $I_{10} \propto |u_{10}|^2$ ist rechts im Bild dargestellt. Im Allgemeinen geben die Indizes l und m die Zahl der Nullstellen (ausgenommen an $\pm\infty$) des Feldes entlang der x - und y -Achse an.

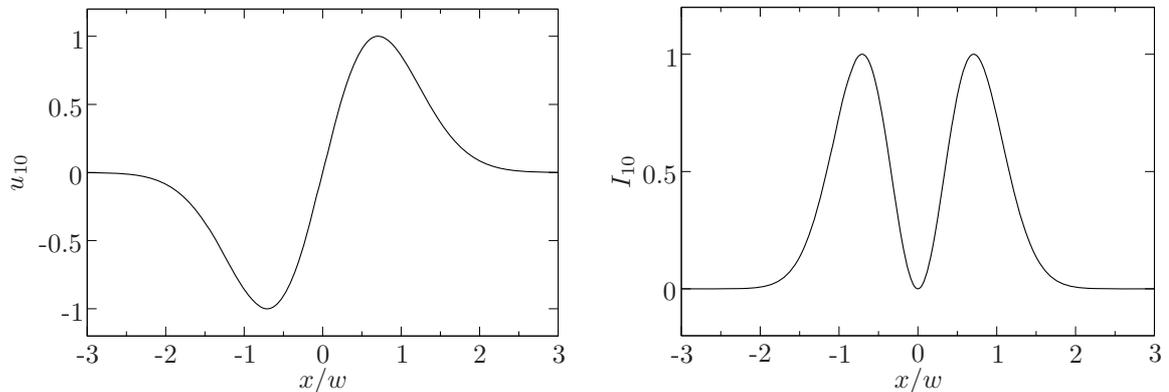


Abbildung 3.5: Normierte Feldamplitude (links) sowie Intensität (rechts) der Mode TEM_{10} dargestellt entlang der x -Achse.

Die Intensitätsprofile der Grundmode TEM_{00} und der Mode TEM_{10} sind in Abb. 3.6 dargestellt. Das Intensitätsprofil der TEM_{01} -Mode entspricht demjenigen einer um 90° gedrehten TEM_{10} -Mode.



Abbildung 3.6: Berechnete Intensitätsprofile der Moden TEM_{00} (links) und TEM_{10} (rechts) dargestellt in Graustufen, wobei dunkle Flächen höhere Intensitäten aufweisen.

3.4 Die Strahlqualität

Die Güte oder die Qualität eines Laserstrahls ist eine der bedeutendsten Eigenschaften für die Beschreibung seines Propagationsverhaltens. Die Strahlqualität ist ein Synonym der Fokussierbarkeit von Laserstrahlen und wird üblicherweise durch die

Angabe der Beugungsmaßzahl M^2 ausgedrückt, welche oft als der M^2 -Faktor oder Strahlpropagationsfaktor bezeichnet wird. Der M^2 -Faktor gibt an, wie gut sich ein Laserstrahl fokussieren lässt. Bei einer bestimmten Brennweite und Ausleuchtung einer Linse nimmt der Fokussdurchmesser proportional zum M^2 -Faktor zu. Der ideale Gaußstrahl zeichnet sich durch seine beugungsbegrenzte Eigenschaft, die durch das Strahlparameterprodukt (Beam Parameter Product)

$$\text{BPP} = w_0\theta = \frac{\lambda}{\pi} \quad (3.38)$$

gegeben ist, aus. Dieser Wert des Strahlparameterproduktes λ/π kann nur von einem idealen Strahl, dem gaußschen Strahl, erreicht werden. In der Praxis weichen reale Laserstrahlen immer vom idealisierten gaußförmigen Strahl ab. Daher kann die Strahlqualität als ein Maß für diese Abweichung definiert werden. Die realen Strahlen können auch als M^2 -fach beugungsbegrenzte Strahlen betrachtet werden.

3.4.1 Reale Laserstrahlen

Reale Laserstrahlen bzw. Strahlen hoher Modenordnung können sich in der Praxis den Eigenschaften des gaußschen Strahls nur annähern, diese aber nie vollständig erlangen. Eine reale Strahlquelle besitzt eine endliche Apertur, durch die die Intensitätsverteilung in der lateralen Richtung abgeschnitten wird. Die Abweichung der realen Strahlen von Gaußstrahlen kann sich in willkürlicher und unsymmetrischer Intensitätsverteilung zeigen. Abbildung 3.7 zeigt als Beispiel die normierte Intensitätsverteilung eines Laserstrahls im Fernfeld (links) im Vergleich zum idealen Gaußstrahl (rechts).

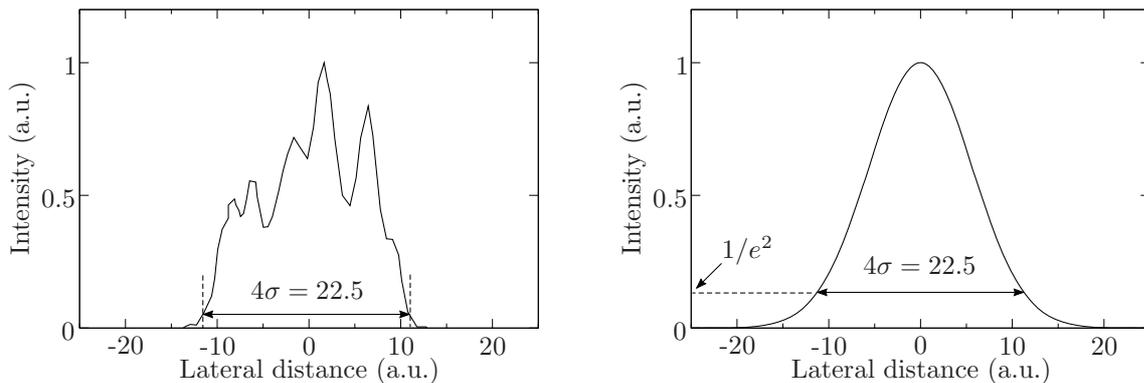


Abbildung 3.7: Vergleich zwischen den normierten Intensitätsprofilen eines realen Laserstrahls (links) und des gaußschen Strahls (rechts), wobei beide Strahlen den gleichen Strahldurchmesser besitzen.

Um den Strahlradius eines realen Laserstrahls zu definieren hat sich die Methode des zweiten Momentes bewährt. Der Strahlradius ist dann als

$$w \equiv 2\sigma_x \quad (3.39)$$

definiert [46], wobei

$$\sigma_x = \sqrt{\frac{\int (x - \bar{x})^2 I(x) dx}{\int I(x) dx}} \quad (3.40)$$

die Standardabweichung ist. Der Schwerpunkt \bar{x} des Intensitätsprofils $I(x)$ wird durch das erste Moment

$$\bar{x} = \frac{\int x I(x) dx}{\int I(x) dx} \quad (3.41)$$

berechnet. Die Intensitätsprofile in Abb. 3.7 haben zum Vergleich die gleiche Strahlbreite bzw. den gleichen Strahldurchmesser $2w \equiv 4\sigma_x = 22.5$. Bei dem perfekten Gaußstrahl im Bild rechts ist bei dem Strahldurchmesser die maximale Intensität um den Faktor $1/e^2$ abgesunken⁴.

3.4.2 Definition des M^2 -Faktors

Die Definition der Strahlqualität beruht auf der Ermittlung des sogenannten space-beamwidth product, das durch die Varianz der Intensitätsprofile im Raum- und Frequenzbereich definiert ist [47]. In anderen Worten, der M^2 -Faktor ist ein Maß für den Zusammenhang zwischen den Strahlradien im Nah- und Fernfeld des propagierenden Laserstrahls. Das Intensitätsprofil einer idealen TEM₀₀-Mode (laterale Koordinate x) ist durch

$$I(x, z) = \text{const} \times \exp(-2x^2/w^2(z)) \quad (3.42)$$

gegeben. Die Ausbreitung des gaußschen Strahls im freien Raum ist durch

$$w^2(z) = w_0^2 + \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_0^2} (z - z_0)^2 \quad (3.43)$$

definiert, wobei z_0 die Position der Strahltaile ist. Die Intensitätsverteilung kann auch im Raumfrequenzbereich als

$$\hat{I}(s) = \text{const} \times \exp(-2\pi^2 w_0^2 s^2) \quad (3.44)$$

ausgedrückt werden. Dabei ist der Zusammenhang zwischen der Raumfrequenz s und dem Propagationswinkel θ durch

$$s = \frac{\sin \theta}{\lambda} \approx \frac{\theta}{\lambda} \quad (\text{praxiale Näherung}) \quad (3.45)$$

gegeben. Im Wesentlichen ist die Verteilung $\hat{I}(s)$ ein Maß für die Ausbreitung des Strahls im Fernfeld. Für die Standardabweichung der Intensitätsverteilung $I(x, z)$ folgt

$$\sigma_x(z) = \frac{w(z)}{2} \quad \text{bzw.} \quad \sigma_{x0} = \frac{w_0}{2}. \quad (3.46)$$

⁴Bei der Berechnung der Strahldurchmesser entsprechend Abb. 3.7 sind die Integrale mit unendlichen Grenzen durch Summenfunktionen zu ersetzen.

Die Standardabweichung im Frequenzbereich ist gegeben durch

$$\sigma_s = \frac{1}{2\pi w_0}. \quad (3.47)$$

Das Produkt aus den Standardabweichungen

$$\sigma_{x0}\sigma_s = \frac{1}{4\pi} \quad (\text{Gaußstrahl}) \quad (3.48)$$

ergibt das space-beamwidth product mit dem minimalen Wert $1/(4\pi)$ für den idealen Strahl. Zwischen der Feldamplitude eines beliebigen Strahls $u(x, y, z)$ im Raum-
bereich ($I(x, y, z) \equiv |u(x, y, z)|^2$) und der Feldamplitude $p(s_x, s_y, z)$ im Frequenzbereich ($I(s_x, s_y) \equiv |p(s_x, s_y, z)|^2$) besteht durch die Fouriertransformation die Beziehung

$$p(s_x, s_y, z) = \iint_{-\infty}^{+\infty} u(x, y, z) e^{i2\pi s_x x} e^{i2\pi s_y y} dx dy. \quad (3.49)$$

Die Varianz $\sigma_x^2(z)$ eines beliebigen realen Laserstrahls kann durch die Ausbreitungsformel [47]

$$\sigma_x^2(z) = \sigma_{x0}^2 + \lambda^2 \sigma_{s_x}^2 (z - z_{0x})^2 \quad (3.50)$$

gegeben werden, wobei

$$\sigma_{s_x}^2 \equiv \frac{\iint (s_x - \bar{s}_x)^2 \hat{I}(s_x, s_y) ds_x ds_y}{\iint \hat{I}(s_x, s_y) ds_x ds_y} \quad (3.51)$$

die Varianz im Frequenzbereich ist. Die Varianz $\sigma_x^2(z)$ besitzt immer ein Minimum σ_{x0}^2 bei $z = z_{0x}$. Es kann gezeigt werden, dass das space-beamwidth product für einen beliebigen realen Strahl durch

$$\sigma_{x0}\sigma_{s_x} = \frac{M_x^2}{4\pi} \quad (\text{realer Strahl}) \quad (3.52)$$

gegeben ist. M_x^2 ist ein Faktor, der größer oder gleich eins ist und durch den Ausdruck in (3.52) definiert ist. Der Faktor $M_x^2 \geq 1$ ist ein Maß für die Ausbreitung eines realen Laserstrahls im Fernfeld im Verhältnis zu einem idealen gaußförmigen Strahl (TEM₀₀) mit der gleichen Taillenvarianz σ_{x0}^2 . Der Gaußstrahl besitzt somit einen Faktor $M_x^2 = 1$ (entsprechend $M_y^2 = 1$). Außerdem ist das space-beamwidth product $\sigma_{x0}\sigma_{s_x}$ und folglich M_x^2 invariant gegenüber Transmission durch aberrationsfreie optische Systeme. Der M_x^2 -Faktor für reale Strahlen ist folgendermaßen definiert

$$M_x^2 = \frac{\text{real-beam space-beamwidth product}}{\text{ideal gaussian space-beamwidth product}} = 4\pi\sigma_{x0}\sigma_{s_x}. \quad (3.53)$$

Mit Gleichung (3.53) und durch Einsetzen von Gleichung (3.46) in (3.50) folgt analog zur Gleichung (3.43)

$$w_x^2(z) = w_{x0}^2 + (M_x^2)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 w_{x0}^2} (z - z_{0x})^2. \quad (3.54)$$

Die Propagationsformel der realen Laserstrahlen unterscheidet sich um den Faktor $(M_x^2)^2$ im Vergleich zum idealen Gaußstrahl (Gleichung (3.43)).

3.4.3 M^2 -Konzept

Aus dem Ergebnis des letzten Abschnitts kann das Propagationsverhalten realer Laserstrahlen durch das Einführen des M^2 -Faktors beschrieben werden⁵. Demnach ist das Strahlparameterprodukt durch

$$\text{BPP} = W_0 \Theta = \frac{\lambda}{\pi} M^2 \quad (3.55)$$

definiert. Die Rayleigh-Länge

$$Z_R = \frac{\pi W_0^2}{M^2 \lambda} \quad (3.56)$$

eines realen Laserstrahls ist um den Faktor M^2 kleiner als bei einem vergleichbaren Gaußstrahl. Um eine signifikante Messung der Strahlqualität zu erhalten, ist die Kenntnis sowohl der Strahltaille als auch des Divergenzwinkels notwendig. Zwei Laserstrahlen mit dem gleichen M^2 -Faktor können deshalb unterschiedliche Strahltaillen bzw. Divergenzwinkel haben. Abbildung 3.8 zeigt zwei theoretische Strahlverläufe mit verschiedenen M^2 -Faktoren, wobei links im Bild alle Strahlen die gleiche Strahltaille und rechts denselben Divergenzwinkel besitzen.

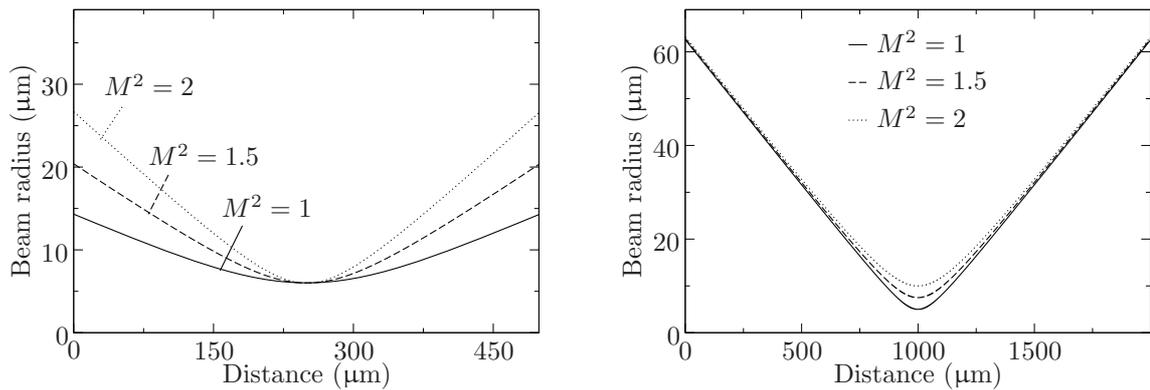


Abbildung 3.8: Berechnete Strahlradien bei einer konstanten Strahltaille (links) und bei einem konstanten Divergenzwinkel (rechts) für verschiedene M^2 -Faktoren.

Reale Laserstrahlen mit der gleichen Strahltaille wie ein idealer Strahl besitzen eine um den Faktor M^2 größere Divergenz (Abb. 3.8, links). Der Ausdruck des Strahlparameterproduktes kann zu

$$W_0 \cdot \Theta = w_0 \cdot (\theta M^2) \implies \Theta \propto M^2 \quad (3.57)$$

umgeschrieben werden. Laserstrahlen, die dieselbe Divergenz wie ein idealer Laserstrahl aufweisen, besitzen dagegen einen um den Faktor M^2 größeren Strahltaillenradius (vgl. Abb. 3.8, rechts). Für das Strahlparameterprodukt folgt

$$W_0 \cdot \Theta = (w_0 M^2) \cdot \theta \implies W_0 \propto M^2. \quad (3.58)$$

⁵Bei der Beschreibung der realen Strahlen werden im Gegensatz zum idealen Strahl Großbuchstaben verwendet.

Der Zusammenhang zwischen idealen und realen Laserstrahlen wird auch durch das Konzept des sogenannten „eingebetteten Gaußstrahls“ (embedded gaussian beam) beschrieben [46]. Nach diesem Konzept, das in Abb. 3.9 schematisch dargestellt ist, nehmen sowohl der Strahltaillenradius als auch der Divergenzwinkel eines realen Laserstrahls um den Faktor $M = \sqrt{M^2}$ zu. Folglich kann man schreiben

$$W_0 \cdot \Theta = w_0 M \cdot \theta M. \quad (3.59)$$

Diese Beziehung zwischen realen Strahlen und dem idealen Strahl führt zum gleichen Resultat wie die Gleichungen (3.57) und (3.58). Das Konzept stellt auch den Zusammenhang zwischen der fundamentalen Grundmode und den Moden höherer Ordnung in einem geometrischen stabilen Laserresonator dar. Die Bestimmung der Strahlqualität eines Laserstrahls kann in der Praxis durch verschiedene Analyseverfahren und Messmethoden erfolgen. In Kap. 5 ist ein Verfahren zur Messung bzw. Bestimmung der Beugungsmaßzahl M^2 ausführlich beschrieben.

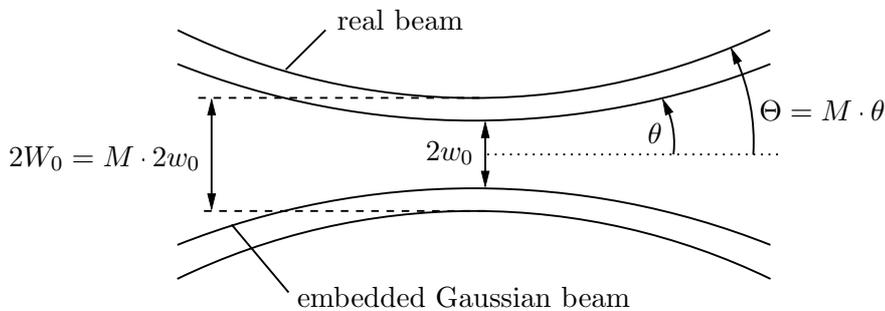


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des eingebetteten gaußschen Strahls.

3.4.4 Die Brillanz

Eine wichtige Kenngröße, die von der Strahlqualität der Laserdiode abhängt, stellt die Brillanz dar. Sie beschreibt die optische Leistung P , die von einer Fläche A in den Raumwinkel⁶ Ω abgestrahlt wird. Die Brillanz ist durch [48, 49]

$$B = \frac{P}{A\Omega} \quad (3.60)$$

gegeben, wobei die abstrahlende Fläche als $A = \pi W_0^2$ angenommen wird. Der Raumwinkel ist durch

$$\Omega = \frac{S}{R^2} \quad (3.61)$$

definiert, wobei R der Radius und S die Oberfläche des Kugelabschnitts ist (s. Abb. 3.10).

⁶Der Raumwinkel hat die Einheit Steradian (sr). Als ein Steradian bezeichnet man den Kugelabschnitt mit der Oberfläche von 1 m^2 einer Einheitskugel.

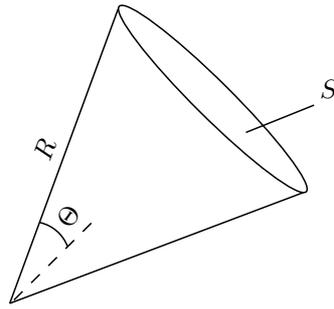


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Oberfläche eines Kugelabschnitts zur Definition des Raumwinkels.

Der Flächeninhalt kann mit

$$S = 2\pi R^2(1 - \cos \Theta) \quad (3.62)$$

angegeben werden. Der halbe Abstrahlwinkel Θ entspricht hiermit dem Divergenzwinkel. Mit der Potenzreihenentwicklung $\cos \Theta \approx 1 - \Theta^2/2$ ergibt sich für den Raumwinkel

$$\Omega = \pi\Theta^2 \quad (\text{Für kleine Winkel } \Theta). \quad (3.63)$$

Mit Gleichung (3.55) kann die Brillanz eines realen Laserstrahls mit

$$B = \frac{P}{(\lambda M^2)^2} \quad (3.64)$$

angegeben werden [50]. Der maximale Brillanzwert beträgt P/λ^2 und wird nur von dem idealen beugungsbegrenzten Laserstrahl erreicht. Die Brillanz bestimmt damit die maximal mögliche Leistungsdichte eines fokussierten Laserstrahls und ist ein entscheidender Parameter für die Einkoppeleffizienz in einmodige Glasfasern. Außerdem ist die Brillanz eine wichtige Größe für die Effizienz der Frequenzverdopplung.

3.5 Transmission durch optische Systeme

Beim Transfer eines gaußschen Strahls durch ein optisches System wird der Strahl umgeformt. Dabei können sich der Strahltaillenradius und der Krümmungsradius der Phasenfront ändern. Dies gilt unter der Voraussetzung, dass die paraxiale Eigenschaft überall im System gewährleistet bleibt. Dagegen ist der Propagationsfaktor M^2 bzw. das Strahlparameterprodukt eine konstante Größe und ist invariant gegenüber der Transmission durch optische Systeme. Im Folgenden wird auf die Transmission von Laserstrahlen durch optische Systeme näher eingegangen und die Beschreibung durch Transfermatrizen erläutert.

3.5.1 Transfermatrix

Die Parameter eines Strahls können nach der Propagation durch optische Elemente mit Hilfe der sogenannten ABCD-Matrizen bestimmt werden. Ein optisches System

kann in der paraxialen Näherung durch eine 2×2 -Transfermatrix vollständig beschrieben werden. Dabei wird die Position sowie der Neigungswinkel des Strahls am Ausgang des Systems in Abhängigkeit vom Eingangsstrahl ermittelt. Abbildung 3.11 zeigt den Verlauf eines Strahls durch ein optisches System mit der Transfermatrix $M = (ABCD)$.

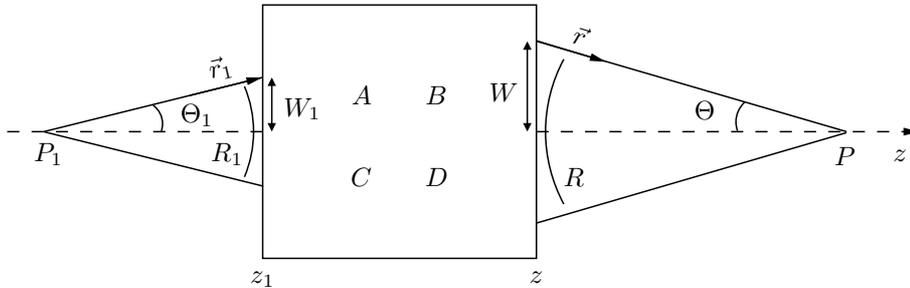


Abbildung 3.11: Strahlpropagation durch ein optisches System zur Formulierung der ABCD-Matrix.

Der einfallende Strahl mit Strahlvektor \vec{r}_1 in der Ebene bei $z = z_1$ ist durch den Strahlradius w_1 und den Divergenzwinkel Θ_1 beschrieben. Dabei wird angenommen, dass $\sin \Theta_1 \cong \tan \Theta_1 \cong \Theta_1$ (Θ entsprechend) gilt. Der Zusammenhang der Parameter beider Strahlen kann durch ein lineares System folgendermaßen beschrieben werden

$$\begin{aligned} W &= AW_1 + B\Theta_1 \\ \Theta &= CW_1 + D\Theta_1, \end{aligned} \quad (3.65)$$

wobei A, B, C und D Konstanten sind, die die Eigenschaften des optischen Systems beschreiben. Gleichung (3.65) kann in die Matrizenform

$$\begin{pmatrix} W \\ \Theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1 \\ \Theta_1 \end{pmatrix} \quad (3.66)$$

umgeschrieben werden. Mit der Transfermatrix-Methode kann man auch die Ausbreitung einer sphärischen Welle in der geometrischen Optik durch ein optisches System beschreiben. Nach Abb. 3.11 propagiert eine Welle aus dem Ort P_1 entlang der positiven z -Achse durch ein optisches System, dabei besitzt die Welle an der Ebene bei $z = z_1$ den Krümmungsradius

$$R_1 = \frac{W_1}{\Theta_1}. \quad (3.67)$$

Der Krümmungsradius am Ausgang ist dementsprechend durch

$$-R = \frac{W}{-\Theta} \quad (3.67a)$$

gegeben⁷. Aus den Gleichungen (3.65) und (3.67) erhält man

$$R = \frac{AR_1 + B}{CR_1 + D}. \quad (3.68)$$

Gleichung (3.68) beschreibt den Krümmungsradius einer sphärischen Welle am Ausgang eines durch eine $ABCD$ -Matrix definierten optischen Systems in Abhängigkeit vom Krümmungsradius am Eingang. Die Formel wird als das $ABCD$ -Gesetz der geometrischen Optik bezeichnet. Als ein Beispiel betrachten wir die Ausbreitung im freien Raum bei einer Distanz von L . Der Divergenzwinkel bleibt unverändert und der Strahlradius am Ausgang ist um die Größe $L\Theta_1$ gewachsen. Es gelten dann folgende Beziehungen

$$\begin{aligned} W &= W_1 + L\Theta_1 \\ \Theta &= \Theta_1. \end{aligned} \quad (3.69)$$

Somit ergibt sich die $ABCD$ -Matrix

$$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.70)$$

Ein weiteres Beispiel in Abb. 3.12 zeigt den Strahlübergang an einer geraden Grenzschicht mit Brechzahlssprung.

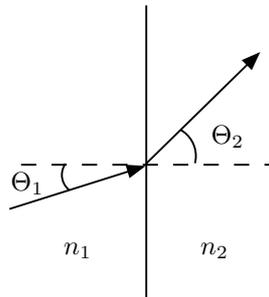


Abbildung 3.12: Strahlübergang durch eine Grenzschicht zwischen zwei Materialien unterschiedlicher Brechzahlen.

Mit dem Snelliusschen Brechungsgesetz resultiert die $ABCD$ -Matrix

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix}. \quad (3.71)$$

Gauß-Optik

Im Abschnitt 3.1 wurde eine Lösung der Feldamplitude $u(x, y, z)$ hergeleitet (Gleichung (3.9)), die die Feldverteilung in der Ebene bei z nach einer Ausbreitungsstrecke

⁷Zu beachten ist folgende Vorzeichenregel: (a) Der Winkel ist positiv, wenn der Strahlvektor \vec{r} im Uhrzeigersinn gedreht wird, damit er sich mit der positiven z -Achse deckt. (b) Der Krümmungsradius nimmt negative Werte an, wenn der Strahl konvergiert.

$L = z - z_1$ beschreibt. Es wird nun ein optisches System mit der Matrix $ABCD$ betrachtet, an dessen Ein- und Ausgang die Ebenen $u(x_1, y_1, z_1)$ bzw. $u(x, y, z)$ liegen. Unter der Annahme, dass es im System zu keinen Feldbegrenzungen durch Aperturen kommt, kann das Huygenssche Prinzip auf ein allgemeines optisches System erweitert werden. Man erhält für die Feldamplitude ([44], Kap. 4)

$$u(x, y, z) = \frac{i}{\lambda B} \iint_s u(x_1, y_1, z_1) \times \exp\left(-ik \frac{(A(x_1^2 + y_1^2) + D(x^2 + y^2) - 2x_1x - 2y_1y)}{2B}\right) dx_1 dy_1, \quad (3.72)$$

die eine verallgemeinerte Form der Gleichung (3.9) darstellt. Für die Ausbreitungsstrecke L im freien Raum, d.h. $A = D = 1$, $C = 0$ und $B = L$, ergibt sich wiederum die Gleichung (3.9). Die Feldamplitude $u(x_1, y_1, z_1)$ kann ähnlich der Gleichung (3.10) im Abschnitt 3.2 als

$$u(x_1, y_1, z_1) \propto \exp(-ik(x_1^2 + y_1^2)/(2q_1)) \quad (3.73)$$

geschrieben werden. Mit Gleichung (3.72) erhält man

$$u(x, y, z) = \frac{1}{A + B/q_1} \exp\left(-ik \frac{x^2 + y^2}{2q}\right) \quad (3.74)$$

mit

$$q = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}. \quad (3.75)$$

Diese Gleichung des $ABCD$ -Gesetzes der Gauß-Optik ähnelt der Gleichung (3.68) der geometrischen Optik. Mit dem Grenzwert $\lambda \rightarrow \infty$ im komplexen Strahlparameter erhält man wiederum die Formel (3.68). Ein Gaußstrahl q_1 , dessen Strahltaile im Punkt P_1 liegt (s. Abb. 3.11) kann in der Ebene bei z_1 durch

$$q_1 = \bar{z}_1 + iz_{R1} \quad (3.76)$$

oder

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R_1} - i \frac{1}{z_{R1}} \quad (3.77)$$

beschrieben werden, wobei \bar{z}_1 der Abstand zur Ebene bei z_1 und R_1 der Krümmungsradius in der Ebene bei z_1 ist. Der Strahl q an der Ausgangsebene z kann somit mit Gleichung (3.75) berechnet werden. Die Grenze zwischen der geometrischen und der Gauß-Optik kann man üblicherweise mit Hilfe der fresnelschen Zahl

$$N = \frac{a^2}{\lambda L} \quad (3.78)$$

erklären. Dabei ist a der Strahlradius (oder die Dimension der Apertur) und L ist die Distanz in Propagationsrichtung. Bei sehr großen fresnelschen Zahlen bleibt die

ursprüngliche Intensitätsverteilung weitgehend erhalten, d.h. die geometrische Optik kann angewandt werden. Es existiert aber keine wohldefinierte Zahl, die beide Bereiche trennt. Ab einer fresnelschen Zahl von $N > 20$ kann die geometrische Optik angewandt werden ([51], Kap. 1). Die Zahl für den Bereich der fresnelschen Beugung liegt bei $N \approx 1$, dabei wird die Beugung nahe der Apertur betrachtet. Dagegen ist die fresnelsche Zahl in der Fraunhofer-Beugung viel kleiner als eins ($N \ll 1$). Das Beugungsbild hängt hiermit vom Divergenzwinkel und nicht von der Distanz ab. Das $ABCD$ -Gesetz gilt für alle paraxialen optischen Systeme, die aus Kombinationen von optischen Komponenten und homogenen Medien bestehen. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass Berechnungen des Strahlverlaufs durch komplexe optische Systeme anhand von Multiplikationen verschiedener $ABCD$ -Matrizen durchgeführt werden können. Durchläuft ein Strahl z.B. drei optische Systeme mit den Matrizen $M_i = (A_i B_i C_i D_i)$ mit $i = 1, 2, 3$, dann können die Systeme als ein gesamtes optisches System mit der Matrix $M = M_3 M_2 M_1$ betrachtet werden.

3.5.2 Transmission durch dünne Linsen

Bei der Transmission von paraxialen Strahlen durch eine dünne Linse mit der Brennweite⁸ f bleibt der Strahlradius unverändert. Mit den Abständen \overline{P}_1 und \overline{P} (von den Punkten P_1 bzw. P jeweils zur Hauptebene der Linse) folgt (s. Abb. 3.11)

$$W = W_1 = \Theta_1 \overline{P}_1 = -\Theta \overline{P}. \quad (3.79)$$

Mit der Abbildungsgleichung

$$\frac{1}{\overline{P}_1} = \frac{1}{\overline{P}} + \frac{1}{f} \quad (3.80)$$

und Gleichung (3.79) berechnet sich Θ zu

$$\Theta = \Theta_1 - \frac{W}{f}. \quad (3.81)$$

Die $ABCD$ -Matrix einer dünnen Linse mit der Brennweite f ergibt sich somit zu

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix}. \quad (3.82)$$

Der Vergrößerungsfaktor

Ein wichtiger Parameter, der in der Messtechnik eine große Rolle spielt, ist der Vergrößerungsfaktor V eines optischen Systems. Dabei wird die Strahltaile am Ausgang um den Faktor V , die Rayleigh-Länge um V^2 vergrößert und der Divergenzwinkel

⁸Positiv für konvergente Linsen.

um V verkleinert. Die Zusammenhänge zwischen den Strahlparametern und dem Vergrößerungsfaktor sind in den folgenden Formeln zusammengefasst

$$\begin{aligned} W_0 &= VW_{01} \\ \Theta &= \frac{\Theta_1}{V} \\ Z_R &= V^2 Z_{R1}. \end{aligned} \quad (3.83)$$

Bei der Messung des Propagationsfaktors M^2 (s. Kap. 5) ist die Bestimmung des Vergrößerungsfaktors erforderlich, um die Eingangsparameter des Laserstrahls zu berechnen. Der Vergrößerungsfaktor einer dünnen Linse ist durch ([52], Kap. 3)

$$V = \frac{V_r}{\sqrt{1+r^2}} \quad (3.84)$$

gegeben. Dabei ist

$$V_r = \left| \frac{f}{\bar{P}_1 - f} \right| \quad (3.85)$$

und

$$r = \frac{Z_{R1}}{\bar{P}_1 - f}. \quad (3.86)$$

Im Fall dass die Linse weit außerhalb der Rayleigh-Länge liegt ($\bar{P}_1 - f \gg Z_{R1}$), ist r viel kleiner als eins und somit entspricht der Vergrößerungsfaktor V ungefähr demjenigen der Strahlenoptik V_r .

Der Vergrößerungsfaktor kann, z.B. bei dicken Linsen oder bei komplexen optischen Systemen, mit Hilfe der Transfermatrix bestimmt werden. Dazu muss der komplexe Strahlparameter am Eingang des gesamten Systems bekannt sein. Mit Gleichung (3.75) können die Strahlparameter am Ausgang berechnet und anschließend der Vergrößerungsfaktor des Systems bestimmt werden. Der Vergrößerungsfaktor kann auch, wie im Abschnitt 5.3.3 erläutert ist, experimentell bestimmt werden.

4 Prozesstechnologie

In diesem Kapitel werden die Herstellungsmethoden von Vertikallaserdioden vorgestellt. Die Herstellung erfordert im Vergleich zu den üblichen Standard-Top-Emittern in der Regel zusätzliche und aufwendigere Prozessierungsschritte. Dazu gehören die notwendige Bearbeitung der Substratseite für die Auskopplung des Laserstrahls sowie die Aufbautechnik. In den folgenden Abschnitten wird zuerst die Prozessierung von Standard-Bottom-Emittern sowie von Laserchips vorgestellt. Danach wird auf die Herstellung der Halbleiter-Trägersubstrate und abschließend auf die Aufbautechnik der Bauelemente auf Trägersubstraten bzw. Wärmesenken eingegangen. Detaillierte Angaben über die in diesem Kapitel beschriebenen Prozessierungsabläufe können dem Anhang A entnommen werden.

Einführung

Die Strukturierung der Halbleiteroberfläche umfasst zunächst die Maskierung durch Photolithographie, gefolgt vom Aufbringen von Metallen, dem Abscheiden bzw. Sputtern von dielektrischen Schichten oder dem Ätzen des Halbleitermaterials, was trocken bzw. nasschemisch durchgeführt werden kann. Letzteres wird in vielen Prozessierungsschritten verwendet und daher im Folgenden kurz erläutert. Das nasschemische Ätzen oder das Abtragen von GaAs basiert auf der Oxidation der Oberfläche und dem anschließenden Entfernen des Oxids, welches chemisch und/oder mechanisch erfolgen kann. Der Ätzvorgang kann durch folgende Schritte zusammengefasst werden:

1. Oxidation der Oberfläche zu As- und Ga-Oxiden,
2. Chemische Reaktion bzw. Komplexbildung,
3. Desorption und Auflösung der Reaktionsprodukte.

Um den Ätzprozess durchzuführen, sind in der Regel zwei Ätzkomponenten notwendig. Ein Oxidant, meist Wasserstoffperoxid (H_2O_2) und ein Komplexbildner. Die Oxidation ist ein elektrochemischer Prozess, in dem die Existenz anodischer sowie kathodischer Stellen an der Oberfläche angenommen wird. Das Oxidationsmittel wird an der Kathode durch die Aufnahme von Elektronen reduziert, während die Oxidation an der Anode stattfindet [53]. Die Oxide sind amphotere Verbindungen, d.h. sie reagieren sowohl mit Säure- als auch mit Basenlösungen, daher können die Komplexbildner aus Säure oder Base bestehen. Der Komplexbildner reagiert mit dem Oxid und führt zur Bildung von löslichen Komplexverbindungen. Das Auflösen der Reaktionsprodukte erfolgt in deionisiertem Wasser, das zusätzlich zum Verdünnen verwendet werden kann,

wobei die meisten Ätzlösungen bereits Wasser enthalten. Die Ätzrate hängt von einigen Faktoren ab, wie z.B. der Konzentration der Reaktanten, dem Rühren und der Temperatur der Ätzlösung. Bereits eine Erhöhung der Temperatur um 10°C kann die Ätzrate verdoppeln ([54], Kap. 5).

4.1 Herstellung von Bottom-Emittern

Die benötigten Prozessierungsschritte zur Herstellung von Bottom-Emittern werden im Folgenden ausführlich behandelt. Neben Standard-Bauelementen mit elektrischen Kontakten auf der Substratseite werden Laserdioden mit epitaxienseitigen Kontakten vorgestellt.

4.1.1 Standard-Bottom-Emitter

In Abb. 4.1 sind Querschnitte eines Bauelements bei der Herstellung schematisch dargestellt. Die wichtigsten Prozessierungsschritte sind zusammengefasst und zeigen anhand der vier Bilder den Herstellungsablauf.

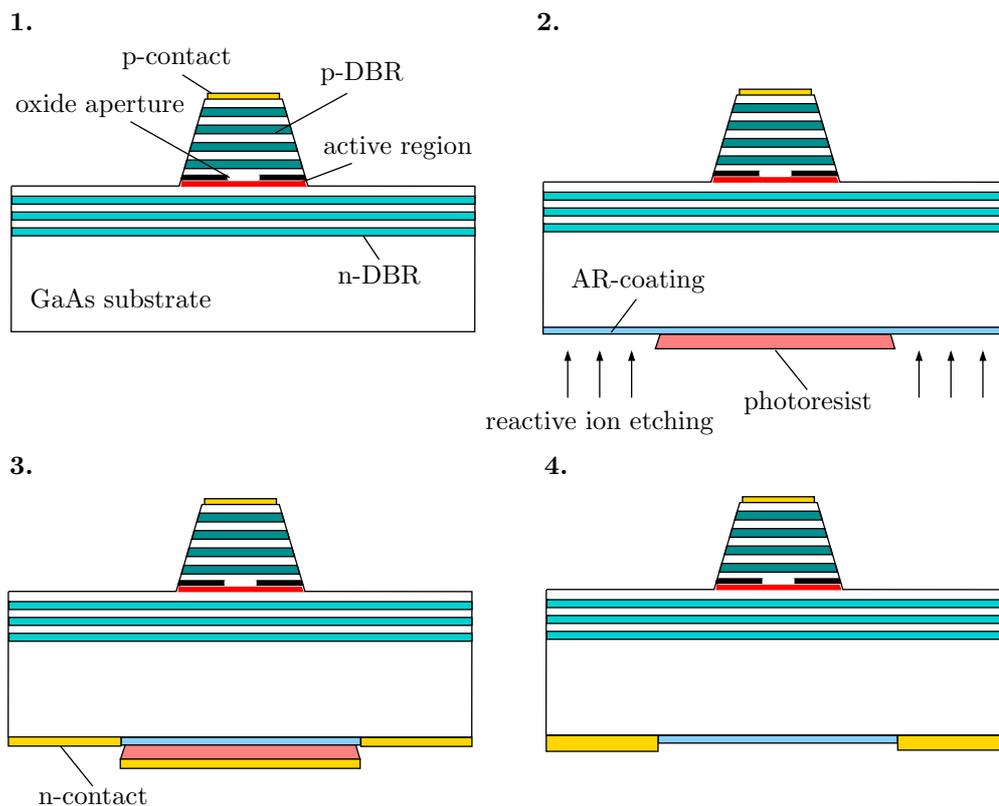


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Prozessierungsschritte bei der Herstellung von Standard-Bottom-Emittern.

Mesa-Struktur

Um Laserdioden herzustellen, müssen zuerst Mesa-Strukturen auf dem Halbleitermaterial geätzt werden. Abhängig von Größe, Dichte und Anwendung der Bauelemente werden die Strukturen trocken oder nasschemisch geätzt. Der Vorteil beim Trockenätzen¹ ist der anisotrope Ätzprozess. Das nasschemische Ätzen ist einfach, schnell und braucht keine aufwendige und teure Anlage. Die hergestellten Proben besitzen große Mesa-Durchmesser ($\geq 30 \mu\text{m}$) und der Abstand zwischen zwei benachbarten Bauelementen beträgt mindestens $100 \mu\text{m}$. Daher wird der Ätzprozess in dieser Arbeit nasschemisch durchgeführt. Die säurebasierte Ätzmischung besteht aus Schwefelsäure (H_2SO_4), Wasserstoffperoxid und Wasser (Volumenverhältnis 1:6:40). Die Ätzlösung enthält eine niedrige Konzentration an Schwefelsäure im Vergleich zu Wasserstoffperoxid, welche zu einer reaktionsbegrenzten Ätzrate führt. Das bedeutet, dass die Ätzrate von der Desorption der Reaktionsprodukte von der Oberfläche abhängt und durch die Konzentration der Schwefelsäure bestimmt wird. Schwefelsäure ist eine hochviskose Säure, die bei hohen Konzentrationen in Ätzlösungen die Adsorption des Oxidationsmittels an der Oberfläche verringert und somit eine diffusionsbegrenzte Ätzrate hervorruft. Bei niedrig konzentrierter Schwefelsäure hängt die Ätzrate von der Substratorientierung ab, wobei im Allgemeinen die Gallium-Ebene die niedrigste Ätzrate aufweist [55]. Zuerst ist ein lithographischer Schritt mit einem Positiv-Photolack nötig, um die Oberfläche mit kreisförmigen Strukturen zu maskieren. Der Ätzprozess erfolgt solange, bis die AlAs-Schicht für die selektive Oxidation (s. nächsten Abschnitt) freigelegt ist. Abbildung 4.1-1 zeigt schematisch den Querschnitt einer Mesa-Struktur. Die Ätztiefe beträgt $5\text{--}6 \mu\text{m}$ mit einer Ätzrate von etwa $1.4 \mu\text{m}/\text{min}$.

Selektive Oxidation

Die laterale Stromführung wird durch die nasse Oxidation der AlAs-Schicht oberhalb der aktiven Zone bestimmt. Bei der Oxidation entsteht in den äußeren Teilen der Schicht Aluminiumoxid, das elektrisch isolierend ist. Somit fließt der Strom in die mittlere unoxidierte Region, die als Oxid- bzw. Stromapertur bezeichnet wird. Die Oxidweite wird durch die Oxidationsrate bestimmt, die von verschiedenen Prozessparametern abhängt. Die Aufnahme eines Bauelements nach der Oxidation ist in Abb.4.2 dargestellt. Das Bild zeigt den Kontrast zwischen dem oxidierten helleren und dem etwas dunkleren unoxidierten Bereich. Die Idee der nassen Oxidation von aluminiumhaltigen Schichten durch Wasserdampf und Temperatur wurde 1990 von J.M. Dallesasse [56] vorgestellt. Dies basiert prinzipiell auf der Methode zur Oxidation und Maskierung von Silizium aus den fünfziger Jahren [57]. Aufgrund der Langzeitdegradation von AlGaAs–GaAs-Heterostrukturen, welche auf die atmosphärische Hydrolyse

¹Das Trockenätzverfahren kann physikalisch durch den Beschuss einer Oberfläche mit Ionen (Sputtern) oder mittels chemischer Reaktion (Plasmaätzen) erfolgen. Die Kombination beider Methoden bezeichnet man als reaktives Ionenätzen (RIE, reactive ion etching).

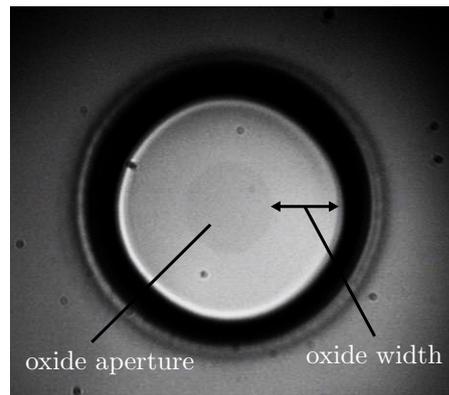


Abbildung 4.2: Aufnahme eines VCSELS nach der Oxidation. Die Oxidweite beträgt $15\ \mu\text{m}$, die Oxidblende $23\ \mu\text{m}$.

der AlGaAs-Schichten zurückzuführen ist [58], wurde die kontrollierte Oxidation von AlGaAs-Schichten angewandt. Die Methode hat sich später bei der Herstellung von Vertikallaserdioden etabliert und ermöglichte die Anfertigung von Bauelementen mit niedrigen Schwellströmen [59,60]. Die Oxidation der AlAs-Schicht erfolgt durch Wasserstoffionen (H^+) als Oxidanten aus dem Wasserdampf, die zur Bildung von Arsenoxiden und porösen Aluminiumhydroxiden führen [61]. Letztere wandern mit der Zeit in das Schichtinnere und werden zu amorphen und stabileren Aluminiumoxiden umgewandelt. Deshalb ist die weitere Oxidation durch das nicht poröse Aluminiumoxid nach Prozessabbruch in der Regel nicht möglich. Die Arsenoxide werden durch weitere Reaktionen zu flüchtigen As-Produkten wie Arsenwasserstoff (AsH_3) reduziert, welche einen starken Einfluss auf das Oxidationsverhalten haben [62]. Die Rate für die Oxidbildung hängt von dem Reaktionsverlauf an der Oxid–AlAs-Grenzfläche oder von der vorhandenen Menge an Wasserdampf ab. Die Oxidationsrate wird wesentlich von der Prozesstemperatur bestimmt. Anfänglich verläuft die Oxidation linear mit der Zeit, und danach weist sie mit steigender Prozesszeit bzw. zunehmender Oxiddicke einen parabolischen Verlauf auf [63].

In der Regel erfolgt die Oxidation unmittelbar nach dem Ätzen der Mesa-Struktur. Andernfalls sollte die Probe vor der Oxidation mit verdünnter Flußsäure (HF , 0.1 %) behandelt werden, um auszuschließen, dass Oxidschichten auf der freigelegten AlAs-Schicht vorhanden sind. Die Oxidation findet in einem Ofen bei Temperaturen von $370\text{--}420\ ^\circ\text{C}$ in einer gesättigten Atmosphäre aus Wasserdampf und Stickstoff als Trägergas statt. Der Stickstoff wird mit einem Fluss von $0.5\ \text{sccm}$ in einen mit Wasser ($96\ ^\circ\text{C}$) befüllten Behälter geführt und dann in den Ofen geleitet. Bei einer Prozesstemperatur von $385\ ^\circ\text{C}$ und einem Druck von ca. $1000\ \text{mbar}$ erhält man typische Oxidationsraten von etwa $1.4\ \mu\text{m}/\text{min}$, was einer Prozesszeit zwischen 10 und 15 min bzw. einer durchschnittlichen Oxidationsweite von etwa $17\ \mu\text{m}$ entspricht. Die Oxidationsrate nimmt mit steigendem Aluminiumgehalt in AlGaAs-Schichten stark zu. Aus diesem Grund bestehen die Schichten des oberen Bragg-Reflektors aus AlGaAs, das nur bis zu 95 % Aluminium enthält. Weiterhin oxidieren p-dotierte Schichten schneller als n-dotierte,

was auf die Position des Fermi-Niveaus im Oxid und die möglicherweise damit verbundenen Defektkonzentrationen zurückzuführen ist [64]. Da während des Oxidationsprozesses eine Bestimmung der Oxidweite bei der verwendeten Anlage nicht möglich ist, wird der aktive Durchmesser erst nach Prozessende ermittelt. Dies geschieht mit einem Messsystem, dessen Aufbau in Abb. 4.3 schematisch dargestellt ist.

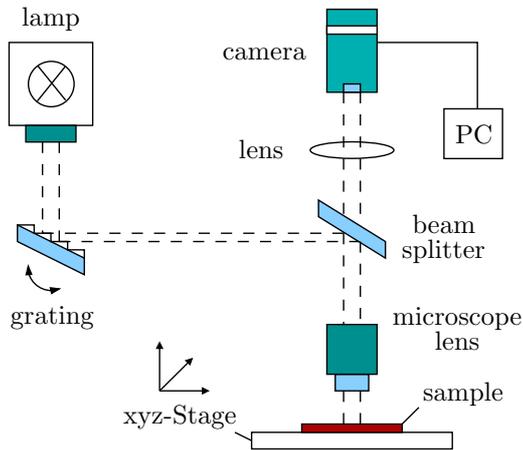


Abbildung 4.3: Der Messaufbau zur Bestimmung der Oxidweite nach dem Oxidationsprozess.

Das Licht einer Halogenlampe wird an einem optischen Gitter gebeugt und trifft, abgelenkt durch einen Strahlteiler, dann auf die Probe. Das schmalbandige, von der Probe zurückreflektierte Auflicht wird mit einer CCD²-Kamera aufgenommen und auf einem Monitor dargestellt. Die Oxidweite bzw. der aktive Durchmesser wird am Bildschirm mit Hilfe eines kalibrierten Programms gemessen. Als interessante Variante dieser Messmethode bietet sich der Einsatz eines Lasers anstelle einer Halogenlampe an. Abbildung 4.4 zeigt zwei Bilder von laserbeleuchteten, oxidierten 850 nm-Bauelementen, aufgenommen an verschiedenen Positionen auf der Probe.

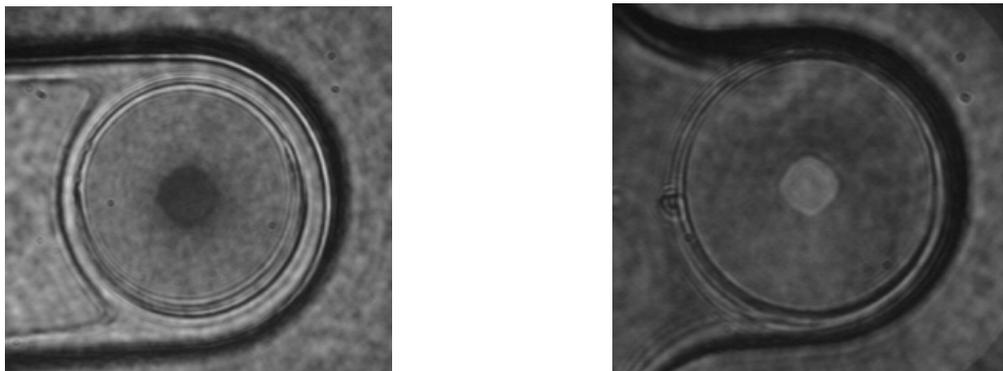


Abbildung 4.4: Aufnahmen von oxidierten 850 nm-VCSELn. Die an unterschiedlichen Wafer-Positionen aufgenommenen Bilder zeigen zwei Grenzfälle des Helligkeitsverlaufs zwischen dem oxidierten und dem unoxidierten Bereich. Als Beleuchtungsquelle wurde ein 980 nm-VCSEL verwendet.

²Charge coupled device.

Als Lichtquelle eignet sich hier eine Laserdiode mit einer Emissionswellenlänge von 980 nm. Die Aufnahmen weisen, verglichen mit Abb. 4.2, einen stärkeren Kontrast zwischen den oxidierten und unoxidierten Bereichen auf. Darüber hinaus kann der Helligkeitsverlauf zwischen diesen Bereichen durch Verschiebung der Messposition variiert, sogar invertiert werden, wie es in den zwei Aufnahmen zu sehen ist. Dieses Phänomen kann anhand von berechneten Reflexionsspektren eines 850 nm-VCSELs (Abb. 4.5) veranschaulicht werden. Dargestellt sind die reflektierten Intensitäten in Abhängigkeit von der Wellenlänge, wobei eine oxidierte AlAs-Schicht ($n = 1.6$ [64]) bei einem der Spektren berücksichtigt wurde. Da der Bereich nahe der Wellenlänge 980 nm (Lichtquelle) von Bedeutung ist, wird er daher in Abb. 4.6 vergrößert dargestellt. Die Graphik zeigt den unterschiedlichen Verlauf der reflektierten Intensitäten abhängig von der Wellenlänge. Der Kontrast zwischen den zwei Bereichen weist einen Verlauf auf, der sowohl positive als auch negative Werte annimmt, wie es in Abb. 4.7 zu sehen ist. Dieser Effekt spiegelt sich in den Aufnahmen aus Abb. 4.4 wider, bei denen die Änderung der Wellenlänge unterschiedlichen Messpositionen auf dem Wafer entspricht, was auf den Gradienten der Probendicke zurückzuführen ist.

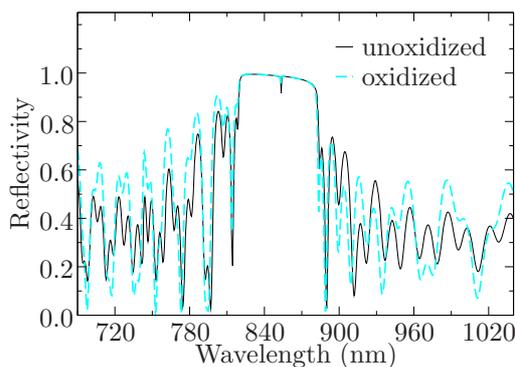


Abbildung 4.5: Berechnete Reflexionsspektren eines 850 nm-VCSELs. Die gestrichelte helle Linie zeigt die reflektierte Intensität unter der Annahme einer oxidierten AlAs-Schicht.

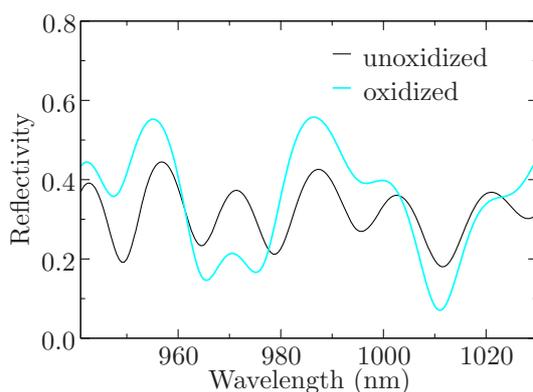


Abbildung 4.6: Vergrößerter Ausschnitt der Reflektivitäten aus Abb. 4.5.

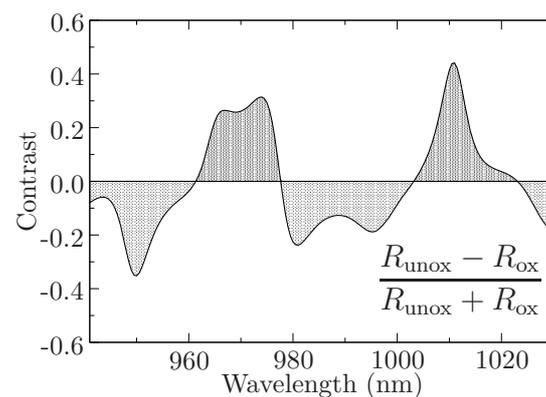


Abbildung 4.7: Kontrast zwischen den Reflektivitäten R_{unox} (unoxidiert) und R_{ox} (oxidiert) aus Abb. 4.6, aufgetragen über der Wellenlänge.

Der p-Kontakt

Für die elektrische Kontaktierung der Bauelemente werden verschiedene Metalle auf die Halbleiteroberfläche aufgebracht. Die Metallisierung des p-Kontaktes besteht aus Titan, Platin und Gold (Ti/Pt/Au), die in dieser Reihenfolge auf die Mesa-Oberfläche aufgedampft werden. Um einen ohmschen Kontakt zu realisieren, muss die Schottky-Barriere, die bei einem Metall-Halbleiter-Kontakt entsteht, überwunden werden. Dies geschieht, indem man den Halbleiter sehr hoch dotiert, so dass die Ladungsträger die schmale Barriere nahe des Fermi-Niveaus durchtunneln können. Dazu wird die oberste Schicht im p-DBR bis etwa $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ dotiert [65]. Im Gegensatz zu einem Schottky-Kontakt, bei dem die thermische Emission den Ladungsträgertransport bestimmt, dominiert im Fall des ohmschen Kontaktes der Tunnelstrom.

Nach der Maskierung mit einem Negativ-Photolack wird die Probe vor dem Aufdampfprozess kurz in ein Gemisch aus Salzsäure (HCl) und Wasser (Volumenverhältnis 1:1) getaucht. Dieser Vorgang ist notwendig und dient dazu, das natürliche Oxid von der GaAs-Oberfläche zu entfernen [66]. Andernfalls kann die isolierende Oxidschicht zwischen Metall und Halbleiter die Eigenschaften des ohmschen Kontaktes stark beeinflussen. Aufgrund des nasschemischen Ätzens der Mesa-Strukturen sind Unterätzungen unvermeidbar, die beim Entwurf der Maske berücksichtigt werden müssen. Nach dem Lift-off-Prozess ist die Prozessierung der Epitaxieseite abgeschlossen (Abb. 4.1-1).

Polieren des Substrats

Die verwendeten GaAs-Substrate sind meist nur epitaxienseitig poliert, wobei die Substratseite eine sehr rauhe Oberfläche aufweist. Um die gerichtete Lichtauskopplung aus dem Substrat zu ermöglichen, muss das Substrat um einige zehn Mikrometer poliert werden. Im Allgemeinen werden die Proben von etwa $350 \mu\text{m}$ bis auf $120\text{--}180 \mu\text{m}$ poliert, damit sich die Proben leichter spalten lassen. Außerdem ist eine glatt polierte Oberfläche eine Voraussetzung für die Durchführung weiterer Prozessierungsschritte. Das Polieren des Substrats ist grundsätzlich ein Ätzprozess, in dem das Halbleitermaterial abgetragen wird. Dies wird sowohl chemisch als auch mechanisch durchgeführt. Diese Kombination garantiert eine glatte und flache Oberfläche, die frei von Beschädigungen ist. Früher wurde Brom-Methanol (2% Br_2 in CH_3OH) als Ätzgemisch verwendet, das sich als zufriedenstellend erwies, wobei seine weitere Nutzung aufgrund mehrerer Eigenschaften, insbesondere der nicht reproduzierbaren Ätzraten und der gesundheitsschädlichen Brom-Dämpfe, zu überdenken ist. Dymont und Rozgonyi [67] haben in den siebziger Jahren über die Verwendung von peroxid-alkalischer Ätzlösung berichtet, die aus Wasserstoffperoxid und Ammoniakwasser (NH_4OH) besteht. Im Gegensatz zu den säurehaltigen Ätzlösungen verläuft die Desorption der Oxide bei peroxid-alkalischen Ätzlösungen sehr langsam, da eine weitere Komponente fehlt, welche den Oxidfilm auflösen soll. Untersuchungen des Oxids mittels rönt-

geninduzierter Photoelektronenspektroskopie (XPS, x-ray photoelectron spectroscopy) zeigen einen erhöhten Anteil an Gallium-Oxid, was auf die sehr hohe Löslichkeit der Arsen-Oxide zurückzuführen ist [68]. Folglich wird Ammoniakwasser eingesetzt, um die Löslichkeit durch Komplexbildung mit dem Gallium-Oxid zu erhöhen. Dennoch bleibt die Ätzrate bei einem pH-Bereich von 10 bis 12 in einer stillstehenden Ätzlösung niedrig (etwa 300 nm/min). Die Ätzrate kann durch das Rühren der Lösung um etwa 25 % erhöht werden. Unter einem pH-Wert von 10 ist das effektive Ätzen durch die Bildung von Oxid unterdrückt [68]. Diese Ergebnisse zeigen den Bedarf an mechanischen Ätzkomponenten bei der Verwendung von peroxid-alkalischen Ätzlösungen. Des Weiteren kommt ein Poliertuch als mechanische Komponente zum Einsatz, das den dünnen Oxidfilm kontinuierlich entfernt. Dies führt zur Bildung neuer Oxidfilme, die wiederum durch den Kontakt mit dem Poliertuch abgetragen werden. Daher hängt die Ätzrate wesentlich vom Oxidationsprozess und von der Desorption der Reaktionsprodukte ab.

Die in dieser Arbeit verwendete Poliermethode ähnelt der von Dymont und Rozgonyi. Der Aufbau besteht aus einem Poliertuch, das auf einem rotierenden Teflon-Tisch befestigt ist. Die Proben werden epitaxienseitig auf einem Glasträger geklebt und in eine sich ebenfalls drehende Vorrichtung auf dem Poliertuch gehalten. Zusätzliche Gewichte werden auf den Glasträger gelegt, um einen besseren Kontakt mit dem Poliertuch zu erhalten. Die Ätzlösung mit einem pH-Wert von etwa 8.4 wird dann dem Poliertuch tropfenweise zugeführt. Die Ätzrate liegt zwischen 5 und 6 $\mu\text{m}/\text{min}$. Bei diesem Prozess sind Schwankungen bis zu 15 μm in der Substratdicke je nach Messposition auf dem Wafer zu erwarten. Die resultierenden Substratdicken hängen vor allem davon ab, ob weitere lithographische Schritte erforderlich sind. Eine 120 μm dicke Probe lässt sich zwar sehr gut spalten, kann aber auch mit großer Wahrscheinlichkeit bei der Prozessierung brechen. Deshalb beträgt die Dicke der meisten Proben zwischen 150 und 180 μm , was das Vereinzeln der Bauelemente kaum beeinflusst.

Entspiegelungsschicht

Da die Lichtauskopplung bei Bottom-Emittern durch das polierte Substrat erfolgt, sind Reflexionen an der Grenzfläche zur Luft unvermeidbar. Der Übergang zur Luft wirkt wie ein zusätzlicher Reflektor, der mit dem Bragg-Reflektor gekoppelt ist. Durch den Brechzahlunterschied zwischen GaAs ($n_{\text{GaAs}} \approx 3.525$, $\lambda = 980 \text{ nm}$) und Luft ($n_{\text{air}} = 1$) wird etwa 31 % des Laserlichtes ins Substrat zurückreflektiert und überlagert sich mit dem emittierten Licht. Aufgrund der räumlichen Trennung beider Reflektoren sind Temperaturunterschiede zwischen dem Bragg-Reflektor und dem Substrat im Laserbetrieb vorhanden, die zu unterschiedlichen optischen Längen führen. Somit entstehen mit der ständigen Erwärmung durch den Laserstrom konstruktive bzw. destruktive Interferenzen, die Schwankungen in der optischen Ausgangsleistung bewirken. Um diese Fluktuation zu minimieren, ist eine Entspiegelung der Substratseite nötig. In der Regel genügt eine einzelne Schicht, z.B. aus Siliziumnitrid oder

Aluminiumoxid, mit einer kleineren Brechzahl als derjenigen des Substrats zur Entspiegelung. Im Folgenden wird die Wirkung einer Entspiegelungsschicht anhand der schematischen Darstellung in Abb. 4.8 erläutert.

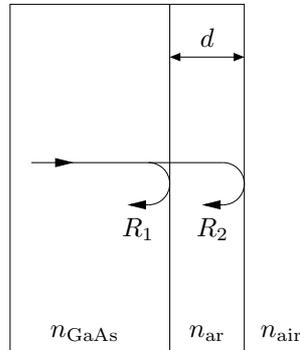


Abbildung 4.8: Die ersten Reflexionen R_1 und R_2 an den Grenzflächen einer Entspiegelungsschicht (n_{ar}) der Dicke d zwischen GaAs und Luft.

Damit die reflektierten Wellen R_1 sowie R_2 an den beiden Grenzflächen der Entspiegelungsschicht (s. Abb. 4.8) destruktiv interferieren, ist eine Phasendifferenz von π notwendig, was einer halben Wellenlänge λ_0 entspricht. Daraus ergibt sich

$$dn_{ar} = \lambda_0/4. \quad (4.1)$$

Bei einem senkrechten Einfall und nach Berücksichtigung aller Mehrfach-Reflexionen ist die Reflektivität für $\lambda = \lambda_0$ durch

$$R = \left(\frac{n_{GaAs} - n_{ar}^2}{n_{GaAs} + n_{ar}^2} \right)^2 \quad (4.2)$$

gegeben ([44], Kap. 4). Damit ergibt sich nach Gleichung (4.2) eine minimale Reflexion ($R = 0$) für $n_{ar} = \sqrt{n_{GaAs}} = 1.87$. Die erforderliche Schichtdicke ist demnach $d \approx 131$ nm.

Entspiegelungsschichten können aus unterschiedlichen Materialien und mit verschiedenen Methoden hergestellt werden. Schichten aus Siliziumnitrid (Si_3N_4) werden auf dem polierten Substrat mittels einer PECVD-Anlage (plasma-enhanced chemical vapor deposition) abgeschieden. Die Brechzahl kann anhand von Prozessparametern wie die Zusammensetzung der Prozessgase, Temperatur, Druck und Leistung der Plasmaquelle variiert werden. Bei diesem Herstellungsprozess kann die erforderliche Brechzahl von 1.87 erreicht werden, wobei auch Werte von 2 und mehr möglich sind. Die Dicke der Schicht wird dagegen über die Prozesszeit eingestellt. Da die Prozess Temperatur etwa $300^\circ C$ beträgt, ist Photolack nicht geeignet und das Siliziumnitrid wird auf der ganzen Substratfläche abgeschieden. Die Strukturierung für den n-Kontakt wird mit einem Negativ-Photolack durchgeführt, danach wird das Siliziumnitrid selektiv geätzt und anschließend die Metallisierung für den n-Kontakt aufgedampft (vgl. Abb. 4.1, 2–4). Der Ätzprozess erfolgt mittels Trockenätzen in einer RIE-Anlage (reactive ion etching). Bei diesem selektiven Ätzprozess, der wenige Minuten dauert, wird Plasma aus einem Tetrafluormethan-Gas (CF_4) eingesetzt. Dieses Ätzverfahren hat sich gegenüber anderen Methoden wie z.B. nasschemischem Ätzen gut bewährt.

Andere Entspiegelungsschichten, z.B. Aluminiumoxid (Al_2O_3), werden im Gegensatz zu Siliziumnitrid auf das Substrat aufgesputtert. Dies geschieht in einer Ionenstrahl-sputter-Anlage, in der Aluminiumoxid-Atome aus einem Target durch Beschuss mit einem Ionenstrahl herausgelöst und auf der Probe abgeschieden werden. Bei diesem Verfahren kann ein Photolack verwendet werden, da der Sputter-Prozess bei Raumtemperatur stattfindet. Der Brechungsindex von Aluminiumoxid beträgt bei diesem Prozess etwa 1.7 bei einer Wellenlänge von 980 nm. In der Praxis kann der theoretische Wert des Brechungsindex von 1.87 in den meisten Fällen nicht genau erreicht werden. Für eine Entspiegelungsschicht aus Aluminiumoxid mit $n_{\text{ar}} = 1.7$ ergibt sich nach Gleichung (4.2) eine Reflektivität von 0.96 %. Somit sind üblicherweise Rest-Reflektivitäten von etwa 1 % vorhanden, die einen geringen Einfluss haben.

Der n-Kontakt

Im Gegensatz zum p-Kontakt kann eine n-dotierte Schicht unter dem n-Kontakt nicht hoch dotiert werden (bis ca. $7 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [69]). In diesem Fall wird ein Metall in den Halbleiter einlegiert, das als Donator dient. Man spricht hier von einem Legierkontakt, der üblicherweise aus Germanium, Gold und Nickel besteht. Vor dem Aufdampfen der Materialien Ge/Au/Ni/Au muss zuerst das Oxid mit Salzsäure von der Oberfläche entfernt werden (vgl. Abschnitt "Der p-Kontakt"). Germanium und Gold bilden zusammen ein Eutektikum, das beim Legierprozess schmilzt. Das Germanium beginnt dann in GaAs zu diffundieren und bildet eine hochdotierte Grenzschicht. Auf der anderen Seite diffundieren Ga-Atome in das Gold, wodurch Ga-Fehlstellen entstehen, die dann durch Ge besetzt werden können. Das Nickel fördert die Diffusion von Ge in GaAs und verhält sich gleichzeitig als benetzendes Material. Die oberste Gold-Schicht wird benötigt, um die Morphologie der Oberfläche zu verbessern und eine höhere Schichtleitfähigkeit zu erhalten.

Es gibt verschiedene Methoden für den Legierprozess, z.B. Heizplatten, Öfen oder Schnellheizsysteme (RTA, rapid thermal annealing), die für Kurzzeitprozesse ausgelegt sind. In diesem System erzeugen Halogenlampen die nötige Temperatur, die über einen Graphitträger zur Probe übertragen wird. Der Legierprozess dauert etwa 10 Sekunden bei einer Temperatur von 400°C und findet in einer Stickstoffatmosphäre statt. Im Gegensatz zu einem nicht legierten ohmschen Kontakt (glatte Oberfläche) zeichnet sich ein legierter Kontakt durch seine raue Oberfläche aus. Die Metallisierung wird dann durch einen Goldgalvanik-Prozess mit einer Schichtdicke von ca. $0.5 \mu\text{m}$ verstärkt. Dieser Prozess erleichtert das Drahtbonden (s. Abschnitt 4.3.4) und führt zu besserer Haftung des Golddrahtes. Außerdem wird die Metallisierung dadurch dicker als die Entspiegelungsschicht. Dies schützt die Entspiegelungsschicht bei der Messung, da sie durch den Kontakt mit dem Vakuumhalter beschädigt werden kann.

4.1.2 Bottom-Emitter mit einseitigen Kontakten

Bei der Herstellung von Bottom-Emittern mit einseitigen ohmschen Kontakten muss der n-Kontakt auf die Epitaxieseite der Probe aufgebracht werden, um die Substratseite für weitere Prozesse freizuhalten. Die Möglichkeiten für die Bearbeitung der Substratseite werden später beschrieben. Die Prozessierungsschritte sind in Abb. 4.9 schematisch dargestellt. Der Herstellungsablauf bis zum p-Kontakt ist ähnlich wie bei Standard-Bottom-Emittern. Für die Herstellung des n-Kontakts (vgl. Abb. 4.9, 2–4) wird zuerst der Mesa-Bereich mit einem Positiv-Photolack geschützt. Nach dem Ätzen der Oberfläche kann die Metallisierung großflächig auf den teilweise geätzten n-DBR aufgedampft werden. Durch das nasschemische Ätzen entstehen Unterätzungen, die den Lift-off-Prozess mit dem Positiv-Photolack erleichtern. Der Vorteil dieses Prozesses ist, dass nur ein Lithographie-Schritt für das Ätzen sowie den Lift-off-Prozess nötig ist. Eine Aufnahme mit epitaxieseitigen p- und n-Kontakten ist in Abb. 4.10 zu sehen.

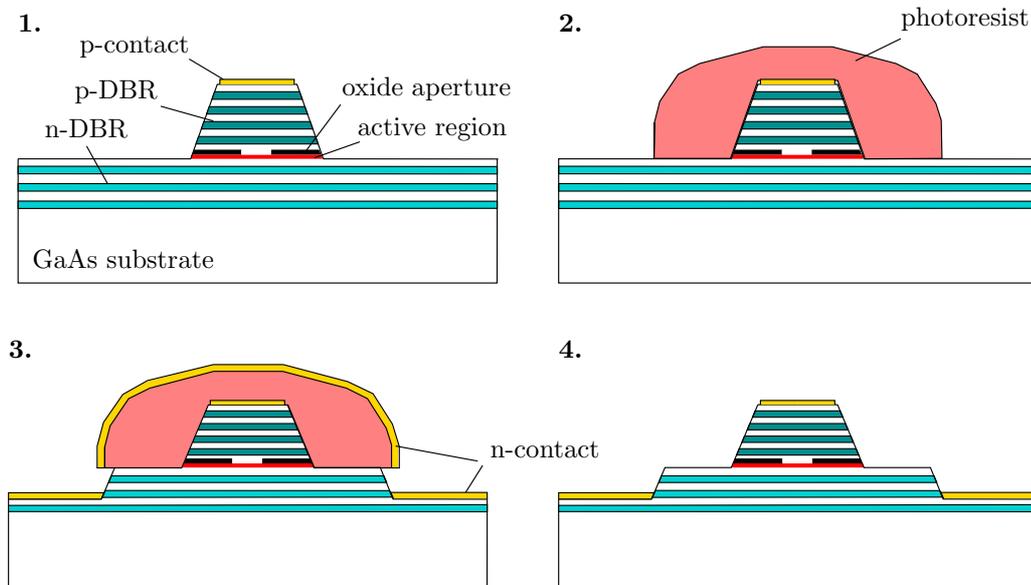


Abbildung 4.9: Herstellungsprozess von Bottom-Emittern mit epitaxieseitigen Kontakten.

Je nach Anwendung und Einsatz des Lasers kann die Rückseite der Probe mit unterschiedlichen Prozessen bearbeitet werden, die im Folgenden aufgezeigt werden:

- Laserchips montiert auf Halbleiter-Trägersubstrate (Abschnitt 4.2):
 - Standard-Laserchips (Kap. 6, Abschnitt 6.2):

Die Substratseite wird poliert und anschließend eine Entspiegelungsschicht großflächig aufgebracht.

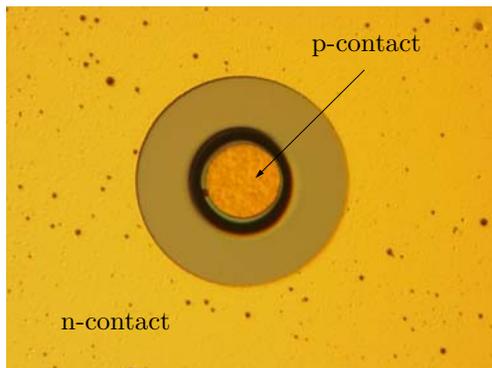


Abbildung 4.10: Lichtmikroskop-Aufnahme eines VCSELS mit epitaxienseitigen ohmschen Kontakten.

– Laserchips im erweiterten Resonator (Kap. 7):

Die Laserchips werden mit externen Spiegeln betrieben. Dafür muss das Substrat entfernt werden (s. Abschnitt 4.3.3), um die Absorption im Substrat innerhalb des erweiterten Resonators zu minimieren.

• Laserdioden mit monolithisch integriertem Resonator (Kap. 8):

Auf dem polierten Substrat werden Mikrospiegel hergestellt, die zusammen mit dem undotierten Substrat einen monolithisch integrierten Resonator bilden. Die Proben werden direkt auf dem Wafer mit zwei Messnadeln charakterisiert.

4.2 Laserchips auf Halbleiter-Trägersubstraten

Die Laserchips bestehen aus 2×9 Bauelementen, die auf einer Chipfläche von etwa $1.7 \times 1.7 \text{ mm}^2$ angeordnet sind. Nach dem Vereinzeln der Chips werden sie auf strukturierte Trägersubstrate montiert, die vor allem der Wärmeabfuhr dienen. Weitere Vorteile der Laserchips liegen darin, dass mehrere Bauelemente mit einem Lötprozess aufgebaut werden und dass Laserdioden unterschiedlicher Größen durch die strukturierte Trägersubstrate einzeln oder zusammen, z.B. als Array, betrieben werden können. Ein wichtiger Punkt ist der Einsatz der Chips im erweiterten Resonator mit externen Spiegeln, bei dem das Substrat entfernt werden muss, wofür eine große Fläche von Vorteil ist (s. Abschnitt 4.3.3).

4.2.1 Planarisierung der Oberfläche

Die elektrischen Kontakte der Laserchips befinden sich, wie bereits in Abschnitt 4.1.2 erwähnt, auf der Epitaxieseite der Probe. Für den Aufbau auf Trägersubstrate wird zuerst die Oberfläche des Chips mit Polyimid versehen um eine planare und stabile Struktur zu erhalten. Weiterhin wird dadurch sichergestellt, dass keine Kurzschlüsse beim Löten entstehen. Eine schematische Darstellung der Prozessierungsschritte ist in Abb. 4.11 zu sehen. Die Planarisierung der Oberfläche mit Polyimid wird je nach

Ätztiefe meistens in zwei Schritten durchgeführt. Um den elektrischen Anschluss des n-Kontakts in eine Ebene mit dem p-Kontakt zu bringen, wird Gold galvanisch in mehreren Öffnungen im Polyimid abgeschieden (Abb. 4.11, 2–3). In einem Laserchip sind dann fünf verschiedene Anschlüsse vorhanden, wie es in der Lichtmikroskop-Aufnahme in Abb. 4.12 rechts dargestellt ist (mit “n” gekennzeichnete Flächen). Abschließend werden Kontaktmetalle aus Nickel und Gold für den Lötprozess aufgedampft. Das Bild links in Abb. 4.12 entspricht der schematischen Darstellung in Abb. 4.11-1 vor dem Polyimid-Prozess. Das rechte Bild zeigt einen prozessierten Laserchip vor dem Vereinzeln, wie er schematisch in Abb. 4.11-3 zu sehen ist. Das Vereinzeln der Chips erfolgt durch das kristallorientierte Spalten der Probe. Die Laserchips sind durch Spaltgräben getrennt, um das Anritzen der Halbleiter-Oberfläche mit einer Diamantspitze zu ermöglichen (s. Abb. 4.12). Die Probe wird durch leichten Druck auf der entsprechenden Stelle der Rückseite zunächst in Linien und danach in einzelne Chips gespalten.

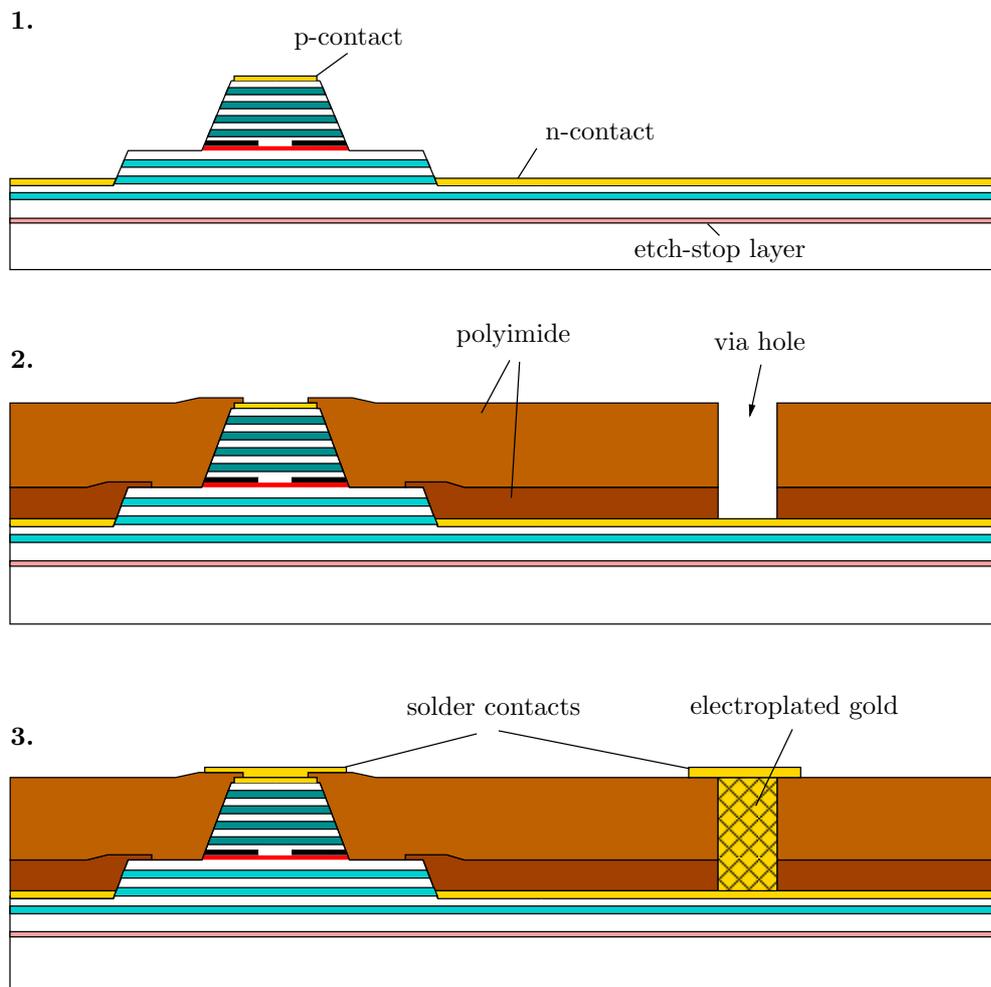


Abbildung 4.11: Planarisierung der Oberfläche von Laserchips mit epitaxienseitigen ohmschen Kontakten durch Polyimid.

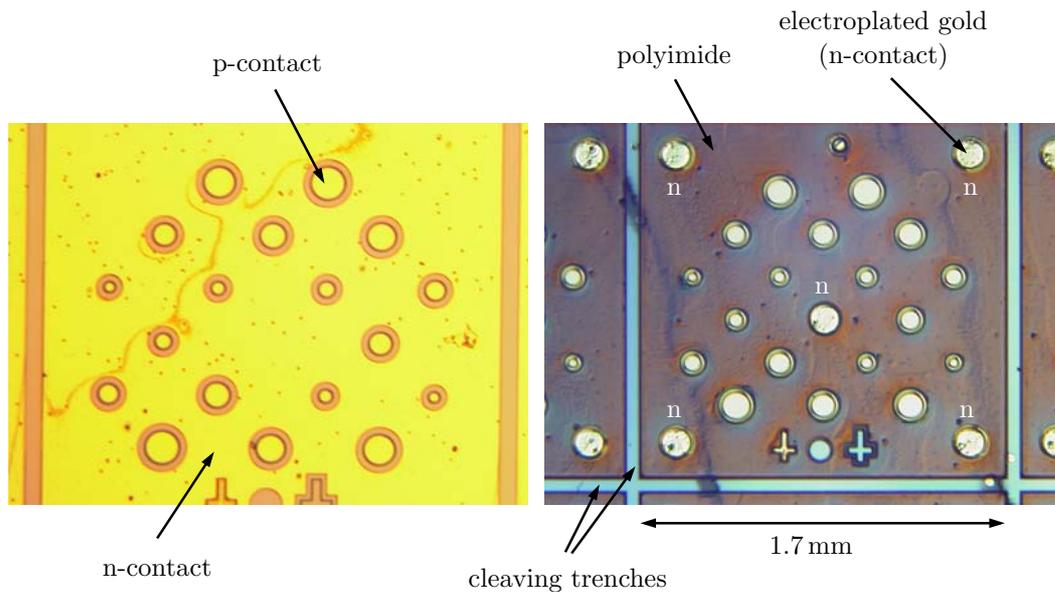


Abbildung 4.12: Aufnahmen eines Laserchips vor (links) und nach Planarisierung der Oberfläche (rechts).

4.2.2 Herstellung strukturierter Trägersubstrate

Die Träger der Laserchips sollen bestimmte Anforderungen erfüllen. Neben der elektrischen Isolierbarkeit und einer guten thermischen Leitfähigkeit soll der Träger lithographisch strukturierbar sein. Daher werden preiswerte undotierte Silizium-Wafer (Si-Wafer) mit einem hohen spezifischen Widerstand ($\rho > 10000 \Omega\text{cm}$) und einer Dicke von $380 \mu\text{m}$ für die Herstellung der Träger verwendet. Um die Kontaktierung der einzelnen VCSEL zu ermöglichen, werden Leiterbahnen von den Lötflächen zu den an den Rändern des Trägers angeordneten Kontaktflächen geführt. Der Entwurf des Masken-Layouts für den Träger ist in Abb. 4.13 dargestellt. Das Bild zeigt den inneren Lötbereich mit den kreisförmigen Kontakten und den Markierungen für die Justage des Laserchips. Die fünf Lötflächen für den n-Kontakt sind rechteckig ausgeführt. Im Außenbereich sind die relativ großflächigen Kontakte für die elektrischen Anschlüsse angebracht. Die Leiterbahnen haben eine Breite von $30 \mu\text{m}$ und eine Länge von etwa $0.8\text{--}1.5 \text{ mm}$.

Die Strukturierung des Trägers erfolgt mit einem Negativ-Photolack, danach wird Titan und Gold aufgedampft, wobei Titan die Haftung der Metallisierung auf Silizium unterstützt. Die Dicke der Leiterbahnen von 150 nm ergibt einen Widerstand, der je nach Länge mehrere Ohm betragen kann. Dies führt zu unerwünschtem Spannungsabfall und damit zur Erhöhung der Versorgungsspannung des Bauelements. Um den Leiterbahnwiderstand zu minimieren, wird die Dicke der Metallisierung vergrößert, da beim Entwurf der Maske die Breite sowie die Länge der Leiterbahnen bereits optimiert sind. Dadurch vergrößert sich die Querschnittsfläche und somit verringert sich der Widerstand der Leiterbahnen bis unter 0.5Ω . Dies wird erreicht, indem man die

Dicke der Leiterbahnen durch einen Goldgalvanik-Prozess um etwa $5\ \mu\text{m}$ erhöht. Ein Trägersubstrat ist in Abb. 4.14 schematisch dargestellt.

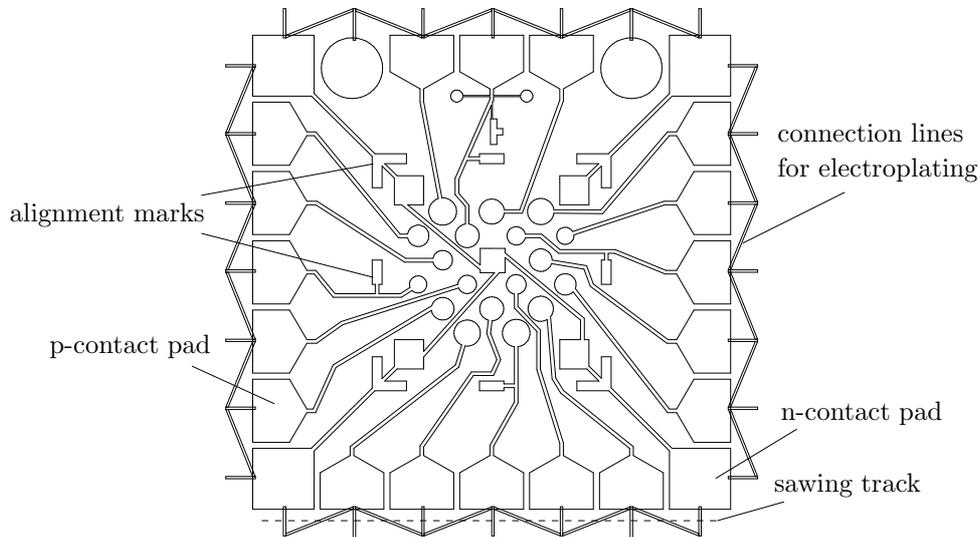


Abbildung 4.13: Masken-Layout für die Herstellung des Trägersubstrats.

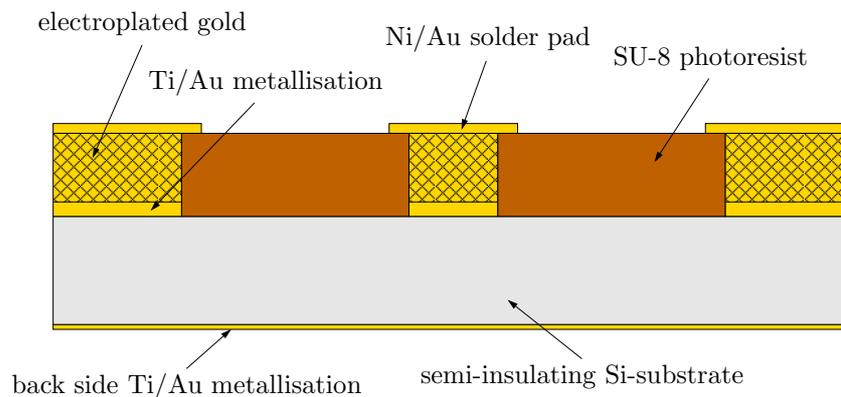


Abbildung 4.14: Schematische Darstellung des Trägersubstrats nach dem Herstellungsprozess.

Um den Aufbau des Laserchips auf dem Träger zu ermöglichen, muss die Oberfläche des Trägers planar sein. Dazu werden die Flächen zwischen den Metallisierungen mit dem Negativ-Photolack SU-8 bedeckt (Abb. 4.14). Im Gegensatz zu Polyimid zeichnet sich dieser Photolack durch steile Flanken und rechtwinklige Kanten aus und kann bei niedrigeren Temperaturen ausgehärtet werden, wobei sich das Volumen des Photolacks kaum ändert. Damit der Photolack bei dem späteren Lötprozess (s. Abschnitt 4.3.2) stabil bleibt, wird er bei $250\ ^\circ\text{C}$ ausgebacken. Die resultierende Dicke beträgt etwa $5\ \mu\text{m}$. Danach wird ein Goldgalvanik-Prozess durchgeführt, so dass eine ebene Oberfläche entsteht. In Abb. 4.15 sind zwei Teilaufnahmen eines Trägers vor und nach dem Goldgalvanik-Prozess dargestellt.

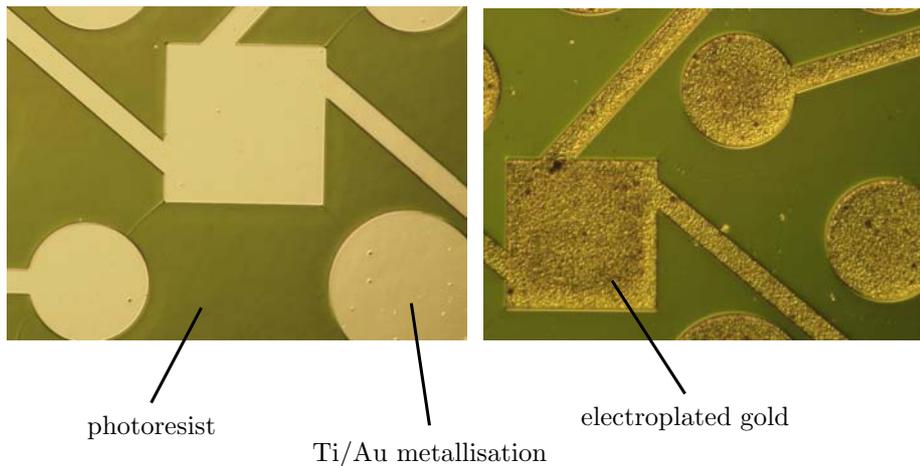


Abbildung 4.15: Mikroskop-Aufnahmen eines Trägersubstrats. Die Bilder zeigen den mittleren Bereich des Trägers vor (links) und nach dem Goldgalvanik-Prozess (rechts).

Da der Halbleiterträger elektrisch isolierend ist, müssen die Leiterbahnen und die Kontaktflächen für den Goldgalvanik-Prozess miteinander verbunden sein. Dies geschieht mit Hilfe von Verbindungslinien am Rand des Masken-Layouts (Abb. 4.13). Somit sind auch alle Layouts auf dem Silizium-Wafer durch diese Verbindungslinien zu einem Netz zusammengefasst. Die einzelnen Träger werden später auseinandergesägt, wodurch die schrägen Verbindungslinien getrennt werden. Damit bleiben keine Kurzschlüsse zwischen den einzelnen Kontaktflächen vorhanden. Für den Lötprozess mit Indium werden zusätzlich Nickel und Gold auf die entsprechenden Kontaktstellen aufgedampft. Die Träger werden ebenfalls mit Indium auf Kupfer-Wärmesenken gelötet. Dafür wird eine Schicht aus Titan und Gold großflächig auf die Rückseite des Trägers aufgebracht, wie in Abb. 4.14 zu sehen ist.

4.3 Aufbautechnologie

Die Montage der Bauelemente auf Wärmesenken ist ein wichtiger Schritt in der Prozesstechnologie, welche hauptsächlich dem Zweck der Wärmeableitung dient. Um die Zuverlässigkeit von Laserdioden zu gewährleisten, ist die Abfuhr der entstehenden Wärme besonders bei großflächigen Bauelementen sowie Arrays erforderlich. Für Laserdioden hoher Ausgangsleistungen ist eine Lasertätigkeit im Dauerstrichbetrieb ohne Aufbautechnik nicht möglich. Somit werden durch die Montagetechnik höhere optische Ausgangsleistungen erzielt und die Lebensdauer der Laserdioden gesteigert. Im Folgenden wird der Aufbau von Laserchips auf Trägersubstrate erläutert. Der Lötprozess von einzelnen Bauelementen und montierten Laserchips auf Kupfer-Wärmesenken wird umfassend beschrieben.

4.3.1 Verbindungstechnik

Unter das Stichwort Verbindungstechnik ist das Lötverfahren für die Chipmontage zu fassen. Für das Weichlöten der Bauelemente kommen einige Metalle bzw. Legierungen in Betracht. Die hier aufgebauten Laserdioden bzw. Laserchips sind normalerweise mit Indium gelötet, wobei zum Teil ein Gold-Zinn-Lot (AuSn-Lot) verwendet wurde. Letzteres ist aufwendig herzustellen, da die Materialzusammensetzung Exaktheit verlangt. Außerdem kann der relativ hohe Schmelzpunkt von etwa 280 °C ([70], Kap. 4) zu mechanischen Belastungen führen und somit die Zuverlässigkeit des Laserchips stark beeinträchtigen. Weiterhin ist auf eine ausreichende Abkühldauer zu achten, um thermische Spannungen im Laserchip zu vermeiden. Aus diesen Gründen wurde auf in der Industrie verfügbare Diamant-Wärmeverteiler mit AuSn-Lot zurückgegriffen, die bei einzelnen Bauelementen verwendet wurden. Dagegen ist die Herstellung von Indiumlot mittels thermischem Aufdampfen einfacher. Aufgrund der höheren thermischen Leitfähigkeit, des niedrigen Schmelzpunktes von etwa ~ 156 °C ([71], Kap. 4) und der hohen Duktilität ist Indium besser zum Löten von Laserchips geeignet. Daher ist die Beschreibung des Lötprozesses im nächsten Abschnitt auf den Lötvorgang mit Indium beschränkt.

Für die Herstellung des Indiumlots wird der Träger mit einem Negativ-Photolack strukturiert, um den Lift-off-Prozess zu ermöglichen. Danach folgt das Aufdampfen von reinem Indium. Dies erfolgt in einer Aufdampfanlage, in der das Indium in einem Graphittiegel unter Hochvakuum thermisch geheizt und zum Verdampfen gebracht wird. Die Bildaufnahme in Abb. 4.16 zeigt das strukturierte Silizium-Substrat nach dem Lift-off-Prozess. Die in der Abbildung als “monitor pad” gekennzeichneten Flächen liegen außerhalb des inneren Lötbereiches und dienen der Beobachtung des Schmelzvorgangs von Indium.

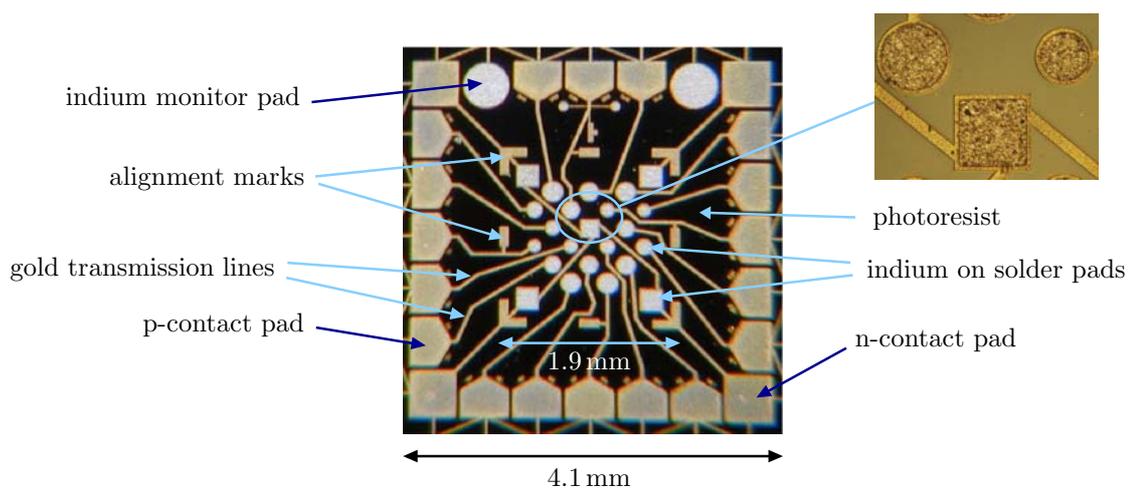


Abbildung 4.16: Silizium als Trägersubstrat für die Chipmontage. Die Aufnahme zeigt einen fertiggestellten Träger nach dem Aufdampfen des Indiums.

Bei den Kupfer-Wärmesenken wird Indium durch eine Schattierungsmaske mittig und großflächig aufgedampft, so dass genügend sichtbare Indiumfläche für die Beobachtung des Schmelzvorgangs vorhanden ist.

4.3.2 Der Lötprozess

Bei dem Lötvorgang mit Indium handelt es sich um einen Reflow-Prozess, in dem das bereits aufgedampfte Indiumlot thermisch zum Aufschmelzen gebracht wird. Die Lötanlage besteht aus einer Halogenlampe als Wärmequelle, einer Lötammer und einer beweglichen Vorrichtung für die Halterung des Laserchips, der senkrecht von oben auf den Träger abgesetzt und mit leichtem Druck auf dem Träger festgehalten wird. Die Lötammer ist auf einem Verschiebetisch montiert, um die exakte Justage des Laserchips auf dem Trägersubstrat zu ermöglichen. Ein Flussmittel, bestehend aus Ameisensäure (Methansäure HCOOH) und Stickstoff als Trägergas wird beim Lötvorgang in die Kammer zugeführt, um die Benetzung mit dem Substratmetall zu fördern und eine gute Lötstelle zu bilden. Dies geschieht, indem das Flussmittel die Oxidschicht entfernt und die Reoxidation der Indiumoberfläche während des Lötens verhindert. Der Schmelzvorgang des Indiums wird mit einem Mikroskop, das an der Anlage befestigt ist, ständig kontrolliert. Die Temperatur in der Kammer wird stufenweise erhöht, bis das Indiumlot für etwa 15 Sekunden aufschmilzt. Die Schmelztemperatur hängt von der Position des Temperatursensors, dem Material und der Dicke des Trägers bzw. der Wärmesenke ab. Die Temperatur kann demnach von der tatsächlichen Schmelztemperatur von Indium ($\approx 156^\circ\text{C}$) abweichen. Danach wird die Wärmezufuhr reduziert bzw. später gestoppt und der Laserchip kann bei ungefähr 50°C entnommen werden. Hierdurch erfolgt der Abkühlvorgang ohne nennenswerte Beeinträchtigungen durch thermische Spannungen.

In Abb. 4.17 sind zwei Aufnahmen des Indiumlots vor dem Aufschmelzen und nach dem Reflow-Prozess dargestellt. Die Beschaffenheit der Oberfläche nach dem Aufschmelzvorgang zeichnet sich durch eine grobkörnige Struktur aus. Das Indium benetzt flächig das Gold auf dem Träger und zieht sich nicht zusammen, da die Fläche groß im Vergleich zur Dicke des Lots ist.

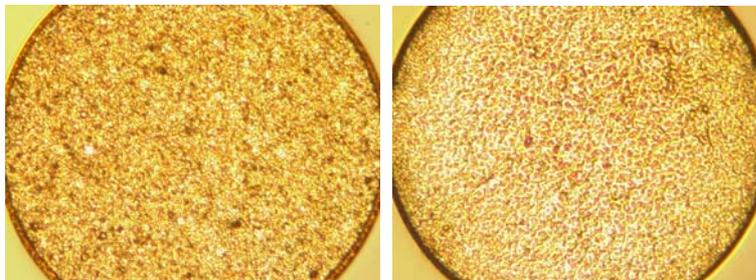


Abbildung 4.17: Indiumlot vor (links) und nach dem Reflow-Prozess (rechts).

Abbildung 4.18 zeigt schematisch zwei verschiedene Aufbauformen der Laserdioden. Bei den Laserchips sorgen die Leiterbahnen für die elektrischen Anschlüsse, wobei die Kupfer-Wärmesenke bei einzelnen Bauelementen und Arrays als elektrischer Kontakt dient. Bei diesen Bauformen sind Mesa-ähnliche Strukturen an den Ecken nötig, um Verkippungen beim Löten zu vermeiden, wie es in Abb. 4.18 links zu sehen ist. Weitere Anschlusskontakte sowie die endgültigen Bauformen sind in Abschnitt 4.3.4 beschrieben.

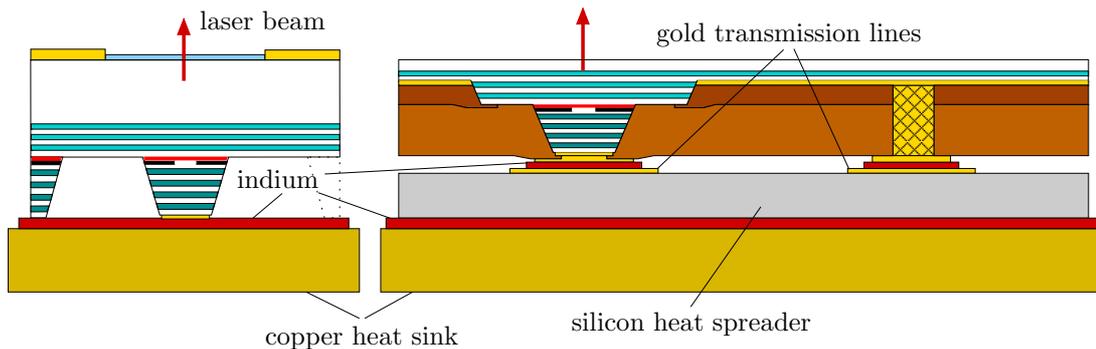


Abbildung 4.18: Schematische Darstellung des Aufbaus von einzelnen Bauelementen auf Kupfer-Wärmesenke (links) sowie der Aufbau eines Laserchips auf Silizium-Trägersubstrat und Kupfer-Wärmesenke (rechts).

4.3.3 Entfernen des Substrats

Eine der Möglichkeiten für die Rückseitenbearbeitung der Laserchips ist, wie bereits in Abschnitt 4.1.2 diskutiert wurde, das vollständige Entfernen des Substrats, um die Proben für den Einsatz in erweiterten Resonatoren mit externen Spiegeln vorzubereiten. Es handelt sich hier um ein Ätzverfahren, das eine Ätzlösung aus Wasserstoffperoxid und Ammoniakwasser verwendet, die bereits beim Polieren des Substrats (s. Abschnitt 4.1.1) benutzt wurde. Im Gegensatz zum Polieren wird in diesem Verfahren zum Abtragen des Oxids kein Tuch, sondern eine Sprühdüse als mechanische Ätzkomponente verwendet [72]. Zunächst werden die Kanten des Chips sowie der Rest des Trägers mit einem Kleber (Crystalbond) geschützt, der am Prozessende mit Azeton entfernt werden kann. Die Probe ist auf eine Teflon-Halterung montiert und wird in einem geschlossenen System mit Stickstoff als Trägergas so lange geätzt, bis das Substrat vollständig entfernt ist. Dazu ist eine Ätzstopp-Schicht aus AlAs erforderlich, um den Ätzvorgang zu beenden. Nach dem Ätzprozess wird die Probe mit Wasser gespült. Der Ätzprozess dauert je nach Dicke des Substrats zwischen 25 und 45 Minuten. Die Abtragerate liegt zwischen 5 und 6 $\mu\text{m}/\text{min}$ und hängt sehr stark vom pH-Wert der Ätzlösung ab. Dies liegt daran, dass das mechanische Abtragen des Oxids nicht so wirksam abläuft wie beim Polieren des Substrats (vgl. Abschnitt 4.1.1).

Bei der Wahl der Ätzstopp-Schicht ist die Ätzselektivität zu GaAs ein wichtiger Punkt. Aluminium in Verbindung mit GaAs kann die chemische Stabilität steigern, was eine niedrige Ätzrate im Vergleich zu GaAs bedeutet. Mit einem pH-Wert von ca. 8.4 und einem Aluminiumgehalt von 16 % kann die Ätzrate von AlGaAs gegenüber GaAs um das 30-fache verringert werden [73]. Bei AlAs ist der Kontrast höher. Um die AlAs-Schicht abschließend zu entfernen, ist eine Ätzlösung mit hoher Selektivität zu GaAs notwendig. Die AlAs-Schicht wird mit einem gepufferten Ätzgemisch, bestehend aus Ammoniumfluorid und Fluorwasserstoffsäure ($\text{NH}_4\text{F}:\text{HF}$, 87.5% : 12.5%), für ungefähr 30 Sekunden geätzt [74]. Normalerweise wird eine verdünnte Fluorwasserstoffsäure zum Ätzen der AlAs-Schicht verwendet, wobei es unter Umständen zur Bildung von Rückständen auf der Oberfläche kommen kann, die schwer zu beseitigen sind. Diese Rückstände können Beugungseffekte bei Laseremission verursachen. Dagegen hat sich die hier verwendete Pufferätzlösung in dieser Hinsicht gut bewährt.

Abbildung 4.19 zeigt einen Laserchip vor und nach dem Ätzen der AlAs-Schicht. Deutlich zu erkennen ist die Oberflächenrauigkeit, die durch die Oxidation der AlAs-Schicht an der Umgebungsluft entsteht. Da der Ätzprozess des Substrats auf der Chip-Oberfläche nicht gleichmäßig verläuft, kommt es zu den verschiedenen Ätzstrukturen, wie sie im Bild links zu sehen sind. Rechts ist der Laserchip nach dem Ätzen der AlAs-Schicht dargestellt, der eine glatte Oberfläche mit partiellen Wachstumsdefekten (schwarze Punkte) aufweist. Nach dem Ätzprozess liegt die Dicke der Probe zwischen 5 und 7 μm , wodurch die runden Konturen der einzelnen Laserdioden im Bild deutlich zu erkennen sind.

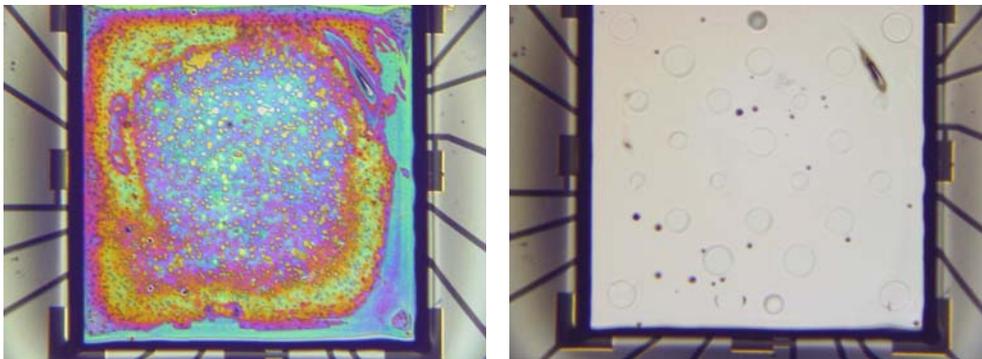


Abbildung 4.19: Die Oberfläche eines Laserchips vor (links) und nach dem Ätzen der AlAs-Schicht (rechts).

4.3.4 Anschlusskontakte und Drahtbonden

Für die elektrische Kontaktierung der Proben werden isolierende Kontaktringe mit einer vergoldeten Oberfläche auf die Kupfer-Wärmesenke geklebt. Ein montiertes Laser-Array, das aus 16 Bauelementen besteht, ist in Abb. 4.20 dargestellt. Bei einzelnen Bauelementen sowie Laser-Arrays dient der Ring als negativer elektrischer Kontakt,

während die Kupfer-Wärmesenke als die positive Elektrode genutzt wird. Der Kontaktring ist bei den Laserchips dagegen in mehrere Segmente aufgeteilt, um die individuelle Ansteuerung der Bauelemente zu ermöglichen, wie es in Abb. 4.21 zu sehen ist. Die elektrischen Verbindungen der Kontaktflächen des Trägers bzw. des n-Kontaktes (bei einzelnen Bauelementen und Arrays) mit dem Kontaktring erfolgen durch das Auflöten dünner Golddrähte, welches als Drahtbonden bezeichnet wird (thermosonic wedge bonding). Unter der Wirkung von erhöhter Temperatur ist der Golddraht leicht plastisch verformbar und wird dann auf die Kontaktfläche gedrückt. Der Prozess wird zusätzlich mit Ultraschall unterstützt. Ein direktes Bonden auf dem n-Kontakt ist möglich, kann aber durch den Druck zu Beschädigung oder Ablösen der Metallschichten führen. Deshalb wird der Kontakt durch einen Goldgalvanik-Prozess verstärkt, um die Haftung der Metallisierung sowie des Drahtes zu verbessern.

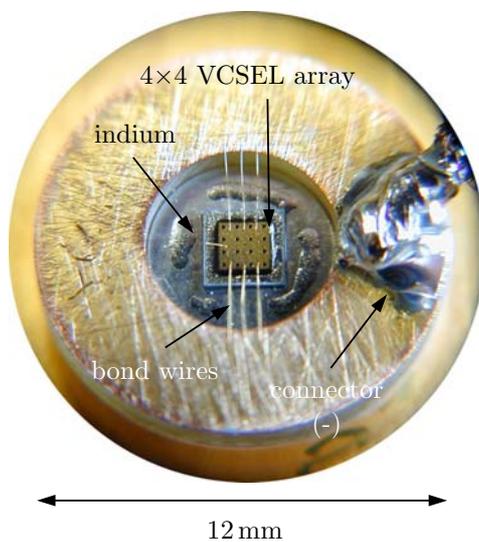


Abbildung 4.20: Laser-Array aus 16 Bauelementen aufgelötet auf Kupfer-Wärmesenke. Es sind mehrere Bonddrähte nötig, um das Array niederohmig mit Strom zu versorgen.

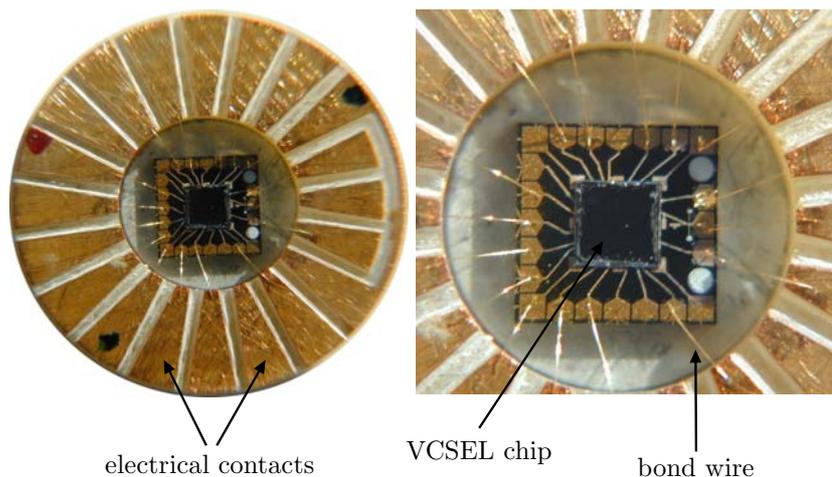


Abbildung 4.21: Aufgelöteter Laserchip auf Silizium-Trägersubstrat und Kupfer-Wärmesenke. Der Laserchip ist mit Bonddrähten mit dem Kontaktring verbunden.

5 Messverfahren zur Strahlqualitätsanalyse

Für viele Anwendungen im Bereich der Lasertechnik ist die Kenntnis der Strahlqualität von großer Bedeutung. Um Laserdioden z.B. in der Materialbearbeitung, in der Drucktechnik oder als Pumpquellen für Festkörperlaser einzusetzen, werden zusätzlich zu den hohen Ausgangsleistungen große Anforderungen an die Strahlqualität gestellt. Für die Analyse der Strahlqualität kommen zahlreiche kommerzielle Geräte zum Einsatz, die auf unterschiedlichen Messprinzipien basieren (Abschnitt 5.4). Bei dem hier verwendeten System zur Messung der Strahlqualität handelt es sich um einen Messaufbau, in dem eine eigenentwickelte Analyse- und Auswertesoftware verwendet wird. Sowohl Messmethode als auch Analyse- und Auswertungsverfahren beruhen auf der Bestimmung der zweiten Momente und entsprechen damit der Norm ISO¹-11146 [75].

5.1 Funktionsprinzip und Messaufbau

Für die Messung der Strahlqualität sind mehrere Aufnahmen von Intensitätsverteilungen eines Laserstrahls erforderlich. Dies ist durch eine in der Lasermesstechnik eingesetzte Kamera möglich (Abschnitt 5.1.2). Die Auswertung und die Darstellung der Ergebnisse erfolgt durch das entwickelte M^2 -Programm. Das Hauptprogramm für die Strahlqualitätsanalyse wurde mit der Software Mathematica (Wolfram Research) geschrieben. Aus den Intensitätsverteilungen werden die Strahldurchmesser in den jeweiligen Messpunkten durch mehrere Bildverarbeitungsschritte berechnet und in einem entsprechenden Diagramm dargestellt. Abschließend werden die Strahlparameter des Lasers durch Kurvenanpassung bestimmt und in einer Datei gespeichert.

Der Messaufbau für die Strahlqualitätsanalyse besteht aus einem temperaturgeregelten Probenhalter, dem Linsensystem, diversen Filtern, optischen Abschwächern und einer digitalen Kamera. Das Aufbauprinzip ist in Abb. 5.1 dargestellt. Die Komponenten können an verschiedenen Positionen auf einem Schienensystem montiert werden. Die Kamera ist auf einem Schlitten befestigt, der auf einer Linearführungsschiene entlang der Propagationsachse bewegt werden kann. Der emittierte Laserstrahl wird mit einem sogenannten HALO-Objektiv (Abschnitt 5.1.1) eingefangen und durch ein Linsensystem, bestehend aus zwei Bikonvexlinsen, transmittiert. Die zweite Linse fokussiert den Strahl und bildet eine künstliche Strahltaile entlang der Ausbreitungsachse. Die Intensitätsverteilung des Laserquerschnitts kann mit der Kamera an verschiedenen

¹International organization for standardization.

Messpositionen aufgenommen werden. Ein Filtersystem sorgt dafür, dass keine Sättigung am Kamerasensor entsteht. Die Messabstände relativ zur Position der zweiten Linse können anhand des an der Schiene befestigten Messstabes abgelesen werden.

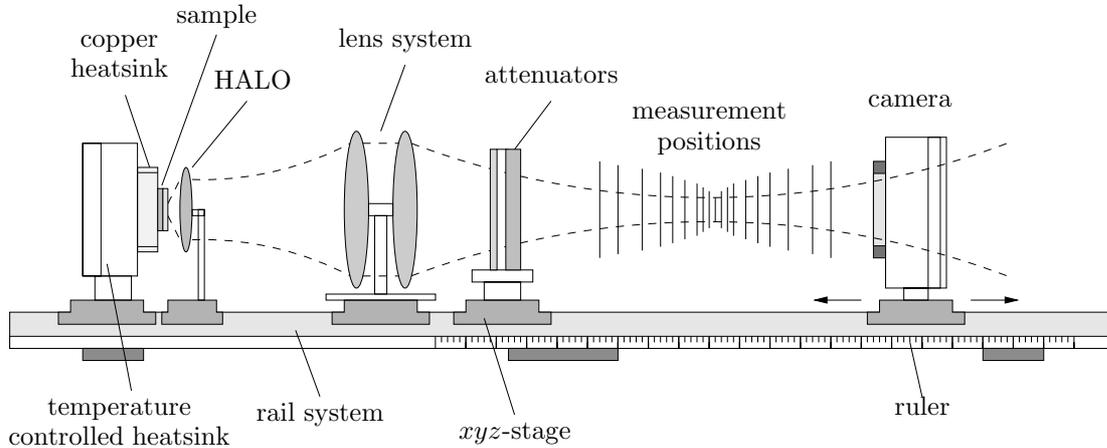


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des Messaufbaus für die Strahlqualitätsanalyse.

5.1.1 Das Linsensystem

Da die eigentliche Taille des Laserstrahls für eine direkte Messung nicht zugänglich ist, muss die Strahltaille mit Hilfe eines Linsensystems künstlich erzeugt werden. Dazu wird in direkter Nähe zur Strahlquelle ein Hochaperturlaserobjektiv (HALO) eingesetzt. Dies wird benötigt, um den Laserstrahl vollständig in das Linsensystem einzukoppeln. Ein HALO-Objektiv besteht aus einer Konkavkonvexlinse und einem Achromat². Die numerische Apertur der zur Wahl stehenden Objektive beträgt zum einen 0.5 bei einer Brennweite von 5 mm und zum anderen 0.32 bei einer Brennweite von 14 mm. Welches Objektiv in der Praxis eingesetzt wird, orientiert sich am Fernfeldwinkel des jeweiligen Bauelements.

Nachdem der Laserstrahl durch das HALO eingefangen wurde, trifft er auf die erste Bikonvexlinse. Der Abstand zwischen den beiden Optiken beträgt etwa 300 mm, was gerade der Brennweite der Bikonvexlinse entspricht. Somit verläuft der Strahl parallel zur Ausbreitungsrichtung. Wie in Abbildung 5.1 zu sehen ist, ist es von Vorteil, wenn die Brennweite der abbildenden Linse möglichst groß gewählt wird (hier 500 mm). Die Fokussierung erfolgt somit allmählicher und die Abstände der einzelnen Messpunkte können größer gewählt werden. Die eingesetzten Linsen sind entsprechend der Wellenlänge ausgewählt und entspiegelt. Die optischen Komponenten bzw. die Linsen im

²Ein Achromat besteht aus einer Sammel- und einer Zerstreulinse mit unterschiedlichen Abbe-Zahlen. Diese Kombination hat zur Folge, dass durch die verschiedenen Dispersionen Farbfehler minimiert werden können.

System sollen möglichst keine sphärische Aberration aufweisen, da sich die Strahlqualität vermindert bzw. der M^2 -Faktor ansteigt. Diese Degradation der Strahlqualität nimmt zu, wenn die Abmessung des einfallenden Laserstrahls eine bestimmte kritische Breite überschreitet, die von den Eigenschaften der Linse abhängt [76].

5.1.2 Das Kamera- und Filtersystem

Für die Aufnahme der zweidimensionalen Bilder eines propagierenden Laserstrahls stehen zwei Kameras zur Verfügung. Die erste ist eine CCD-Kamera (LaserCam-3D, Coherent) mit einer Chipgröße von $6.4 \times 4.8 \text{ mm}^2$. Bei einem Pixelabstand von $8.5 \mu\text{m}$ in x - und $9.85 \mu\text{m}$ in y -Richtung ergibt sich eine maximal mögliche Auflösung von 736×484 Pixel. Die zweite Kamera ist eine CMOS³-Kamera (LaserCam-HR, Coherent) mit einer Chipgröße von $8.6 \times 6.9 \text{ mm}^2$ und einem Pixelabstand von jeweils $6.7 \mu\text{m}$. Die maximale Auflösung beträgt 1280×1024 Pixel. Die aufgenommenen Bilder weisen eine Farbtiefe von 10 Bit auf und werden im RGB⁴-Modus als Bitmap-Datei (CCD-Kamera) oder als ASCII⁵-Datei mit Werten von 0 bis 1023 (CMOS-Kamera), gespeichert. Um den Sensor der Kameras nicht zu zerstören, werden Filter eingesetzt, die einen Teil des Laserstrahls absorbieren. Somit wird die Leistungsdichte an der Detektoroberfläche verringert. Das Filtersystem besteht aus verschiedenen absorbierenden Filtern und einem Dämpfungsrad. Der Absorptionsgrad der Filter wird durch die Dicke des Glassubstrats des jeweiligen Filters bestimmt. Je nach Arbeitspunkt der Laserdiode kann ein Filter mit entsprechend starker Dämpfung ausgewählt werden. Die Dämpfung des Rades nimmt mit größer werdendem Winkel zu, wodurch je nach Position der Kamera die optimale Dämpfung eingestellt werden kann.

5.2 Methodik

Die Aufnahme der Intensitätsverteilung erfolgt mit der Software BeamView Analyzer (Coherent). Die gespeicherten Rohdaten werden dann mit dem M^2 -Programm weiterverarbeitet. Mit dem Programm BeamView Analyzer können mehrere Pixel zu einem einzigen Pixel zusammengefasst und somit die Auflösung der Bilder reduziert werden. Der Dateiname entspricht der absoluten Position der Kamera in Millimeter. Das M^2 -Programm berechnet aus der eingegebenen Position der fokussierenden Linse und der Position der Kamera den Messabstand. Vor Beginn der Messung werden die optischen Komponenten so ausgerichtet, dass die optische Achse des Messsystems mit derjenigen des Laserstrahls übereinstimmt. Um Fehljustage, Verkippungen oder Reflexionen zu minimieren, wird mit der Kamera-Software kontrolliert ob der Laserquerschnitt bei gleichzeitiger Bewegung der Kamera mittig auf der Detektorfläche ausgerichtet bleibt.

³Complementary metal-oxide-semiconductor.

⁴Red, green and blue color model.

⁵American standard code for information interchange.

So kann das Strahlprofil entlang der Messschiene überprüft werden, und auftretende Unregelmäßigkeiten werden erkannt, bevor ein Bild aufgenommen wird. Jede Messung des Strahlprofils soll bei gleichbleibendem Verhältnis des Umgebungslichts erfolgen. Das Hintergrundbild wird meistens am Fokuspunkt vor dem Einschalten der Laserdiode aufgenommen (Abschnitt 5.3.1). Üblicherweise werden an 19 Messpunkten Bilder des Strahlprofils aufgenommen, wobei etwa die Hälfte der Messungen innerhalb der Rayleigh-Länge auf beiden Seiten der Strahltaile liegen. Um eine aussagefähige Messung durchzuführen, soll die Leistungsdichte des Laserstrahls die Sättigungsschwelle des Kamerasensors nicht überschreiten. Deshalb ist bei jeder Messung darauf zu achten, dass der Detektor nicht in Sättigung betrieben wird. Durch die eingesetzte Software kann man bei jedem Messpunkt anhand der Farbgebung der Intensitätsverteilung erkennen, ob eine Sättigung des Sensors vorhanden ist. Gegebenenfalls kann die erforderliche Dämpfung mit dem Dämpfungsrad eingestellt werden.

Im Folgenden wird ein Beispiel für eine M^2 -Messung eines VCSELS gegeben. Das Bauelement hat einen aktiven Durchmesser von $60\ \mu\text{m}$ und ist auf einer Wärmesenke aufgebaut. Die Messung wurde bei einem Strom von 200 mA und bei Raumtemperatur durchgeführt. Die Intensitätsverteilungen wurden mit der CCD-Kamera LaserCam-3D aufgenommen. Abbildung 5.2 zeigt die charakteristischen Strahlprofile des Bauelements bei 7 der 19 aufgenommenen Messpunkte. Die einzelnen Bilder besitzen die gleiche Auflösung in Graustufen. Die Aufnahme der Intensitätsverteilung im Fokus des Systems ist in der Mitte der Abbildung dargestellt. Die restlichen Bilder wurden auf beiden Seiten des Fokus in verschiedenen Distanzen relativ zum Fokus aufgenommen.



Abbildung 5.2: Sieben der insgesamt neunzehn Strahlprofile des VCSELS, aufgenommen mit der CCD-Kamera an verschiedenen Messpunkten relativ zum Fokuspunkt. Die Aufnahmen sind in Graustufen dargestellt, wobei dunkle Flächen höhere Intensitäten aufweisen.

Die aus den Intensitätsaufnahmen berechneten Strahldurchmesser sind in einem M^2 -Graph in Abb. 5.3 dargestellt. Die Messpositionen sind relativ zur Position der fokussierenden Linse angegeben. Durch Kurvenanpassung werden anschließend die verschiedenen Parameter des Laserstrahls bestimmt. Die Ergebnisse am Ausgang sowie am Eingang des Systems sind in Tabelle 5.1 gezeigt.

Mit dem Vergrößerungsfaktor des Systems werden die tatsächlichen Strahlparameter des Lasers am Eingang des Systems umgerechnet (vgl. Abschnitt 3.5.2). Der Vergrößerungsfaktor V wird bei diesem Messverfahren experimentell bestimmt. Beim Betreiben der Laserdiode weit unter der Laserschwelle können verschiedene bekannte Merkmale des Bauelements, z.B. die Dimensionen des Laserchips, Auskoppelfläche, etc. durch

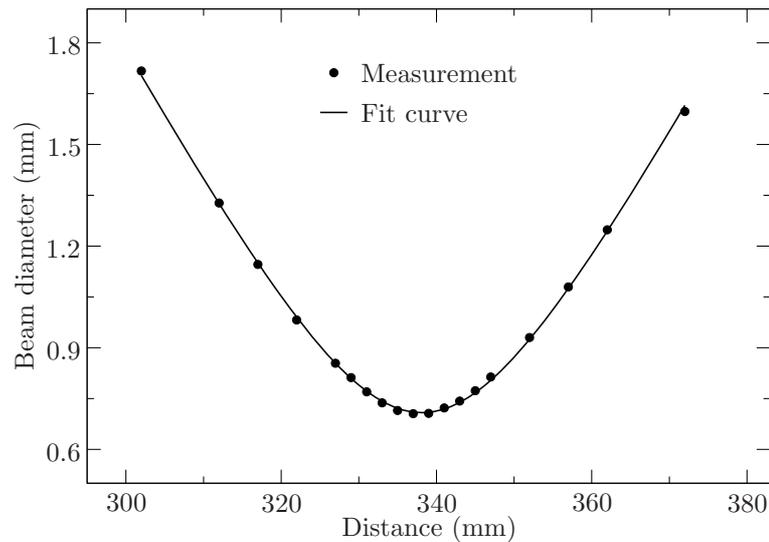


Abbildung 5.3: Graphische Darstellung der M^2 -Messung des VCSELs aus Abb. 5.2. Die berechneten Strahldurchmesser sind über den Messabstand aufgetragen (Punkte). Die Strahlparameter werden durch Kurvenanpassung (Linie) bestimmt (s. Tabelle 5.1).

die optischen Komponenten abgebildet werden, wie es in Abb. 5.4 zu sehen ist. Bei geeigneten Lichtverhältnissen sind diese Merkmale gut erkennbar. Da die Fläche des Detektors und der Pixelabstand bekannt sind, kann der Vergrößerungsfaktor bestimmt werden.

Tabelle 5.1: Die Strahlparameter des gemessenen VCSELs aus Abb. 5.3. Die Strahlparameter am Eingang des Systems wurden mit dem Vergrößerungsfaktor von 8.6 berechnet. Z_0 bezeichnet die Position der Strahltaille.

	Output beam	Input beam
M^2	24.34	24.34
$2W_0$ (μm)	708.67	82.40
Z_0 (μm)	338136	–
Θ ($^\circ$)	1.22	10.56
Z_R (μm)	16531.7	223.52

Die Laserparameter am Eingang des Systems wurden hier mit dem experimentell bestimmten Vergrößerungsfaktor von 8.6 berechnet. Der aus der obigen Messung ermittelte M^2 -Faktor beträgt etwa 24 und ist bei einer optischen Ausgangsleistung von 78 mW gemessen. Vertikallaserdioden hoher Ausgangsleistung emittieren mehrmodig, was zu einem hohen Wert des Propagationsfaktors M^2 führt. Dieser Wert hängt vom aktiven Durchmesser des Bauelements und vom Strom ab. Außerdem liegt der Tailendurchmesser mit etwa 82 μm deutlich über dem aktiven Durchmesser des VCSELs



Abbildung 5.4: Invertierte Aufnahme eines VCSELs zur Bestimmung des Vergrößerungsfaktors des optischen Systems.

(60 μm). Dies kann auf die transversale Ausbreitung der höheren Moden über dem Randbereich der aktiven Zone zurückgeführt werden. In den folgenden Kapiteln werden weitere Untersuchungen der Strahlqualität von verschiedenen VCSEL-Strukturen durchgeführt und diskutiert.

5.3 Bildverarbeitung

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Beschreibungen zur Definition des Strahldurchmessers erläutert. Die Berechnungen basieren auf der Bestimmung des zweiten Momentes nach Norm ISO-11146 [75].

5.3.1 Hintergrund-Korrekturverfahren

Das Signal der Kamera enthält neben den Bildinformationen ein Hintergrundrauschen, das durch externes Umgebungslicht oder Detektorrauschen entsteht. Eine Hintergrundkorrektur muss vor der Bestimmung der Strahlparameter durchgeführt werden, um Fehler bei der Berechnung zu vermeiden. Die Hintergrunddistribution wird durch den Mittelwert

$$\bar{E}_{\text{bg}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N E_{\text{bg}}(x, y)_i \quad (5.1)$$

und die Standardabweichung

$$\sigma_{\text{bg}} = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N \left(E_{\text{bg}}(x, y)_i - \bar{E}_{\text{bg}} \right)^2} \quad (5.2)$$

beschrieben, wobei $E_{\text{bg}}(x, y)$ die Intensitätsverteilung und N die Anzahl der Bildpunkte ist. Im Labor-Achsenystem verläuft die z -Achse entlang der Ausbreitungsrichtung des Strahls. Die x - und die y -Achse sind transversale Achsen, die waagrecht oder senkrecht verlaufen. Die Hintergrundstreuung ist durch die Differenzen zwischen den

lokalen Mittelwerten und dem gesamten Mittelwert definiert. Ist diese Streuung kleiner als die Standardabweichung, so kann das Hintergrundsignal als homogen betrachtet werden. Einfache Korrekturverfahren können durch die Subtraktion des gesamten Hintergrundbildes oder dessen Mittelwert von den Intensitätsaufnahmen durchgeführt werden. Aufgrund von Schwankungen durch Umgebungs- oder Streulicht sind genauere Korrekturverfahren erforderlich.

Berechnung der Grundlinie

Von den Eigenschaften der Hintergrunddistribution ausgehend wird entschieden, ob ein Pixel im gemessenen Bild als beleuchtet oder unbeleuchtet zu definieren ist. Ein Pixel mit einer Graustufe

$$E_{\text{im}}(x, y) > \bar{E}_{\text{bg}} + n_t \sigma_{\text{bg}} \quad \text{mit} \quad 2 < n_t < 4 \quad (5.3)$$

ist als beleuchtet definiert und soll bei der Berechnung der Strahldurchmesser berücksichtigt werden. Pixel, die diese Bedingung nicht erfüllen sind dann als unbeleuchtet zu betrachten. Die Grundlinie

$$\bar{E}_{\text{bl}} = \frac{1}{\tilde{N}} \sum_{i=1}^{\tilde{N}} \tilde{E}_{\text{im}}(x, y)_i \quad (5.4)$$

ist definiert als der Mittelwert aller unbeleuchteten Pixel \tilde{N} im Bild. $\tilde{E}_{\text{im}}(x, y)$ ist die Intensitätsverteilung unbeleuchteter Pixel. Diese Grundlinie soll dann vom gemessenen Bild abgezogen werden. Nach der Auswertung kommt es vor, dass die berechneten Strahldurchmesser an manchen Messpunkten große Abweichungen aufweisen. Dies hängt von der Streuung des Umgebungslichtes im Hintergrundbild ab. In diesem Fall kann der Faktor n_t variiert werden um Unregelmäßigkeiten zu vermeiden.

5.3.2 Berechnung der Strahldurchmesser

Die Bestimmung der Strahldurchmesser beruht auf den Berechnungen der Momente erster und zweiter Ordnung der Leistungsdichteverteilung. Diese Berechnungen sollen auf die gemessenen und korrigierten Verteilungen angewendet werden. In vielen Fällen, besonders bei Messpunkten in Fokusnähe, kann das Rauschen die Berechnungsintegrale dominieren, da die Strahlabmessungen im Vergleich zu der Detektorfläche zu klein sind. Aus diesem Grund werden die Integrale mit einer Teilmenge der Messdaten berechnet, um zuverlässige Ergebnisse zu erhalten. Die Teilmenge wird aus einer Integrationsfläche ermittelt, die durch ein Iterationsverfahren ausgewählt wird. Das Verfahren wird später ausführlich beschrieben. Aus den Zeilen- bzw. Spaltenmomenten erster Ordnung werden die Schwerpunktkoordinaten der Leistungsdichteverteilung eines Strahlquerschnitts mit

$$\bar{x}(z) = \frac{\sum_{ij} x_i E(x_i, y_j, z)}{\sum_{ij} E(x_i, y_j, z)} \quad (5.5)$$

und

$$\bar{y}(z) = \frac{\sum_{ij} y_j E(x_i, y_j, z)}{\sum_{ij} E(x_i, y_j, z)} \quad (5.6)$$

berechnet. Dabei kennzeichnet \sum_{ij} die Summe über alle Zeilen- und Spaltenbildpunkte. Die normierten Zentralmomente zweiter Ordnung, auch Varianz genannt, sind gegeben durch

$$\sigma_x^2(z) = \frac{\sum_{ij} (x_i - \bar{x}(z))^2 E(x_i, y_j, z)}{\sum_{ij} E(x_i, y_j, z)}, \quad (5.7)$$

$$\sigma_y^2(z) = \frac{\sum_{ij} (y_j - \bar{y}(z))^2 E(x_i, y_j, z)}{\sum_{ij} E(x_i, y_j, z)}. \quad (5.8)$$

Generell wird unterschieden zwischen zwei Koordinatensystemen, nämlich dem Koordinatensystem der Leistungsdichteverteilung und dem Labor-Koordinatensystem. Die Ausrichtung der Hauptachsen bei einem einfach astigmatischen Strahl⁶ kann durch den Azimutwinkel

$$\varphi(z) = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\sigma_{xy}^2(z)}{\sigma_x^2(z) - \sigma_y^2(z)} \right) \quad \text{mit} \quad \sigma_x^2(z) \neq \sigma_y^2(z) \quad (5.9)$$

erhalten werden, wobei

$$\sigma_{xy}^2(z) = \frac{\sum_{ij} (x_i - \bar{x}(z))(y_j - \bar{y}(z))E(x_i, y_j, z)}{\sum_{ij} E(x_i, y_j, z)} \quad (5.10)$$

als das Mischmoment definiert ist. $\sigma_{xy}^2(z)$ ist eine symbolische Darstellung und kein wahres Quadrat. Das Mischmoment kann folglich einen positiven oder negativen Wert annehmen oder Null sein. Der Azimutwinkel ist der Winkel zwischen den x -Achsen beider Koordinatensysteme und beschreibt daher die Rotation der Koordinatensysteme zueinander. Für den Fall, dass $\sigma_x^2(z) = \sigma_y^2(z)$, gilt

$$\varphi(z) = \text{sgn}(\sigma_{xy}^2(z)) \frac{\pi}{4}. \quad (5.11)$$

Dabei ist

$$\text{sgn}(\sigma_{xy}^2(z)) = \frac{\sigma_{xy}^2(z)}{|\sigma_{xy}^2(z)|}. \quad (5.12)$$

Beträgt die Differenz zwischen den Azimutwinkeln zweier beliebiger, nicht kreisförmiger Strahlprofile mehr als 10° , muss der Strahl als allgemein astigmatisch betrachtet werden. Die Berechnungen sollen dann nach der Wigner-Verteilung durchgeführt werden [77]. Dieser Fall trifft hier nicht zu, da die berechneten Strahlprofile eine Elliptizität größer als 0.87 aufweisen und somit als kreisförmig betrachtet werden können (s.

⁶Einfach astigmatisch ist die Eigenschaft eines Strahls, dessen Azimutwinkel bei freier Ausbreitung sowie nach Propagation durch eine Zylinderlinse (die zylindrische Achse ist parallel orientiert zu einer der Hauptachsen des Strahls) eine gleichbleibende Ausrichtung aufweist [75].

unten). Die Strahlabmessungen in Richtung der Hauptachsen sind gegeben durch

$$d_{\sigma_x}(z) = 2\sqrt{2}\sqrt{\sigma_x^2(z) + \sigma_y^2(z) + \gamma\sqrt{(\sigma_x^2(z) - \sigma_y^2(z))^2 + 4(\sigma_{xy}^2(z))^2}}, \quad (5.13)$$

$$d_{\sigma_y}(z) = 2\sqrt{2}\sqrt{\sigma_x^2(z) + \sigma_y^2(z) - \gamma\sqrt{(\sigma_x^2(z) - \sigma_y^2(z))^2 + 4(\sigma_{xy}^2(z))^2}}. \quad (5.14)$$

Dabei ergibt sich γ bei $\sigma_x^2(z) \neq \sigma_y^2(z)$ zu

$$\gamma = \operatorname{sgn}(\sigma_x^2(z) - \sigma_y^2(z)) = \frac{\sigma_x^2(z) - \sigma_y^2(z)}{|\sigma_x^2(z) - \sigma_y^2(z)|}. \quad (5.15)$$

Andernfalls bei $\sigma_x^2(z) = \sigma_y^2(z)$ sind die Strahlabmessungen durch

$$\tilde{d}_{\sigma_x}(z) = 2\sqrt{2}\sqrt{\sigma_x^2(z) + \sigma_y^2(z) + |2\sigma_{xy}^2(z)|}, \quad (5.16)$$

$$\tilde{d}_{\sigma_y}(z) = 2\sqrt{2}\sqrt{\sigma_x^2(z) + \sigma_y^2(z) - |2\sigma_{xy}^2(z)|} \quad (5.17)$$

gegeben. Als vereinfachende Maßnahme kann die Elliptizität

$$\varepsilon = \frac{\min[d_{\sigma_x}(z), d_{\sigma_y}(z)]}{\max[d_{\sigma_x}(z), d_{\sigma_y}(z)]} \quad (5.18)$$

der Leistungsdichteverteilung bestimmt werden. Sie ist definiert als das Verhältnis zwischen der kleinsten und der größten Strahlabmessung. Bei einem Wert größer als 0.87 kann das Strahlprofil an diesem Messpunkt als kreisförmig betrachtet werden. Für den Strahldurchmesser ergibt sich dann

$$d_{\sigma}(z) = 2\sqrt{2}\sqrt{\sigma_x^2(z) + \sigma_y^2(z)}. \quad (5.19)$$

Berechnung der Integrationsfläche

Um zuverlässige Ergebnisse bei der Bestimmung der Strahlabmessungen zu erhalten, ist ein Bereich bzw. eine Integrationsfläche auszuwählen. Dies ist erforderlich damit das Rauschen im Bild die Berechnungen nicht beeinflussen kann. Dazu wird ein Iterationsverfahren verwendet, das diese notwendige Anpassung durchführt. Die Ausgangswerte für das Verfahren sind die ersten Berechnungen der Schwerpunktkoordinaten $\bar{x}(z)$, $\bar{y}(z)$ und der Strahlabmessungen $d_{\sigma_x}(z)$ und $d_{\sigma_y}(z)$. Die Integrationsfläche für die folgende Berechnung soll mittig auf den Schwerpunkt des Strahls ausgerichtet sein und deren Größe jeweils das Dreifache der Strahlabmessungen in x - und y -Richtung betragen. Somit sind die neuen Integrationsgrenzen durch die Schwerpunktkoordinaten plus jeweils das Anderthalbfache der Strahlabmessungen in x - und y -Richtung definiert. Diese Integrationsfläche ist dann der Ausgangspunkt für die erneute Berechnung der

Lage und Größe des Strahls. Dieses Verfahren soll bis zur Konvergenz der Ergebnisse wiederholt werden. In Abb. 5.5 sind zwei Aufnahmen der CCD-Kamera in Graustufen dargestellt, wobei dunkle Flächen höhere Intensitäten aufweisen. Das linke Bild entspricht dabei der unveränderten Originaldatei mit der Auflösung 368×242 Pixel. Rechts ist der resultierende, für die endgültige Berechnung herangezogene Ausschnitt dargestellt. Die Bildbreite entspricht etwa dem Dreifachen des Strahldurchmessers.

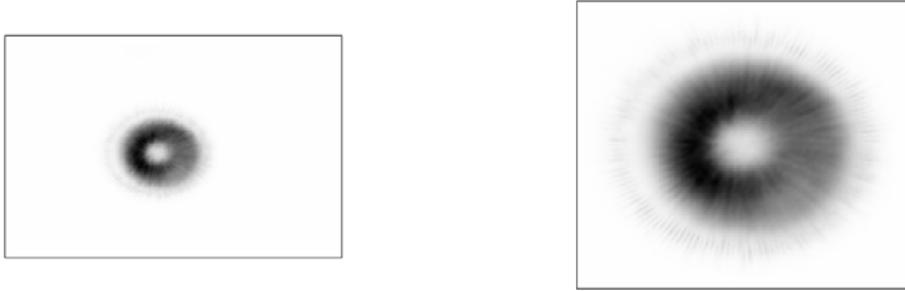


Abbildung 5.5: Eine Aufnahme (368×242 Pixel) der Intensitätsverteilung eines Strahlquerschnitts (links) und eine Vergrößerung des durch das Iterationsverfahren ausgewählten Bereichs mit der Auflösung 149×128 Pixel (rechts). Die Bilder sind in Graustufen dargestellt und mit Rahmen versehen zur Veranschaulichung der Bildgröße. Dunkle Flächen in den Aufnahmen stellen höhere Intensitäten dar.

5.3.3 Bestimmung der Strahlparameter

Die berechneten Strahldurchmesser werden über den Messpositionen aufgetragen, die aus den Dateinamen ermittelt wurden. Neben dem M^2 -Faktor werden aus der Messung der Fernfeldwinkel Θ , die Strahltaile W_0 und die Rayleigh-Länge Z_R bestimmt. Dafür wird eine hyperbolische Anpassung der gemessenen Strahldurchmesser durchgeführt. Die Funktion ist definiert als

$$d_\sigma(z) = \sqrt{a + bz + cz^2}. \quad (5.20)$$

Durch ein Kurvenanpassungsverfahren werden die Koeffizienten a , b und c der Hyperbelfunktion ermittelt. Die Strahlparameter werden nach der Gleichung (vgl. 3.54)

$$(2W(z))^2 = (2W_0)^2 + (M^2)^2 \frac{\lambda^2}{\pi^2 (2W_0)^2} (z - Z_0)^2, \quad (5.21)$$

mit den Gleichungen

$$M^2 = \frac{\pi}{8\lambda} \sqrt{4ac - b^2}, \quad (5.22)$$

$$2\Theta = \sqrt{c}, \quad (5.23)$$

$$2W_0 = \frac{1}{2\sqrt{c}} \sqrt{4ac - b^2}, \quad (5.24)$$

$$Z_R = \frac{1}{2c} \sqrt{4ac - b^2}, \quad (5.25)$$

$$Z_0 = \frac{-b}{2c} \quad (5.26)$$

bestimmt. Dabei ist Z_0 die Messposition der Strahltaile. Da sich die ermittelten W_0 , Θ und Z_R bei der Transmission durch das Linsensystem ändern, beziehen sie sich auf den Strahl am Ausgang des optischen Systems. Dagegen bleibt der Propagationsfaktor M^2 unverändert (s.a. Tabelle 5.1).

Die mit dem M^2 -Programm durchgeführten Berechnungen werden in einer Textdatei gespeichert. Diese Datei enthält unter anderem die Momente erster und zweiter Ordnung sowie die Strahlabmessungen für jeden Iterationsschritt. Typischerweise sind 3 bis 5 Iterationen erforderlich. In Tabelle 5.2 sind fünf zu den Intensitätsprofilen in Abb. 5.2 gehörige Messdaten aus der Ausgabedatei des M^2 -Programms zusammengefasst. Im Fokuspunkt ist der Detektor am wenigsten beleuchtet, weshalb die Dimensionen der Aufnahme bei der endgültigen Iteration am kleinsten sind. Abschließend ist in Abb. 5.6 ein Flussdiagramm dargestellt, das die Messung der Strahlqualitätsanalyse veranschaulicht. Das Diagramm fasst den gesamten Ablauf einer M^2 -Messung zusammen und zeigt die bereits ausführlich behandelten Prozeduren des M^2 -Programms.

Tabelle 5.2: Die Ausgabedatei des N^2 -Programms für 5 der 7 Intensitätsprofile aus Abb. 5.2. Die Strahlmessungen sind in Mikrometer, die Azimutwinkel in Grad und die Dimensionen (Zeile bzw. Spalte) sind in Pixel gegeben. Jede Tabellenzeile entspricht einem Iterationsablauf zur Bestimmung der Integrationsfläche.

File name	Distance	$\bar{x}(z)$	$\bar{y}(z)$	$\sigma_x^2(z)$	$\sigma_y^2(z)$	$\sigma_{xy}^2(z)$	$\varphi(z)$	$d_{\sigma_x}(z)$	$d_{\sigma_y}(z)$	$d_{\sigma}(z)$	ε	Row	Column
565.bmp (-35 mm)	372 mm	3061.80	2401.81	163600	159189	1335.13	15.59	1619.74	1594.07	1606.96	0.98	242	368
		2448.50	2402.03	160675	158336	707.06	15.57	1604.36	1590.67	1597.53	0.99	242	286
		2431.47	2402.04	160598	158311	689.14	15.54	1603.94	1590.57	1597.27	0.99	242	284
580.bmp (-20 mm)	357 mm	3063.35	2391.78	81169.50	77306.60	-1972.40	-22.80	1145.42	1106.18	1125.97	0.96	242	368
		1735.13	1681.89	73317.60	72683.30	-236.40	-18.35	1083.67	1077.81	1080.74	0.99	170	202
		1649.90	1642.50	73187.20	72589.10	-257.63	-20.37	1082.83	1076.98	1079.91	0.99	166	192
		1632.86	1642.49	73158.30	72558.60	-260.32	-20.48	1082.63	1076.75	1079.69	0.99	165	191
600.bmp (Focus)	337 mm	3084.21	2394.39	44343.70	37487.40	-1786.15	-13.76	846.46	769.93	809.10	0.90	242	368
		1296.44	1172.80	31646.40	31294.80	-1433.18	-41.50	725.69	693.12	709.59	0.95	118	150
		1109.00	1054.52	31160.40	30997.80	-1493.46	-43.44	721.93	687.99	705.17	0.95	106	129
		1091.95	1054.52	31156.10	30997.90	-1493.19	-43.48	721.91	687.97	705.14	0.95	106	128
610.bmp (+10 mm)	327 mm	3096.32	2396.49	63389.20	49995.10	-1292.85	-5.46	1008.07	893.27	952.40	0.88	242	368
		1531.64	1352.73	47944.00	44594.60	-1513.44	-21.05	881.15	839.16	860.41	0.95	137	178
		1344.32	1273.79	47158.00	44178.90	-1567.12	-23.22	874.80	834.32	854.80	0.95	129	156
		1327.28	1273.75	47089.70	44118.50	-1607.21	-23.62	874.46	833.45	854.20	0.95	128	155
620.bmp (+20 mm)	317 mm	3099.24	2395.28	110448.0	85102.30	5635.53	11.98	1336.53	1158.66	1250.76	0.86	242	368
		2032.37	1767.33	88071.40	78380.60	-523.74	-3.08	1187.26	1119.66	1153.96	0.94	178	236
		1794.48	1708.35	86365.40	77903.40	-652.69	-4.38	1175.86	1116.09	1146.36	0.94	172	210
		1777.48	1688.67	86244.10	77867.90	-667.75	-4.52	1175.05	1115.81	1145.82	0.94	171	208

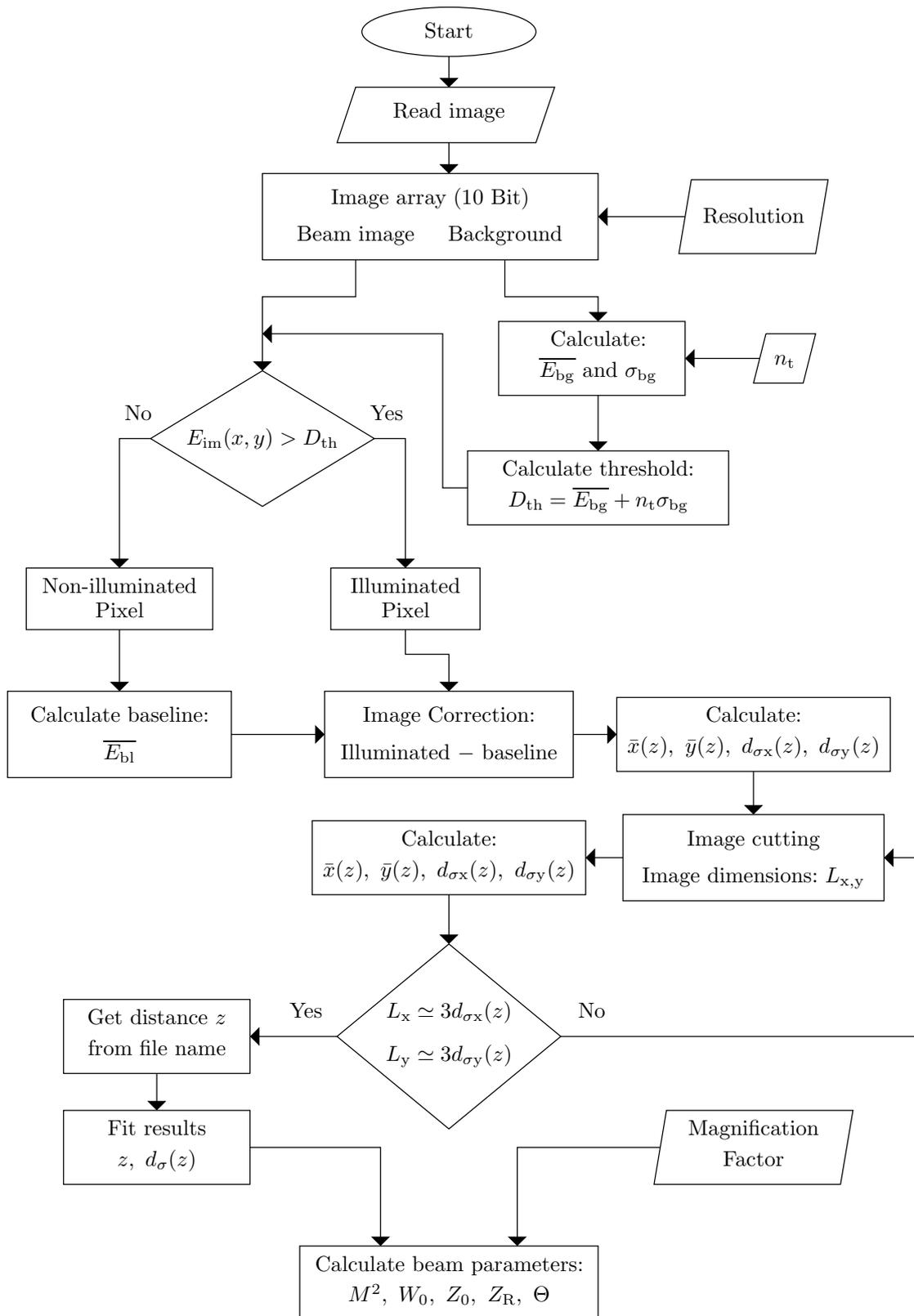


Abbildung 5.6: Flussdiagramm des M^2 -Programms für die Strahlqualitätsanalyse.

5.4 Alternative Messverfahren

Bei der hier vorgestellten Messmethode zur Bestimmung des M^2 -Faktors handelt es sich um eine Messung, bei der eine CCD-Kamera für die Aufnahme der Intensitätsprofile zum Einsatz kommt. Dabei wird die CCD-Kamera manuell auf der Propagationsachse bewegt und die Intensitätsprofile an den jeweiligen Messpunkten gespeichert. Ein Vorteil dieser Messmethode ist, dass neben der Bestimmung des M^2 -Faktors und anderer Strahlparameter wie z.B. Divergenzwinkel und Strahltaille zweidimensionale Bilder der Strahlprofile des Lasers für weitere Zwecke aufgenommen werden können. Außerdem kann bei der manuellen Justage und Messung jeder Schritt überwacht und kontrolliert werden und gegebenenfalls auftretende Störungen bei den Laserdioden oder den Systemkomponenten gleich erkannt werden. Ein Nachteil der hier eingesetzten Messmethode liegt darin, dass die Durchführung einer M^2 -Messung mit einer Dauer von ca. 15 Minuten relativ zeitaufwendig ist. Weiterhin ist es nicht auszuschließen, dass Ungenauigkeiten beim Ablesen der Messpositionen besonders bei kleinen Messabständen auftreten können. Es besteht jedoch die Möglichkeit, das M^2 -Programm zu erweitern und die Messmethode weiter zu automatisieren. Es ist besonders in Fokusnähe zu beachten, dass die berechneten Strahldurchmesser mindestens das Zwanzigfache des Pixelabstandes der CCD-Kamera betragen sollen [75]. Für die hier verwendeten Kameras LaserCam-3D und LaserCam-HR bedeutet dies minimale Strahldurchmesser von etwa 200 μm bzw. 135 μm (s. Abschnitt 5.1.2). Durch diese Forderung ergibt sich die Notwendigkeit alternativer Messverfahren gerade bei Strahlen mit M^2 -Faktoren kleiner 10. Bei der Charakterisierung von Laserdioden hoher Ausgangsleistung treten aufgrund der großen Strahldurchmesser keine für das Verfahren kritischen Abmessungen auf.

In den verschiedenen Messverfahren zur Bestimmung der Strahlqualität ist die Berechnung der Strahldurchmesser der wichtigste Punkt. Ein aussagekräftiges und präzises Messverfahren ist die Methode des zweiten Momentes, wie in diesem Kapitel beschrieben. Diese Methode erfordert in der Praxis eine sorgfältige Aufnahme von Intensitätsprofilen und genaue Berechnungen des ersten und zweiten Momentes, gilt jedoch als die fundamentale Methode für jede Art von Laserstrahlen, besonders solche mit ungleichförmigem Intensitätsprofil. Die im Folgenden beschriebenen alternativen Messmethoden [78], ([51], Kap. 23) zur Bestimmung der Strahldurchmesser beruhen auf der Messung der Leistung des Laserstrahls mit einem Leistungsdetektor in Abhängigkeit von der Position z.B. eines Schlitzes oder einer Apertur.

Die Bestimmung der Strahlparameter bei diesen alternativen Verfahren kann z.B. durch standardisierte Methoden erfolgen. Bei diesen Methoden, die sich für die Messung von direkten (ohne optische Komponente) bzw. indirekten Laserstrahlen eignen, reicht die Messung von 3 bis 4 Strahldurchmessern und deren Positionen aus, um die Strahlparameter zu berechnen ([51], Kap. 23), [79]. Bei kommerziellen Messgeräten, die alternative Messverfahren verwenden, kommen dagegen automatisierte und aufwendigere Mess- und Analysemethoden zum Einsatz.

5.4.1 Methode der verstellbaren Apertur

Eine kreisförmige Blende mit verstellbarem Durchmesser wird in dieser Methode vor einem Detektor eingesetzt. Zuerst wird die maximale Leistung am Detektor gemessen. Durch das Variieren des Aperturdurchmessers wird die Leistung schrittweise um etwa 5 % reduziert. Wenn der Wert am Detektor bei einer Messposition 86.5 % der maximalen Leistung beträgt ($P_{86.5}$), dann werden bei zwei Messpunkten des nächst größeren und kleineren Aperturdurchmessers d_1 und d_2 die entsprechenden Leistungen P_1 bzw. P_2 gemessen. Abschließend kann der Strahldurchmesser anhand der gemessenen Parameter bestimmt werden als

$$d = d_1 + \left[\frac{(P_{86.5} - P_1)(d_2 - d_1)}{(P_2 - P_1)} \right]. \quad (5.27)$$

Da der so berechnete Strahldurchmesser nicht auf der Bestimmung des zweiten Momentes beruht, besteht die Möglichkeit, durch eine Korrekturformel [78] den Strahldurchmesser des zweiten Momentes zu bestimmen.

5.4.2 Der bewegliche Schlitz

In diesem Verfahren wird ein Schlitz, dessen Breite nicht mehr als das 1/20-fache des zu messenden Strahldurchmessers betragen soll, lateral über den Laserstrahl bewegt. Der Strahldurchmesser entspricht der Differenz zwischen zwei entgegengesetzten Messpositionen, in denen jeweils 13.5 % der maximalen Leistung am Detektor gemessen wird. Dieser Strahldurchmesser kann, wie bei der vorherigen Methode, durch eine Korrekturformel angepasst werden. Ein kommerzielles Messgerät, das das Prinzip des beweglichen Schlitzes verwendet, ist das BeamScope der Firma DataRay. Mit einem Messkopf, der zwei orthogonal zueinander liegende Spalten besitzt, wird der Laserstrahl abgetastet. Somit erhält man den Intensitätsverlauf in vertikaler sowie lateraler Richtung, was für ungleichförmige Laserstrahlen von Vorteil ist. Mit einer verschiebbaren Fokussierlinse wird die Position der Strahltaile verschoben, so dass die Leistungsaufnahme an verschiedenen Messpositionen erfolgen kann.

5.4.3 Die Messerschneide-Methode

Ein einfacheres und weitverbreitetes Messverfahren ist das sogenannte Messerschneide-Verfahren (knife edge). In dieser Methode wird eine Schneide senkrecht zur Ausbreitungsrichtung durch den Laserstrahl gefahren und die transmittierte Intensität in Abhängigkeit von der Schneideposition mit einem großflächigen Detektor gemessen. Der Strahlradius ist proportional zu einer Schneidebreite D_c (clip width), die durch die Differenz von zwei Schneidepositionen definiert ist. Bei diesen Schneidepositionen

beträgt die transmittierte Intensität εP_0 bei der unteren und $(1 - \varepsilon)P_0$ bei der oberen Position. Dabei ist P_0 die gesamte Leistung und durch

$$P_0 = \iint_{-\infty}^{+\infty} I(x, y) dx dy \quad (5.28)$$

gegeben. Für diese Messmethode sind Parameter im Bereich von $\varepsilon \approx 8.5$ bis 11.6% für viele reale Laserstrahlen anwendbar [80]. D_c ist eine einfach zu messende Größe, die jedoch nicht der theoretischen und aussagekräftigen Standardabweichung σ entspricht. Deshalb wird ein Skalierungsfaktor S eingeführt, sodass $\sigma = D_c/S$ gilt. Für $w \equiv 2\sigma_x$ (vgl. Gleichung 3.39) und $\varepsilon = 10\%$ kann ein Skalierungsfaktor von 2.563 verwendet werden [80]. Diese Umrechnung ist mit unvermeidbarer Messunsicherheit behaftet, da der Skalierungsfaktor und die Wahl von ε stark von der Form des Strahlprofils abhängig sind.

Für die Charakterisierung von Bauelementen hoher Strahlqualität wurde das Messgerät ModeMaster der Firma Coherent eingesetzt. Der Kern des Gerätes besteht aus einer rotierenden Trommel, die zwei Schneiden enthält. Die Schneiden werden in den Strahl in zwei transversale Richtungen gefahren, die senkrecht zueinander liegen. In einer Sekunde, in der die Trommel 10 Rotationen absolviert, werden 40 Messungen des Strahldurchmessers durchgeführt [46]. Vor Beginn der Messung, die etwa 20 Sekunden dauert, ist eine vom System erforderliche Justageprozedur durchzuführen. Die Parameter des internen sowie externen Laserstrahls werden berechnet und am Bildschirm dargestellt.

5.4.4 Abschließende Bemerkungen

Die alternativen Messmethoden zur Bestimmung der Strahlqualität sind einfach und liefern für gauß-ähnliche Laserstrahlen akzeptable Ergebnisse. Bei diesen Methoden stimmen die Ergebnisse nur näherungsweise miteinander überein. Tabelle 5.3 zeigt einen Vergleich zwischen theoretisch berechneten Strahldurchmessern verschiedener Verfahren. Um einen Überblick über die Strahlqualität verschiedener Lasersysteme zu geben, sind in Tabelle 5.4 einige Werte von M^2 -Faktoren unterschiedlicher Lasertypen aufgelistet. Die gemessenen M^2 -Faktoren sind Messbeispiele und können daher je nach Messverfahren und Aufbau variieren. Die Angaben beziehen sich auf die Wellenlänge und die Ausgangsleistung des jeweiligen Lasersystems und hängen von vielen Faktoren, z.B. von der Messmethode, den Systemkomponenten, der Pumpquelle und der Resonatorgeometrie ab. Zur Bestimmung der Strahlqualität der in dieser Arbeit hergestellten Vertikallaserdioden wurde neben der CCD-Kamera das kommerzielle Strahlanalysegerät ModeMaster eingesetzt. Speziell bei Bauelementen hoher Strahlqualität ist der Einsatz dieses Strahlanalysegeräts aufgrund der vorher genannten Einschränkungen erforderlich. Ein wichtiger Vorteil dieses Messgeräts ist die einfache und schnelle Durchführung einer M^2 -Messung. Ein Vergleich zwischen den Messergebnissen bei

Tabelle 5.3: Theoretische Strahldurchmesser bei Anwendung verschiedener Messmethoden ([51], Kap. 23).

Intensity profile	Variable aperture	Knife edge	Moving slit	Second moment
Gaussian beam with beam radius w	$2w$	$2w$	$2w$	$2w$
Gauss-Laguerre mode TEM ₃₀ with Gaussian beam radius w	$5.08w$	$5.95w$	$5.09w$	$5.29w$

dem ModeMaster und der Methode des zweiten Momentes zeigt, besonders für Bauelemente mit hohen M^2 -Faktoren ($M^2 > 20$), keinen wesentlichen Unterschied. Bei dem Einsatz von CCD-Kameras zur Bestimmung des M^2 -Faktors bleiben die Kosten eines solchen Messsystems weit hinter denjenigen kommerzieller Anbieter zurück.

Tabelle 5.4: Ein Vergleich von M^2 -Faktoren verschiedener Laserarten. Die Emissionswellenlänge kann besonders bei VCSEL-basierten Lasersystemen von der angegebenen Designwellenlänge leicht abweichen.

Laser	λ (nm)	P (W)	M^2	B (10^5 W/(cm ² sr))	Reference
Nd:YAG ⁷	1064	20	≈ 1	≈ 17000	([51], Chap. 5)
		400	90	44	
		1500	100	132	
HeNe ⁸	633	0.005	≈ 1	≈ 12	([51], Chap. 5)
CO ₂ ⁹	10600	500	≈ 1	≈ 4300	([51], Chap. 5)
		3000	2	6675	
		10000	3	9889	
RWG-laser ¹⁰	920	0.038	1.28	27.4	[81]
OP-VECSEL ¹¹	980	1.3	1.2	940	[82]
		7.8	2	2180	
SHG ¹²	485	0.14	1.11	483	
		0.19	1.39	418	
EP-VECSEL ¹³	980	0.5	≈ 1.1	≈ 430	[16]
		0.04	5.7	1.3	Chap. 7
SHG	488	0.005		≈ 14.6	
		... 0.015	≈ 1.2	... 43.7	
VCSELs					
Single-mode	850	0.0035	1.25	3.1	[84]
Multimode	850	0.0044	3.4	0.53	[84]
Single-mode	980	0.0119	1.54	5.3	Chap. 8
Multimode	980	0.039	20.7	0.1	[85]
High-power	980	0.160	58	0.05	[86]

⁷Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat.

⁸Helium-Neon.

⁹Kohlendioxid.

¹⁰Ridge-waveguide laser (4 μ m).

¹¹Optically pumped VECSEL (cavity length 92 mm).

¹²Second harmonic generation.

¹³Electrically pumped VECSEL.

6 Substratseitig emittierende Laserdioden

Die folgende Darstellung der experimentellen Ergebnisse von substratseitig emittierenden Laserdioden ist in zwei Abschnitte unterteilt. Der erste Abschnitt behandelt Standard-Bauelemente, Laserdioden hoher Ausgangsleistung und Laser-Arrays. Im zweiten Abschnitt werden die Eigenschaften von Laserchips (s. Abschnitt 4.2) dargestellt.

6.1 Standard-Bottom-Emitter

Die Charakterisierung der Standard-Laserdioden erfolgt direkt auf dem Wafer mit einer Messnadel für den elektrischen positiven Anschluss. Das Aufsetzen der Nadel auf die Mesa-Strukturen wird über eine CCD-Kamera kontrolliert. Die Probe wird auf einem Kupferhalter befestigt und mit Vakuum angesaugt, wobei der Halter durch den Kontakt mit dem metallisierten Substrat als elektrischer negativer Kontakt dient. Die Messungen werden bei Raumtemperatur durchgeführt. Zur Bestimmung der Emissionswellenlänge wird die Laserstrahlung in eine Glasfaser eingekoppelt und mit einem Spektrometer analysiert.

6.1.1 Elektrische und optische Charakteristika

Typische Betriebskennlinien und Emissionsspektren von zwei Bauelementen mit $7\ \mu\text{m}$ und $21\ \mu\text{m}$ aktiven Durchmessern sind in Abb. 6.1 dargestellt. Die Probe besitzt standardmäßig drei verspannungskompensierte Quantenfilme und zwanzig n-DBR-Spiegelperioden. Der VCSEL mit $7\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser weist einen relativ kleinen Schwellstrom auf und emittiert eine maximale optische Leistung von $12\ \text{mW}$. Das größere Bauelement mit vergleichbarem differentiellen Quantenwirkungsgrad η_d und maximaler Konversionseffizienz $\eta_{c,\text{max}}$ zeigt eine maximale Leistung von $26\ \text{mW}$. Die aus den Kennlinien ermittelten Laserparameter sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die Messung auf dem Wafer erfolgt relativ schnell, bietet aber keine effiziente Wärmeabfuhr, da das zu messende Bauelement keinen direkten Kontakt mit dem Kupferhalter besitzt. Dabei dient das Substrat mit einer Dicke zwischen 150 und $200\ \mu\text{m}$ als Wärmesenke mit begrenzter Wärmekapazität. Besonders bei großen Bauelementen kann eine Lasertätigkeit aufgrund der ineffizienten Wärmeabfuhr nicht erreicht werden. Daher wurden Laserdioden nur bis zu einem aktiven Durchmesser von etwa $50\ \mu\text{m}$ gemessen. Diese Messmethode eignet sich, um die elektrischen und optischen Eigenschaften von Proben zu untersuchen, bevor weitere Charakterisierungen und

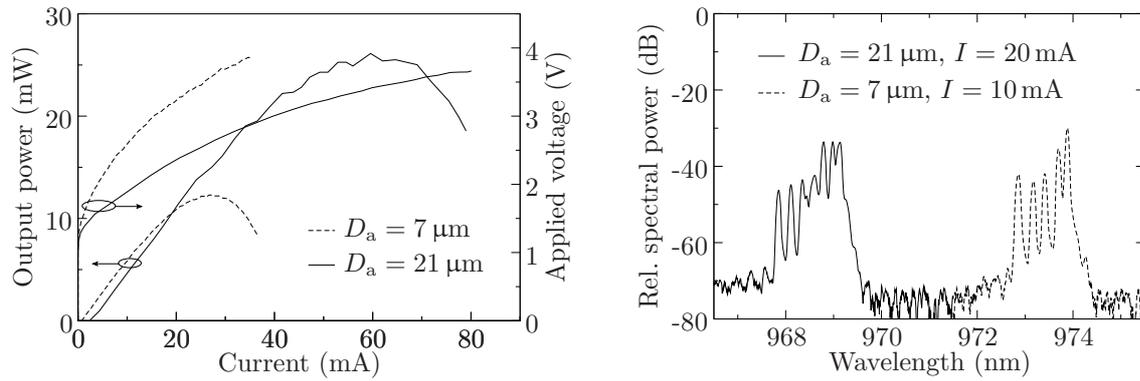


Abbildung 6.1: Leistungs- und Spannungskennlinien zweier Bauelemente mit unterschiedlichen aktiven Durchmessern (links). Die Emissionsspektren der VCSEL sind rechts im Bild dargestellt.

aufwendige Montagen in Frage kommen. Die Emissionsspektren der Bottom-Emitter (Abb. 6.1 rechts) zeigen eine mehrmodige Emission in einem Wellenlängenbereich von etwa 2 nm.

Tabelle 6.1: Elektrische und optische Parameter der Bauelemente aus Abb. 6.1.

D_a (μm)	7	21
I_{th} (mA)	0.43	2.35
$P_{\text{opt,max}}$ (mW)	12	26
η_d (%)	47	47
$\eta_{c,\text{max}}$ (%)	26.8 @ 4.3 mA	25 @ 11 mA

Bei den nächsten Generationen von Laserdioden wurde die VCSEL-Struktur weiter optimiert und die Anzahl der Quantenfilme verdoppelt, wie es bereits in Kap. 2 beschrieben wurde. Weiterhin wurde zum Teil die Anzahl der Spiegelperioden des n-DBRs auf 17 reduziert. Betriebskennlinien von VCSELn mit 2×3 Quantenfilmen und $21 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser sind in Abb. 6.2 zu sehen. Durch die Reduzierung der Auskoppelreflektivität nehmen der Schwellstrom und die Ausgangsleistung zu. Beim Vergleich mit dem VCSEL aus Abb. 6.1 ($D_a = 21 \mu\text{m}$) ergibt sich eine deutliche Erhöhung des differentiellen Quantenwirkungsgrads auf 65 % (20 n-DBR) bzw. 74 % (17 n-DBR). Damit führen diese Optimierungen der Schichtstruktur zu erkennbaren Verbesserungen der Emissionseigenschaften. Bei einem VCSEL mit $29 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser (Abb. 6.3 links) konnte eine weitere Steigerung der maximalen Ausgangsleistung auf 53 mW erzielt werden. Der Schwellstrom liegt bei etwa 8 mA und der differentielle Quantenwirkungsgrad beträgt 72 %. Das Emissionsspektrum, gemessen bei 50 mA, ist in Abb. 6.3 rechts dargestellt. Die durchschnittliche maximale Konversionseffizienz liegt bei etwa 25 %.

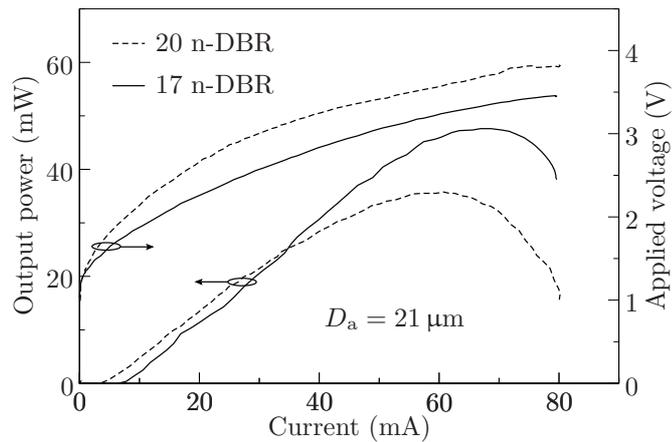


Abbildung 6.2: Betriebscharakteristika von Bauelementen mit 2×3 Quantenfilmen und unterschiedlicher Anzahl an n-DBR-Spiegelperioden.

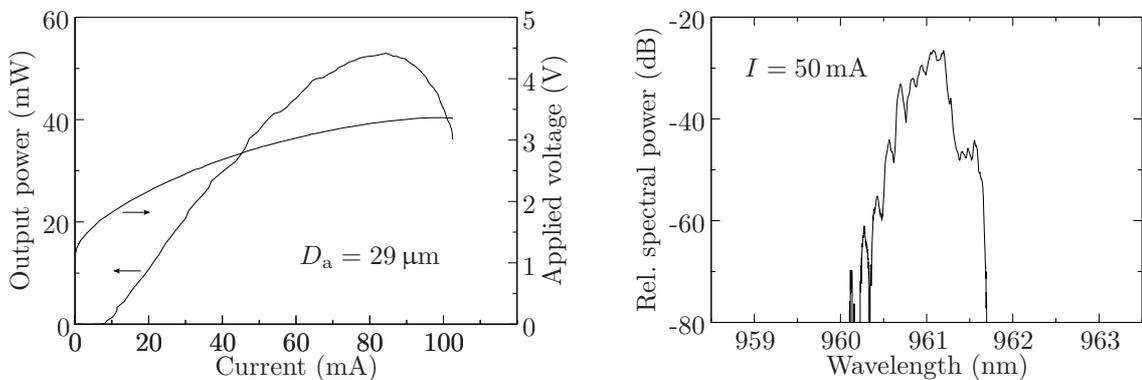


Abbildung 6.3: Betriebskennlinien und Emissionsspektrum eines VCSELs mit 17 n-DBR-Spiegelperioden und $29 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser.

6.1.2 Laserdioden hoher Ausgangsleistung

Die im vorherigen Abschnitt dargestellten Ergebnisse zeigen, daß eine weitere Leistungssteigerung durch die Vergrößerung des aktiven Bereiches erzielt werden kann. Ab einem bestimmten aktiven Durchmesser nimmt die Leistung aufgrund der starken Temperaturerhöhung mit zunehmender Bauelementgröße ab. Daher ist eine effiziente Wärmeabfuhr bei hohen Ausgangsleistungen unerlässlich. Weitere ausführliche Untersuchungen zum Skalierungsverhalten von Vertikallaserdioden hoher Ausgangsleistung sind in [87,88] zu finden. In Abb. 6.4 sind Betriebskennlinien von VCSELn mit $134 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser dargestellt. Der n-DBR besteht aus 20 Spiegelperioden und die aktive Zone aus 3 bzw. 2×3 Quantenfilmen ohne Verspannungskompensation. Die Laserdioden emittieren mehrmodig in einem Wellenlängenintervall zwischen 2 und 3 nm, wie in Abb. 6.5 zu sehen ist. Die Bauelemente wurden mit Gold-Zinn-Lot auf Diamantwärmeverteiler gelötet und danach auf Kupferwärmesenken montiert. Maximale Ausgangsleistungen von 276 und 335 mW wurden mit den VCSELn mit 3 bzw.

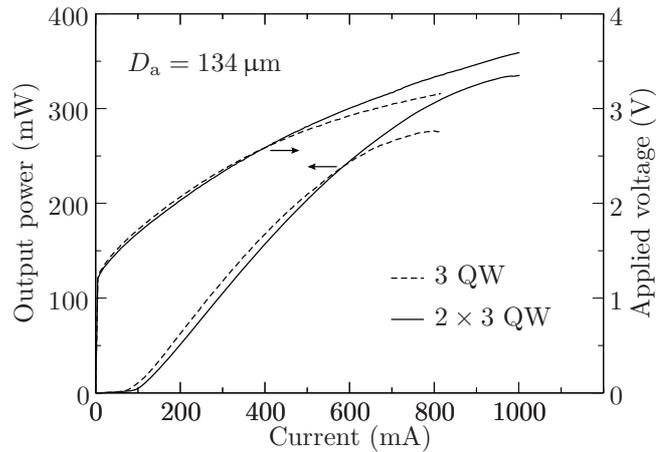


Abbildung 6.4: Betriebskennlinien von Laserdioden hoher Ausgangsleistungen mit 3 bzw. 2×3 Quantenfilmen. Der aktive Durchmesser der auf Diamantwärmeverteiler montierten Bauelemente beträgt $134 \mu\text{m}$.

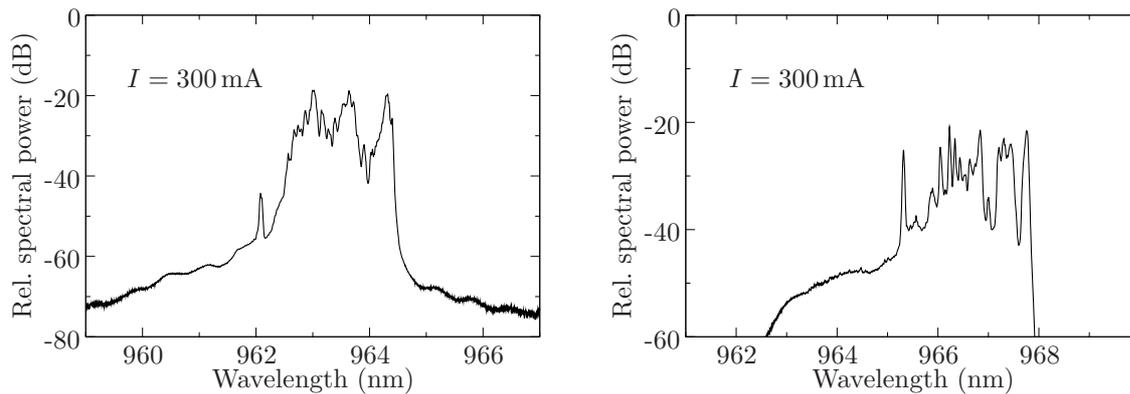


Abbildung 6.5: Emissionsspektren der Bauelemente aus Abb. 6.4 gemessen bei 300 mA.

2×3 Quantenfilmen erzielt. Der differentielle Quantenwirkungsgrad beträgt bei beiden Proben 40 %. Die maximale Konversionseffizienz nimmt bei größeren Bauelementen ab und beträgt bei der hier verwendeten Aufbautechnik etwa 15 %. Neben einzelnen großflächigen Laserdioden für hohe Ausgangsleistungen wurden Laser-Arrays aus mehreren identischen Bauelementen hergestellt. Das Laser-Array in Abb. 6.6 emittiert eine Ausgangsleistung von 830 mW bei 16 parallel betriebenen VCSELn, die auf Wärmeverteiler montiert sind. Der Schwellstrom beträgt 0.6 A und die Konversionseffizienz liegt bei etwa 11 %. Die VCSEL im Array haben aktive Durchmesser von $49 \mu\text{m}$ und sind in einem rechtwinkligen Gitter im Abstand von $500 \mu\text{m}$ zueinander angeordnet (s. Abb. 4.20).

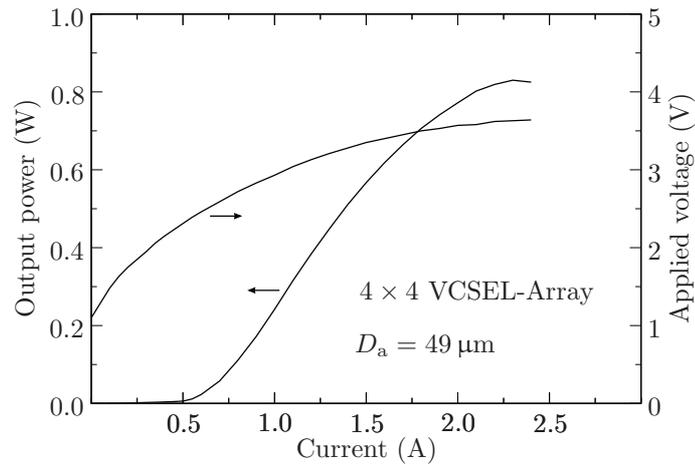


Abbildung 6.6: Betriebscharakteristik eines Laser-Arrays aus 16 Bauelementen mit jeweils $49\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser. Eine Aufnahme des montierten Laser-Arrays ist in Abb. 4.20 zu sehen.

Strahlqualität

Die Strahlqualität von VCSELn hoher Ausgangsleistung wurde hauptsächlich mit der in Kap. 5 beschriebenen Methode untersucht. Die Aufnahme der Intensitätsprofile des VCSELs mit 3 Quantenfilmen aus Abb. 6.4 erfolgte bei einem Strom von 400 mA. In Abb. 6.7 ist der Strahldurchmesser über der Messposition aufgetragen.

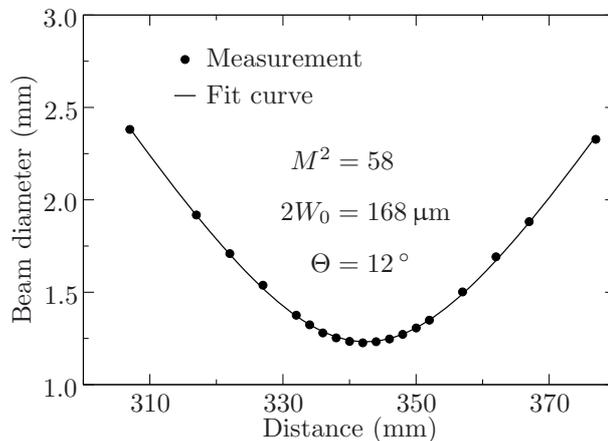


Abbildung 6.7: M^2 -Graph des VCSELs mit 3 Quantenfilmen aus Abb. 6.4, aufgenommen bei 400 mA.

Aus der Anpassungskurve ergibt sich ein Strahltaillendurchmesser von $168\ \mu\text{m}$, ein Fernfeldwinkel von 12° und ein M^2 -Faktor von 58. Dieser hohe Wert zeigt, wie sich großflächige aktive Bereiche negativ auf die Strahlqualität auswirken. Im Allgemeinen steigt der M^2 -Faktor mit zunehmendem aktivem Durchmesser an und kann je nach Bauelement mit dem Betriebsstrom verschiedene Werte annehmen. Weitere Beispiele für solches Verhalten werden im nächsten Abschnitt präsentiert.

6.2 Laserchips

Der Begriff Laserchip bezeichnet in dieser Arbeit ein Waferstück von $1.7 \times 1.7 \text{ mm}^2$ Fläche, auf dem mehrere Laserdioden verschiedener Größe angeordnet sind (vgl. Abschnitt 4.2). Der Unterschied zu den Laser-Arrays liegt darin, dass die Laserchips auf einer strukturierten Halbleiter-Wärmesenke montiert sind und individuell angesteuert werden können. Die Laserchips ermöglichen damit eine relativ schnelle Untersuchung von mehreren VCSELn, die durch einen einzigen Lötprozess montiert sind. Im Folgenden werden Messergebnisse bei Raumtemperatur von zwei unterschiedlichen Proben dargestellt. Sie bestehen aus 3 bzw. 2×3 Quantenfilmen mit 20 bzw. 17 n-DBR-Spiegelperioden.

6.2.1 Messergebnisse

3 Quantenfilme

Die Laserchips enthalten 2×9 Bauelemente mit 3 Quantenfilmen. Betriebskennlinien von 4 verschiedenen VCSELn mit 23, 48, 68 und $88 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser sind in Abb. 6.8 dargestellt. Das rechte Bild zeigt das eindeutig mehrmodige Emissionsverhalten des VCSELs mit $23 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser.

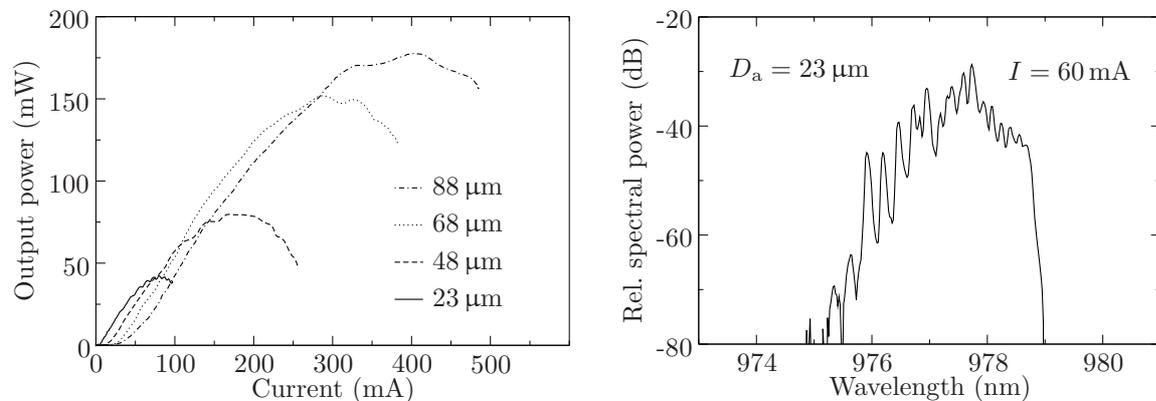


Abbildung 6.8: Leistungskennlinien verschiedener VCSEL aus einem Laserchip mit 3 Quantenfilmen und 20 Spiegelperioden. Rechts im Bild ist ein Emissionsspektrum des VCSELs mit $23 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser dargestellt.

Eine maximale Ausgangsleistung von 177.5 mW wurde mit dem VCSEL mit $88 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser erzielt. Weitere aus den Kurven ermittelte Parameter sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst. Die maximalen Konversionseffizienzen liegen bei etwa 14% und sind im Vergleich zu den Standard-Bottom-Emittern (Abschnitt 6.1) deutlich gesunken. Die angelegten Spannungen betragen bei den maximalen optischen Leistungen etwa 5 bis 7 V. Diese hohen Spannungen sind möglicherweise auf zusätzliche Spannungen zurückzuführen, die auf den Leiterbahnen des Trägers abfallen.

Tabelle 6.2: Elektrische und optische Parameter des Laserchips aus Abb. 6.8.

D_a (μm)	23	48	68	88
I_{th} (mA)	3.8	12.9	29.8	37.4
$P_{\text{opt,max}}$ (mW)	40.4	79.5	151.8	177.5
η_d (%)	59	52	62	54

2×3 Quantenfilme

Wie bereits aus den vorherigen Messungen absehbar ist, weist die Probenstruktur mit 2×3 Quantenfilmen und 17 Spiegelperioden deutlich höhere Ausgangsleistungen und differentielle Quantenwirkungsgrade auf, wobei die VCSEL relativ hohe Schwellströme zeigen. Optische Ausgangsleistungen und Emissionsspektren von Laserdioden mit 25, 50, 70 und 90 μm aktivem Durchmesser sind in Abb. 6.9 dargestellt. Das Bauelement mit 25 μm aktivem Durchmesser emittiert eine um etwa 17 mW höhere Ausgangsleistung als der um 4 μm größere unmontierte VCSEL in Abb. 6.3. Eine maximale Ausgangsleistung von 238.6 mW wurde beim VCSEL mit 90 μm aktivem Durchmesser erzielt. Weitere Parameter wie der Schwellstrom und der Quantenwirkungsgrad der vier VCSEL sind in Tabelle 6.3 aufgelistet.

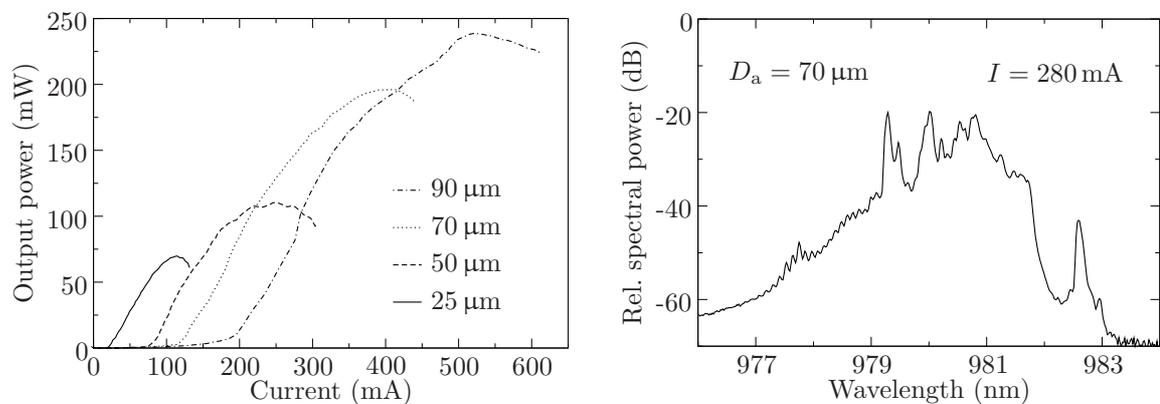


Abbildung 6.9: Leistungskennlinien verschiedener VCSEL aus einem Laserchip mit 2×3 Quantenfilmen und 17 Spiegelperioden. Rechts im Bild ist ein Emissionsspektrum des VCSELs mit 70 μm aktivem Durchmesser dargestellt.

Die Schwellströme der Laserchips mit 2×3 Quantenfilmen sind im Vergleich zu den Bauelementen mit 3 Quantenfilmen deutlich höher. Die angelegten Spannungen bei den maximalen optischen Leistungen liegen bei etwa 4 V. Auch hier betragen die maximalen Konversionseffizienzen etwa 14 %. Im Allgemeinen kann der Aufbauprozess der Laserchips durch die entstehenden hohen Temperaturen und Verspannungen zu Degradationen der Laserdioden führen.

Tabelle 6.3: Elektrische und optische Parameter des Laserchips aus Abb. 6.9.

D_a (μm)	25	50	70	90
I_{th} (mA)	21	75.9	117.6	190.7
$P_{\text{opt,max}}$ (mW)	69.8	110.4	196.1	238.6
η_d (%)	75	76	78	70

6.2.2 Abstrahlcharakteristik und Strahlqualität

Im Folgenden sind die Messergebnisse des Laserchips mit 3 Quantenfilmen und 20 n-DBR-Spiegelperioden dargestellt. Die Strahlqualität der Laserchips wurde hier mit dem bereits in Abschnitt 5.4 vorgestellten Strahlanalysegerät ModeMaster untersucht. Die M^2 -Faktoren der VCSEL mit 23 und 68 μm aktivem Durchmesser aus Abb. 6.8 sind in Abb. 6.10 in Abhängigkeit vom Strom dargestellt. Das größere Bauelement rechts im Bild weist höhere Werte auf, die über einem Bereich von 17 variieren. Der durchschnittliche M^2 -Faktor beträgt 44. Mit der Verringerung des aktiven Durchmessers verbessert sich die Strahlqualität, wie es bei dem VCSEL mit 23 μm aktivem Durchmesser zu sehen ist. Dabei beträgt der M^2 -Faktor im Durchschnitt 15. Die M^2 -Werte schwanken hier relativ leicht mit dem Strom in einem Intervallbereich von 4. Aufgrund der hohen M^2 -Faktoren beträgt die Brillanz nach Gleichung (3.64) durchschnittlich nur $0.1 \times 10^5 \text{ W}/(\text{cm}^2\text{sr})$ (vgl. Tabelle 5.4). Zweidimensionale Intensitätsverteilungen wurden mit einer CCD-Kamera aufgenommen und sind bei den entsprechenden Strömen in den Diagrammen dargestellt. Die Intensitätsaufnahmen zeigen jeweils zwei Fälle, bei denen die Intensitätsverteilung mit zunehmendem Strom von einer Ring-Struktur übergeht in eine Struktur, deren Intensität mittig ausgeprägt ist. Mit steigendem Strom erhöht sich die Temperatur in der aktiven Zone und folglich im Substrat, welche zur Brechzahländerung im Substrat und damit zur Veränderung der optischen Dicke führt. Dies hat zur Folge, dass der Schwellgewinn einer bestimmten Mode ab- bzw. zunehmen kann. Während bei einem bestimmten Strom der Schwellgewinn, z.B. einer Mode bei 980 nm zunimmt, erfährt die Mode bei 980.1 nm mehr Verstärkung und wird daher transmittiert. Diese Schwankungen des Schwellgewinns in Abhängigkeit von der optischen Dicke spiegeln sich in den Modenstrukturen bzw. in den Intensitätsprofilen wider.

Die Abstrahleigenschaften der Laserchips wurden anhand von Fernfeldmessungen untersucht. Mit einer Photodiode, die an einem schwenkbaren Arm fixiert ist, wird die Intensitätsverteilung in Abhängigkeit vom Drehwinkel im Abstand von 5 bis 10 cm von der Probe aufgenommen. Die Intensität einer horizontalen Schnittlinie durch das Strahlprofil wird dann über dem Winkel aufgetragen. Fernfeldmessungen der zwei VCSEL mit 23 μm und 68 μm aktivem Durchmesser aus Abb. 6.8 sind in Abb. 6.11 dargestellt.

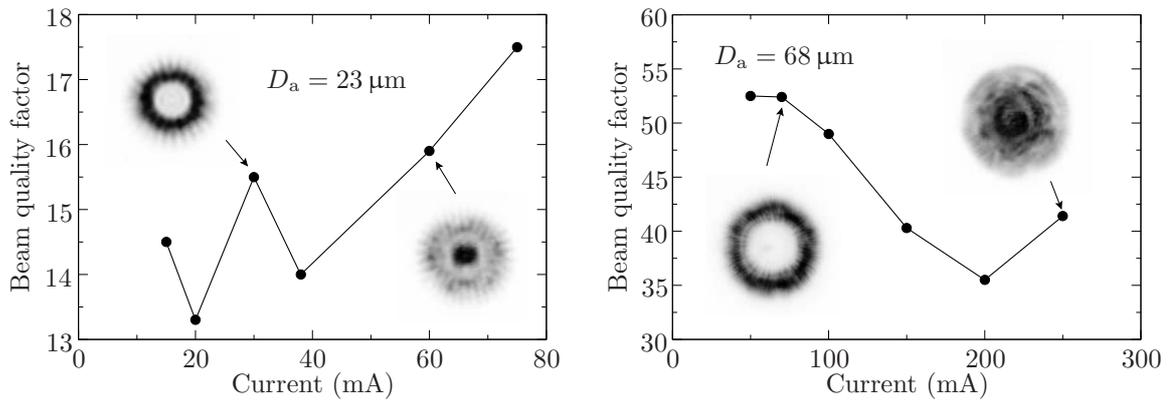


Abbildung 6.10: M^2 -Faktoren aufgetragen über dem Strom von zwei Bauelementen aus Abb. 6.8. Aufnahmen von Intensitätsprofilen bei einigen Strömen sind in den Abbildungen dargestellt. Die in Graustufen dargestellten Profile weisen höhere Intensitäten bei dunklen Flächen auf.

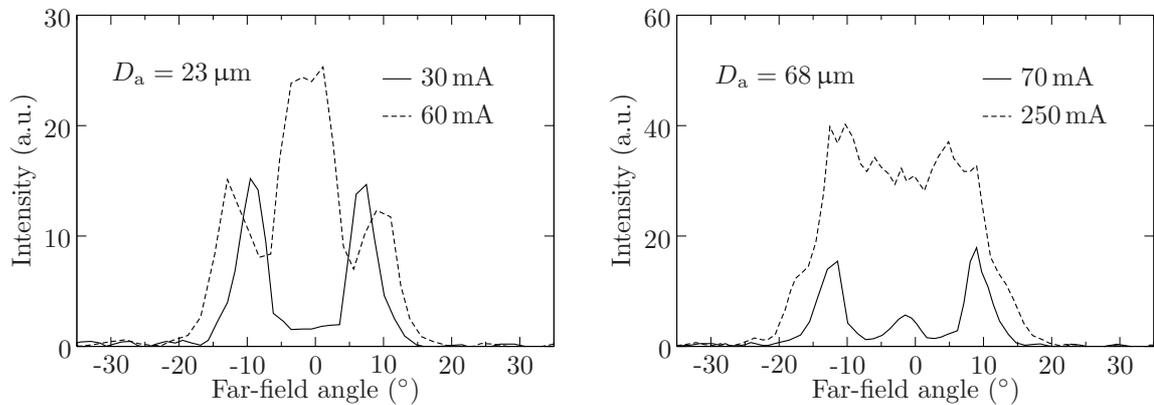


Abbildung 6.11: Fernfeldmessungen zweier Laserdioden aus Abb. 6.8. Die Messungen sind bei den gleichen Strömen der in Abb. 6.10 dargestellten Intensitätsaufnahmen durchgeführt.

Dabei wurden die Messungen jeweils bei den gleichen Strömen durchgeführt, bei denen die Intensitätsprofile in Abb. 6.10 aufgenommen wurden. Beim Vergleich mit den jeweiligen Kamera-Aufnahmen ist ersichtlich, dass die Fernfeldmessungen einer horizontalen Schnittlinie durch die Mitte der Aufnahmen entsprechen. Der Fernfeldwinkel wird meistens durch die Halbwertsbreite der Intensitätsverteilung bestimmt und entspricht damit dem vollen Öffnungswinkel bei halber Intensität (FWHM, full-width at half-maximum). Ein weiteres Kriterium, das besonders bei mehrmodigen Bauelementen besser geeignet ist, ist das sogenannte $1/e^2$ -Kriterium. Dabei ist der Fernfeldwinkel derjenige Winkel, bei dem die Intensität auf den $1/e^2$ -Wert der maximalen Intensität gefallen ist. Beim dritten Kriterium wird der Divergenzwinkel durch die Berechnung der Standardabweichung ermittelt. Entsprechend der Definition in Abschnitt 3.4.1 ist hier der volle Öffnungswinkel als das Vierfache der Standardabweichung definiert. Um die Unterschiede der vorgestellten Kriterien zu erläutern, wurden die Fernfeldwinkel von zwei Intensitätsprofilen aus Abb. 6.11 nach den drei Kriterien berechnet.

In Abb. 6.12 sind zwei normierte Intensitäten aus Abb. 6.11 mit den entsprechenden zweidimensionalen Aufnahmen dargestellt.

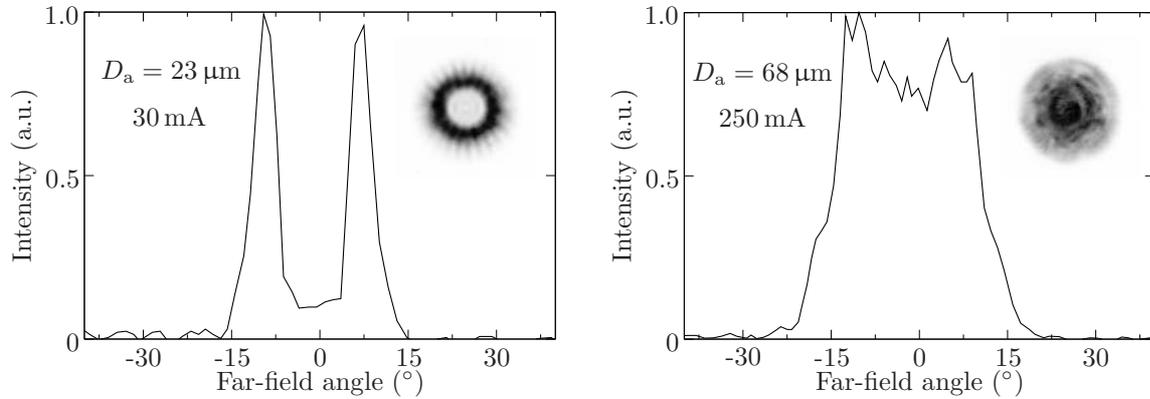


Abbildung 6.12: Zwei normierte Fernfeldintensitäten aus den Messungen in Abb. 6.11. Die entsprechenden Profilaufnahmen sind im Bild dargestellt.

Die Intensitätsprofile zeigen zwei ganz unterschiedliche Verteilungen. Bei der ringförmigen Struktur links in der Abbildung ergeben sich je nach Kriterium verschiedene Werte des Fernfeldwinkels, wie in Tabelle 6.4 zu sehen ist. Der größte Fernfeldwinkel resultiert durch die Methode der Standardabweichung, da die meiste Intensität im Randbereich verteilt ist. In der zweiten Messung ist die Verteilung gleichmäßiger, wodurch die Ergebnisse des $1/e^2$ - und 4σ -Kriteriums sehr ähnlich sind. Das Kriterium der Halbwertsbreite ergibt bei den beiden Messungen die niedrigsten Werte.

Tabelle 6.4: Volle Fernfeldwinkel der Messungen aus Abb. 6.12. Die Berechnungen wurden mit unterschiedlichen Methoden durchgeführt.

2θ (°)	FWHM	$1/e^2$	4σ
$D_a = 23 \mu\text{m}$, 30 mA	21.0	26.5	33.5
$D_a = 68 \mu\text{m}$, 250 mA	24.9	35.1	35.8

Für Fernfeldmessungen bei großflächigen Laserdioden mit mehrmodiger Emission eignet sich das $1/e^2$ -Kriterium und wurde daher angewandt. Die Berechnung nach der Standardabweichung liefert signifikante Ergebnisse über die Intensitätsverteilung im Fernfeld und ist bei jedem Intensitätsprofil anwendbar. Messungengenauigkeiten können bei diesem Verfahren z.B. aus einem Versatz des Drehpunkts über der Probe resultieren. Außerdem können Messungen, die nicht genau durch den Mittelpunkt des Strahlflecks erfolgen, zu reduzierten Fernfeldwinkeln führen. Die Messung erfolgt jedoch schnell und kann je nach Anforderung ausreichende Ergebnisse über den Abstrahlverhalten im Fernfeld liefern. Präzise und zuverlässige Messungen des Fernfeldwinkels bietet das in Kap. 5 beschriebene Messverfahren für die Analyse der Strahlqualität.

7 Laserdioden mit erweitertem Resonator

Um hohe optische Leistungen zu erzielen, werden grundsätzlich die aktiven Durchmesser der VCSEL vergrößert. Allerdings werden die Emissionseigenschaften des Lasers dadurch nachteilig beeinflusst. Die im vorherigen Kapitel untersuchten Standard-Laserdioden emittieren mehrmodig in einem breiten Emissionsspektrum. Das Konzept des erweiterten Resonators ermöglicht dagegen eine vergleichbar hohe Ausgangsleistung mit besseren Emissionseigenschaften. Das Prinzip des erweiterten Resonators beruht auf der Verwendung eines zusätzlichen externen plankonkaven Spiegels. Die Probe sowie der externe Spiegel werden auf Justiervorrichtungen montiert und können verkippt und in allen Raumrichtungen bewegt werden. Der Laserresonator vergrößert sich damit maximal um den Krümmungsradius des Spiegels, der bei den verwendeten Spiegeln 10 oder 20 mm beträgt. In dieser Anordnung handelt es sich um ein Drei-Spiegel-System, bei dem die Reflektivität des n-DBRs so weit reduziert ist, dass ohne externen Spiegel keine Lasertätigkeit stattfindet. Die hergestellten Proben sind Laserchips, die auf Träger-Substrate gelötet sind (vgl. Abschnitt 4.2). Das Substrat wird nach dem Aufbau komplett entfernt, wie es im Abschnitt 4.3.3 beschrieben ist. Diese Maßnahme ist erforderlich, um die Absorption im Substrat, das andernfalls innerhalb des Resonators läge, zu minimieren. Optische Verluste im Substrat sind auf die Absorption durch dotierungsbedingte freie Ladungsträger zurückzuführen. Im Folgenden werden die Eigenschaften optischer Resonatoren und danach die experimentellen Ergebnisse dargestellt. Der letzte Abschnitt behandelt das Thema Frequenzverdopplung zur Erzeugung sichtbarer Laserstrahlung.

7.1 Optische Resonatoren

Ein einfacher optischer Resonator besteht aus zwei sich gegenüberliegenden Spiegeln. Es existieren verschiedene Typen von Resonatoren, die je nach Krümmungsradius des Spiegels und Länge des Resonators definiert werden. Eine VCSEL-Struktur stellt z.B. einen planparallelen Resonator dar. Dabei handelt es sich um einen Fabry–Pérot-Resonator, der aus zwei DBR-Spiegeln besteht. Bei erweitertem Resonator werden sphärische Spiegel mit einer bestimmten Krümmung¹ verwendet, wodurch die Eigenschaften des Resonators verändert werden können. Optische Resonatoren können stabil bzw. instabil sein. Stabile Resonatoren müssen die Stabilitätsbedingung

$$0 < g_1 g_2 < 1 \tag{7.1}$$

¹Positiv gekrümmte Spiegel werden als konkave Spiegel bezeichnet.

erfüllen. Dabei ist $g_i = 1 - L/R_i$ ($i = 1, 2$) der sogenannte g-Parameter, L die Resonatorlänge und R_i der Krümmungsradius des Spiegels. Der Fabry–Pérot-Resonator mit unendlichen Krümmungsradien liegt mit $g_1 = g_2 = 1$ an der Stabilitätsgrenze. Der in dieser Arbeit verwendete Resonatortyp besteht aus einem VCSEL-Chip mit $R_1 = \infty$ und einem plankonkaven externen Spiegel mit $R_2 = R$ und wird daher als plan-sphärischer oder hemisphärischer Resonator bezeichnet. Nach Gleichung (7.1) ist dieser Resonator für $0 < L < R$ stabil. Aus dieser Konfiguration folgt, dass die Strahltaile in dem VCSEL-Chip liegen muss. Die Abhängigkeit der Strahltaile bzw. des Strahldurchmessers vom Krümmungsradius und von der Resonatorlänge wird im Folgenden erläutert.

Die Gleichung (3.29) kann mit $z = L$ zu

$$R = L + \frac{Z_R^2}{L} \quad (7.2)$$

umgeschrieben werden. Nach Umformung ergibt sich für die Rayleigh-Länge

$$Z_R = \sqrt{L(R - L)}. \quad (7.3)$$

Auf der anderen Seite folgt aus Gleichung (3.56) für die Ausbreitung im freien Raum

$$Z_R = \frac{\pi W_0^2}{M^2 \lambda}. \quad (7.4)$$

Nach dem Gleichsetzen der Gleichungen (7.3) und (7.4) kann die Abhängigkeit des Strahldurchmessers $W_c = 2W_0$ am VCSEL-Chip von der Resonatorlänge L mit

$$W_c = \sqrt{\frac{4\lambda M^2 L}{\pi}} \sqrt{\frac{R - L}{L}} \quad (7.5)$$

beschrieben werden. In Abb. 7.1 ist der Strahldurchmesser in Abhängigkeit von der Resonatorlänge für verschiedene M^2 -Faktoren und eine Wellenlänge von 980 nm dargestellt. Aus den Abbildungen ist ersichtlich, dass die Kurven im Bereich von $L \approx R$ sehr steil werden, was zu großen Schwankungen des Strahldurchmessers führen kann. Die Justage des Spiegels in diesem Bereich ist schwieriger, da der Resonator an der Stabilitätsgrenze liegt. Aus diesem Grund ist die Resonatorlänge in der Praxis um bis zu 25 % kleiner als der Krümmungsradius. Eine optimale Resonatorkonfiguration liegt vor, wenn der Strahldurchmesser am VCSEL-Chip dem aktiven Bereich entspricht. Andernfalls kann es zu Verlusten im Resonator kommen. Die hergestellten VCSEL-Chips enthalten mehrere Laserdioden verschiedener Größen mit einem maximalen aktiven Durchmesser von etwa 100 μm . Der Strahl- bzw. Modendurchmesser nimmt mit größeren Krümmungsradien des Spiegels und gleichbleibender Strahlqualität zu. Daher sind in diesem Fall Krümmungsradien von 10 oder 20 mm für die Charakterisierung geeignet. Je nach Position des Spiegels können die Lasermoden und damit die Strahlqualität zusätzlich beeinflusst werden. Der Modendurchmesser nimmt mit

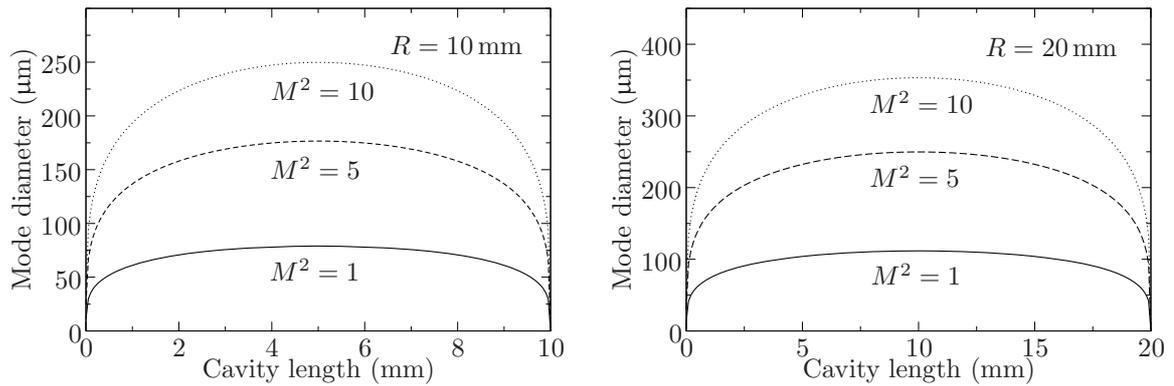


Abbildung 7.1: Strahldurchmesser W (mode diameter) als Funktion der Resonatorlänge für verschiedene M^2 -Faktoren. Der Krümmungsradius des externen Spiegels beträgt 10 mm (links) und 20 mm (rechts).

niedriger Strahlqualität bzw. mit steigendem M^2 -Faktor zu. Der Strahltaillenradius W_0 kann aus Gleichung (7.4) mit

$$W_0^2 = \frac{M^2 \lambda Z_R}{\pi} \quad (7.6)$$

geschrieben werden. Durch Einsetzen der Gleichungen (7.6) und (7.3) in (3.28) mit $z = L$ ergibt sich für den Strahldurchmesser am externen Spiegel

$$W_m = \sqrt{\frac{4\lambda M^2 R}{\pi}} \sqrt{\frac{L}{R-L}}. \quad (7.7)$$

Abbildung 7.2 zeigt die Abhängigkeit des Strahldurchmessers am Spiegel von der Resonatorlänge für verschiedene M^2 -Faktoren. Der Krümmungsradius beträgt 10 mm und die Wellenlänge ist 980 nm. Der Modendurchmesser am Spiegel steigt bei $L \approx R$ rapide an. Deshalb ist darauf zu achten, dass der Strahldurchmesser bei bestimmten Spiegelpositionen oder Spiegeldurchmessern innerhalb der Spiegeloberfläche liegt.

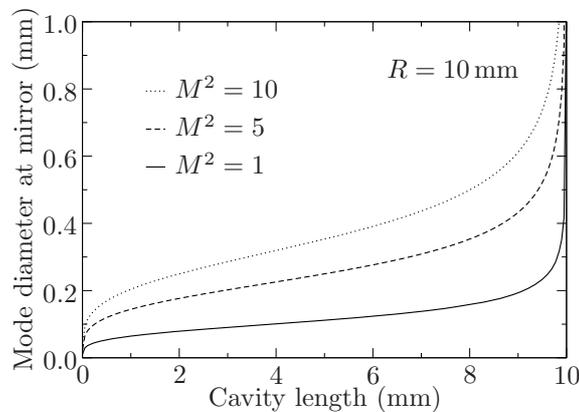


Abbildung 7.2: Strahldurchmesser W_m am Spiegel in Abhängigkeit von der Resonatorlänge für verschiedene M^2 -Faktoren. Der Krümmungsradius des externen Spiegels beträgt 10 mm.

7.2 Experimentelle Ergebnisse

Die zur Charakterisierung der Proben eingesetzten Spiegel haben einen Durchmesser von 12.7 mm und einen Krümmungsradius von 10 mm. Die gekrümmte Oberfläche ist verspiegelt und die planare Seite für die entsprechende Wellenlänge entspiegelt. Der Aufbau der Bauelemente mit erweitertem Resonator ist in Abb. 7.3 schematisch dargestellt. Der Spiegel wird auf einer Justiervorrichtung montiert und kann in Ausbreitungsrichtung sowie in der Ebene senkrecht dazu bewegt werden. Dadurch wird die Resonatorgeometrie und damit die transversale Modenstruktur des Lasers verändert.

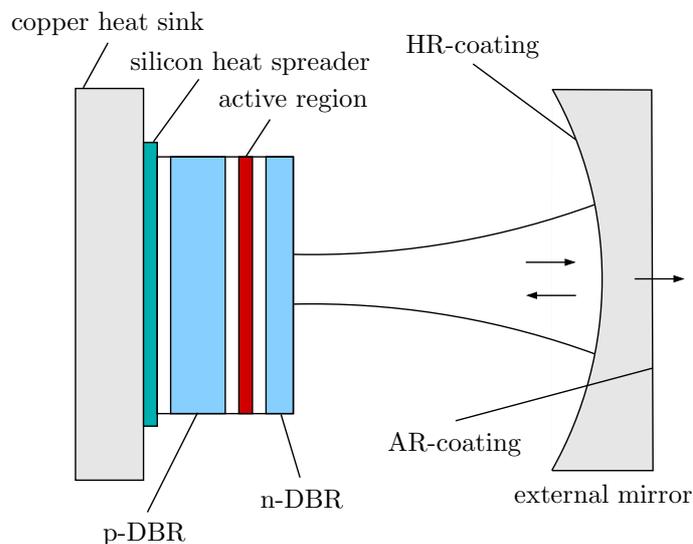


Abbildung 7.3: Schematischer Aufbau der Laserdioden mit einem externen Spiegel.

Bei optischen Resonatoren für Festkörper- oder Scheibenlaser kann zusätzlich eine longitudinale Modenselektion durchgeführt werden, um ein schmales Emissionsspektrum zu erhalten. Dies geschieht beispielsweise durch die Verwendung eines doppelbrechenden Lyot-Filters, der innerhalb des Resonators eingebracht wird. Bei den VCSEL-Chips trägt der n-DBR zur Modenselektion bei, welcher im Vergleich zu Standard-Bauelementen eine geringere Reflektivität besitzt. In Abb. 7.4 sind Betriebskennlinien sowie Emissionsspektren zweier VECSEL mit 55 μm aktivem Durchmesser dargestellt. Die externe Reflektivität beträgt 90%. Die VECSEL besitzen 3 Quantenfilme und liefern maximale Ausgangsleistungen von etwa 15 mW mit schmalbandigen Emissionsspektren. Die maximale Auflösung des Spektrumanalysators beträgt 10 pm. Der Abstand transversaler Modenordnung nach Gleichung (8.10) kann auf etwa 21 pm abgeschätzt werden. Messungen der Strahlqualität bei den jeweiligen Strömen ergaben jeweils einen M^2 -Faktor von 3. Bei 7 Spiegelperioden ist die Reflektivität im Vergleich zu 10 Spiegelperioden um etwa 20% geringer. Abbildung 7.5 stellt die Re-

flektivität eines n-DBRs² in Abhängigkeit von der Anzahl der Spiegelperioden dar. Die Reflektivität beträgt bei 7 Spiegelperioden 64 %, bei 10 Spiegelperioden 84 % und für Standard-VCSEL mit 20 Spiegelperioden etwa 99 %. Der Schwellstrom steigt mit abnehmender Reflektivität des n-DBRs an, trotzdem sind bei nicht zu starker Erwärmung höhere maximale Ausgangsleistungen aufgrund zunehmender Transmission des n-DBRs zu erwarten.

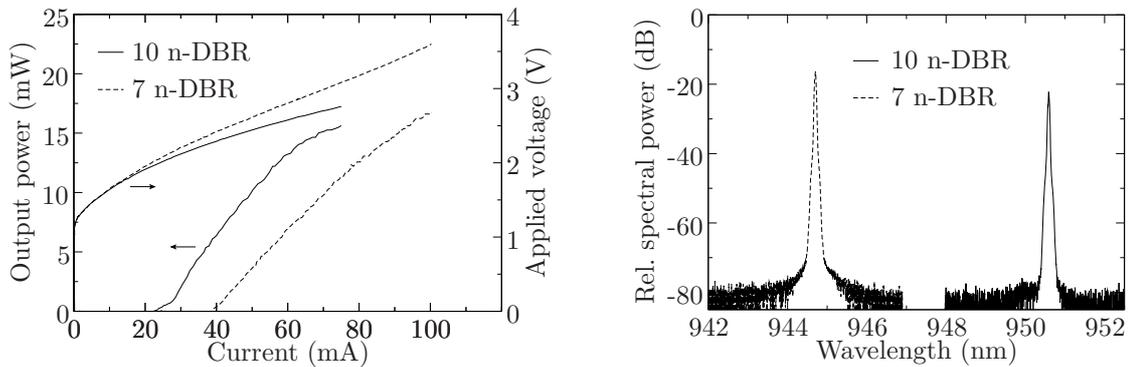


Abbildung 7.4: Betriebskennlinien und Spektren von Laserdioden mit $55\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser und verschiedener Anzahl an n-DBR-Spiegelperioden. Die externe Reflektivität beträgt jeweils 90 %. Die Spektren sind bei einem Strom von 45 mA (10 n-DBR) und 90 mA (7 n-DBR) gemessen.

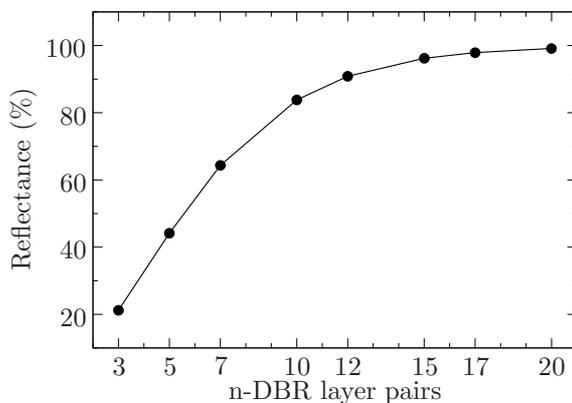


Abbildung 7.5: Berechnete Maximalreflektivitäten eines n-DBRs in Abhängigkeit von der Anzahl der Spiegelperioden.

7.2.1 VECSEL mit 2×3 Quantenfilmen

In der zweiten Generation der Proben wurden Laserdioden mit 2×3 Quantenfilmen untersucht (s. Abschnitt 2.3.3). Ein VECSEL mit $60\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser und 7 n-DBR Spiegelperioden emittiert eine maximale Ausgangsleistung von etwa 70 mW (Abb. 7.6 links). Die Messung wurde mit einer externen Reflektivität von 90 % bei Raumtemperatur durchgeführt. Der Schwellstrom liegt bei 40 mA. Neben der höheren

²Der hier einzeln dargestellte n-DBR hat denselben Schichtaufbau wie die n-DBRs in den in diesem Kapitel vorgestellten VECSELn.

Ausgangsleistung ist der differentielle Quantenwirkungsgrad von 38 % um 15 % höher als bei dem vergleichbaren VECSEL der ersten Generation (Abb. 7.4). Die maximale Konversionseffizienz ist allerdings relativ niedrig und beträgt 11.5 % bei etwa 133 mA Strom. Eine optische Ausgangsleistung von ca. 100 mW wurde mit einem VECSEL mit 100 μm aktivem Durchmesser erzielt, wie es in Abb. 7.6 rechts zu sehen ist. Der differentielle Quantenwirkungsgrad beträgt 32 % und die maximale Konversionseffizienz etwa 8 % bei 300 mA.

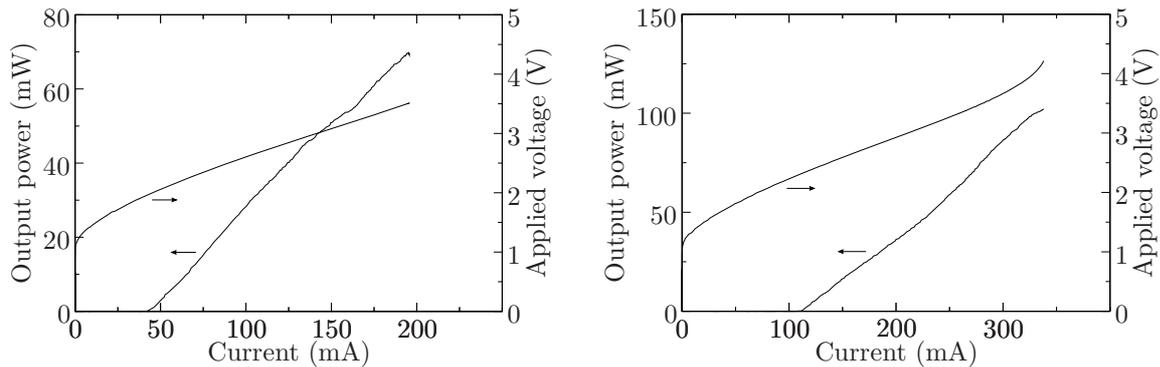


Abbildung 7.6: Betriebskennlinien eines VECSELs (7 n -DBR) mit 60 μm (links) und 100 μm (rechts) aktivem Durchmesser. Die Bauelemente enthalten 2×3 Quantenfilme. Die externe Reflektivität beträgt 90 %.

Bei einer weiteren VECSEL-Struktur wurde die Reflektivität des Bragg-Spiegels noch mehr verringert und beträgt mit 5 Spiegelperioden etwa 44 %. Bei 33 μm aktivem Durchmesser wurde einmodige Emission mit einer optischen Leistung von 24 mW (70 mA) erzielt, wie es in Abb. 7.7 zu sehen ist. Der differentielle Quantenwirkungsgrad beträgt 40 %.

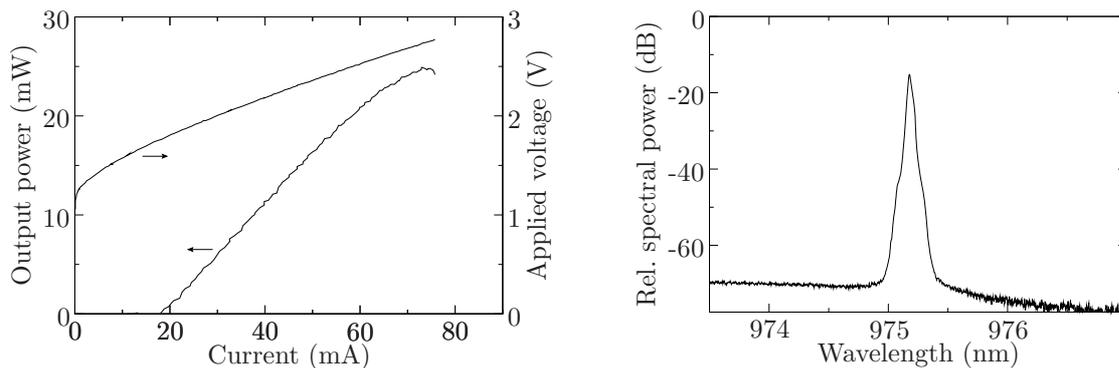


Abbildung 7.7: Betriebskennlinien (links) und Emissionsspektrum (rechts) eines VECSELs (5 n -DBR) mit 33 μm aktivem Durchmesser. Das Spektrum ist bei einem Strom von 70 mA aufgenommen. Die externe Reflektivität beträgt 90 %.

Obwohl vergleichbare Standard-VCSEL höhere Leistungen liefern können, weisen die VECSEL bessere Emissionseigenschaften auf. Im Gegensatz zu Standard-VCSELn ist

der Abstand longitudinaler Moden im erweiterten Resonator sehr klein und beträgt nach Gleichung (2.16) für eine Resonatorlänge von 9 mm und eine Wellenlänge von 975 nm etwa 53 pm. Trotz der maximalen Auflösung des Spektrumanalysators von 10 pm sind weitere Moden in Abb. 7.7 rechts nicht zu erkennen. Eine Abschätzung des transversalen Modenabstands nach Gleichung (8.10) ergibt 25 pm. In diesem Fall können die Emissionsspektren als einmodig betrachtet werden.

In Abb. 7.8 sind zwei Kennlinien eines Bauelements mit 23 μm aktivem Durchmesser dargestellt. Die Messungen wurden mit einer externen Reflektivität von 98 % bei unterschiedlichen Spiegelpositionen durchgeführt. Durch den externen Spiegel kann der Verlauf der Leistungskennlinie so verändert werden, dass der VECSEL mehr Leistung emittiert (Kurve B) oder dass ein optimiertes bzw. rundförmiges Strahlprofil entsteht (Kurve A). Dies geschieht durch die Betrachtung des Strahlprofils mit Hilfe eines Detektorblatts. Im Allgemeinen zieht die Optimierung der Spiegelposition im Hinblick auf hohe Ausgangsleistungen eine Verminderung der Strahlqualität nach sich.

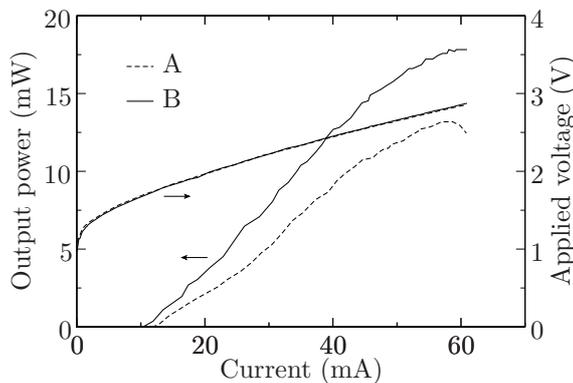


Abbildung 7.8: Betriebskennlinien eines VECSELs (5 n-DBR) mit 23 μm aktivem Durchmesser. Die Kurven sind bei einer externen Reflektivität von 98 % und unterschiedlichen Spiegelpositionen aufgenommen.

Strahlqualität

Zur Untersuchung der Strahlqualität werden zuerst die Betriebskennlinien der Bauelemente bei einer auf das Strahlprofil optimierten Spiegelposition aufgenommen. In Abb. 7.9 links sind zwei Kennlinien eines VECSELs (5 n-DBR, 2×3 Quantenfilme) mit 68 μm aktivem Durchmesser bei verschiedenen Spiegelreflektivitäten dargestellt. Das rechte Bild zeigt das Emissionsspektrum, gemessen bei 160 mA und mit einer externen Reflektivität von 98 %. In der Regel nimmt mit der Verringerung der externen Spiegelreflektivität der Schwellstrom sowie bedingt durch eine Steigerung des differentiellen Quantenwirkungsgrades die maximale Ausgangsleistung zu. Dies ist in Abb. 7.9 links für Spiegelreflektivitäten von 90 und 98 % zu erkennen. Lasertätigkeit ist auch bei noch niedrigeren Reflektivitäten als 90 % zu erwarten. Die M^2 -Messungen des VECSELs aus Abb. 7.9 wurden mit dem Strahlanalysegerät ModeMaster (s. Kap. 5) durchgeführt und sind in Abb. 7.10 bei verschiedenen Strömen dargestellt. Die M^2 -Werte bleiben mit Erhöhung des Stroms und mit Änderung der Reflektivität relativ

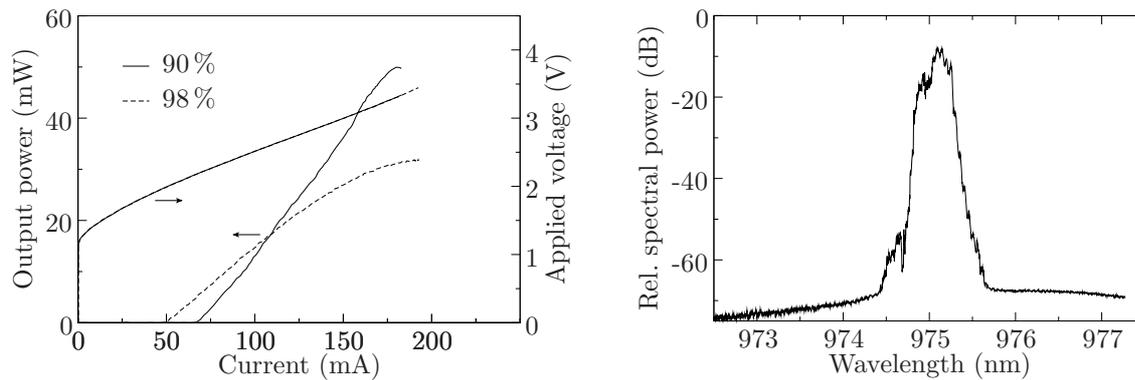


Abbildung 7.9: Betriebscharakteristika eines VECSELs (5 n-DBR) mit 68 µm aktivem Durchmesser bei unterschiedlichen Spiegelreflektivitäten (links). Das Emissionsspektrum bei einer Spiegelreflektivität von 98 % und einem Strom von 160 mA ist rechts dargestellt.

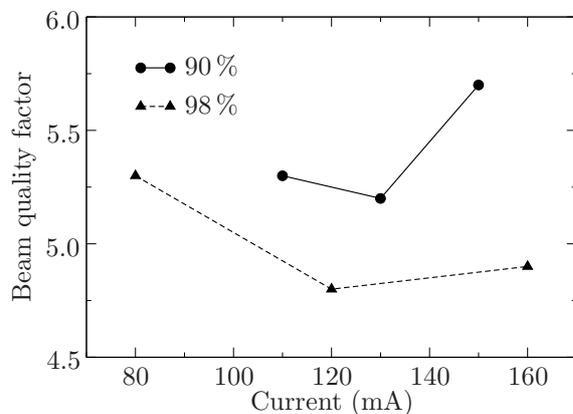


Abbildung 7.10: M^2 -Faktoren des VECSELs aus Abb. 7.9 in Abhängigkeit vom Strom für verschiedene Spiegelreflektivitäten.

konstant und betragen im Durchschnitt 5.2. Die Brillanz (s. Gleichung (3.64)) beträgt etwa $1 \times 10^5 \text{ W}/(\text{cm}^2\text{sr})$ (vgl. Tabelle 5.4).

Der Vergleich dieser Ergebnisse mit den Messungen bei Standard-VCSELn zeigt, dass die VECSEL niedrigere M^2 -Faktoren aufweisen. Beispielsweise in Abb. 6.10 rechts schwanken diese im Gegensatz zu den VECSEL-Messungen sehr stark mit dem Laserstrom, und der durchschnittliche Wert beträgt ca. 44. Obwohl vergleichbar große VCSEL höhere optische Leistungen zeigen, beträgt die Brillanz aufgrund der hohen M^2 -Werte nur etwa ein Zehntel der Brillanzwerte bei den VECSELn. Das Spektrum in Abb. 7.9 zeigt im Vergleich zum Spektrum in Abb. 7.7 weitere Moden, die eng beieinander liegen. Der aus dem Spektrum ermittelte spektrale Abstand dieser Moden beträgt etwa 52 pm, was sehr gut mit dem berechneten Abstand longitudinaler Moden von 53 pm übereinstimmt. Der entsprechende M^2 -Faktor beträgt 4.9 (aus Abb. 7.10). Der Arbeitspunkt liegt demnach nahe der theoretischen Kurve für $M^2 = 5$ in Abb. 7.1 (links). Bei einer typischen Spiegelposition von 9 mm beträgt der theoretische Modendurchmesser ungefähr 135 µm. Idealerweise entspricht der Modendurchmesser dem aktiven Durchmesser des Bauelements (hier 68 µm). Bei der idealen Kurve für $M^2 = 1$ ergibt sich für die gleiche Spiegelposition ein Strahldurchmesser von 60 µm.

Einfluss des Substrats

Bei der Herstellung der Laserdioden wird das dotierte Substrat entfernt, um Verluste im Resonator durch Absorption zu vermeiden. Jedoch kann das Substrat in Bezug auf die thermischen Eigenschaften der Proben von Vorteil sein. Um dies zu veranschaulichen, wurden bei einem Laserchip, der Standard-VCSEL enthält, Bauelemente verschiedener aktiver Durchmesser vor sowie nach dem Entfernen des Substrats charakterisiert. Dabei wurden jeweils Leistungs- und Spannungskennlinien sowie Emissionsspektren aufgenommen. In Abb. 7.11 sind Betriebskennlinien eines VCSELs mit $50\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser (links) sowie die berechneten thermischen Widerstände vor und nach dem Entfernen des Substrats dargestellt.

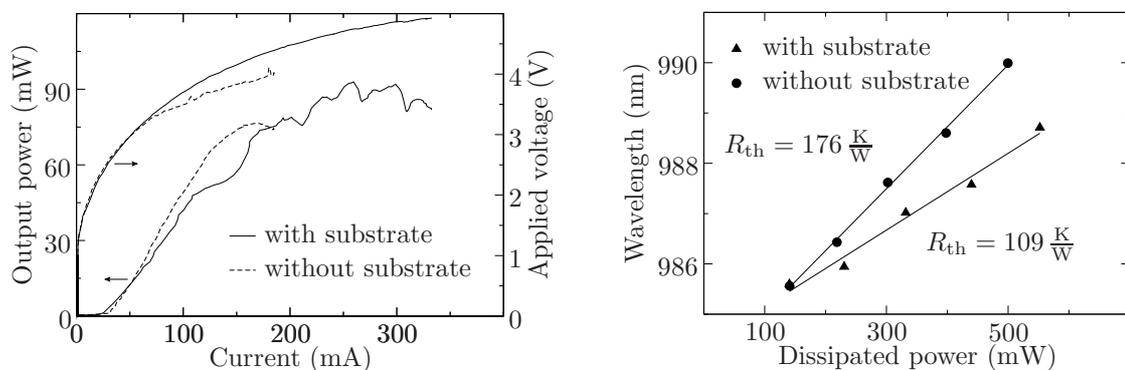


Abbildung 7.11: Betriebskennlinien eines VCSELs mit $50\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser (links) und Emissionswellenlänge in Abhängigkeit von der Verlustleistung (rechts) gemessen vor und nach dem Entfernen des Substrats. Aus den Steigungen der rechten Anpassgeraden ergeben sich die thermischen Widerstände R_{th} nach Gleichung (2.19).

Die optische Leistung ist nach dem Entfernen des Substrats je nach Bauelementgröße bis auf etwa die Hälfte gesunken. Das thermische Überrollen geschieht nach dem Entfernen des Substrats bei niedrigen Strömen. Dieser Effekt ist auf die erhöhte Temperatur des Chips ohne Substrat zurückzuführen. Die Zunahme des thermischen Widerstandes nach dem Entfernen des Substrats, wie sie in Abb. 7.11 zu sehen ist, bestätigt die Temperaturerhöhung des Bauelements. Bei den meisten untersuchten Laserdioden wurde das thermische Überrollen nicht erreicht, da eine übermäßige Erhöhung des Stromes zur Folge hatte, dass einige Bauelemente zerstört wurden. Dies zeigt den starken Einfluss der Temperatur auf die Zuverlässigkeit der VCSEL. Eine Lösung des Problems kann z.B. durch eine Verbesserung der Aufbautechnik oder durch die Verwendung undotierter Substrate erfolgen. Letzteres wurde in dieser Arbeit untersucht. Das undotierte Substrat weist eine geringere Absorption durch freie Ladungsträger auf und dient als Wärmeverteiler im erweiterten Resonator. In Abb. 7.12 sind Betriebskennlinien eines VECSELs mit $71\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser dargestellt. Bei dieser Probe wurde die Anzahl der Spiegelpaare des n-DBRs auf 3 reduziert. Auf dem undotierten $270\ \mu\text{m}$ dicken Substrat ist eine Entspiegelungsschicht aufgebracht. Die Ergebnisse zeigen, dass die Verwendung undotierter Substrate in erweiterten Resonatoren zu

effizienterer Wärmeabfuhr führen kann. Damit kann ein reversibles thermisches Überrollen erreicht und die Wahrscheinlichkeit eines Bauelementausfalls stark reduziert werden.

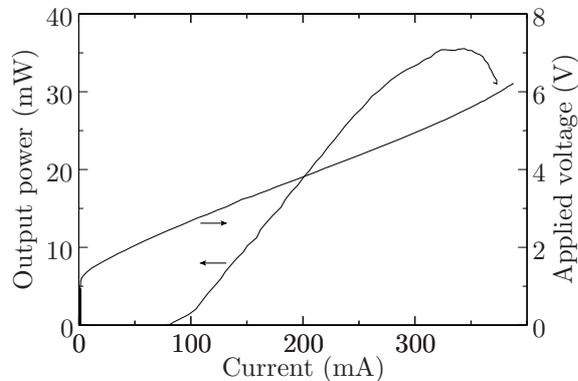


Abbildung 7.12: Betriebskennlinien eines VECSELs (3 n-DBR) mit $71\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser, gemessen bei einer externen Spiegelreflektivität von 98 %.

7.3 Frequenzverdopplung

Mit der erweiterten Resonatoranordnung bietet sich die Möglichkeit, durch Einbringen spezieller Kristalle in den Resonator eine sichtbare Laseremission zu erzeugen. In diesem Prozess wird die Wellenlänge von $980\ \text{nm}$ halbiert und ein Laserstrahl mit der Wellenlänge von $490\ \text{nm}$ erzeugt. Dabei verdoppelt sich die Frequenz des Lasers, weshalb dieser Prozess als Frequenzverdopplung bezeichnet wird. Im Folgenden werden die physikalischen Grundlagen der Frequenzverdopplung erklärt und die Eigenschaften der nichtlinearen Kristalle erläutert. Danach werden die experimentellen Ergebnisse dargestellt und diskutiert.

7.3.1 Grundlagen der nichtlinearen Optik

Fällt eine elektromagnetische Lichtwelle auf ein dielektrisches Medium, so werden die Atome des Mediums durch das oszillierende elektrische Feld polarisiert. Dabei werden die Atome zu elektrischen Dipolen, die mit der Frequenz der eingestrahlten Lichtwelle schwingen. Dies gilt, sofern nicht zu große Feldstärken auftreten. Die induzierten Dipole strahlen ihrerseits wiederum Licht ab, dessen Frequenz durch die Oszillationsfrequenz der Dipole festgelegt ist. Diese Erhaltung der Frequenz stellt die Grundlage der linearen Optik dar. Bei sehr hohen Feldstärken, die beispielsweise von Laserstrahlen hoher Leistung erzeugt werden, verliert das Prinzip der Frequenzerhaltung seine Gültigkeit. Dies wird im Folgenden anhand der Polarisation näher beschrieben.

Durch die Wechselwirkung mit einem elektrischen Feld wird ein Medium polarisiert. Die induzierten Dipolmomente pro Volumeneinheit werden Polarisation genannt. Für

ein schwaches elektrisches Feld ist die Polarisation

$$P_E = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E \quad (7.8)$$

linear proportional zum angelegten elektrischen Feld E , wobei $\chi^{(1)}$ die lineare optische Suszeptibilität und ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Vakuums ist. Die lineare Suszeptibilität erster Ordnung ist eine materialspezifische Größe und hängt von der Brechzahl n des Mediums durch

$$\chi^{(1)} = n^2 - 1 \quad (7.9)$$

ab ([89], Kap. 2). Die lineare Abhängigkeit der Polarisation in Gleichung (7.8) ist eine Näherung aus einer Reihe von Potenzentwicklungen des elektrischen Feldes, die durch

$$P_E = \varepsilon_0 [\chi^{(1)} + \chi^{(2)} E + \chi^{(3)} E^2 + \dots] E \quad (7.10)$$

gegeben ist, wobei $\chi^{(2)}$ und $\chi^{(3)}$ die nichtlinearen Suszeptibilitäten zweiter bzw. dritter Ordnung sind. Obwohl die Suszeptibilitäten mit steigender Ordnung schnell abnehmen ([91], Kap. 1), tragen bei großen Feldstärken die quadratischen und höheren Anteile in Gleichung (7.10) zur Polarisation bei. Somit besteht zwischen der Polarisation und dem elektrischen Feld ein nichtlinearer Zusammenhang. Eines der zahlreichen interessanten optischen Phänomene, die aus den nichtlinearen Suszeptibilitäten hervorgehen, ist die Frequenzverdopplung (second harmonic generation, SHG) [92], die sich aus der nichtlinearen Suszeptibilität zweiter Ordnung entwickelt. Beim Einsetzen einer harmonisch variierenden Feldstärke, z.B. $E = E_0 \cos(\omega t)$ in die nichtlineare Polarisation zweiter Ordnung ergibt sich nach trigonometrischer Umformung ein zusätzlicher Anteil der doppelten Frequenz 2ω . Diese einfache Betrachtung zeigt, dass durch die nichtlineare Polarisation eine Lichtwelle im Medium entsteht, deren Frequenz doppelt so groß ist wie die Frequenz der eingestrahnten Welle. Weiterhin können bei der Wechselwirkung mit einem elektrischen Feld, das zwei verschiedene Frequenzen enthält, Frequenzanteile entstehen, die sich aus der Summe (sum frequency generation, SFG) bzw. aus der Differenz (difference frequency generation, DFG) beider eingestrahelter Frequenzen bilden ([91], Kap. 1).

Aus dem Energieerhaltungssatz in der Frequenzverdopplung folgt, dass für jedes entstandene Photon der Frequenz 2ω zwei Photonen der Frequenz ω entsprechend verschwinden. Weiterhin, mit dem Impulserhaltungssatz folgt

$$\hbar k_{2\omega} = 2\hbar k_\omega, \quad (7.11)$$

wobei $k_\omega = \omega/v_{p,\omega}$ die Wellenzahl zur Frequenz ω ist. Dabei ist $v_{p,\omega} = c/n_\omega$ die entsprechende Phasengeschwindigkeit mit der Brechzahl n_ω und der Lichtgeschwindigkeit c im Vakuum. Aus dieser Betrachtung folgt, dass die Phasengeschwindigkeiten der fundamentalen und der frequenzverdoppelten Welle bei der Propagation im Medium gleich sein müssen, damit der Prozess der Frequenzverdopplung effizient erfolgen kann. Daraus ergibt sich, dass die Bedingung

$$k_{2\omega} = 2k_\omega \quad \text{bzw.} \quad n_{2\omega} = n_\omega \quad (7.12)$$

erfüllt werden muss. Diese Bedingung bedeutet, dass die Brechungsindizes für die beiden Frequenzen gleich sein müssen, was aufgrund der Dispersion ($n_{2\omega} - n_\omega = \Delta n$) im Material nicht erfüllt werden kann. Um eine effiziente Frequenzverdopplung zu gewährleisten, sind demnach Phasenanpassungen in optischen Medien erforderlich. Die Intensität der frequenzverdoppelten Welle kann bei der Annahme einer schwachen Konversion³ mit

$$I_{2\omega} = \Gamma^2 l^2 I_\omega^2 \frac{\sin^2(\Delta k l / 2)}{(\Delta k l / 2)^2} \quad (7.13)$$

berechnet werden ([90], Kap. 2), wobei l die Distanz der Wechselwirkung und $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega$ die Phasenfehlanpassung ist. Der sogenannte Konversionskoeffizient Γ hängt von der fundamentalen Frequenz und von Materialparametern ab. Bei einer Phasenfehlanpassung $\Delta k \neq 0$ oszilliert die Intensität nach Gleichung (7.13) mit einer Periode

$$l_{\text{coh}} = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda_\omega}{4(n_{2\omega} - n_\omega)}, \quad (7.14)$$

die als Kohärenzlänge bezeichnet wird. Wenn der Fall der Phasenanpassung $\Delta k = 0$ eintritt, dann nimmt die Intensität $I_{2\omega} = \Gamma^2 l^2 I_\omega^2$ quadratisch mit der Distanz zu.

7.3.2 Nichtlineare Kristalle und Phasenanpassung

Ein isotropes Medium besitzt einen skalaren Brechungsindex, das heißt, dass die Wechselwirkung mit einer Lichtwelle in allen Raumrichtungen gleichermaßen verläuft. Dagegen ist die Wechselwirkung in anisotropen Medien richtungsabhängig. Die meisten Materialien, bei denen natürliche Anisotropie stattfindet, sind Kristalle. Diese Kristalle können mehrere Brechzahlen aufweisen. Demnach ist die Suszeptibilität in optischen Kristallen ein Tensor, der die Symmetrie-Eigenschaften des Kristalls beinhaltet. Kristalle mit isotropen Eigenschaften sind für die Frequenzverdopplung nicht geeignet, da aufgrund ihrer Symmetrie-Eigenschaften die nichtlinearen Suszeptibilitäten zweiter Ordnung $\chi^{(2)}$ verschwinden.

In einem optisch anisotropen Kristall breiten sich linear polarisierte Lichtwellen nur in zwei zueinander orthogonalen Schwingungsrichtungen aus. Diese Eigenschaft kann anhand des sogenannten Index-Ellipsoids in Abb. 7.13 veranschaulicht werden.

Das allgemeine Index-Ellipsoid oder die optische Indikatrix in Abb. 7.13 kann mit der Gleichung

$$\frac{x^2}{n_x^2} + \frac{y^2}{n_y^2} + \frac{z^2}{n_z^2} = 1 \quad (7.15)$$

eines allgemeinen Ellipsoids beschrieben werden, wobei n_x, n_y, n_z die Brechzahlen in Richtung der Hauptachsen x, y, z sind. Das Ellipsoid wird benutzt, um die zwei erlaubten Polarisationsrichtungen und die entsprechenden Brechungsindizes zu bestimmen.

³Bei der Berechnung wird ein konstantes elektrisches Feld der fundamentalen Welle über der Distanz l angenommen.

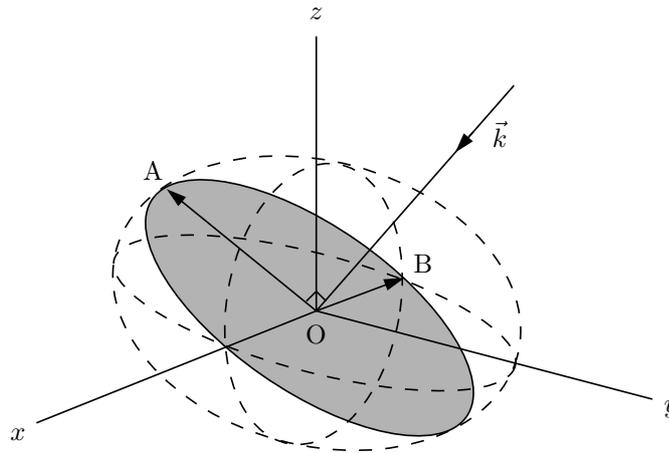


Abbildung 7.13: Das Index-Ellipsoid. OA und OB sind die erlaubten Polarisationsrichtungen des Wellenvektors \vec{k} , der senkrecht auf der dunkel hervorgehobenen Ebene steht (nach [93], Kap. 1).

Durch den Mittelpunkt des mit gestrichelten Linien dargestellten Ellipsoids ist eine Ebene gezeichnet (dunkle Fläche), die senkrecht zur Propagationsrichtung steht. Die Schnittpunkte dieser Ebene mit dem Ellipsoid bilden eine Ellipse, deren zwei Achsen parallel zu den erlaubten Polarisationsrichtungen OA und OB orientiert sind. Bei der Rotation des Wellenvektors in der Ebene, die den Wellenvektor und die Polarisationsrichtung OB enthält, erfährt der Brechungsindex der Polarisationsrichtung OB eine elliptische Änderung, während der Brechungsindex der Polarisationsrichtung OA (in diesem Fall die Rotationsachse) unverändert bleibt.

Es existieren zwei Typen von optisch anisotropen Kristallen. Uniaxiale bzw. einachsige Kristalle besitzen zwei identische Achsen und damit ein Rotationsellipsoid. Demnach wären in Abb. 7.13 z.B. die n_x - und n_z -Achse identisch, wobei die y -Achse dann die Rotationsachse darstellt. Damit steht die sogenannte optische Achse⁴ des Kristalls (in diesem Beispiel die y -Achse) senkrecht zur Ebene, in der die beiden identischen Achsen liegen. Biaxiale bzw. zweiachsige Kristalle haben dagegen zwei optische Achsen, da die drei Achsen des Index-Ellipsoides ungleich sind.

Phasenanpassung durch Doppelbrechung

In der nichtlinearen Optik spielt die Doppelbrechung eine zentrale Rolle, da die Dispersion im Material durch die Doppelbrechung ausgeglichen werden kann. Dies bedeutet, dass sich zwei unterschiedliche Frequenzen mit der gleichen Phasengeschwindigkeit im Kristall ausbreiten können. Damit ist die Phasenbedingung für die Frequenzverdopplung erfüllt. Die Doppelbrechung wird nun anhand eines einachsigen Kristalls

⁴Im Allgemeinen wird die optische Achse als die Ausbreitungsrichtung definiert, in der die Brechzahl von der Polarisationsrichtung unabhängig ist. In anderen Worten ist die optische Achse die orthogonale Richtung zu einem kreisförmigen Querschnitt durch das Index-Ellipsoid.

aus dem vorherigen Beispiel (Abb. 7.13 mit $n_x = n_z$ und y als optische Achse) im Folgenden erläutert. Ein Lichtstrahl, der senkrecht zur Ebene aus Ausbreitungsrichtung \vec{k} und optischer Achse y polarisiert ist, folgt der Polarisationsrichtung OB und wird als der „ordentliche“ Strahl bezeichnet. Der Brechungsindex für diese Richtung wird als der ordentliche Brechungsindex n_o bezeichnet und ist von der Propagationsrichtung unabhängig. Liegt die Polarisation des Lichtstrahls in der Ebene, dann folgt er der anderen sogenannten „außerordentlichen“ Polarisationsrichtung OA und wird daher der außerordentliche Strahl genannt. Der Brechungsindex für diese außerordentliche Richtung hängt vom Winkel Θ zwischen dem Wellenvektor und der optischen Achse ab. Er variiert zwischen n_o (Wellenvektor parallel zur optischen Achse $\Theta = 0^\circ$) und dem außerordentlichen Brechungsindex n_e (Wellenvektor senkrecht zur optischen Achse $\Theta = 90^\circ$). Der Brechungsindex für den außerordentlichen Strahl kann mit

$$n(\Theta) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_o^2 \sin^2 \Theta + n_e^2 \cos^2 \Theta}} \quad (7.16)$$

berechnet werden ([93], Kap. 1). Aus Gleichung (7.15) ergibt sich in diesem Beispiel für den einachsigen Kristall

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_e^2} + \frac{z^2}{n_o^2} = 1. \quad (7.17)$$

Eine Doppelbrechung wird für $n_e > n_o$ als positiv bzw. für $n_e < n_o$ als negativ bezeichnet. Dementsprechend werden die uniaxialen Kristalle benannt. In Abb. 7.14 ist die Abhängigkeit der Brechungsindizes von der Wellenlänge eines negativen einachsigen Kristalls dargestellt ([93], Kap. 1).

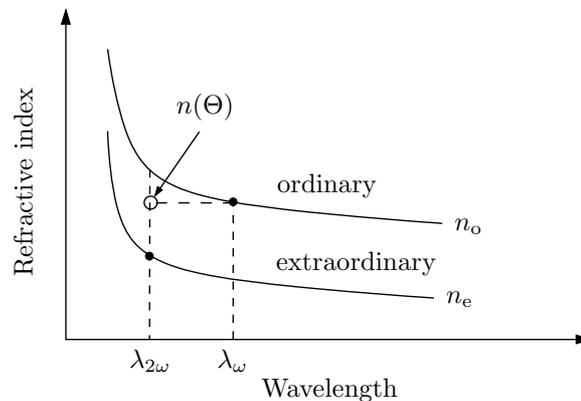


Abbildung 7.14: Dispersion der Brechungsindizes n_o und n_e in einem negativen einachsigen Kristall. Zur Veranschaulichung der Phasenanpassung bei Frequenzverdopplung sind die fundamentale Welle λ_ω sowie die generierte Welle $\lambda_{2\omega}$ eingezeichnet.

Nach Abb. 7.14 ist die fundamentale Welle λ_ω der ordentliche Strahl mit dem Brechungsindex $n_o(\lambda_\omega)$, wobei die frequenzverdoppelte Welle $\lambda_{2\omega}$ der außerordentliche Strahl ist. Damit nun die Phasenbedingung (Gleichung (7.12)) für die Frequenzverdopplung erfüllt wird, kann der Brechungsindex des außerordentlichen Strahls durch die Variation des Winkels Θ nach Gleichung (7.16) angepasst werden. Es folgt, dass

$n(\Theta) = n_o(\lambda_\omega)$ ist. Diese Methode der Anpassung wird als Typ-I-Phasenanpassung bezeichnet.

Die beschriebene Methode der Winkelanpassung wird auch kritische Phasenanpassung genannt. Ein Nachteil der Winkelanpassung ist, dass sich bei einem Winkel zwischen 0° und 90° der Propagationsvektor \vec{k} und der Poyntingvektor⁵ \vec{S} des außerordentlichen Strahls nicht in die gleiche Richtung ausbreiten. Demnach laufen ordentliche und außerordentliche Strahlen auseinander. Dieser Effekt wird als „Walk-off“ bezeichnet und wird durch den Winkel zwischen den beiden Vektoren ausgedrückt. Eine Möglichkeit, diesen Effekt zu vermeiden, ist die Ausnutzung der starken Temperaturabhängigkeit der Doppelbrechung in manchen Kristallen, z.B. Lithiumniobat [95]. Im Allgemeinen ist der außerordentliche Brechungsindex stärker von der Temperatur abhängig als der ordentliche Brechungsindex. In dieser Methode wird der Winkel Θ bei 90° festgehalten und die Kristalltemperatur variiert bis eine Phasenanpassung erreicht wird. Die Regelung und die Stabilisierung der Kristalltemperatur erfordert zusätzlich eine aufwendige Konstruktion mechanischer und elektrischer Komponenten. Die temperaturabhängige Phasenanpassung wird auch nichtkritische Phasenanpassung oder 90° -Phasenanpassung genannt.

Quasi-Phasenanpassung

Eine weitere Methode der Phasenanpassung stellt die Quasi-Phasenanpassung (QPM, quasi phase matching) dar. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, dass Phasenanpassungen in isotropen Materialien bzw. in Kristallen mit schwacher oder starker Doppelbrechung bei bestimmten Frequenzen realisiert werden können. Weiterhin bietet sich die Möglichkeit, ein System zu entwickeln, das mit gewünschten Wellenlängen und Temperaturen arbeitet. Das Prinzip der Quasi-Phasenanpassung beruht auf der periodischen Umpolung der spontanen Polarisierung bestimmter Regionen in nichtlinearen Kristallen [96]. Dabei werden ferroelektrische Domänen nach einer oder mehreren Kohärenzlängen alternierend orientiert. Dieser künstlich erzeugte Vorzeichenwechsel der nichtlinearen Koeffizienten führt dazu, dass durch Phasensprünge an den Grenzflächen die Intensität der frequenzverdoppelten Welle nicht abnimmt, sondern im Durchschnitt weiter ansteigt. Nachteilig erweist sich bei dieser Methode die aufwendige Herstellung der Materialien. Ein Beispiel für solche nichtlinearen Kristalle ist das auf Lithiumniobat basierende PPLN (periodically poled LiNbO₃). Die Kohärenzlänge in diesem Kristall beträgt z.B. bei einer Wellenlänge von $1.064 \mu\text{m}$ und mit $|n_e - n_o| = 0.081$ ([90], Kap. 2) etwa $3.3 \mu\text{m}$ (Gleichung (7.14)).

⁵Vektor der Energieflussdichte $\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}$. Das Integral $\int \vec{S} \cdot \vec{n} dA$ stellt die Menge an Energie dar, die ein Flächenelement dA mit dem Normalenvektor \vec{n} pro Sekunde durchquert ([94], Kap. 1).

7.3.3 Blaues Licht emittierende Laserdioden

Die hergestellten Bauelemente für den Einsatz im erweiterten Resonator wurden auch für die resonatorinterne Frequenzverdopplung verwendet. Die kritische Phasenanpassung erfolgt mit einem nichtlinearen biaxialen Kristall aus Lithiumtriborat (LiB_3O_5 , LBO-Kristall), der für Typ-I-Phasenanpassung bei Raumtemperatur bestimmt ist. Der schematische Aufbau der Bauelemente mit erweitertem Resonator ist in Abb. 7.15 dargestellt. Die Struktur der Laserdioden in diesem Abschnitt besteht aus einer verspannungskompensierten aktiven Zone mit 2×3 Quantenfilmen und einem p-DBR sowie n-DBR mit 30 bzw. 5 Spiegelperioden. Der Laserchip enthält mehrere VCSEL und ist auf ein Trägersubstrat montiert (s. Abschnitt 4.2).

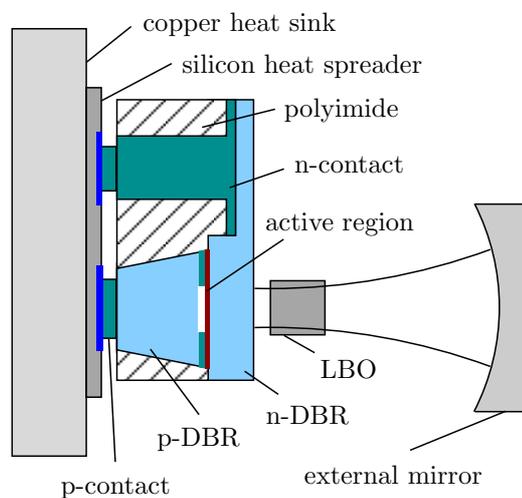


Abbildung 7.15: Schematischer Aufbau der Laserdioden mit einem nichtlinearen Kristall und einem externen Spiegel.

Für eine effiziente Frequenzverdopplung sind genügend hohe Intensitäten an infraroter Strahlung (980 nm) im Resonator erforderlich. Daher besitzt der externe Spiegel eine Reflektivität von etwa 99.96 % für die infrarote Strahlung und eine Entspiegelungsschicht für die frequenzverdoppelte Strahlung bei 490 nm. Um genügend Raum für den LBO-Kristall im Resonator zu schaffen, werden Spiegel mit Krümmungsradien von 20 mm verwendet. Der Kristall wird auf einer Justier Vorrichtung montiert, welche die Verschiebung in allen drei Raumrichtungen sowie die Verkipfung des Kristalls erlaubt. In der genannten Resonatoranordnung liegt die Strahltaile nahe der planaren Oberfläche des Bauelements. In diesem Bereich der Rayleigh-Länge ist der gaußsche Strahl gut fokussiert und weist hohe Intensitäten auf. Da die Konversionseffizienz im Idealfall quadratisch mit der Intensität der fundamentalen Welle ansteigt, wird der Kristall so nah wie möglich an die Probenoberfläche gebracht. Durch das Einbringen des Kristalls in den Resonator werden seine Eigenschaften aufgrund der Brechzahländerung modifiziert, wodurch eine Anpassung der Spiegelposition erforderlich ist.

Typische Betriebskennlinien bei der Emissionswellenlänge im Bereich von 485 nm sind in Abb. 7.16 links dargestellt. Man erkennt deutlich den nichtlinearen Verlauf der Ausgangsleistung. Die Lasertätigkeit des VCSELS mit 78 μm aktivem Durchmesser setzt bei etwa 75 mA ein. Die maximale optische Ausgangsleistung beträgt etwa 0.8 mW bei einem Strom von 163 mA. Da ein kleiner Anteil infrarotes Licht ausgekoppelt wird, erfolgt die Messung des blauen Lichts mit einem optischen Filter, der die infrarote Strahlung herausfiltert. Die durch den Filter entstehenden Verluste durch Absorption oder Reflexion des blauen Lichts von etwa 10% wurden bei der Darstellung der Ergebnisse berücksichtigt. Das Bauelement emittiert infrarote Strahlung im Bereich von 970 nm, weswegen ein 4 mm langer LBO-Kristall mit Entspiegelungsschichten für 970 und 485 nm zum Einsatz kommt. Die Messung wird bei einer Temperatur der Wärmesenke von 10 °C durchgeführt, um die fundamentale Wellenlänge auf den erforderlichen Wert abzustimmen. Dadurch werden höhere Konversionseffizienzen erreicht. Rechts in Abb. 7.16 ist das Emissionsspektrum bei einem Strom von 140 mA dargestellt. Die Aufnahme des Spektrums erfolgte mit der maximalen Auflösung des Messgeräts von 0.1 nm.

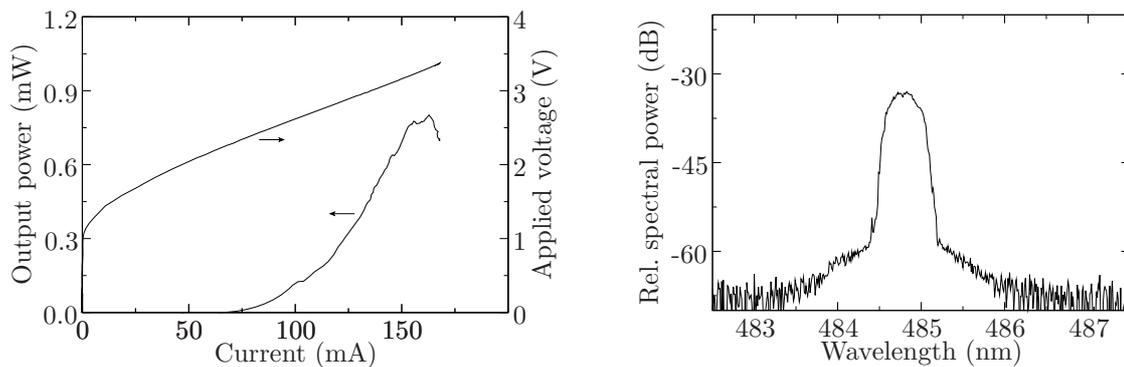


Abbildung 7.16: Betriebskennlinien (links) und Emissionsspektrum (rechts) eines VCSELS mit 78 μm aktivem Durchmesser nach der Frequenzverdopplung. Das Spektrum ist bei einem Strom von 140 mA aufgenommen.

Bei der kritischen Phasen Anpassung durch Doppelbrechung spielt die Polarisation eine große Rolle. In der Praxis ist die Polarisationsrichtung der frequenzverdoppelten Welle durch Kennzeichnung an einer Fläche des Kristalls vorgegeben. Um eine effiziente Umwandlung zu gewährleisten, muß demnach die fundamentale Welle senkrecht zu dieser Fläche polarisiert sein. VCSEL-Strukturen weisen im Gegensatz zu kantenemittierenden Laserdioden willkürliche Polarisationsrichtungen auf, die sich je nach Betriebsbedingungen ändern können. Diese instabile Polarisation ist auf das isotrope Material und die symmetrische Struktur von VCSELn zurückzuführen. Eine Erhöhung der optischen Anisotropie, z.B. durch verspannte InGaAs-Quantenfilme, kann die Polarisations-eigenschaften beeinflussen [97]. Im Allgemeinen emittieren Bauelemente, die auf (100)-orientierten GaAs-Substraten gewachsen wurden, entlang der Kristallrichtung $[011]$ oder $[0\bar{1}1]$ polarisiertes Licht [98]. Nahe der Laserschwelle emittieren die Laserdioden ein linear polarisiertes Licht in der Grundmode. Bei höheren Strömen

emittieren höhere Moden ein linear polarisiertes Licht, das parallel oder orthogonal zu der Grundmode steht, wobei sich die Polarisationsrichtungen aller Moden mit steigendem Strom [99] oder steigender Substrattemperatur [60] ändern können. Dies geschieht in der Regel durch Polarisations sprünge um 90° .

Die Laserdioden werden zuerst im infraroten Bereich untersucht, um Parameter wie Schwellstrom, maximale Ausgangsleistung und Emissionswellenlänge zu erhalten. Außerdem wird mit Hilfe eines Polarisators die dominante Polarisationsrichtung ermittelt, um die Orientierung des Kristalls entsprechend festzulegen. In Abb. 7.17 ist die Leistungskennlinie eines VECSELs mit $68\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser dargestellt. Der externe Spiegel hat einen Krümmungsradius von 10 mm und eine Reflektivität von 95 %. Aus der Laserkennlinie, die bei Raumtemperatur aufgenommen wurde, ergibt sich ein Schwellstrom von 64 mA und ein differentieller Quantenwirkungsgrad von 33 %. Die maximale Konversionseffizienz beträgt etwa 8 % bei 150 mA.

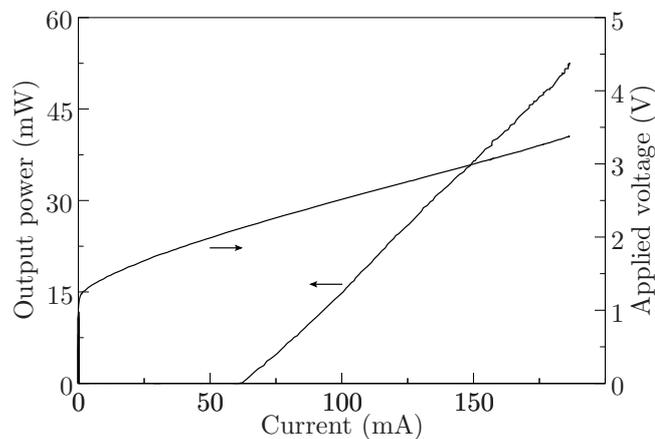


Abbildung 7.17: Betriebskennlinien eines VECSELs mit $68\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser. Die Emissionswellenlänge liegt im Bereich von $974\ \text{nm}$.

Das Ergebnis der Frequenzverdopplung mit diesem Bauelement zeigt Abb. 7.18 für zwei unterschiedliche LBO-Kristalle bei einer Wärmesenken-Temperatur von 10°C . Der Krümmungsradius des externen Spiegels beträgt nun 20 mm. Optische Leistungen über 2.5 mW wurden bei einer Emissionswellenlänge im Bereich von 485 nm erzielt. Die Leistung steigt mit zunehmender Kristalllänge an (vgl. Gleichung (7.13)). Die Lasertätigkeit setzt beim längeren Kristall bei höheren Strömen ein. Dies ist auf die steigenden Verluste im Resonator zurückzuführen. Weiterhin ist die kritische Phasen Anpassung bei längeren Kristallen schwieriger. Optimale Konversion wird bei einer Kristalllänge erwartet, die in etwa der Rayleigh-Länge des Laserstrahls entspricht. Das zu der gestrichelten Kennlinie gehörige Emissionsspektrum ist in Abb. 7.19 dargestellt. Das Spektrum wurde bei 130 mA gemessen und zeigt maximale Intensität im Bereich von 485 nm. Die Strahlqualität des blauen Lasers konnte aufgrund der geringeren Leistung, die sich bei der Messung durch die Verwendung von Linsen und optischem Filter zusätzlich vermindert, nicht untersucht werden.

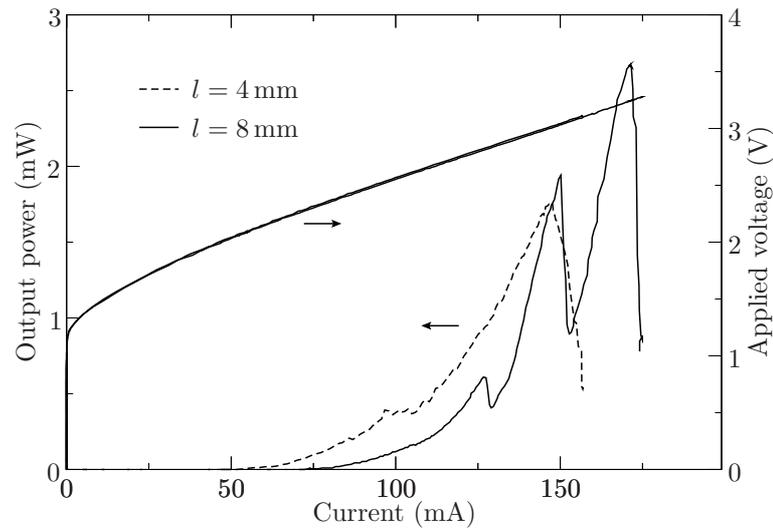


Abbildung 7.18: Optische Ausgangsleistungen und Spannungskennlinien des VECSELs aus Abb. 7.17 nach der Frequenzverdopplung für verschiedene Längen des LBO-Kristalls.

In Abb. 7.18 weist die gestrichelte Leistungskennlinie mit dem kürzeren Kristall eine Instabilität bei etwa 100 mA auf. Diese Unregelmäßigkeiten in der Ausgangsleistung sind auf die Änderung bzw. das spontane Wechseln der Polarisation des VCSELs zwischen den bevorzugten Kristallrichtungen zurückzuführen. Dies kann zu starken Fluktuationen in der optischen Leistung führen, wie bei der zweiten durchgezogenen Kennlinie zu sehen ist. Bei etwa 150 mA nimmt die Leistung rapide um 1 mW ab, danach steigt sie wieder an. Dieser Prozess hängt, wie bereits erwähnt wurde, vom Strom, der Temperatur und den speziellen Emissionseigenschaften des Bauelements ab.

Es existieren zahlreiche Methoden, um die Polarisation zu stabilisieren. Dazu zählen die Erzeugung von Anisotropie im Material durch externen mechanischen Stress [100] und das Wachstum hochverspannter Quantenfilme auf (311)B-GaAs-Substrate [97]. Weiterhin kann die Polarisationsrichtung durch asymmetrische Oxidaperturen selektiert werden [101]. Bei einer weiteren Methode, die sich in der industriellen Produktion etabliert hat, wird die Polarisation durch ein auf der Oberfläche des Bauelements geätztes Gitter-Relief stabilisiert [102, 103].

Bei optisch gepumpten Scheibenlasern [82] werden zusätzliche Komponenten verwendet, um eine schmalbandige und polarisationsstabile Emission zu erhalten. Dies geschieht im Inneren des Resonators, z.B. durch Einbringen eines doppelbrechenden Lyot-Filters unter dem Brewster-Winkel. Eine solche Methode erfordert sowohl genügend Raum im Resonator als auch zusätzliche, aufwendige Justage. Außerdem sind dadurch weitere Verluste im Resonator unvermeidbar, die für die hier erzielten Leistungen von wenigen Milliwatt von Nachteil sind. Die Konversionseffizienz von der optischen Ausgangsleistung (blau) zur elektrischen Leistung liegt unter 1%. Weitere Maßnahmen wie die Optimierung des Designs und der Struktur der Bauelemente, ef-

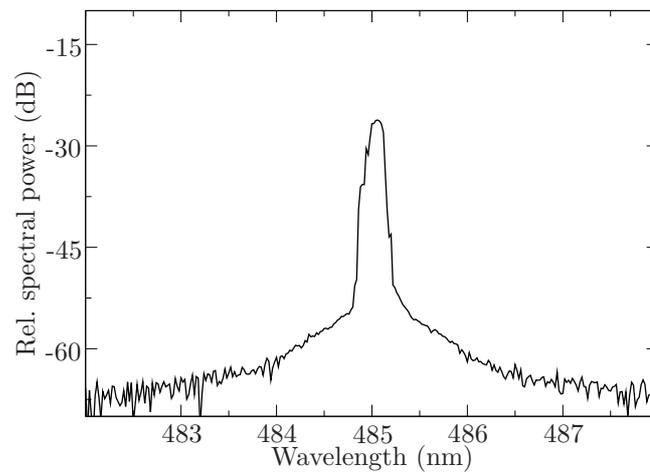


Abbildung 7.19: Emissionsspektrum des VECSELs mit dem 4 mm langen Kristall aus Abb. 7.18, gemessen bei 130 mA.

fizientere Wärmeabfuhr und die Kontrolle der Polarisierung können zur Verbesserung der Konversionseffizienz führen.

8 Laserdioden mit monolithisch integriertem Resonator

Im vorherigen Kapitel wurde das Konzept des erweiterten Resonators mit Vertikallaserdioden vorgestellt. Dabei kamen externe Resonatorspiegel mit 12.7 mm Durchmesser zum Einsatz. Die Resonatorlänge betrug zwischen 10 und 20 mm. Basierend auf diesem Konzept und den daraus resultierenden Ergebnissen wurde das Modell eines kompakten und miniaturisierten Bauelements entwickelt. In diesem Modell werden Mikrospiegel mit Durchmessern bis ca. 150 μm hergestellt und auf der Substratseite der VCSEL-Struktur integriert. Dabei dient das Substrat mit einer Dicke von 150 bis 300 μm als optischer Resonator. Ziel dieses Konzeptes ist es, Bauelemente zu realisieren, die die Eigenschaften transversal einmodiger Vertikallaserdioden besitzen, jedoch höhere Ausgangsleistungen mit einer besseren Strahlqualität aufweisen. Neben der Darstellung und der Diskussion der Messergebnisse werden die Eigenschaften des monolithisch integrierten Resonators beschrieben. Da die Mikrospiegel einen wesentlichen Bestandteil des Resonators bilden, wird ihre Herstellung sowie Charakterisierung ausführlich behandelt.

8.1 Aufbau der Laserdioden

Bei den Bauelementen mit monolithisch integrierten Resonatoren werden Mikrospiegel auf der Substratseite der Probe hergestellt. Dies erfordert, wie es im Abschnitt 4.1.2 beschrieben ist, eine epitaxieseitige elektrische Kontaktierung. Der Aufbau der Laserdioden mit Mikrospiegeln ist in Abb. 8.1 schematisch dargestellt. Im Gegensatz zu den Standard-VCSELn ist die Reflektivität des n-DBRs stark reduziert. Eine Lasertätigkeit ist somit ohne zusätzlichen Spiegel nicht möglich, ebenso wie im Fall der erweiterten Resonatoren in Kap. 7. Der n-DBR besteht aus 3 und der p-DBR aus 30 Spiegelperioden. Da sich das GaAs-Substrat innerhalb des optischen Resonators befindet, werden semi-isolierende (undotierte) Substrate verwendet um die Absorption zu verringern. Der gekrümmte Mikrospiegel wird auf der Substratseite aus Photolack hergestellt, wobei die erforderliche Reflektivität durch Sputtern von mehreren dielektrischen Schichten erzielt wird. Zusätzlich ist eine einzelne Entspiegelungsschicht zwischen Substrat und Photolack aufgebracht. Die aktive Zone besteht aus 2×3 Quantenfilmen mit Verspannungskompensation.

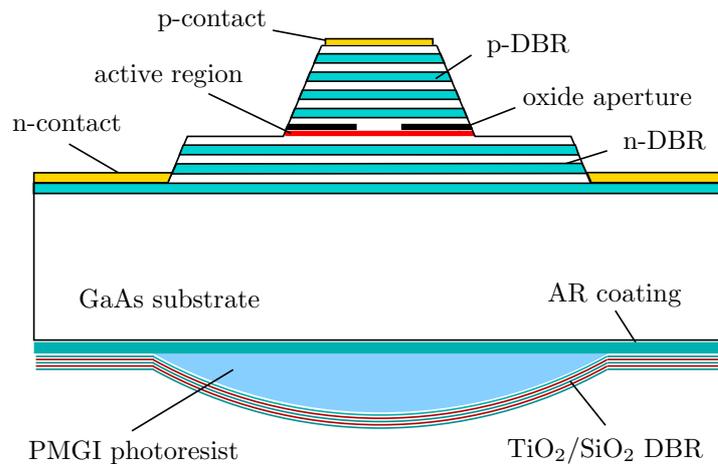


Abbildung 8.1: Der Aufbau einer Vertikallaserdiode mit integriertem Mikrospiegel.

8.2 Herstellung integrierter Mikrospiegel

Die Herstellung von Mikrospiegeln beruht auf dem gleichen Konzept wie die Herstellung von Mikrolinsen. Dabei stellt die Linse die sphärische Oberfläche des Spiegels dar, wobei zusätzliche Materialien für die Spiegelreflektivität sorgen. Die Hauptanwendungen von Mikrolinsen sind Formung, Kopplung und Abbildung von Lichtstrahlen. Eine der gängigsten und weit verbreitetsten Herstellungsmethoden von Mikrolinsen ist die Photolithographie, bei der aus Photolack Mikrolinsen hoher Qualität kostengünstig produziert werden können. Diese Methode wird in dieser Arbeit angewandt und im folgenden Abschnitt beschrieben.

Die Mikrospiegel werden in einem zweistufigen Prozess hergestellt. Zuerst kommt ein besonderer Photolack zum Einsatz, der durch seine gekrümmte Oberfläche eine plan-konvexe Mikrolinse darstellt. Um einen sphärischen Spiegel mit hoher Reflektivität zu bilden, wird danach ein dielektrischer DBR auf die Oberfläche der Mikrolinse aufgebracht (s. Abschnitt 8.2.3). Somit entsteht ein Mikrospiegel, der durch die Integration mit den Bauelementen als Resonatorspiegel zum Einsatz kommt.

8.2.1 Photolack als Mikrolinse

Die Herstellung von kreisförmigen Mikrolinsen aus Photolack wurde bereits 1988 von Popovic u. a. [104] beschrieben. Die Idee wurde weiter entwickelt und auf andere Linsenformen, z.B. rechteckige [105], erweitert. Die Mikrolinsen können somit als Photolacklinsen verwendet oder durch Trockenätzen ins Substrat transformiert werden [106]. Diese Methode ist aufwendiger und benötigt einen adäquaten Ätzprozess, hat aber den Vorteil einer höheren Temperaturfestigkeit und dass die Linse aus Substratmaterial besteht, wodurch auf Entspiegelungsschichten verzichtet werden kann.

Für die Herstellung der hier verwendeten Mikrolinsen wird der für diesen Zweck besonders geeignete Photolack (PMGI-SF 11)¹ verwendet. Der PMGI-Photolack zeigt sehr gute Resultate, z.B. bei Lift-off und Planarisierungsprozessen. Durch seine hohe thermische Stabilität ist er für Hochtemperaturprozesse, wie z.B. das Aufdampfen von Metallen geeignet. Außerdem ist der PMGI-Photolack transparent im sichtbaren und nahen infraroten Bereich und zeichnet sich durch hervorragende Eigenschaften beim Wiederaufschmelzprozess (Reflow-Prozess) aus, welcher für die Herstellung der Mikrolinsen von großer Bedeutung ist.

In Abb. 8.2 ist der Prozessverlauf bei der Herstellung der Photolack-Linsen schematisch dargestellt. Aufgrund der Empfindlichkeit des PMGI-Photolacks gegenüber tiefer Ultraviolettstrahlung (240–290 nm) erfordert die Herstellung einen Zweilagigenprozess. Dabei wird zur Maskierung des PMGI-Photolacks ein Positiv-Photolack verwendet. Nach der Prozessierung des Photolacks wird der PMGI-Photolack belichtet und danach entwickelt. Dabei dient der strukturierte Photolack als Maske für den PMGI-Photolack. Nach dem Entfernen des Photolacks ist die Strukturierung des PMGI-Photolacks abgeschlossen.

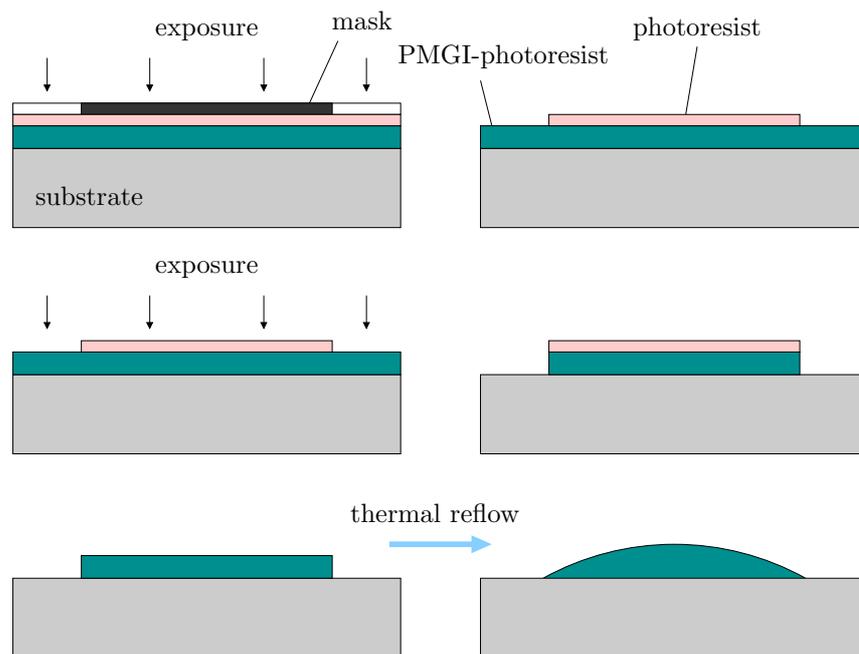


Abbildung 8.2: Schematische Darstellung der Prozesse bei der Herstellung von Mikrolinsen.

Die Formung der Mikrolinsen erfolgt thermisch durch einen Reflow-Prozess auf einer Heizplatte oder in einem Ofen. In dieser Arbeit wurden Mikrolinsen auf einer Heizplatte bei 290 °C und mit einer Prozessdauer von 30 Minuten hergestellt. Dabei schmilzt der Photolack auf, wodurch sich aus den zylinderförmigen Strukturen durch Oberflächenspannung sphärische Formen ausbilden. Bei der Annahme einer sphärischen

¹Datenblätter des Photolacks sind unter <http://www.microchem.com> zu finden.

Linsenform kann die Höhe h der Linse durch

$$h = R - \sqrt{R^2 - r^2} \quad (8.1)$$

angegeben werden [107]. Dabei ist r der Radius und R der Krümmungsradius der Linse. Beim Reflow-Prozess kann die Menge bzw. das Volumen des Photolacks die Linsenformung maßgeblich beeinflussen. Eine unzureichende Menge an Photolack kann zur Bildung von Vertiefungen in der Linsenoberfläche führen. Das Lackvolumen vor dem Reflow-Prozess ergibt sich mit der Dicke d der zylinderförmigen Struktur zu

$$V_{\text{vor}} = d\pi r^2. \quad (8.2)$$

Das Volumen der Photolacklinse nach dem Reflow-Prozess berechnet sich aus dem Volumen eines Kugelabschnitts zu

$$V_{\text{nach}} = \frac{\pi h}{6}(3r^2 + h^2). \quad (8.3)$$

Mit der Annahme, dass das Photolackvolumen durch den Reflow-Prozess unverändert bleibt, kann die Dicke d des Photolacks vor dem Reflow-Prozess durch

$$d = \frac{h}{6} \left(3 + \frac{h^2}{r^2} \right) \quad (8.4)$$

berechnet werden. Messungen zeigen jedoch, dass sich das Photolackvolumen um bis zu 25% verringern kann. Dies kann durch nicht ideale zylinderförmige Strukturen oder durch Materialabdampfung während des Reflow-Prozesses zustande kommen. Außerdem können unbelichtete Stellen durch das Entwickeln des Photolacks entfernt werden.

Nach dem Reflow-Prozess werden die linsenförmigen Strukturen auf Zimmertemperatur abgekühlt. Abbildung 8.3 zeigt zwei Mikroskopaufnahmen vor und nach der Formung der Mikrolinsen, die sich in diesem Fall in Öffnungen von Metallkontakten auf dem Substrat befinden.

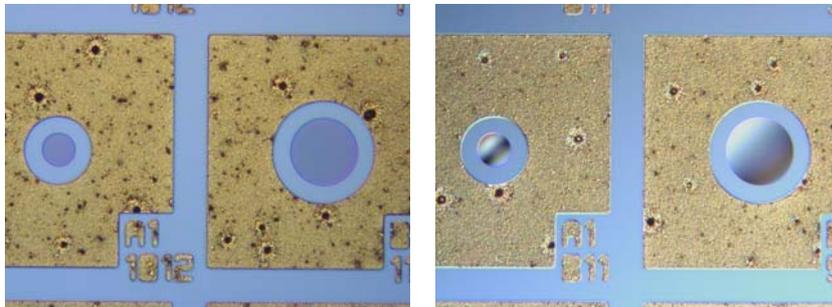


Abbildung 8.3: Aufnahmen von Mikrolinsen vor (links) und nach dem Reflow-Prozess (rechts).

Weitere Herstellungsverfahren und Anwendungen

Für die Herstellung von Mikrolinsen existieren zahlreiche Methoden. Mikrolinsen können in einem lichtempfindlichen Glas mittels eines photothermischen Prozesses [108] oder durch Ätzen der Oberfläche von Leuchtdioden mittels eines photoelektrochemischen Prozesses [109] hergestellt werden. Außerdem können Linsenstrukturen durch nasschemisches Ätzen von Substraten [110] oder durch Plasmaätzen in Diamant hergestellt werden [111]. In anderen Herstellungsverfahren werden Linsen aus Polymeren durch Tropfenspender hergestellt, die anschließend mit ultravioletter Strahlung gehärtet werden [112].

Für jede Herstellungsmethode und jeden Typ der Mikrolinsen gibt es passende Einsatzgebiete in vielfältigen Anwendungen. Mikrolinsen werden meist in optischen Bauelementen und Systemen integriert, z.B. zur Strahlformung bei Lasern [113, 114], in optischen Verbindungssystemen [115, 116], in Laser-Arrays [117] und auf Leuchtdioden oder Glasfasern [118, 119] für effiziente Strahl- bzw. Einkopplung.

8.2.2 Charakterisierung der Mikrolinsen

Es existieren verschiedene Messprinzipien für die Charakterisierung von Mikrolinsen, z.B. Interferometrie oder Profilometrie [107]. Die Messverfahren hängen von der Anwendung bzw. von den erforderlichen Linsenparametern ab. Die in dieser Arbeit hergestellten Mikrolinsen werden als Mikrospiegel eingesetzt, daher sind die Krümmungsradien wichtige Parameter für das Design der Bauelemente. Mit einem Profilometer kann die Oberfläche der Mikrolinse durch den Kontakt mit einer Messnadel abgetastet werden, wodurch sich ein zweidimensionales Höhenprofil der Linsenstruktur ergibt. Ein Nachteil dieser Messmethode liegt darin, dass die Messung oft nicht durch das Zentrum der Mikrolinse verläuft. Diese Methode eignet sich für grobe Messungen, besonders bei der Optimierung von Herstellungsprozessen.

Die Vermessung der Mikrolinsen erfolgte in dieser Arbeit mit einem Messgerät², das die Oberfläche der Probe berührungslos abtastet. Dazu wird die Oberfläche mit fokussiertem Weißlicht beleuchtet, das durch passive Optiken mit großer chromatischer Aberration breit gefächert wird. Dadurch entstehen vertikal zur Oberfläche mehrere Fokuspunkte unterschiedlicher Wellenlänge. Das reflektierte Licht wird dann über dieselbe Optik in eine Glasfaser eingekoppelt und mit einem Spektrometer ausgewertet. Die Distanz vom Messkopf bis zur Probenoberfläche hängt somit von der Wellenlänge ab und wird über eine interne Kalibrationstabelle ermittelt. In Abb. 8.4 ist die Oberflächenmessung einer Mikrolinse mit einem Durchmesser von 125 μm dargestellt.

Bei der Auswertung der Messergebnisse werden bei mehreren Linsen gleicher Größe sphärische Anpassungen durchgeführt, um den Krümmungsradius zu bestimmen. Kurvenanpassungen an einzelnen Schnittlinien durch die Linsen können zu starken Schwan-

²MicroGlider, Fries research and technology (FRT).

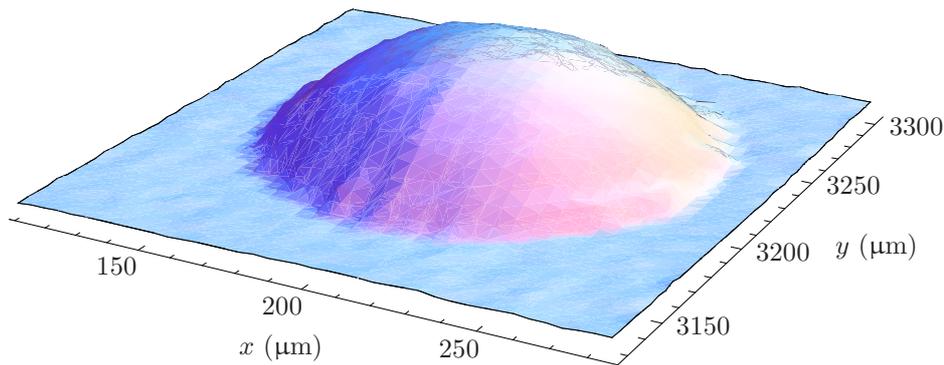


Abbildung 8.4: Gemessene Oberflächenstruktur einer Linse mit einem Durchmesser von $125\ \mu\text{m}$.

kungen bei den Ergebnissen führen und werden daher nicht durchgeführt. Abbildung 8.5 zeigt zwei Schnittlinien durch die Mikrolinse aus Abb. 8.4 bei $y = 3225\ \mu\text{m}$ (links) und $x = 200\ \mu\text{m}$ (rechts). Die sphärische Anpassung ist zum Vergleich mit den ausgewählten Schnittlinien in beiden Diagrammen aufgetragen. Für die oben dargestellte Mikrolinse ergibt sich durch die sphärische Anpassung ein Krümmungsradius von $1250\ \mu\text{m}$. Die Berechnungen der Krümmungsradien wurden für mehrere Mikrolinsen mit verschiedenen Durchmessern durchgeführt. Die durchschnittlichen Werte der Krümmungsradien sind in Tabelle 8.1 aufgelistet.

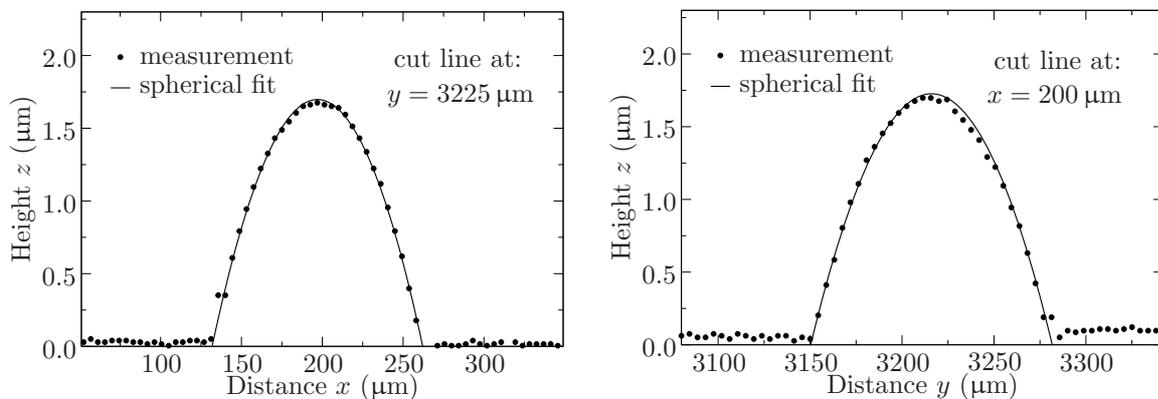


Abbildung 8.5: Schnittlinien (Punkte) parallel zur x -Achse (links) bzw. zur y -Achse (rechts) aus der Messung in Abb. 8.4. Die durchgezogenen Linien sind das Resultat der sphärischen Anpassung.

8.2.3 Der Resonatorspiegel

Mit der Herstellung der Mikrolinsen aus dem PMGI-Photolack wurden die nötigen gekrümmten Oberflächen der Resonatorspiegel geschaffen. Im zweiten Schritt wird die erforderliche Reflektivität des Spiegels erzeugt. Dazu werden mehrere dielektrische Schichten aus Siliziumoxid (SiO_2) und Titanoxid (TiO_2) auf die Linsenoberfläche aufgesputtert. Dies geschieht ganzflächig auf der Substratseite in einer Ionenstrahl-

Ergebnis stimmt mit der Simulation des gleichen Schichtaufbaus in Abb. 8.8 sehr gut überein. Es ergibt sich eine Reflektivität von 97.27 % bei 970 nm. Dabei wurde in der Simulation ein Silizium-Substrat sowie ein Lichteinfall aus der Luft berücksichtigt.

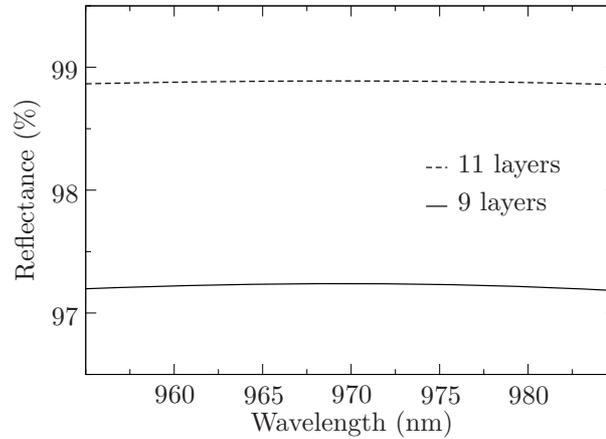


Abbildung 8.7: Reflektivität des dielektrischen Spiegels in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Die Simulation der Schichtstruktur aus Abb. 8.6 ist mit Entspiegelungsschicht, PMGI-Schicht und für 9 sowie 11 Schichten aus SiO_2 und TiO_2 durchgeführt.

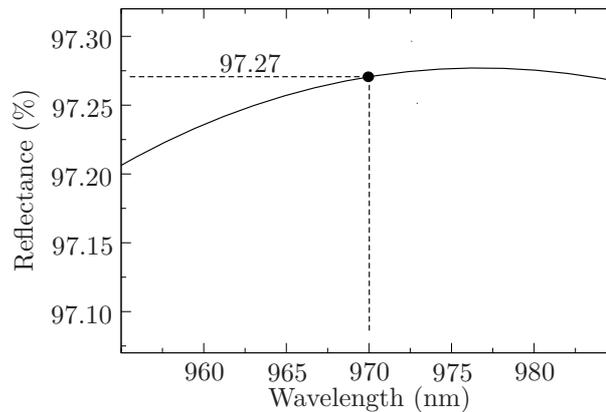


Abbildung 8.8: Simulation der Reflektivität von 11 dielektrischen Schichten auf Silizium-Substrat. Bei 970 nm beträgt die Reflektivität 97.27 %.

Die Entspiegelungsschicht

Aufgrund der unterschiedlichen Brechzahlen von PMGI-Photolack und GaAs-Substrat ist eine Entspiegelungsschicht notwendig. Dazu reicht es, eine einzelne TiO_2 -Schicht aufzubringen, die vor der Herstellung der Mikrolinsen ganzflächig aufgesputtert wird. Die Bedeutung dieser Schicht kann anhand der folgenden Simulationen gezeigt werden. Die Reflektivität einer Struktur mit 9 Schichten ohne Entspiegelungsschicht ist in Abhängigkeit von der Wellenlänge in Abb. 8.9 dargestellt.

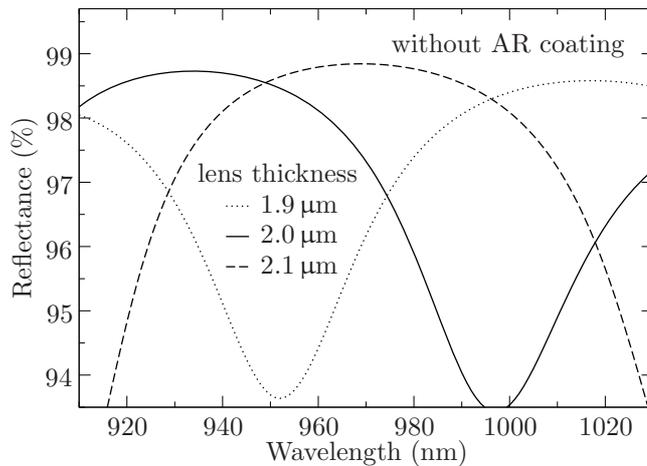


Abbildung 8.9: Simulationen der Reflektivität von 9 dielektrischen Schichten für verschiedene Linsendicken ohne Entspiegelungsschicht.

In den Simulationen wurde die Dicke der PMGI-Schicht variiert. Da eine gekrümmte Linsenoberfläche unterschiedliche Dicken aufweist, kann die Reflektivität in Abhängigkeit von der Wellenlänge und je nach Linsendicke stark schwanken. Solche Schwankungen in der Reflektivität können bereits bei geringen Änderungen der Linsendicke auftreten, wie es in Abb. 8.10 zu sehen ist. Die Berechnungen zeigen die Reflektivität bei einer konstanten Wellenlänge von 970 nm. Im Bereich von 2 µm schwankt die Reflektivität um mehr als 2.6 %, was einen erheblichen Einfluss auf die emittierte Ausgangsleistung haben kann.

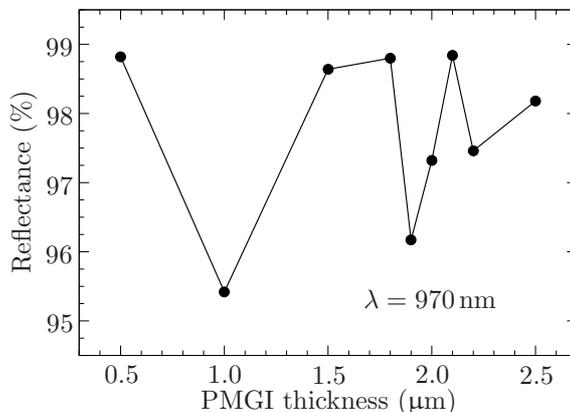


Abbildung 8.10: Berechnete Reflektivität von 9 dielektrischen Schichten bei einer Wellenlänge von 970 nm in Abhängigkeit von der Dicke der PMGI-Schicht.

Um die Auswirkungen einer Entspiegelungsschicht zu untersuchen, wurde die gleiche Struktur mit einer solchen Schicht aus TiO_2 simuliert (Abb. 8.11). Der Unterschied zur vorherigen Berechnung ist aus der Abbildung ersichtlich. Die Änderung der Reflektivität mit der Linsendicke im Bereich von 950 bis 990 nm beträgt 0.28 %. Diese geringfügige Änderung liegt bei 9 dielektrischen Spiegelschichten im Bereich der vorgesehenen Reflektivität von 97 %.

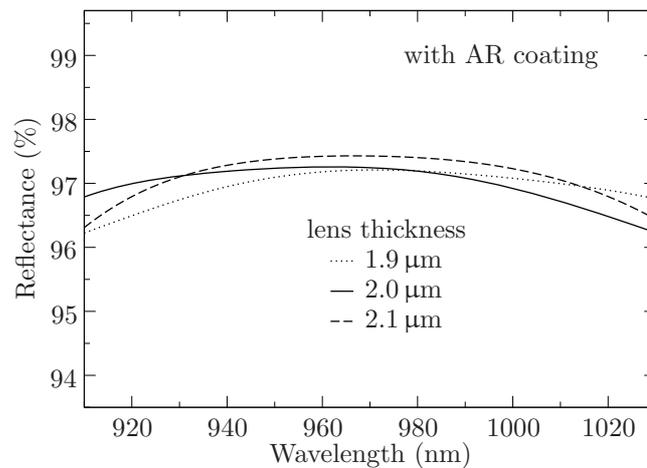


Abbildung 8.11: Berechnete Reflektivitäten von 9 dielektrischen Schichten für verschiedene Linsendicken unter Einfluss einer Entspiegelungsschicht.

8.3 Resonatordesign

Im Folgenden werden die Eigenschaften der Laserstrahlen im Resonator in Abhängigkeit vom Krümmungsradius des Spiegels beschrieben. Außerdem wird der Einfluss der Reflektivität des n-DBRs bzw. des dielektrischen DBRs auf den Schwellgewinn und die Ausgangsleistung erläutert.

8.3.1 Spiegelreflektivität und Schwellgewinn

Die Schichtstruktur der Laserdioden ist identisch mit der Struktur der Bauelemente aus Kap. 7. Mit einem erweiterten Resonator kann die Reflektivität des externen Spiegels durch den Austausch der Spiegel variiert werden. Dagegen kann die Reflektivität des Mikrospiegels z.B. nach dem Aufspütern nicht reduziert werden. Die Wahl geeigneter Reflektivitäten für den n-DBR und den dielektrischen DBR basieren vor allem auf den Erkenntnissen und Ergebnissen des vorherigen Kapitels. Dies wird auch durch die nachfolgenden Simulationen bestätigt.

Die Anzahl der Spiegelperioden im n-DBR beträgt bei den Standard-Laserdioden in der Regel 20 (s. Kap. 6). Dabei übersteigt die Reflektivität des Auskoppelspiegels 99 %. Durch die Reduzierung der Spiegelperioden auf 3 verringert sich die Reflektivität auf etwa 21 %, wie es in Abb. 7.5 gezeigt wurde. Die Reflektivität des Mikrospiegels beträgt hier 97 % (9 Schichten). Abbildung 8.12 zeigt eine eindimensionale Simulation der Struktur mit monolithisch integriertem Resonator. In der Simulation beträgt die Linsendicke 1.5 μm. Die Simulation wurde mit einer Substratdicke von 15 μm statt der tatsächlichen Dicke von 150 μm durchgeführt, da das Simulationsprogramm Schichtdicken bis etwa 15 μm zulässt. Außerdem wurde ein absorptionsfreies Substrat angenommen. In der Abbildung ist das Stehwellenfeld und der Verlauf des Brechungsindex-

dexes der gesamten Struktur dargestellt. Die 3 Spiegelperioden des n-DBRs und die 9 Schichten des dielektrischen Spiegels sind in der Abbildung zu sehen. Aufgrund der im Vergleich zu Standard-Bottom-Emittern größeren Resonatorlänge verringert sich der Abstand longitudinaler Moden, so dass mehrere Moden im Reflexionsspektrum erscheinen, wie es in Abb. 8.13 links dargestellt ist.

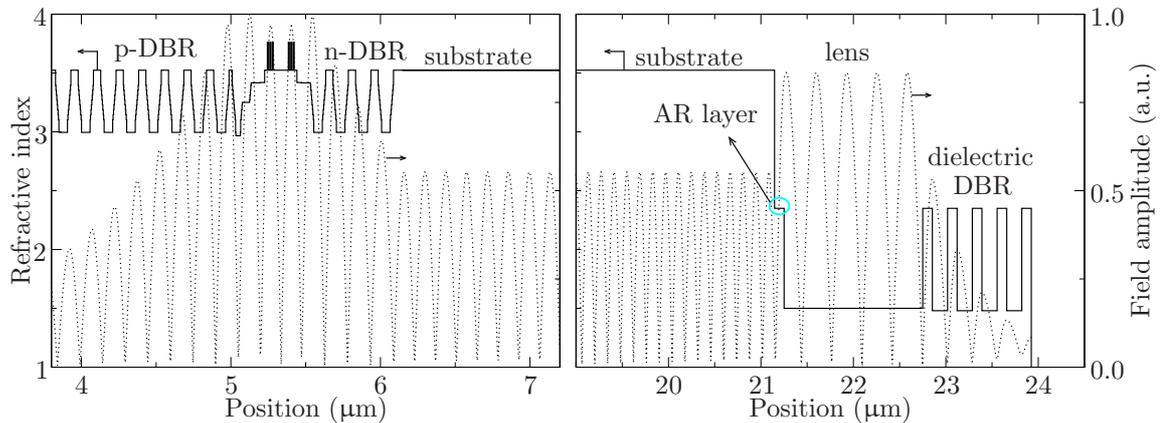


Abbildung 8.12: Simuliertes Stehwellenfeld und der Verlauf des Brechungsindex einer Laserstruktur mit monolithisch integriertem Resonator. Die Dicke des Substrats von hier $15\ \mu\text{m}$ ist verkürzt dargestellt.

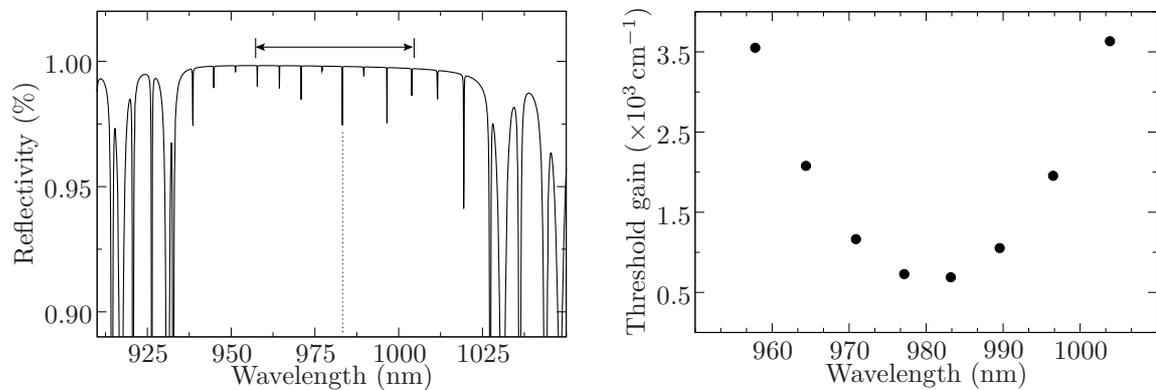


Abbildung 8.13: Simuliertes Reflexionsspektrum der Struktur mit monolithisch integriertem Resonator (links). Die gepunktete Linie deutet die Resonanzwellenlänge an, bei der der Schwellengewinn am niedrigsten ist. Mehrere longitudinale Moden aus dem Stopband (durch Pfeile abgegrenzter Bereich) sind mit den entsprechenden Schwellengewinnen rechts dargestellt.

Im Stopband sind mehrere longitudinale Moden zu sehen, die an den Resonanzbrüchen zu erkennen sind. Die Mode bei $983.2\ \text{nm}$ (gepunktete Linie) kennzeichnet die Resonanzwellenlänge mit dem niedrigsten Schwellengewinn. In der Praxis können andere bzw. mehrere Moden mit höherem Schwellengewinn anschwingen, was zur Erhöhung des Schwellstroms führen kann. Die Schwellgewinne verschiedener Moden aus dem mit

Pfeilen eingezeichneten Bereich sind rechts in der Abbildung über der Wellenlänge aufgetragen. Dabei weist der Wellenlängenbereich um 980 nm die niedrigsten Schwellgewinne auf. In den Simulationen können die Reflektivitäten dieses Dreispiegelsystems variiert und der Schwellgewinn sowie die von der Substratseite ausgekoppelte Leistung berechnet werden. Diese Leistung ist auf die gesamte bezogen und wird mit P_b in Prozent angegeben. In Abb. 8.14 sind die Ergebnisse solcher Berechnungen dargestellt. Die Entscheidung bezüglich der Anzahl der benötigten Spiegelperioden ist mit dem Ziel hoher Ausgangsleistungen und niedriger Schwellgewinne verbunden. Durch eine geringe Reflektivität des dielektrischen Spiegels, wie sie z.B. aus 5 Schichten resultiert, kann die Ausgangsleistung theoretisch gesteigert werden, jedoch auf Kosten zunehmenden Schwellgewinns. Auf der anderen Seite können niedrige Schwellgewinne durch Erhöhung der Anzahl der Spiegelperioden im n-DBR erzielt werden, was aber eine Reduzierung der Leistung P_b nach sich zieht. Außerdem können die n-DBR-Schichten die Absorption in den gekoppelten Resonatoren erhöhen. Bei diesem Dreispiegelsystem ist ein Kompromiss zwischen der Ausgangsleistung und dem Schwellgewinn zu finden. Der dielektrische Spiegel besitzt die höhere Reflektivität, sorgt für eine stabile Resonatorconfiguration und kontrolliert das Emissionsverhalten transversaler Moden. Andererseits selektiert der n-DBR in der inneren Kavität eine einzelne longitudinale Mode, die später im gekoppelten Resonatorsystem verstärkt und emittiert wird. Berechnungen für Standard-Laserdioden mit 20 Spiegelperioden ergeben einen Schwellgewinn von 590 cm^{-1} und eine substratseitige Leistung von 99.18 %. Für 3 Spiegelpaare und 9 dielektrische Schichten ergibt sich aus Abb. 8.14 ein Schwellgewinn von 690 cm^{-1} und eine Leistung P_b von 99.27 %.

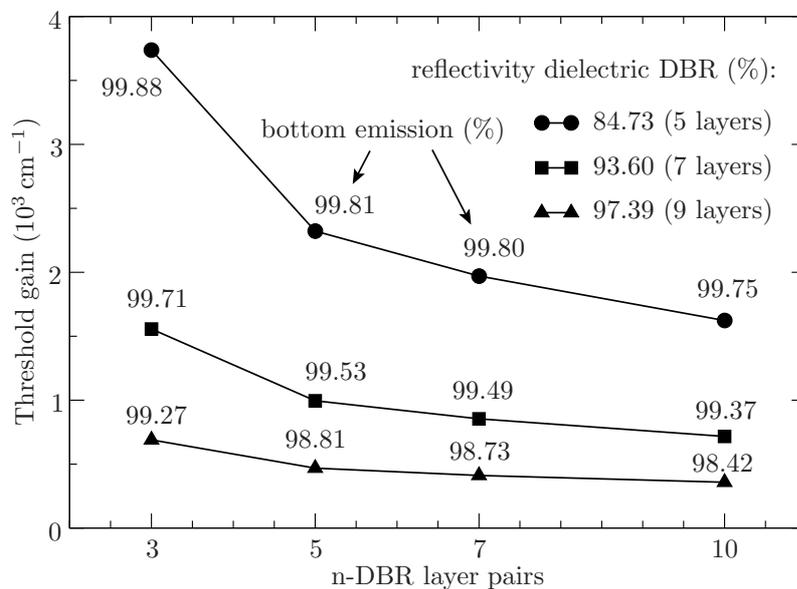


Abbildung 8.14: Schwellgewinn in Abhängigkeit von der Anzahl der Spiegelperioden im n-DBR und von der Reflektivität des dielektrischen Spiegels. Die entsprechende substratseitige Leistung P_b ist im Diagramm eingezeichnet.

8.3.2 Strahleigenschaften und Krümmungsradius

Der Laserstrahl im integrierten Resonator breitet sich im GaAs-Substrat aus, bevor er später an der Grenzschicht zur Mikrolinse gebrochen wird. Diesen Verlauf kann man mittels zweier ABCD-Matrizen beschreiben (s. Abschnitt 3.5.1). Die gesamte Matrix ergibt sich aus den Matrizen (3.70) und (3.71) zu

$$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & n_1/n_2 \end{pmatrix}, \quad (8.5)$$

wobei L die Substratdicke ist. Die Brechzahlen n_1 von GaAs und n_2 des PMGI-Photolacks betragen 3.52 bzw. 1.53. Zur Beschreibung des Krümmungsradius des Laserstrahls im Linsenmaterial wird von einem gaußschen Strahl ausgegangen, dessen Strahltaile sich in der aktiven Zone befindet. Der Strahl besitzt somit einen unendlich großen Krümmungsradius und wird nach (3.77) durch

$$\frac{1}{q_1} = -i \frac{1}{Z_{R1}} \quad (8.6)$$

definiert werden. Dabei ist

$$Z_{R1} = \frac{n_1 \pi W_0^2}{M^2 \lambda} \quad (8.7)$$

die Rayleigh-Länge des Laserstrahls.

Der komplexe Strahlparameter q im Linsenmaterial wird nun mit Hilfe der ABCD-Matrix (8.5) und Gleichung (3.75) berechnet. Das Ergebnis ist ein komplexer Strahl, dessen Realteil durch Vergleich mit Gleichung (3.77) dem Quotienten $1/R$ entspricht. Daraus folgt für den Krümmungsradius

$$R = \frac{n_2}{n_1} L \left[1 + \left(\frac{Z_{R1}}{L} \right)^2 \right]. \quad (8.8)$$

Das Ergebnis wurde in Kap. 3 vorgestellt (vgl. Gleichung (3.29)), wobei hier die Brechung an der Grenzschicht mit dem Vorfaktor n_2/n_1 berücksichtigt werden muss. Die Abhängigkeit des Strahldurchmessers $W = 2W_0$ vom Krümmungsradius R kann durch Umformung der Gleichung (8.8) mit

$$W^2 = \frac{4M^2 \lambda L}{n_1 \pi} \sqrt{\frac{(n_1/n_2)R - L}{L}} \quad (8.9)$$

ausgedrückt werden. In Abb. 8.15 ist der Strahldurchmesser eines idealen gaußschen Strahls in Abhängigkeit vom Krümmungsradius des Mikrospiegels für verschiedene Substratdicken dargestellt. Bei den Krümmungsradien der hergestellten Mikrolinsen von 180 bis 1980 μm (s. Tabelle 8.1) beträgt der Strahldurchmesser W etwa 8 bis 17 μm . Die aktiven Durchmesser der Laserdioden betragen 7 bis 24 μm . Diese einfache Berechnung wird für ideale Strahlen ($M^2 = 1$) durchgeführt. Bei höheren M^2 -Faktoren

nehmen die Strahldurchmesser entsprechend zu. Außerdem können andere Faktoren die Strahlausbreitung im Resonator beeinflussen wie z.B. thermische Linsen⁴. Es ist darauf zu achten, dass der Strahldurchmesser an der Linse den Linsendurchmesser nicht überschreitet. Bei den hier hergestellten Proben liegt der Strahldurchmesser an der Linse unter $50\ \mu\text{m}$ und ist damit kleiner als der Durchmesser der kleinsten Linse von $50\ \mu\text{m}$. Wie bereits in Abschnitt 4.1.1 gezeigt wurde, sind Schwankungen in der Substratdicke bei der Herstellung möglich. Um diesen Einfluss zu veranschaulichen, wurde die Substratdicke von $150\ \mu\text{m}$ um $\pm 15\ \mu\text{m}$ variiert. Die dabei resultierende Änderung der Strahldurchmesser liegt im Bereich von ca. $1\ \mu\text{m}$. Zum Vergleich ist der Strahldurchmesser bei einer Substratdicke von $300\ \mu\text{m}$ dargestellt.

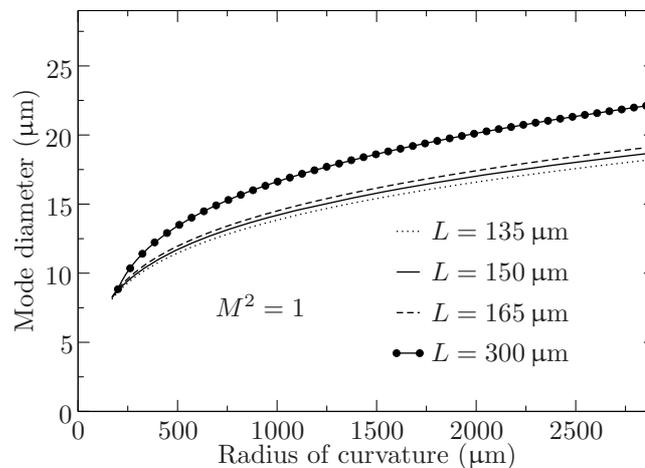


Abbildung 8.15: Strahldurchmesser in Abhängigkeit vom Krümmungsradius des Mikrospiegels für verschiedene Substratdicken.

8.4 Transversal einmodige Laserdioden hoher Ausgangsleistung

Die hier hergestellten Laserdioden mit monolithisch integrierten Resonatoren besitzen 2×3 Quantenfilme, einen n-DBR mit 3 Spiegelperioden und einen dielektrischen DBR aus 9 Schichten mit einer Reflektivität von 97.2%. Proben mit 11 Schichten haben höhere Reflektivitäten von 98.8% und emittieren geringere optische Leistungen. Aus diesem Grund werden sie im Folgenden nicht behandelt. Die Resonatorlänge bzw. die Dicke des Substrats beträgt bei den meisten Bauelementen $150\ \mu\text{m}$, andernfalls wird die Dicke angegeben. Die aktiven Durchmesser der Proben variieren von 7 bis $24\ \mu\text{m}$, wobei jede Bauelementgröße mit den unterschiedlichen Krümmungsradien der Mikrospiegel kombiniert wird. Die Messungen der Proben erfolgen auf dem Wafer mit zwei Messnadeln und bei Raumtemperatur. In den folgenden Abschnitten werden

⁴Thermische Linsen entstehen durch inhomogene Temperaturverteilung in Material, welche eine lokale Änderung der Brechzahl zur Folge hat. Der Effekt wirkt wie eine in den Resonator eingebrachte Linse.

die elektrischen und optischen Eigenschaften sowie die Strahlqualität der Laserdioden diskutiert.

8.4.1 Emissionseigenschaften

In Abb. 8.16 sind typische Betriebskennlinien von Laserdioden mit monolithisch integrierten Resonatoren dargestellt.

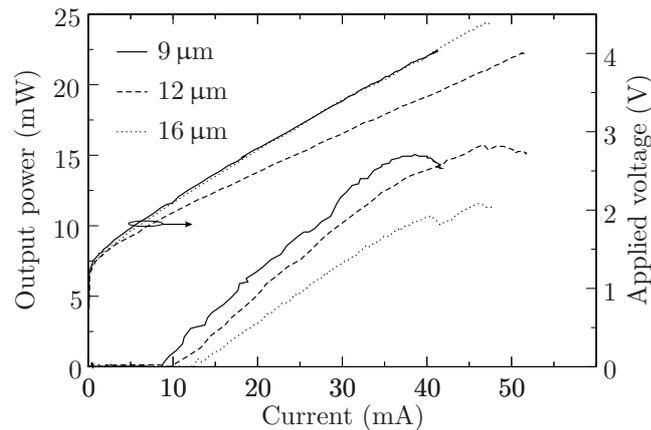


Abbildung 8.16: Betriebskennlinien von integrierten VCSELn unterschiedlicher aktiver Durchmesser. Der Linsenkrümmungsradius beträgt $1275 \mu\text{m}$.

Der VCSEL mit dem kleinsten aktiven Durchmesser von $9 \mu\text{m}$ zeigt bis zum thermischen Überrollen eine einmodige Emission mit einer maximalen optischen Leistung von 15 mW . Dies ist die höchste in der Literatur bislang vorgestellte einmodige Leistung eines monolithischen VCSEls. Im September 2010 wurde auf einer Konferenz in Japan über VCSEL mit einmodigen Leistungen von 15 mW berichtet [120], jedoch ohne eindeutige Darstellung von Leistungskennlinien. Die Schwankungen in der Leistungskennlinie sind auf die Erwärmung des Bauelements und die dadurch entstehenden Temperaturunterschiede zwischen dem Substrat und dem aktiven Bereich zurückzuführen. Dies ist besonders ausgeprägt bei kleineren Bauelementen und wird durch die direkte Messung auf dem Wafer ohne effiziente Wärmeabfuhr weiter verstärkt. Das Emissionsspektrum des VCSEls mit $9 \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser ist in Abb. 8.17 dargestellt.

Transversal einmodige Emission mit longitudinalen Nebenmoden ist deutlich zu erkennen, wobei deren Unterdrückung mehr als 30 dB^5 beträgt. Der spektrale Abstand zwischen den Moden beträgt etwa 0.74 nm und entspricht damit dem theoretischen Wert, der nach Gleichung (2.16) mit $\langle \bar{n}_g \rangle = 4.27$ zu 0.73 nm berechnet wurde. Im

⁵Ein weitverbreitetes Kriterium legt die einmodige Emission von VCSELn damit fest, dass die Unterdrückung von Moden höherer Ordnung mindestens 30 dB betragen soll.

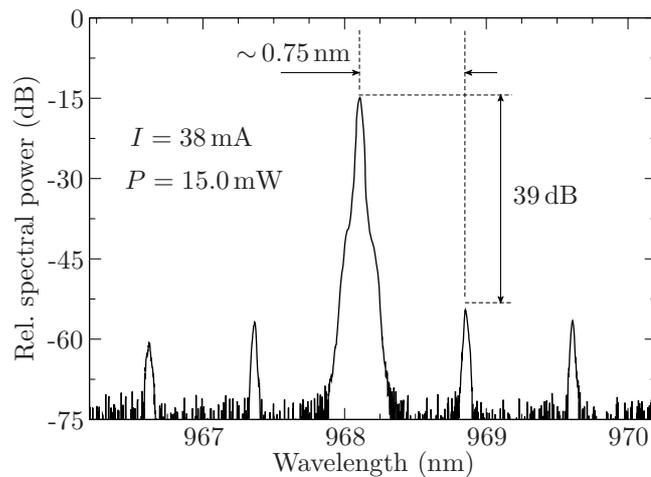


Abbildung 8.17: Emissionsspektrum des VCSELs mit $9\mu\text{m}$ aktivem Durchmesser aus Abb. 8.16, gemessen bei 38 mA ($15,0\text{ mW}$).

Allgemein weisen die hier hergestellten Bauelemente mit großen aktiven Durchmessern einmodige Emission auf, wobei nah dem thermischen Überrollen mehrmodige Emission auftreten kann. Mit der Vergrößerung des aktiven Durchmessers nimmt der Schwellstrom zu, wobei die optische Leistung und der differentielle Quantenwirkungsgrad abnehmen (vgl. Tabelle 8.2).

Tabelle 8.2: Experimentelle Daten der VCSEL aus Abb. 8.16.

D_a (μm)	I_{th} (mA)	$P_{\text{max,SM}}$ (mW)	η_d (%)
9	7.5	15.0	41
12	10.2	13.9	40
16	12.3	10.0	32

Das Bauelement mit $12\mu\text{m}$ aktivem Durchmesser emittiert, wie in Abb. 8.18 zu sehen ist, einmodig bis 40 mA , was etwa 90% der maximal erreichbaren Leistung entspricht. Die Emissionsspektren des VCSELs mit $16\mu\text{m}$ aktivem Durchmesser in Abb. 8.19 zeigen deutlich das Anschwingen einer zweiten longitudinalen Mode beim Erhöhen des Stroms von 38 mA auf 41 mA (vgl. Abb. 8.16).

In den Spektren ist bei den Nebenmoden die Emission von kurzwelligeren Moden höherer Ordnung deutlich zu erkennen. Aus dem Spektrum kann der Abstand zwischen zwei benachbarten langwelligen transversalen Moden ermittelt werden. Der Modenabstand beträgt etwa 55 pm . Der monolithisch integrierte Resonator stellt, wie bei den erweiterten Resonatoren in Kap. 7, einen plan-sphärischen Resonator dar, dessen

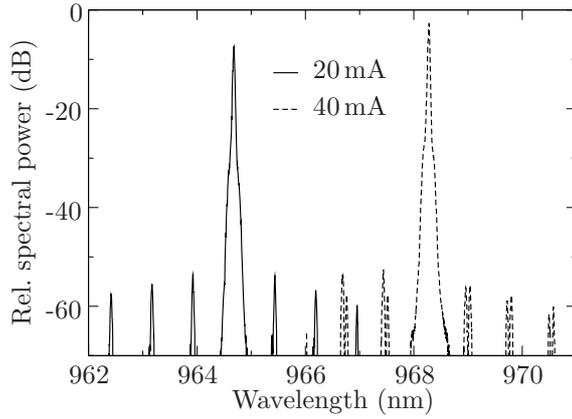


Abbildung 8.18: Emissionsspektren des VCSELs mit $12\mu\text{m}$ aktivem Durchmesser aus Abb. 8.16, gemessen bei 20 und 40 mA.

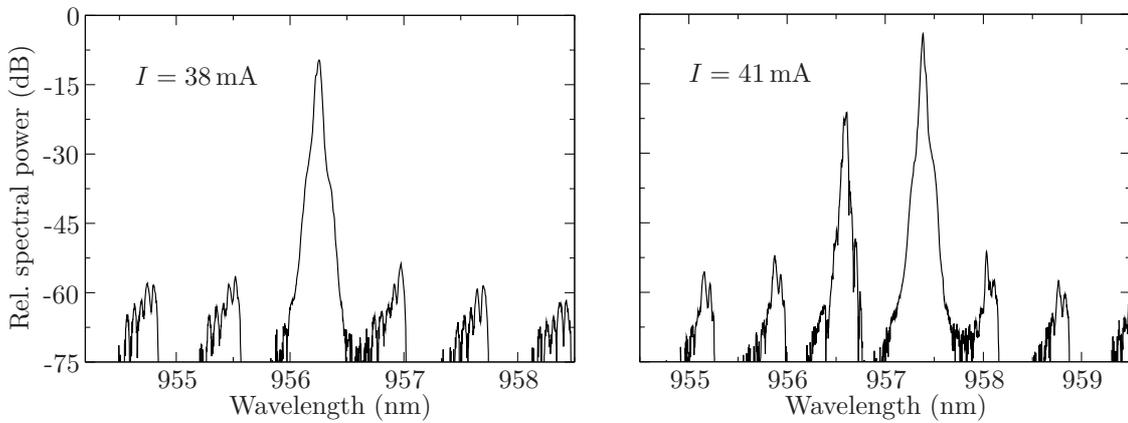


Abbildung 8.19: Emissionsspektren des VCSELs mit $16\mu\text{m}$ aktivem Durchmesser aus Abb. 8.16, gemessen bei 38 mA (links) und 41 mA (rechts). Die transversal mehrmodige Emission der Nebenmoden ist deutlich zu sehen.

Resonanzverhalten mit

$$\frac{2\pi\langle\bar{n}_g\rangle L}{\lambda} - (2p + l - 1) \arctan\left(\frac{\lambda L}{\pi\langle\bar{n}_g\rangle w_0^2}\right) = m\pi \quad (8.10)$$

beschrieben werden kann ([121], Kap. 8). Dabei ist L die Resonatorlänge, $\langle\bar{n}_g\rangle$ der Gruppenindex, w_0 der Strahltaillenradius, m die longitudinale Modenordnung, l die azimutale Modenordnung und p die radiale Modenordnung. Im Gegensatz zum planparallelen Resonator, bei dem die Resonanzfrequenzen durch die longitudinale Modenordnung m gegeben sind, treten durch die Krümmung des Spiegels zusätzlich transversale Moden auf. Mit Gleichung (8.10) kann man zunächst die longitudinale Modenordnung, z.B. für die Grundmode ($\lambda_{lp} = \lambda_{01}$) bestimmen und danach die Emissionswellenlänge der nächsthöheren Mode ($\lambda_{lp} = \lambda_{11}$) berechnen. Als Zahlenbeispiel nach Abb. 8.19 ergibt sich für $\langle\bar{n}_g\rangle = 4.3$, $L = 150\mu\text{m}$ und mit der Annahme eines Strahltaillendurchmessers von $2w_0 = 16\mu\text{m}$ ein Modenabstand von 38 pm. Diese Berechnung liefert eine Abschätzung des Modenabstands, der keinen konstanten Wert für alle Moden darstellt. Weiterhin müssen nicht alle möglichen Moden anschwingen

bzw. im Spektrum erscheinen. Die Substratdicke bzw. die Resonatorlänge beeinflusst das Ergebnis im Gegensatz zum Strahltaillendurchmesser nur geringfügig. Mit einem reduzierten Strahltaillendurchmesser von $13\ \mu\text{m}$ berechnet sich ein Modenabstand von $56\ \text{pm}$, der mit dem gemessenen Wert von $55\ \text{pm}$ vergleichbar ist. Zu beachten ist, dass bei der Berechnung ein Strahltaillendurchmesser angenommen wurde, der dem aktiven Durchmesser der Laserdiode entspricht. Die M^2 -Messungen in Kap. 5 zeigen, dass die Durchmesser je nach Bauelementgröße unterschiedlich sein können. Ausserdem kann eine thermische Linse im Substrat zur Verringerung des Strahltaillendurchmessers führen.

Um den Einfluss des Krümmungsradius auf den Schwellstrom der Laserdioden zu untersuchen, wurden Betriebskennlinien eines VCSELs mit $14\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser bei unterschiedlichen Krümmungsradien des Mikrospiegels aufgenommen. Die Kennlinien sowie die entsprechenden Emissionsspektren sind in Abb. 8.20 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist die Zunahme des Schwellstroms mit steigendem Krümmungsradius. Je flacher die Linse ist, desto weniger Licht wird in die aktive Zone rückgekoppelt, was bei kleineren Bauelementen stärker ausgeprägt ist. Der VCSEL mit dem Krümmungsradius von $775\ \mu\text{m}$ emittiert bereits ab $10\ \text{mA}$ mehrmodig, wobei mit steigenden Krümmungsradien das einmodige Verhalten über ein größeres Stromintervall erhalten bleibt, wie es in den Spektren zu sehen ist. Daraus resultiert, dass im Allgemeinen für große aktive Bereiche größere Krümmungsradien für einmodige Emissionen besser geeignet sind.

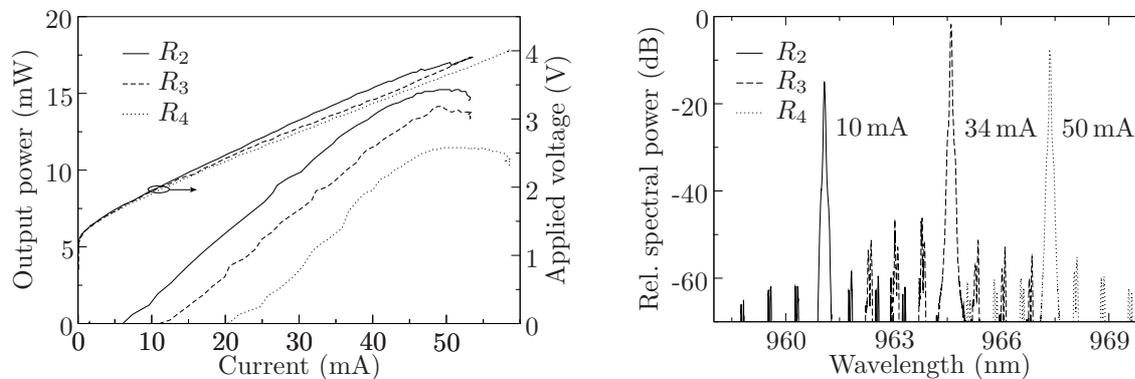


Abbildung 8.20: Betriebskennlinien von Bauelementen mit $14\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser und Krümmungsradien $R_2 = 775\ \mu\text{m}$, $R_3 = 1275\ \mu\text{m}$ und $R_4 = 1980\ \mu\text{m}$ (siehe Tabelle 8.1). Rechts sind die zugehörigen Spektren dargestellt.

Zusätzlich zu den Laserdioden mit gekrümmten Mikrospiegeln wurden solche mit planaren Spiegeln hergestellt. Dabei sind dielektrische Schichten direkt auf das Substrat ohne das Linsenmaterial aufgebracht. In diesem Fall wird die Strahlrückkopplung in den aktiven Bereich weiter verringert, was zur Erhöhung des Schwellstroms führt. Die Bauelemente mit planaren Spiegeln weisen, besonders bei kleinen aktiven Durchmessern, einen im Vergleich zu Laserdioden mit gekrümmten Spiegeln höheren differentiellen Quantenwirkungsgrad auf. Dies ist auf den Effekt der thermischen Linse im

Substrat zurückzuführen, welche die Rückkoppelverluste mit steigendem Strom reduziert. Die Betriebskennlinien sowie das Emissionsspektrum einer Laserdiode mit $18\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser und einem planaren dielektrischen Spiegel sind in Abb. 8.21 dargestellt. Der VCSEL emittiert einmodig bis $46\ \text{mA}$ mit einer Leistung von $11.9\ \text{mW}$.

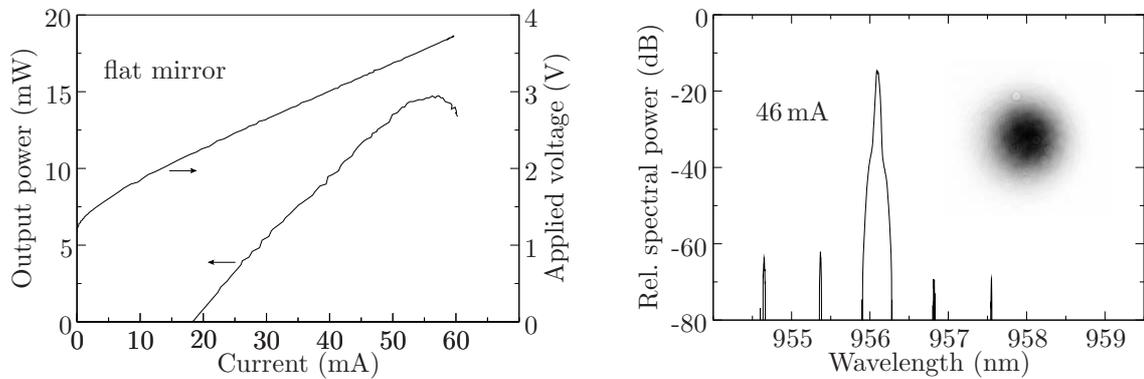


Abbildung 8.21: Betriebskennlinien und Spektrum eines VCSELs mit $18\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser und einem planaren dielektrischen Spiegel. Zum Spektrum ist eine entsprechende Kamera-Aufnahme des Strahlprofils zugefügt.

Die entsprechende Intensitätsverteilung ist im Diagramm dargestellt. Diese Messung zeigt, dass einmodige Emission aus Laserdioden mit großen aktiven Durchmessern realisierbar ist. Größere Bauelemente mit aktiven Durchmessern bis $24\ \mu\text{m}$ zeigen mit großen Krümmungsradien bzw. ohne Linsen auch ein einmodiges Verhalten, jedoch mit Leistungen unter $10\ \text{mW}$. Laserdioden mit einer Resonatorlänge von $300\ \mu\text{m}$ wurden ebenfalls hergestellt. Sie zeigten einmodige Emission, wobei die Bauelemente eine geringere optische Leistung als VCSEL mit $150\ \mu\text{m}$ Resonatorlänge aufweisen. Dies ist im Wesentlichen auf die zunehmenden optischen Verluste im Substrat zurückzuführen.

8.4.2 Messung der Strahlqualität

Die Untersuchung der Strahlqualität und die Bestimmung des Propagationsfaktors M^2 wurden mit dem Strahlanalysegerät ModeMaster (s. Kap. 5) durchgeführt. Weiterhin wurden zusätzlich Bilder der Intensitätsverteilungen von Laserstrahlen mit der CCD-Kamera aufgenommen. Die Messungen ergaben im Allgemeinen M^2 -Faktoren, die im Bereich zwischen 1 und 2 liegen. In Abb. 8.22 ist ein Konturbild sowie eine dreidimensionale Aufnahme eines Intensitätsprofils des VCSELs mit $16\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser aus Abb. 8.16 dargestellt. Die Messung wurde bei einem Strom von $38\ \text{mA}$ durchgeführt und ergibt einen M^2 -Faktor von 1.6.

Die niedrigen M^2 -Faktoren im Vergleich zu Laserdioden aus den vorherigen Kapiteln führen zur Steigerung der Brillanz über $5 \times 10^5\ \text{W}/(\text{cm}^2\text{sr})$, obwohl die optischen Leistungen bei den hier vorgestellten Laserdioden niedriger sind als bei den VCSELn und Standard-Bauelementen. Der VCSEL in Abb. 8.21 liefert bei $46\ \text{mA}$ eine optische

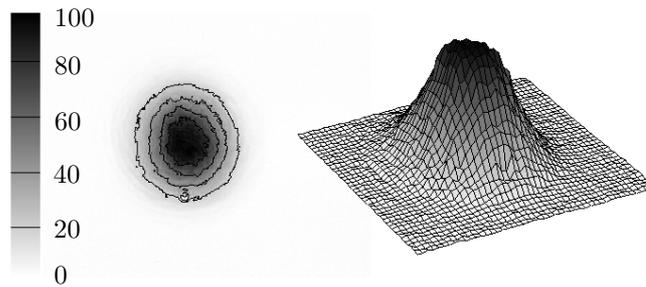


Abbildung 8.22: Aufnahme eines dreidimensionalen Strahlprofils sowie das zugehörige Konturbild des VCSELs mit $16\ \mu\text{m}$ aktivem Durchmesser aus Abb. 8.16 für $I = 38\ \text{mA}$.

Leistung von $11.9\ \text{mW}$ mit einem M^2 -Faktor von 1.54 . Damit ergibt sich eine Brillanz von $5.3 \times 10^5\ \text{W}/(\text{cm}^2\text{sr})$ (vgl. Tabelle 5.4). Um den Einfluss der Resonatorlänge bzw. des Krümmungsradius der Mikrolinsen auf die Strahlqualität zu veranschaulichen, ist Gleichung (8.8) nach M^2 aufzulösen. Daraus folgt

$$M^2 = \frac{n_1 \pi W_0^2}{\lambda \sqrt{L((n_1/n_2)R - L)}}. \quad (8.11)$$

Die Abhängigkeit des M^2 -Faktors vom Krümmungsradius für zwei verschiedene Strahltaillendurchmesser ist nach Gleichung (8.11) für eine Wellenlänge von $965\ \text{nm}$ und eine Substratdicke von $150\ \mu\text{m}$ in Abb. 8.23 dargestellt.

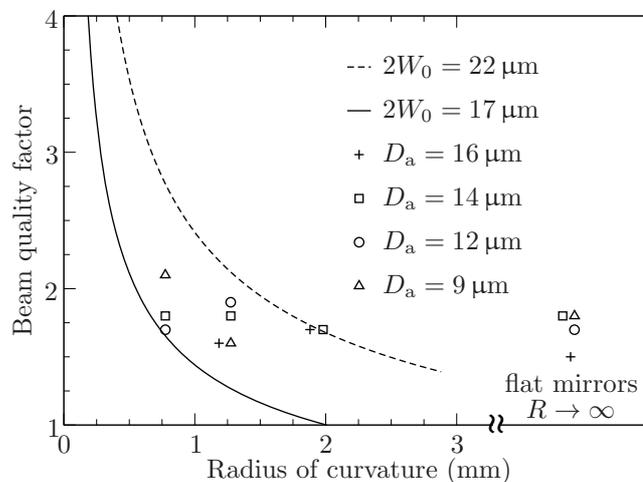


Abbildung 8.23: M^2 -Faktoren in Abhängigkeit vom Krümmungsradius der Mikrospiegel. Die Berechnungen für eine Substratdicke von $150\ \mu\text{m}$ und eine Wellenlänge von $965\ \text{nm}$ wurden bei verschiedenen Strahltaillendurchmessern durchgeführt. Die Symbole kennzeichnen mittlere M^2 -Faktoren aus experimentellen Messungen.

Die Symbole im Diagramm stellen experimentelle Ergebnisse von Strahlqualitätsmessungen dar und kennzeichnen durchschnittliche Werte der M^2 -Faktoren von verschiedenen Bauelementen, die identische aktive Durchmesser aufweisen. Bei der Berechnung der Kurven wurden zwei Strahltaillendurchmesser $2W_0$ so ausgewählt, dass die

experimentellen Messergebnisse für gekrümmte Mikrospiegel innerhalb dieser beiden Kurven liegen. Den Kennlinien liegen einfache Berechnungen zugrunde. Ohne weitere Einflussfaktoren zu berücksichtigen, ergeben sich Strahltaillendurchmesser zwischen 17 und 22 μm .

Aus den Kennlinien ist ersichtlich, dass der M^2 -Faktor für einen bestimmten aktiven Durchmesser mit steigendem Krümmungsradius abnimmt. Dieses Verhalten wurde bei den meisten Bauelementen beobachtet und kann damit experimentell bestätigt werden. Der mittlere M^2 -Faktor von allen VCSELn mit einer Substratdicke von 150 μm beträgt 1.7.

Laserdioden mit einer Substratdicke von 300 μm zeigen experimentell niedrigere M^2 -Faktoren als Bauelemente mit 150 μm Substratdicke. Der M^2 -Faktor beträgt bei diesen VCSELn im Durchschnitt 1.5. Die Abhängigkeit des M^2 -Faktors von der Resonatorlänge bzw. der Substratdicke kann anhand der Graphen in Abb. 8.24 erläutert werden. Die Berechnung ist nach Gleichung (8.11) mit einem Krümmungsradius $R = R_3 = 1275 \mu\text{m}$ und für verschiedene Strahltaillendurchmesser durchgeführt.

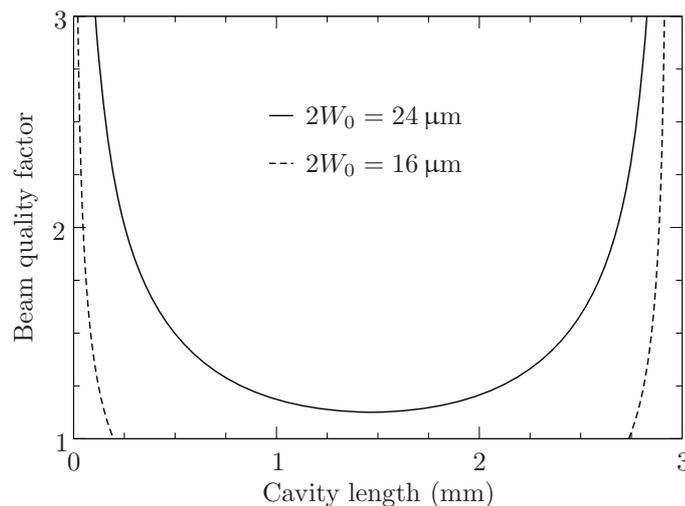


Abbildung 8.24: M^2 -Faktor in Abhängigkeit von der Resonatorlänge L für verschiedene Strahltaillendurchmesser. Dabei wurde der Krümmungsradius $R_3 = 1275 \mu\text{m}$ angenommen.

Da der minimal erreichbare Wert des M^2 -Faktors 1 beträgt, sind die Kurven in der Abbildung entsprechend dargestellt. Der M^2 -Faktor als Funktion von der Resonatorlänge besitzt ein Minimum bei $L = n_1 R / (2n_2) = 1.466 \text{ mm}$ und nimmt für $L < n_1 R / (2n_2)$ mit steigender Resonatorlänge ab. Für Substratdicken von 150 sowie 300 μm ist diese Bedingung für alle Krümmungsradien erfüllt, ausser für $R_1 = 180 \mu\text{m}$ mit $L = 300 \mu\text{m}$.

Abschließend sind in Abb. 8.25 die Strahldurchmesser über den Krümmungsradien unter Anwendung von (8.9) aufgetragen. Dabei wurden die experimentell bestimmten M^2 -Faktoren für die jeweiligen Substratdicken berücksichtigt. Bei der Substratdicke

von $300\ \mu\text{m}$ ist die Strahlqualität im Durchschnitt besser, erfordert jedoch entsprechend größere aktive Durchmesser.

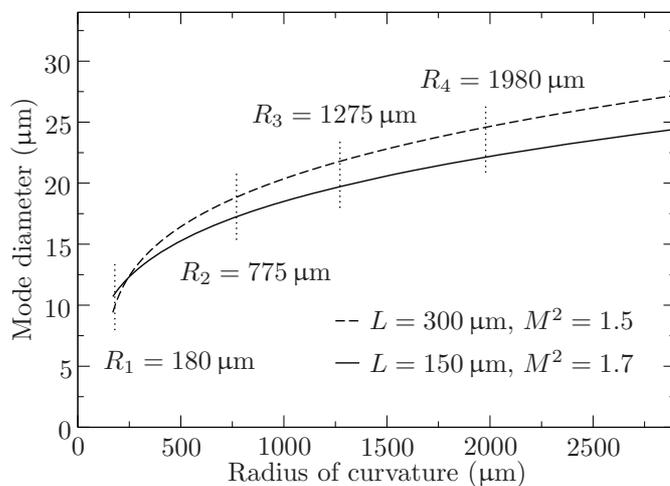


Abbildung 8.25: Strahldurchmesser W in Abhängigkeit vom Krümmungsradius R für verschiedene Substratdicken L und M^2 -Faktoren. Die Positionen der vier Krümmungsradien der hergestellten Mikrolinsen sind durch gepunktete vertikale Linien markiert.

9 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden vertikal emittierende Laserdioden mit dem Ziel der Verbesserung ihrer Emissionseigenschaften hergestellt und charakterisiert. Die gestellten Anforderungen an die Laserdioden umfassen sowohl die Emission einer hohen Ausgangsleistung als auch eine hohe Strahlqualität. Einzeln betrachtet kann jede Anforderung erfüllt werden, jedoch stellt die Kombination beider Eigenschaften eine besondere Herausforderung dar. Bei herkömmlichen VCSELn wird der aktive Bereich vergrößert, um hohe optische Leistungen zu erzielen. Allerdings führt diese Maßnahme zu mehrmodiger Emission und zur Verminderung der Strahlqualität.

Um Laserstrahlquellen zu entwickeln, welche diese Anforderungen gleichzeitig erfüllen, wurden in dieser Arbeit zwei Konzepte vorgestellt. Bei der ersten Methode wurde der Ansatz verfolgt, VCSEL-Strukturen in einer erweiterten Resonatoranordnung einzusetzen. Dafür wurden externe gekrümmte Spiegel mit einem Durchmesser von 12.7 mm für die optische Rückkopplung verwendet. Die Resonatorlänge beträgt dabei 10 bis 20 mm. Im zweiten Konzept wurden Mikrospiegel hergestellt und deren monolithische Integration mit den VCSEL-Strukturen untersucht. Damit wurden kompakte Bauelemente mit erweiterten Mikroresonatoren realisiert. Die Resonatorlängen betragen hier 150 bzw. 300 μm .

Bei den untersuchten Bauelementen handelte es sich um substratseitig emittierende Laserdioden, deren aktive Zone aus InGaAs-Quantenfilmen aufgebaut ist. Im Gegensatz zu gewöhnlichen VCSEL-Strukturen, die 3 Quantenfilme besitzen, verfügen die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten VCSEL über 2×3 Quantenfilme. Die Eigenschaften der aktiven Zone, der Schichtaufbau und die theoretischen Grundlagen der elektrischen und optischen Eigenschaften der Vertikallaserdioden wurden eingangs beschrieben. Weiterhin wurde die Struktur des Auskoppelspiegels optimiert und dessen Reflektivität für den Einsatz der Bauelemente im erweiterten Resonator angepasst. Aufgrund optischer Verluste im erweiterten Resonator durch das dotierte GaAs-Substrat wurde dieses komplett entfernt. Daher wurden die ohmschen Kontakte auf der Epitaxie-Seite hergestellt. Für den Aufbau des Laserchips wurden strukturierte Silizium-Substrate als Träger angefertigt. Die Träger wurden mit Leiterbahnen ausgeführt, die für die individuelle Ansteuerung von 2×9 Laserdioden auf dem Chip sorgen.

Einen zentralen Bestandteil dieser Arbeit stellte die Untersuchung der Strahlqualität dar. Dafür wurde ein Messaufbau konstruiert, der die Bestimmung des M^2 -Faktors eines Laserstrahls ermöglicht. Die Messung erfolgte mittels einer CCD- bzw. CMOS-Kamera, die zweidimensionale Intensitätsverteilungen von Laserstrahlen an

verschiedenen Messpositionen aufnimmt. Basierend auf der Bestimmung der zweiten Momente wurden die Strahldurchmesser berechnet. Dazu wurde ein Mess- und Analyse-Programm entwickelt, das neben dem M^2 -Faktor weitere Strahlparameter wie Strahltaillendurchmesser, Fernfeldwinkel und Rayleigh-Länge ermittelt. Zur Strahlqualitätsanalyse wurden ausführliche theoretische Beschreibungen von Laserstrahlen und deren Ausbreitung erläutert. Die Bedeutung der Strahlqualität und das Konzept des M^2 -Faktors wurden in dieser Arbeit umfassend beschrieben.

Neben den genannten Konzepten zur Verbesserung der Emissionseigenschaften wurden herkömmliche Bottom-Emitter hergestellt und charakterisiert. Die untersuchten Bauelemente mit 2×3 Quantenfilmen und optimierten Spiegelreflektivitäten zeigten eine deutliche Steigerung der Ausgangsleistung und des differentiellen Quantenwirkungsgrades. Die zusätzliche Verspannungskompensation in der aktiven Zone führte zu bedeutender Verbesserung der Lebensdauer und ermöglichte damit eine umfassende Charakterisierung der Laserdioden. Eine Ausgangsleistung von 53 mW wurde für einen VCSEL mit 29 μm aktivem Durchmesser bei Raumtemperatur gemessen. Bei einem Bauelement mit 25 μm aktivem Durchmesser aus einem montierten Laserchip konnte eine Leistung von 70 mW und ein differentieller Quantenwirkungsgrad von 75 % erzielt werden. Diese Bauelemente zeichnen sich durch ihre mehrmodige Emission aus. Der durchschnittliche M^2 -Faktor betrug bei diesen aktiven Durchmessern etwa 15. Ein weiterer Anstieg der optischen Ausgangsleistung wurde durch einen großflächigen VCSEL mit 134 μm aktivem Durchmesser erreicht. Die maximale Leistung betrug 335 mW. Die Strahlqualität ist dadurch stark beeinträchtigt, charakterisiert durch einen hohen M^2 -Faktor von über 50. Ein Laser-Array, das aus 16 Bauelementen mit jeweils 49 μm aktivem Durchmesser besteht, emittierte eine maximale Leistung von 0.83 W.

Mit dem Einsatz der Bauelemente im erweiterten Resonator konnten die Strahlqualität und die spektralen Eigenschaften verbessert werden. In dieser Anordnung wurde die transversale Modenstruktur des Laserstrahls durch die Resonatorgeometrie beeinflusst. Im Vergleich zu herkömmlichen Bottom-Emittern zeigten die untersuchten VECSEL eine deutlich bessere Strahlqualität. Ihr Emissionsverhalten zeichnete sich durch schmalbandige bzw. einmodige Spektren aus. Die Charakterisierung eines VECSELs mit 33 μm aktivem Durchmesser ergab eine einmodige Emission bei einer Ausgangsleistung von 24 mW. Die Werte der M^2 -Faktoren lagen im Durchschnitt unter 6. Bei einem Laser mit 100 μm aktivem Durchmesser wurde eine maximale Ausgangsleistung von etwa 100 mW gemessen. Trotz der im Vergleich zu Standard-VCSELn niedrigeren maximalen Ausgangsleistung zeigten die VECSEL bei vergleichbarer Leistung eine deutliche Verbesserung in Bezug auf das Emissionsverhalten und die Strahlqualität.

Die hergestellten VECSEL wurden außerdem im Bereich der nichtlinearen Optik eingesetzt. In den frei zugänglichen Resonator wurden nichtlineare Kristalle für die resonatorinterne Frequenzverdopplung eingebracht. Bei einem VECSEL mit 68 μm aktivem Durchmesser wurden maximale Ausgangsleistungen über 2.5 mW bei der Emis-

onswellenlänge von 485 nm erreicht. Damit konnten elektrisch gepumpte Laserstrahlquellen entwickelt werden, die im sichtbaren Bereich emittieren.

Mit einem weiteren Konzept wurden kompakte einmodige Laserdioden hoher Ausgangsleistung realisiert. Dazu wurden Mikrospiegel hergestellt und in die VCSEL-Struktur integriert. Daraus entstanden Laserdioden mit monolithisch integriertem Resonator. VCSEL mit aktiven Durchmessern von 7 bis 24 μm wurden direkt auf dem Wafer bei Raumtemperatur charakterisiert. Die Laserdioden emittierten einmodig bei maximalen Ausgangsleistungen bis 15 mW. Die Kombination aus der VCSEL-Struktur und dem monolithisch integrierten Resonator ermöglichte longitudinal und transversal einmodige Emissionen mit Ausgangsleistungen, welche sämtliche bisher von VCSELn erzielten Leistungen übertreffen. Außerdem zeigten die Bauelemente bei den erzielten Leistungen hohe Strahlqualität. Die M^2 -Faktoren betragen durchschnittlich 1.7 und 1.5 bei Resonatorlängen von 150 μm bzw. 300 μm .

Die in dieser Arbeit vorgestellten Konzepte haben zur deutlichen Verbesserung der Emissionseigenschaften von Vertikallaserdioden geführt. Die erzielten Leistungen waren bei der Methode des erweiterten Resonators im Vergleich zu optisch gepumpten VCSELn relativ niedrig. Die Zielsetzung, höhere Ausgangsleistung und Strahlqualität zu erzielen, erfordert eine weitere Optimierung des Resonators, der Schichtstruktur und der Aufbautechnik. Mit dem Einsatz von nichtlinearen Kristallen können für den sichtbaren Bereich Laserstrahlquellen realisiert werden. Während die Emissionswellenlängen bei Festkörperlasern aufgrund der zur Verfügung stehenden Laserkristalle auf bestimmte Wellenlängen beschränkt sind, kann durch die Halbleiterstrukturen eine Vielzahl an Wellenlängen erzeugt werden. Eine Verbesserung der Effizienz bei der Frequenzverdopplung kann z.B. durch nichtkritische oder Quasi-Phasenanpassung erreicht werden.

Die erzielten einmodigen optischen Leistungen mittels der monolithischen Integration von Mikrosiegeln können durch geeignete Aufbautechnik gesteigert werden. Der Lötprozess auf Trägersubstraten kann die Form der aus Photolack hergestellten Mikrospiegel beeinträchtigen. Deshalb ist eine weitere Optimierung des Herstellungsablaufs und der Reihenfolge der Prozessierungsschritte erforderlich. Eine weitere Alternative ist die Herstellung von Mikrolinsen, die aus dem Substratmaterial bestehen. Da der erweiterte Mikroresonator aus einem GaAs-Substrat besteht, sind Emissionswellenlängen von z.B. 850 nm oder niedriger nicht möglich. Allerdings kann das GaAs-Substrat entfernt und durch andere Substratmaterialien wie z.B. Glas (mit geeigneten Klebetechniken) ersetzt werden. Damit eröffnet sich die Möglichkeit, einmodige Vertikallaserdioden hoher Ausgangsleistung zu entwickeln, die bei unterschiedlichen Wellenlängen emittieren. Durch zukünftige Realisierung von kompakten Laser-Arrays, die z.B. über mehrere hundert VCSEL verfügen, können Ausgangsleistungen in Watt-Bereich mit hervorragender Strahlqualität erreicht werden, welche für zahlreiche industrielle Anwendungen von großem Interesse sind.

A Prozessierungsprotokolle

Die Prozessierungsschritte bei der Herstellung von Laserchips, Trägersubstraten und Mikrolinsen sind in den folgenden Anhängen ausführlich beschrieben. Die Prozesse sind anhand von Protokollen dargestellt, die für die Prozessierung der Laserdioden verwendet wurden. Bei den Polyimide-Prozessen 3 bis 5 im Anhang A.1 stellen die Angaben über Polyimide-Typ, Aufschleudergeschwindigkeit und Belichtungszeit typische Werte dar. Diese Angaben können je nach Struktur und Ätztiefe variieren. Weiterhin ist zu beachten, dass das Aushärten des Polyimides zu einer Volumenminderung von bis zu 45 % führt. Weitere Informationen zu den Eigenschaften der verwendeten Polyimide sind unter [http://www.fujifilm-ffem.com/downloads/Durimide 7500 Series.pdf](http://www.fujifilm-ffem.com/downloads/Durimide%207500%20Series.pdf) zu finden.

A.1 Laserchips

1. Mesa -1- etching and oxidation

- clean in acetone (A) → isopropanol (I), 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C
- spin-on AZ 1512HS, 7000 rpm, 40 s
- soft-bake 10 min, 90 °C
- expose mask "MESA1", 18 s; **sample position on chuck:**
- develop with AZ400K : H₂O 1:4, 15–20 s; **resist thickness:**
- etch wet-chemically H₂SO₄ : H₂O₂ : H₂O 1:6:40; (rate ≈ 1.37 μm/min)
time: **depth:**
- remove AZ in A → I, 5 min, 80 °C; **AlphaStep:**
- HF dip 0.1 %, 5 s
- oxidation; **Dummy position on sample:**
temp. sub.: **temp. bub.:** **pressure:**
flux: **rate:**

2. Mesa -2- etching and n-contact

- clean in A → I, 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C

- spin-on AZ 4533, 6000 rpm, 40 s
 - soft-bake 10 min, 90 °C
 - expose mask “MESA2”, 90 s
 - develop with AZ400K : H₂O 1:4, 60 s; **resist thickness:**
 - O₂-plasma, 30 % O₂, 0.2 Torr, 50 % RF, 3 min
 - remove surface oxide, HF 0.1 %, 15 s
 - etch wet-chemically H₂SO₄ : H₂O₂ : H₂O 1:6:40; (leave 4–5 n-DBR pairs)
- | time: | depth: |
|-------------------------------------------------------------------------------------------|---------------|
| • remove AlGaAs layer, NH ₄ F/HF (87.5%/12.5 %) : H ₂ O (1:3), 10 s | |
| • HCL dip, HCL : H ₂ O 1:1, 30 s | |
| • evaporate Ge(17 nm)/Au(50 nm)/Ni(10 nm)/Au(50 nm) | |
| • lift-off in Methylpyrrolidon (MP) (100 °C) → A → I, 5 min, 80 °C; AlphaStep: | |
| • anneal n-contact, 10 s, 400 °C, (RTA Prog. ik.1) | |

3. Polyimide planarization

- clean in A → I, 5 min, 70 °C
- dry well 15 min, 120 °C
- spin-on Polyimide 7505, 9000 rpm, 30 s
- soft-bake 2 min, 100 °C
- expose mask “POLYPLAN”, 11 s; (**leave corner for electroplating**)
- post-bake 1 min, 100 °C
- develop with HTRD2, 90 s → **Isopropanol**
- O₂-plasma, 30 % O₂, 0.2 Torr, 50 % RF, 7 min; **AlphaStep:**
- curing ramp, 100 °C–300 °C in steps of 20 °C, 1 h at 300 °C, cool slowly; **AlphaStep:**

4. Polyimide passivation -1-

- clean in A → I, 5 min, 70 °C
- dry well 15 min, 120 °C
- spin-on Polyimide 7510, 4000 rpm, 30 s
- soft-bake 5 min, 100 °C
- expose mask “POLYPASS-2-”, 14 s; (**leave corner for electroplating**)
- post-bake 1 min, 100 °C
- develop with HTRD2, 90 s → **Isopropanol**

- O₂-plasma, 30 % O₂, 0.2 Torr, 50 % RF, 7 min; **AlphaStep:**
- curing ramp, 100 °C–300 °C in steps of 20 °C, 1 h at 300 °C, cool slowly; **AlphaStep:**

5. Polyimide passivation -2-

- clean in A → I, 5 min, 70 °C
- dry well 15 min, 120 °C
- spin-on Polyimide 7505, 9000 rpm, 30 s
- soft-bake 2 min, 100 °C
- expose mask “POLYPASS”, 11 s; (**leave corner for electroplating**)
- post-bake 1 min, 100 °C
- develop with HTRD2, 90 s → **Isopropanol**
- O₂-plasma, 30 % O₂, 0.2 Torr, 50 % RF, 7 min; **AlphaStep:**
- curing ramp, 100 °C–300 °C in steps of 20 °C, 1 h at 300 °C, cool slowly; **AlphaStep:**

6. n-contact electroplating

- clean in A → I, 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C
- spin-on ma-N 440, 6000 rpm, 40 s
- soft-bake 10 min, 90 °C
- expose mask “GALVANIC”, 50 s; (**leave corner for electroplating**)
- develop with ma-D 332 S, 260 s
- O₂-plasma, 30 % O₂, 0.2 Torr, 50 % RF, 9 min
- cover back side and edges with Blue Tape
- electroplate gold; **current:**
time: **depth:**
- remove resist in MP → A → I, 5 min, 80 °C; **AlphaStep:**

7. p-contact

- clean in A → I, 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C
- spin-on Ti 35ES, 6000 rpm, 40 s
- soft-bake 3 min, 90 °C
- expose mask “P-CONTACT”, 36 s
- delay 10 min

- soft-bake 2 min, 125 °C
- flood expose 2 min
- develop with AZ 726MIF, 20 s
- O₂-plasma, 30 % O₂, 0.2 Torr, 50 % RF, 3 min
- HCL dip, HCL : H₂O 1:1, 30 s
- evaporate Ti(20 nm)/Pt(30 nm)/Au(150 nm)
- lift-off in MP(100 °C) → A → I, 5 min, 80 °C

8. Solder pads

- clean in A → I, 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C
- spin-on Ti 35ES, 6000 rpm, 40 s
- soft-bake 3 min, 90 °C
- expose mask “P-CONTACT”, 36 s
- delay 10 min
- soft-bake 2 min, 125 °C
- flood expose 2 min
- develop with AZ 726MIF, 20 s
- O₂-plasma, 30 % O₂, 0.2 Torr, 50 % RF, 3 min
- HCL dip, HCL : H₂O 1:1, 30 s
- evaporate Ni(20 nm)/Au(150 nm)
- lift-off in MP(120 °C) → A → I, 5 min, 80 °C

9. Thinning, cleaving, soldering, substrate removal

- thin sample, H₂O₂ with NH₃, pH-value: 8.4, 70 rpm, thickness \simeq 150 μ m; (rate \simeq 5.3 μ m/min)
- cleave sample
- soldering on Silicon heat sink and copper heat sink (turn on formic acid), melting temp. \sim 250 °C
- cover heat sink pads with crystal bond
- spray-etching, H₂O₂ with NH₃, pH-value: 8.4, (\simeq 25 min), ... min
- etching in H₂O₂ with NH₃ (with sample holder in glass), pH-value: 8.2, ... min
- remove AlAS layer, NH₄F/HF (87.5 %/12.5 %) : H₂O (1:3), 10 s
- remove crystal bond with A → I, A → I, 5 min, 70 °C

A.2 Heat sink

1. Back side metallization

- clean in A \rightarrow I, 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C
- evaporate Ti(30 nm)/Au(200 nm)

2. Heat sink metallization

- clean in A \rightarrow I, 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C
- spin-on Ti 35ES, 6000 rpm, 40 s
- soft-bake 3 min, 90 °C
- expose mask “heatsink-3-”, 36 s
- delay 10 min
- soft-bake 2 min, 125 °C
- flood expose 2 min
- develop with AZ 726MIF, 20 s
- O₂-plasma, 30 % O₂, 0.2 Torr, 50 % RF, 3 min
- evaporate Ti(20 nm)/Au(130 nm)
- lift-off in MP(120 °C) \rightarrow A \rightarrow I, 5 min, 80 °C

3. Planarization

- clean in A \rightarrow I, 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C
- spin-on SU-8 2005, 3000 rpm, 40 s
- soft-bake 2 min, 95 °C
- expose mask “heatsink-3-”; (**lithography room of EBS inst.**), 21 mW/cm², 4.5 s
- post-bake 2 min, 95 °C
- develop with SU-8 developer, 1 min \rightarrow **Isopropanol; AlphaStep:**
- O₂-plasma, 30 % O₂, 0.2 Torr, 50 % RF, 3 min
- hard-bake: curing ramp, 100 °C – 250 °C in 5 min,
15 min at 250 °C, cool slowly; **AlphaStep:**

4. Electroplating gold

- clean in A \rightarrow I, 5 min, 70 °C

- dry 10 min, 120 °C
- cover back side with Blue Tape
- electroplate gold; **current:** **AlphaStep:**
time: **depth:**

5. Solder pad lithography

- clean in A → I, 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C
- spin-on Ti 35ES, 6000 rpm, 40 s
- soft-bake 3 min, 90 °C
- expose mask “heat-pad”, 36 s
- delay 10 min
- soft-bake 2 min, 125 °C
- flood expose 2 min
- develop with AZ 726MIF, 20 s
- O₂-plasma, 30 % O₂, 0.2 Torr, 50 % RF, 3 min
- evaporate Ni(20 nm)/Au(150 nm)
- lift-off in MP(120 °C) → A → I, 5 min, 80 °C

6. Indium lithography

- clean in A → I, 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C
- spin-on nLof, 3000 rpm, 40 s
- soft-bake 1 min, 110 °C
- expose mask “Indium-2-”, 5 s
- post-bake 1 min, 110 °C
- develop with AZ 826MIF, 2 min
- O₂-plasma, 20 % O₂, 5 % CF₄, 0.2 Torr, 50 % RF, 3 min
- evaporate In(4 μm), (tooling factor: 3.6)
- lift-off in MP(120 °C) → A → I, 5 min, 80 °C

7. Indium on copper heat sink

- clean copper heat sinks in A \rightarrow I
- evaporate In(4 μm), (tooling factor: 3.6)

8. Sawing Silicon heat sink

- saw Silicon heat sink (step: 4100 μm)

A.3 Microlens

1. Lithography process

- clean in A \rightarrow I, 5 min, 70 °C
- dry 10 min, 120 °C
- spin-on PMGI-SF11, 3000 rpm, 40 s
- soft-bake (oven) 30 min, 230 °C
- delay 10 min
- spin-on AZ 5214E, 6000 rpm, 40 s
- soft-bake 90 s, 100 °C
- expose mask “Lens”; (**lithography room of EBS inst.**), 21 mW/cm², 4 s
- develop with AZ400K : H₂O 1:4, 15–20 s
- PMGI flood exposure, 999 s
- develop with PMGI 101 developer, 99 s
- PMGI flood exposure, 999 s
- develop with PMGI 101 developer, 99 s
- remove AZ 5214E; A (room temperature) \rightarrow I

2. Reflow process

- Reflow on hotplate, 30 min, 290 °C

B Formelzeichen und Abkürzungen

B.1 Verwendete Formelzeichen und Konstanten

a	Strahlradius; Aperturdimension
a_f	Gitterkonstante des Substratmaterials
a_s	Gitterkonstante der verspannten Schicht
a_0	Gitterkonstante
A	Fläche
A_{act}	Aktive Fläche
B	Brillanz
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum
d	Dicke; Durchmesser
d_{act}	Länge des aktiven Bereiches
d_{σ}	Strahldurchmesser
$d_{\sigma_x}, \tilde{d}_{\sigma_x}$	Strahlmessungen in x-Richtung
$d_{\sigma_y}, \tilde{d}_{\sigma_y}$	Strahlmessungen in y-Richtung
D_a	Aktiver Durchmesser
D_c	Differenz von zwei Schneidepositionen
D_{th}	Schwelle der Leistungsdichteverteilung
e	Eulersche Zahl
E	Elektrisches Feld; Leistungsdichte
E_{bg}	Intensitätsverteilung im Hintergrundbild
E_{Fc}	Quasi-Fermi-Niveau für Leitungsband
E_{Fv}	Quasi-Fermi-Niveau für Valenzband
E_{im}	Intensität beleuchteter Pixel
E_0	Amplitude des elektrischen Feldes
\tilde{E}	Komplexe Feldamplitude
\tilde{E}_{im}	Intensität unbeleuchteter Pixel
\overline{E}_{bg}	Mittelwert der Hintergrunddistribution
\overline{E}_{bl}	Mittelwert unbeleuchteter Pixel
f	Brennweite
g	Verstärkung bzw. Gewinn; g-Parameter
g_{th}	Schwellverstärkung bzw. Schwellgewinn
g_0	Gewinnkoeffizient
h	Plancksche Konstante; Höhe
\hbar	Reduzierte Planck'sche Konstante $h/2\pi$
H	Magnetische Feldstärke

H_l, H_m	Hermite Polynome der Ordnungen l und m
I	Strom; Intensität
I_{th}	Schwellstrom
\hat{I}	Intensitätsverteilung im Frequenzbereich
j_{th}	Schwellstromdichte
k	Wellenzahl
\vec{k}	Propagationsvektor
l	Distanz; Länge; Azimutale Modenordnung
l_{coh}	Kohärenzlänge
L	Distanz; Dicke; Resonatorlänge
L_{eff}	Effektive Resonatorlänge
$L_{x,y}$	Bilddimension in x- bzw. y-Richtung
m	Longitudinale Modenordnung
M	Matrix
M^2	M-square-Faktor, Beugungsmaßzahl
n, \bar{n}	Brechzahl
n_{bot}	Brechzahl des Substratmaterials
n_e	Außerordentlicher Brechungsindex
n_{eff}	Effektiver Brechungsindex
n_{H}	Hohe Brechzahl
n_{L}	Niedrige Brechzahl
n_{t}	Korrekturfaktor
n_{th}	Schwellladungsträgerdichte
n_{top}	Brechzahl der Deckschicht
n_{tr}	Transparenzladungsträgerdichte
\vec{n}	Normalvektor
$\langle \bar{n}_{\text{g}} \rangle$	Gemittelter Gruppenindex
n_0	Ordentlicher Brechungsindex
n_1, n_2	Brechungsindex im Medium 1 bzw. 2
N	Schichtanzahl; Pixelanzahl; Fresnel'sche Zahl
\tilde{N}	Anzahl unbeleuchteter Pixel
p	Feldamplitude im Frequenzbereich; Radiale Modenordnung
P	Optische Ausgangsleistung
P_{b}	Von der Substratseite ausgekoppelte Leistung bezogen auf der gesamten optischen Ausgangsleistung P
P_{E}	Polarisation
P_{el}	Elektrische Leistung
P_{opt}	Optische Ausgangsleistung
q	Elektronenladung; Komplexer Strahlparameter
r	Amplitudenreflektionsfaktor; Radius; Abstand
R	Reflektivität; Intensitätsreflektionsfaktor; Radius; Krümmungsradius
R_{b}	Reflexionsfaktor des unteren Spiegels
R_{d}	Differentieller Widerstand

R_t	Reflexionsfaktor des oberen Spiegels
R_{th}	Thermischer Widerstand
s	Raumfrequenz
S	Oberfläche; Skalierungsfaktor
\vec{S}	Poyntingvektor
t	Zeit
T	Temperatur
u	Feldamplitude
U	Spannung
v_p	Phasengeschwindigkeit
V	Vergrößerungsfaktor
V_{nach}	Lackvolumen nach dem Reflow-Prozess
V_r	Vergrößerungsfaktor der Strahlenoptik
V_{vor}	Lackvolumen vor dem Reflow-Prozess
w	Fleckradius, Strahlradius
w_0	Strahltaillenradius
W_c	Strahldurchmesser am VCSEL-Chip
W_m	Strahldurchmesser am externen Spiegel
\bar{x}	Moment erster Ordnung der Leistungsdichteverteilung in x-Richtung
\bar{y}	Moment erster Ordnung der Leistungsdichteverteilung in y-Richtung
z_R, Z_R	Rayleigh-Länge
z_0, Z_0	Position der Strahltaille
---	---
α	Intensitätsabsorptionskoeffizient
α_{act}	Verluste im aktiven Bereich
α_i	Intrinsische Verluste
α_{pas}	Verluste im passiven Bereich
γ	Ausbreitungskonstante
Γ	Konversionskoeffizient
Γ_r	Relativer Füllfaktor
Δk	Phasenfehlanpassung
Δn	Brechzahlunterschied
ΔP_{diss}	Verlustleistung
ΔT	Temperaturunterschied
$\Delta \lambda$	Wellenlängenunterschied
$\Delta \lambda_{DBR}$	Spektrale Breite des Stoppbandes
$\Delta \lambda_{FP}$	Abstand benachbarter longitudinal Moden in Fabry–Pérot-Resonator
$\Delta \lambda_{lp}$	Abstand transversaler Moden
$\Delta \omega$	Relativer Probenwinkel (HRXRD)
ϵ	Verspannung
ε	Elliptizität; Levelfaktor

ε_0	Dielektrizitätskonstante des Vakuums
η_c	Konversionseffizienz
η_d	Differentieller Quantenwirkungsgrad
η_i	interner Wirkungsgrad
θ	Divergenzwinkel, Fernfeldwinkel
θ_B	Bragg-Winkel
2θ	Detektorwinkel (HRXRD)
Θ	Divergenzwinkel, Fernfeldwinkel; Ausbreitungswinkel; Anpasswinkel
λ, λ_0	Wellenlänge im Vakuum
λ_B	Bragg-Wellenlänge
λ_m	Wellenlänge der Modenordnung m
ν	Frequenz
π	Kreiszahl
ρ	Spezifischer Widerstand
σ	Standardabweichung
σ_{bg}	Standardabweichung des Hintergrundbildes
σ_s	Standardabweichung im Frequenzbereich
σ^2	Varianz
σ_{xy}^2	Mischmoment
ϕ	Phasenfaktor
φ	Azimutwinkel
χ	Optische Suszeptibilität
ω	Kreisfrequenz; Probenwinkel (HRXRD)
Ω	Raumwinkel

B.2 Symbole und Abkürzungen

AlGaAs	Aluminiumgalliumarsenid
Al ₂ O ₃	Aluminiumoxid
AR	Antireflection
ASCII	American standard code for information interchange
AsH ₃	Arsenwasserstoff
Au	Gold
AuSn	Gold-Zinn
BPP	Beam-parameter product
Br ₂	Brom
CCD	Charge coupled device
CF ₄	Tetrafluormethan
CH ₃ OH	Methanol
CMOS	Complementary metal-oxide-semiconductor
CO ₂	Kohlendioxid
DBR	Distributed Bragg reflector

DFG	Difference frequency generation
EP-VECSEL	Electrically pumped VECSEL
FWHM	Full width at half maximum
GaAs	Galliumarsenid
GaAsP	Galliumarsenidphosphid
Ge	Germanium
H ⁺	Wasserstoffion
HALO	Hochaperturlaserobjektiv
HCl	Salzsäure
HeNe	Helium-Neon
HF	Flusssäure
HH	Heavy holes
H ₂ O ₂	Wasserstoffperoxid
HR	Highreflection
HRXRD	High-resolution X-ray diffraction
H ₂ SO ₄	Schwefelsäure
InGaAs	Indiumgalliumarsenid
ISO	International organization for standardization
LH	Light holes
LiB ₃ O ₅ (LBO)	Lithiumtriborat
LiNbO ₃ (LN)	Lithiumniobat
MBE	Molecular beam epitaxy
Nd:YAG	Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat
NH ₄ F	Ammoniumfluorid
NH ₄ OH	Ammoniakwasser
Ni	Nickel
OPS	Optically pumped semiconductor
OP-VECSEL	Optically pumped VECSEL
PC	Personal computer
PECVD	Plasma-enhanced chemical vapour deposition
PPLN	Periodically poled LN
Pt	Platin
QPM	Quasi phase matching
RGB	Red-green-blue color model
RIE	Reactive ion etching
RTA	Rapid thermal annealing
RWG-laser	Ridge-waveguide laser
SFG	Sum frequency generation
SHG	Second harmonic generation
Si	Silizium
Si ₃ N ₄	Siliziumnitrid
SiO ₂	Siliziumdioxid
TEM	Transverse electromagnetic
Ti	Titan

TiO ₂	Titandioxid
VCSELs	Vertical-cavity surface-emitting lasers
VECSELs	Vertical-extended cavity surface-emitting lasers
XPS	X-ray photoelectron spectroscopy
∇	Nabla-Operator

C Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

1. I. Ecker, S. Menzel, J. Joos, I. Kardosh, R. Michalzik, and K.J. Ebeling, “Growth of GaAsSb/GaAs double quantum well lasers emitting near 1.3 μm ,” in Proc. *44th Electronic Materials Conf., EMC 2002*, Santa Barbara, p. 6. CA, USA, Jun. 2002.
2. I. Kardosh, F. Rinaldi, J. Hertkorn, and R. Michalzik, “Beam properties and M^2 measurements of high-power VCSELs,” in Proc. *Semiconductor and Integrated Optoelectronics Conf., SIOE 2005*, paper 33. Cardiff, Wales, UK, Mar. 2005.
3. A. Kroner, F. Rinaldi, I. Kardosh, and R. Michalzik, “Towards ultra-compact optical tweezers without external optics,” in Proc. (CD ROM) *Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2005*, paper CL4-2-FRI, one page. Munich, Germany, Jun. 2005.
4. W. Schwarz, I. Kardosh, F. Rinaldi, and R. Michalzik, “Cavity optimization of electrically pumped VECSELs,” in Proc. *Semiconductor and Integrated Optoelectronics Conf., SIOE 2006*, paper 40. Cardiff, Wales, UK, Apr. 2006.
5. A. Kroner, J.F. May, I. Kardosh, F. Rinaldi, H. Roscher, and R. Michalzik, “Novel concepts of vertical-cavity laser-based optical traps for biomedical applications,” in *Biophotonics and New Therapy Frontiers*, R. Grzymala, O. Haeberlé (Eds.), Proc. SPIE 6191, pp. 619112-1–12, Apr. 2006.
6. A. Kroner, I. Kardosh, F. Rinaldi, and R. Michalzik, “Towards VCSEL-based integrated optical traps for biomedical applications,” *Electron. Lett.*, vol. 42, pp. 93–94, Apr. 2006.
7. M. Stach, M. Chandran, F. Rinaldi, S. Lorch, I. Kardosh, H. Roscher, P. Gerlach, and R. Michalzik, “Monolithically integrated transceiver chips for bidirectional optical interconnection,” in *Micro-Optics, VCSELs, and Photonic Interconnects II: Fabrication, Packaging, and Integration*, H. Thienpont, M.R. Taghizadeh, P. Van Daele, J. Mohr (Eds.), Proc. SPIE 6185, pp. 61850Q-1–6, Apr. 2006.
8. A. Gadallah, M. Stach, F. Rinaldi, S. Lorch, I. Kardosh, P. Gerlach, and R. Michalzik, “Fabrication and characterization of GaAs-based transceiver chips for bidirectional optical data transmission,” in Proc. *XXVI Conf. on Solid State Physics and Materials Science of the Egyptian Materials Research Society, Eg-MRS 2006 & Workshop on Nanostructures: Science, Fabrication, Characterization and Devices*, p. 128. Alexandria, Egypt, Sept. 2006.

9. M. Stach, F. Rinaldi, A. Gadallah, S. Lorch, I. Kardosh, P. Gerlach, and R. Michalzik, “1 Gbit/s bidirectional data transmission over 100 m graded-index glass optical fiber with monolithically integrated transceiver chips,” in Proc. *32nd Europ. Conf. on Opt. Commun., ECOC 2006*, vol. 3, pp. 493–494. Cannes, France, Sept. 2006.
10. A. Kroner, A. Gadallah, I. Kardosh, F. Rinaldi, and R. Michalzik, “Integrated VCSEL trap arrays for microfluidic particle separation and sorting,” in Proc. *EOS Topical Meeting on Biophotonics and Biomedical Optics*, pp. 140–141. Paris, France, Oct. 2006.
11. A. Kroner, F. Rinaldi, R. Rösch, I. Kardosh, and R. Michalzik, “Towards a compact particle manipulation system based on arrays of vertical-cavity laser diodes,” in Proc. *Nonlinear Microscopy and Optical Control, NMOC 2008*, p. 47. Münster, Germany, Feb. 2008.
12. A. Gadallah, A. Kroner, I. Kardosh, F. Rinaldi, and R. Michalzik, “Oblong-shaped VCSELs with pre-defined mode patterns,” in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics III*, K.P. Panayotov, M. Sciamanna, A.A. Valle, R. Michalzik (Eds.), Proc. SPIE 6997, pp. 69971R-1–9, Apr. 2008.
13. I. Kardosh, F. Demaria, F. Rinaldi, M.C. Riedl, and R. Michalzik, “Electrically pumped frequency-doubled surface emitting lasers operating at 485 nm emission wavelength,” *Electron. Lett.*, vol. 44, pp. 524–525, Apr. 2008.
14. A. Kroner, F. Rinaldi, R. Rösch, I. Kardosh, and R. Michalzik, “Ultra-miniaturized optical particle manipulation using densely integrated laser arrays,” in Digest *1st Int. l Sympos. on Optical Tweezers in Life Sciences*, poster 26, one page. Berlin, Germany, May 2008.
15. I. Kardosh, F. Demaria, F. Rinaldi, S. Menzel, and R. Michalzik, “High-power single transverse mode vertical-cavity surface-emitting lasers with monolithically integrated curved dielectric mirrors,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 20, pp. 2084–2086, Dec. 2008.

Literaturverzeichnis

- [1] R. Michalzik, and K.J. Ebeling, “Operating Principles of VCSELs,” Chap. 3 in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*, H. Li and K. Iga (Eds.). Berlin: Springer Verlag, 2003.
- [2] D.K. Serkland, G.M. Peake, K.M. Geib, R. Lutwak, R.M. Garvey, M. Varghese, and M. Mescher, “VCSELs for atomic clocks,” in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers X*, C. Lei and K.D. Choquette (Eds.), Proc. SPIE, vol. 6132, pp. 613208-1–11, 2006.
- [3] A. Kroner, C. Schneck, F. Rinaldi, R. Rösch, and R. Michalzik, “Application of vertical-cavity laser-based optical tweezers for particle manipulation in microfluidic channels,” in *Nanophotonics II*, D.L. Andrews, J.-M. Nunzi, and A. Ostendorf (Eds.), Proc. SPIE, vol. 6988, pp. 69881R-1–12, 2008.
- [4] N. Mukoyama, H. Otoma, J. Sakurai, N. Ueki, and H. Nakayama, “VCSEL array-based light exposure system for laser printing,” in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XII*, C. Lei and J.K. Guenter (Eds.), Proc. SPIE, vol. 6908, pp. 69080H-1–11, 2008.
- [5] Y. Sun, Y. Ning, Z. Jin, L. Qin, C. Yan, C. Wang, Y. Liu, G. Tao, G. Chu, J. Liu, and L. Wang, “980nm bottom-emitting VCSEL with an output power of 1.95W,” in *Semiconductor and Organic Optoelectronic Materials and Devices*, C.-E. Zah, Y. Luo, and S. Tsuji (Eds.), Proc. SPIE, vol. 5624, pp. 585–590, 2005.
- [6] J.-F. Seurin, C.L. Ghosh, V. Khalfin, A. Miglo, G. Xu, J.D. Wynn, P. Pradhan, and L.A. D’Asaro, “High-power vertical-cavity surface-emitting arrays,” in *High-Power Diode Laser Technology and Applications VI*, M.S. Zediker (Eds.), Proc. SPIE, vol. 6876, pp. 68760D-1–9, 2008.
- [7] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, “Design and characteristics of high-power (>0.5 -W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams,” *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 5, no. 3, pp. 561–573, 1999.
- [8] J.V. Sandusky and S.R.J. Brueck, “A CW external-cavity surface-emitting laser,” *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 3, pp. 313–315, 1996.
- [9] R. Häring, R. Paschotta, A. Aschwanden, E. Gini, F. Morier-Genoud, and U. Keller, “High-power passively mode-locked semiconductor lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 9, pp. 1268–1275, 2002.

- [10] J. Chilla, S. Butterworth, A. Zeitschel, J. Charles, A. Capara, M. Reed, and L. Spinelli, "High power optically pumped semiconductor lasers," in *Solid State Lasers XIII: Technology and Devices*, R. Scheps and H.J. Hoffman (Eds.), Proc. SPIE, vol. 5332, pp. 143–150, 2004.
- [11] S. Cho, G.B. Kim, J.-Y. Kim, K.-S. Kim, S.-M. Lee, J. Yoo, T. Kim, and Y. Park, "Compact and efficient green VECSEL based on novel optical end-pumping scheme," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 19, no. 17, pp. 1325–1327, 2007.
- [12] S. Hilbich, W. Seelert, V. Ostroumov, C. Kannengiesser, R. von Elm, and J. Mueller, "New wavelengths in the yellow orange range between 545 nm to 580 nm generated by an intracavity frequency-doubled optically pumped semiconductor laser," in *Solid State Lasers XVI: Technology and Devices*, H.J. Hoffman, R.K. Shori, and N. Hodgson (Eds.), Proc. SPIE, vol. 6451, pp. 64510C-1–7, 2007.
- [13] E. Gerster, I. Ecker, S. Lorch, C. Hahn, S. Menzel, and P. Unger, "Orange-emitting frequency-doubled GaAsSb/GaAs semiconductor disk laser," *J. Appl. Phys.*, vol. 94, no. 12, pp. 7397–7401, 2003.
- [14] T. Leinonen, A. Härkönen, V.M. Korpijärvi, M. Guina, R.J. Epstein, J.T. Murray, and G.J. Fetzer, "High-power narrow-linewidth optically pumped dilute nitride disk laser with emission at 589 nm," in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IV*, K. Panajotov, M. Sciamanna, A.A. Valle and R. Michalzik (Eds.), Proc. SPIE, vol. 7720, pp. 772016-1–7, 2010.
- [15] M.A. Hadley, G.C. Wilson, K.Y. Lau, and J.S. Smith, "High single-transverse-mode output from external-cavity surface-emitting laser diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, no. 12, pp. 1607–1609, 1993.
- [16] J.G. McInerney, A. Mooradian, A. Lewis, A.V. Shchegrov, E.M. Strzelecka, D. Lee, J.P. Watson, M. Liebman, G.P. Carey, B.D. Cantos, W.R. Hitchens, and D. Heald, "High-power surface emitting semiconductor laser with extended vertical compound cavity," *Electron. Lett.*, vol. 39, no. 6, pp. 523–525, 2003.
- [17] J.G. McInerney, A. Mooradian, A. Lewis, A.V. Shchegrov, E.M. Strzelecka, D. Lee, J.P. Watson, M. Liebman, G.P. Carey, A. Umbrasas, C. Amsden, B.D. Cantos, W.R. Hitchens, D. Heald, and V.V. Doan, "Novel 980 nm and 490 nm light sources using vertical cavity lasers with extended coupled cavities," in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers VII*, C. Lei and S.P. Kilcoyne (Eds.), Proc. SPIE, vol. 4994, pp. 21–31, 2003.
- [18] A.V. Shchegrov, J.P. Watson, D. Lee, A. Umbrasas, S. Hallstein, G.P. Carey, W.R. Hitchens, K. Scholz, B.D. Cantos, G. Niven, M. Jansen, J.-M. Pelaprat, and A. Mooradian, "Development of compact blue-green lasers for projection display based on Novalux extended-cavity surface emitting laser technology," in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers IX*, C. Lei and K.D. Choquette (Eds.), Proc. SPIE, vol. 5737, pp. 113–119, 2005.

-
- [19] A.J. Fischer, K.D. Choquette, W.W. Chow, A.A. Allerman, D.K. Serkland, and K.M. Geib, "High single-mode power observed from a coupled-resonator vertical-cavity laser diode," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 25, pp. 4079–4081, 2001.
- [20] H.J. Unold, M.C. Riedl, S.W.Z. Mahmoud, R. Jäger, and K.J. Ebeling, "Long monolithic cavity VCSELs for high singlemode output power," *Electron. Lett.*, vol. 37, no. 3, pp. 178–179, 2001.
- [21] A. Kroner, F. Rinaldi, J.M. Ostermann, and R. Michalzik, "High-performance single fundamental mode AlGaAs VCSELs with mode-selective mirror reflectivities," *Optics Communications*, vol. 270, no. 2, pp. 332–335, 2007.
- [22] A. Furukawa, S. Sasaki, M. Hoshi, A. Matsuzono, K. Moritoh, and T. Baba, "High-power single-mode vertical-cavity surface-emitting lasers with triangular holey structure," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 85, no. 22, pp. 5161–5163, 2004.
- [23] G.A. Keeler, D.K. Serkland, K.M. Geib, G.M. Peake, and A. Mar, "Single transverse mode operation of electrically pumped vertical-external-cavity surface-emitting lasers with micromirrors," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 3, pp. 522–524, 2005.
- [24] M.W. Wiemer, R.I. Aldaz, D.A.B. Miller, and J.S. Harris, "A single transverse-mode monolithically integrated long vertical-cavity surface-emitting laser," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, no. 7, pp. 1366–1368, 2005.
- [25] E.M. Strzelecka, J.G. McInerney, A. Mooradian, A. Lewis, A.V. Shchegrov, D. Lee, J.P. Watson, K.W. Kennedy, G.P. Carey, H. Zhou, W. Ha, B.D. Cantos, W.R. Hitchens, D.L. Heald, V.V. Doan, and K.L. Lear, "High power, high brightness 980 nm lasers based on the extended cavity surface emitting lasers concept," in *High-Power Fiber and Semiconductor Lasers*, M. Fallahi and J.V. Moloney (Eds.), Proc. SPIE, vol. 4993, pp. 57–67, 2003.
- [26] F. Rinaldi, *MBE Growth and Characterization of Multilayer Structures for Vertically Emitting Laser Devices*. Dissertation, Faculty of Engineering Science and Computer Sciences, Ulm University, Germany, April 2008. http://vts.uni-ulm.de/query/longview.meta.asp?document_id=6667.
- [27] S. Adachi, *Properties of Aluminium Gallium Arsenide*. London: INSPEC, 1993.
- [28] R. Michalzik, *Modellierung und Design von Laserdioden mit Vertikalresonator*. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, Okt. 1996. Düsseldorf: VDI Verlag, GmbH.
- [29] S.W. Corzine, R.H. Yan, and L.A. Coldren, "A tanh substitution technique for the analysis of abrupt and graded interface multilayer dielectric stacks," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 9, pp. 2086–2090, 1991.

- [30] E.F. Schubert, and N.E.J. Hunt, "Enhancement of Spontaneous Emission in Microcavities," chap. 3 in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, C. Wilmsen, H. Temkin, and L.A. Coldren (Eds.). Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [31] S.W. Corzine, R.H. Yan, and L.A. Coldren, "Optical Gain in III–V Bulk and Quantum Well Semiconductors," chap. 8 in *Quantum Well Lasers*, P.S. Zory (Ed.). London: Academic Press Inc., 1993.
- [32] I.J. Fritz, "Role of experimental resolution in measurements of critical layer thickness for strained-layer epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 51, no. 14, pp. 1080–1082, 1987.
- [33] P.L. Gourley, I.J. Fritz, and L.R. Dawson, "Controversy of critical layer thickness for InGaAs/GaAs strained-layer epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, no. 5, pp. 377–379, 1988.
- [34] J.W. Matthews and A.E. Blakeslee, "Defects in epitaxial multilayers," *J. Crystal Growth*, vol. 27, pp. 118–125, 1974.
- [35] Y. Ohizumi, T. Tsuruoka, and S. Ushioda, "Formation of misfit dislocations in GaAs/InGaAs multiquantum wells observed by photoluminescence microscopy," *J. Appl. Phys.*, vol. 92, no. 5, pp. 2385–2390, 2002.
- [36] A.R. Adams, "Band-structure engineering for low-threshold high efficiency semiconductor lasers," *Electron. Lett.*, vol. 22, no. 5, pp. 249–250, 1986.
- [37] E. Yablonovitch and E.O. Kane, "Reduction of lasing threshold current density by the lowering of valence band effective mass," *J. Lightwave Technol.*, vol. 4, no. 5, pp. 504–506, 1986.
- [38] L.A. Coldren and S.W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1995.
- [39] D.C. Houghton, "Design criteria for structurally stable, highly strained multiple quantum well devices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 4, pp. 505–507, 1994.
- [40] H. Wang, A.A. Hopgood, and G.I. Ng, "Analysis of dark-line defect growth suppression in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ strained heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 7, pp. 3117–3123, 1997.
- [41] K.J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*, 2. Auflage. Berlin: Springer-Verlag, 1992.
- [42] H. Li and K. Iga, *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*, ch. 3. Berlin: Springer-Verlag, 2003.
- [43] B. Weigl, M. Grabherr, R. Michalzik, G. Reiner, and K.J. Ebeling, "High-power single-mode selectively oxidized vertical-cavity surface-emitting lasers," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 8, pp. 971–973, 1996.

- [44] O. Svelto, *Principles of Lasers*, 4th edition. New York: Plenum Press, 1998.
- [45] H. Kogelnik and T. Li, "Laser beams and resonators," *Appl. Optics*, vol. 5, no. 10, pp. 1550–1567, 1966.
- [46] M.W. Sasnett and T.F. Johnston, "Beam characterization and measurement of propagation attributes," in *Laser Beam Diagnostics*, R.N. Hindy and Y. Kohanzadeh (Eds.), Proc. SPIE, vol. 1414, pp. 21–32, 1991.
- [47] A.E. Siegman, "New developments in laser resonators," in *Optical Resonators*, D.A. Holmes (Ed.), Proc. SPIE, vol. 1224, pp. 2–14, 1990.
- [48] J.N. Walpole, "Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 6, pp. 623–645, 1996.
- [49] H. Wenzel, B. Sumpf, and G. Erbert, "High-brightness diode lasers," *Comptes Rendus Physique*, vol. 4, no. 6, pp. 649–661, 2003.
- [50] T.Y. Fan, "Laser beam combining for high-power, high-radiance sources," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 11, no. 3, pp. 567–577, 2005.
- [51] N. Hodgson and H. Weber, *Optical Resonators*. London: Springer-Verlag, 1997.
- [52] B.E.A. Saleh and M.C. Teich, *Fundamentals of Photonics*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- [53] D.J. Stirland and B.W. Straughan, "A review of etching and defect characterisation of gallium arsenide substrate material," *Thin Solid Films*, vol. 31, no. 1–2, pp. 139–170, 1976.
- [54] R. Williams, *Modern GaAs Processing Methods*. Boston: Artech House Inc., 1990.
- [55] S. Iida and K. Ito, "Selective etching of gallium arsenide crystals in H_2SO_4 - H_2O_2 - H_2O system," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 118, no. 5, pp. 768–771, 1971.
- [56] J.M. Dallesasse, N. Holonyak, A.R. Sugg, T.A. Richard, and N. El-Zein, "Hydrolyzation oxidation of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ - AlAs - GaAs quantum well heterostructures and superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 57, no. 26, pp. 2844–2846, 1990.
- [57] C.J. Frosch and L. Derick, "Surface protection and selective masking during diffusion in silicon," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 104, no. 9, pp. 547–552, 1957.
- [58] J.M. Dallesasse, P. Gavrilovic, N. Holonyak, R.W. Kaliski, D.W. Nam, E.J. Vesely, and R.D. Burnham, "Stability of AlAs in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ - AlAs - GaAs quantum well heterostructures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 56, no. 24, pp. 2436–2438, 1990.
- [59] D.L. Huffaker, D.G. Deppe, K. Kumar, and T.J. Rogers, "Native-oxide defined ring contact for low threshold vertical-cavity lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 1, pp. 97–99, 1994.

- [60] K.D. Choquette, R.P. Schneider, K.L. Lear, and K.M. Geib, "Low threshold voltage vertical-cavity lasers fabricated by selective oxidation," *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 24, pp. 2043–2044, 1994.
- [61] C.I.H. Ashby, J.P. Sullivan, K.D. Choquette, K.M. Geib, and H.Q. Hou, "Wet oxidation of AlGaAs: the role of hydrogen," *J. Appl. Phys.*, vol. 82, no. 6, pp. 3134–3136, 1997.
- [62] C.I.H. Ashby, M.M. Bridges, A.A. Allerman, B.E. Hammons, and H.Q. Hou, "Origin of the time dependence of wet oxidation of AlGaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 75, no. 1, pp. 73–75, 1999.
- [63] M. Ochiai, G.E. Giudice, H. Temkin, J.W. Scott, and T.M. Cockerill, "Kinetics of thermal oxidation of AlAs in water vapor," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 14, pp. 1898–1900, 1996.
- [64] F.A. Kish, S.A. Maranowski, G.E. Höfler, N. Holonyak, S.J. Caracci, J.M. Dallesasse, and K.C. Hsieh, "Dependence on doping type (p/n) of the water vapor oxidation of high-gap $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 60, no. 25, pp. 3165–3167, 1992.
- [65] Z.Z. Sun, S.F. Yoon, K.H. Tan, R. Zhang, and J. Jiang, "Incorporation efficiency of carbon in GaAs using carbon tetrabromide in solid source molecular beam epitaxy," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 22, no. 3, pp. 1017–1021, 2004.
- [66] K. Matsushita, N. Suzuki, S. Okuyama, and K. Okuyama, "Hydrophobicity of a hydrochloric-treated GaAs surface analyzed by contact angle measurement," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 145, no. 4, pp. 1381–1384, 1998.
- [67] J.C. Dymant and G.A. Rozgonyi, "Evaluation of a new polish for gallium arsenide using a peroxide-alkaline solution," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 118, no. 8, pp. 1346–1350, 1971.
- [68] J.J. Kelly and A.C. Reynders, "A study of GaAs etching in alkaline H_2O_2 solutions," *Appl. Surface Science*, vol. 29, no. 2, pp. 149–164, 1987.
- [69] J.H. Neave, P.J. Dobson, J.J. Harris, P. Dawson, and B.A. Joyce, "Silicon doping of MBE-grown GaAs films," *Appl. Phys. A*, vol. 32, no. 4, pp. 195–200, 1983.
- [70] A. Heuberger, *Mikromechanik*. Berlin: Springer-Verlag, 1991.
- [71] R.J. Klein Wassink, *Weichlöten in der Elektronik*. Saulgau: Eugen G. Leuze Verlag, 1991.
- [72] J.J. Le Pore, "An improved technique for selective etching of GaAs and $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$," *J. Appl. Phys.*, vol. 51, no. 12, pp. 6441–6442, 1980.
- [73] K. Kenefick, "Selective etching characteristics of peroxide/ammonium-hydroxide solutions for GaAs/ $\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 129, no. 10, pp. 2380–2382, 1982.

- [74] J.-H. Kim, D.H. Lim, and G.M. Yang, "Selective etching of AlGaAs/GaAs structures using the solutions of citric acid/H₂O₂ and de-ionized H₂O/buffered oxide etch," *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. 16, no. 2, pp. 558–560, 1998.
- [75] DIN, Deutsches Institut für Normung e.V., *Laser und Laseranlagen—Prüfverfahren für Laserstrahlmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen—Teil 1: Stigmatische und einfach astigmatische Strahlen (ISO 11146-1:2005)*.
- [76] J.A. Ruff and A.E. Siegman, "Measurement of beam quality degradation due to spherical aberration in a simple lens," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 6, pp. 629–632, 1994.
- [77] DIN, Deutsches Institut für Normung e.V., *Laser und Laseranlagen—Prüfverfahren für Laserstrahlmessungen, Divergenzwinkel und Beugungsmaßzahlen—Teil 2: Allgemein astigmatische Strahlen (ISO 11146-2:2005)*.
- [78] International Organization for Standardization, *Lasers and laser-related equipment—Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios—Part 3: Intrinsic and geometrical laser beam classification, propagation and details of test methods (ISO/TR 11146-3:2004)*.
- [79] T.F. Johnston, "Beam propagation (M^2) measurement made as easy as it gets: the four-cuts method," *Appl. Optics*, vol. 37, no. 21, pp. 4840–4850, 1998.
- [80] A.E. Siegman, M.W. Sasnett, and T.F. Johnston, "Choice of clip levels for beam width measurements using knife-edge techniques," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 4, pp. 1098–1104, 1991.
- [81] M. Mundbrod-Vangerow, *Kantenemittierende Halbleiterlaser und Laserverstärker als Strahlquellen mit hoher Brillanz*. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, Dez. 2005. Göttingen: Cuvillier Verlag.
- [82] F. Demaria, *Schicht- und Resonatordesign von Halbleiterscheibenlasern*. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften und Informatik der Universität Ulm, April 2008. Norderstadt: Books on Demand GmbH.
- [83] J.P. Watson, J.G. McInerney, A. Mooradian, A. Lewis, A.V. Shchegrov, E.M. Strzelecka, D. Lee, A. Umbrasas, G.P. Carey, B.D. Cantos, W.R. Hitchens, V.V. Doan, C. Amsden, and M. Liebman, "Compact, efficient visible lasers based on extended cavity surface-emitting lasers," in *Genetically Engineered and Optical Probes for Biomedical Applications*, A.P. Savitsky, D.J. Bornhop, R. Raghavachari, and S.I. Achilefu (Eds.), Proc. SPIE, vol. 4967, pp. 164–171, 2003.
- [84] A. Kroner, *VCSEL-based optical trapping systems for microfluidic applications*. Dissertation, Faculty of Engineering Science and Computer Sciences, Ulm University, Germany, 2010, submitted.

- [85] J. Hertkorn, *Untersuchungen der Strahlqualität von vertikalemittierenden Laserdioden hoher optischer Ausgangsleistung*. Diplomarbeit, Abteilung Optoelektronik, Universität Ulm, Juli 2005.
- [86] I. Kardosh, “Fabrication and characterization of 980 nm bottom-emitting VCSELs.” Annual Report, Optoelectronics Department, University of Ulm, 2005.
- [87] M. Grabherr, *Oberflächenemittierende Leistungsdiodenlaser mit Vertikalresonator*. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, Jul. 2000. Aachen: Shaker Verlag.
- [88] M. Miller, *Aufbautechnik, Leistungsskalierung und Strahlformung oberflächene-mittierender Halbleiterdiodenlaser*. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, Jun. 2002. Aachen: Shaker Verlag.
- [89] R.G. Byer, “Parametric Oscillators and Nonlinear Materials,” chap. 2 in *Nonlinear Optics*, P.G. Harper and B.S. Wherrett (Eds.). London: Academic Press, 1977.
- [90] P.G. Harper and B.S. Wherrett, *Nonlinear Optics*, ch. 2. London: Academic Press, 1977.
- [91] R.W. Boyd, *Nonlinear Optics*. Boston: Academic Press, Inc., 1992.
- [92] P.A. Franken, A.E. Hill, C.W. Peters, and G. Weinreich, “Generation of optical harmonics,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, no. 4, pp. 118–119, 1961.
- [93] F. Zernike and J.E. Midwinter, *Applied Nonlinear Optics*. New York: John Wiley & Sons, Inc., 1973.
- [94] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics, 6th edition*. Oxford: Pergamon Press, 1989.
- [95] M.V. Hobden and J. Warner, “The temperature dependence of the refractive indices of pure lithium niobate,” *Phys. Lett.*, vol. 22, no. 3, pp. 243–244, 1966.
- [96] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, and R.L. Byer, “Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 11, pp. 2631–2654, 1992.
- [97] N. Nishiyama, M. Arai, S. Shinada, M. Azuchi, T. Miyamoto, F. Koyama, and K. Iga, “Highly strained GaInAs-GaAs quantum-well vertical-cavity surface-emitting laser on GaAs (311)B substrate for stable polarization operation,” *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 7, no. 2, pp. 242–248, 2001.
- [98] M. Shimizu, F. Koyama, and K. Iga, “Polarization characteristics of MOCVD grown GaAs/GaAlAs CBH surface emitting lasers,” *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 27, no. 9, pp. 1774–1775, 1988.

- [99] C.J. Chang-Hasnain, J.P. Harbison, G. Hasnain, A. von Lehmen, L.T. Florez, and N.G. Stoffel, "Polarisation characteristics of quantum well vertical cavity surface emitting lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 2, pp. 163–165, 1991.
- [100] K. Panajotov, B. Nagler, G. Verschaffelt, A. Georgievski, H. Thienpont, J. Dankaert, and I. Veretennicoff, "Impact of in-plane anisotropic strain on the polarization behavior of vertical-cavity surface-emitting lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 11, pp. 1590–1592, 2000.
- [101] K.-H. Ha, Y.-H. Lee, H.-K. Shin, K.-H. Lee, and S.-M. Whang, "Polarisation anisotropy in asymmetric oxide aperture VCSELs," *Electron. Lett.*, vol. 34, no. 14, pp. 1401–1402, 1998.
- [102] J.M. Ostermann, P. Debernardi, C. Jalics, and R. Michalzik, "Polarization-stable oxide-confined VCSELs with enhanced single-mode output power via monolithically integrated inverted grating reliefs," *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, vol. 11, no. 5, pp. 982–989, 2005.
- [103] R. Michalzik, J.M. Ostermann, and P. Debernardi, "Polarization-stable monolithic VCSELs," in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XII*, C. Lei, and J.K. Guenter (Eds.), Proc. SPIE, vol. 6908, 69080A-1–16, 2008.
- [104] Z.D. Popovic, R.A. Sprague, and G.A.N. Connell, "Technique for monolithic fabrication of microlens arrays," *Appl. Optics*, vol. 27, no. 7, pp. 1281–1284, 1988.
- [105] D. Daly, R.F. Stevens, M.C. Hutley, and N. Davies, "The manufacture of microlenses by melting photoresist," *Meas. Sci. Technol.*, vol. 1, no. 8, pp. 759–766, 1990.
- [106] E.M. Strzelecka, G.D. Robinson, L.A. Coldren, and E.L. Hu, "Fabrication of refractive microlenses in semiconductors by mask shape transfer in reactive ion etching," *Microelectron. Eng.*, vol. 35, no. 1–4, pp. 385–388, 1997.
- [107] Dan Daly, *Microlens Arrays*. London: Taylor & Francis, Inc., 2001.
- [108] N.F. Borrelli, D.L. Morse, R.H. Bellman, and W.L. Morgan, "Photolytic technique for producing microlenses in photosensitive glass," *Appl. Optics*, vol. 24, no. 16, pp. 2520–2525, 1985.
- [109] F.W. Ostermayer, P.A. Kohl, and R.H. Burton, "Photoelectrochemical etching of integral lenses on InGaAsP/InP light-emitting diodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 43, no. 7, pp. 642–644, 1983.
- [110] Y.-S. Kim, J. Kim, J.-S. Choe, Y.-G. Roh, H. Jeon, and J.C. Woo, "Semiconductor microlenses fabricated by one-step wet etching," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 5, pp. 507–509, 2000.

- [111] H.W. Choi, E. Gu, C. Liu, C. Griffin, J.M. Girkin, I.M. Watson, and M.D. Dawson, "Fabrication of natural diamond microlenses by plasma etching," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 23, no. 1, pp. 130–132, 2005.
- [112] B.P. Keyworth, D.J. Corazza, J.N. McMullin, and L. Mabbott, "Single-step fabrication of refractive microlens arrays," *Appl. Optics*, vol. 36, no. 10, pp. 2198–2202, 1997.
- [113] E.M. Strzelecka, G.D. Robinson, M.G. Peters, F.H. Peters, and L.A. Coldren, "Monolithic integration of vertical-cavity laser diodes with refractive GaAs microlenses," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 9, pp. 724–725, 1995.
- [114] I. Kardosh, *Substratseitig emittierende Vertikallaserdioden mit integrierten Mikrolinsen*. Diplomarbeit, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm, Abteilung Optoelektronik, Juli 2001.
- [115] O. Blum, S.P. Kilcoyne, M.E. Warren, T.C. Du, K.L. Lear, R.P. Schneider, R.F. Carson, G. Robinson, and F.H. Peters, "Vertical-cavity surface-emitting lasers with integrated refractive microlenses," *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 1, pp. 44–45, 1995.
- [116] D.A. Loudereback, O. Sjölund, E.R. Hegblom, J. Ko, and L.A. Coldren, "Flip-chip bonded arrays of monolithically integrated, microlensed vertical-cavity lasers and resonant photodetectors," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 3, pp. 304–306, 1999.
- [117] S. Eitel, S.J. Fancey, H.-P. Gauggel, K.-H. Gulden, W. Bächtold, and M.R. Taghizadeh, "Highly uniform vertical-cavity surface-emitting lasers integrated with microlens arrays," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, no. 5, pp. 459–461, 2000.
- [118] E.-H. Park, M.-J. Kim, and Y.-S. Kwon, "Microlens for efficient coupling between LED and optical fiber," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no. 4, pp. 439–441, 1999.
- [119] K.-R. Kim, S. Chang, and K. Oh, "Refractive microlens on fiber using UV-curable fluorinated acrylate polymer by surface-tension," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 8, pp. 1100–1102, 2003.
- [120] J.A. Lott, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov, M.M. Kulagina, Y.M. Zadiranov, A.G. Gladyshev, A.M. Nadtochiy, E.V. Nikitina, N.N. Ledentsov, and V.M. Ustinov, "15 mW of continuous wave single transverse mode output power from planar 960 nm bottom-emitting VCSELs with multiple tapered oxide layers," in *Proc. 22th IEEE international semiconductor laser Conf., ISLC 2010*, Kyoto, p. 184. Japan, Sep. 2010.
- [121] H.-G. Unger, *Optische Nachrichtentechnik, Teil I: Optische Wellenleiter*, 2. Auflage. Heidelberg: Hüthig Buch Verlag, 1990.