

ulm university universität
uulm

Optische Partikelmanipulation in mikrofluidischen Kanälen mit Hilfe integrierter VCSEL-basierter optischer Fallen

DISSERTATION

zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEUR
(DR.-ING.)

der Fakultät für Ingenieurwissenschaften und Informatik der Universität Ulm

von

Anna Bergmann
aus Tettnang

Gutachter:	apl. Prof. Dr.-Ing. Rainer Michalzik
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Raimund Hibst
Amtierende Dekanin:	Prof. Dr. Tina Seufert
Datum der Prüfung:	16.12.2014

Abstract

Optical particle manipulation in microfluidic channels with integrated VCSEL-based optical traps

In recent years, the field of microfluidics has gained increasing interest. Thousands of researchers have developed new microfluidic components for flow transport, for liquid analysis, mixture, or separation. Microfluidic platforms allow for the miniaturized, integrated, parallelized, and automated handling of biological and chemical samples.

Optical manipulation by use of optical traps offers the advantage of avoided contamination. The combination with microfluidics offers an attractive tool for analysis and manipulation. Conventional laser sources for optical traps, however, tend to be expensive and require bulky setups. With the ultimate goal of miniaturization, laser sources with smaller dimensions are to be found.

Vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs) have been proven to be excellent light sources for the optical manipulation of microparticles inside microfluidic channels. Their small dimensions and their low power consumption enable a direct integration with microfluidic channels. Furthermore, due to their vertical emission, two-dimensional optical trap patterns can be realized.

Besides their use in typical macroscopic optical trapping setups, VCSELs allow for a direct integration with the microfluidic components, enabling the realization of portable modules for optical particle manipulation. Such integrated modules with dimensions of a few centimeters can hardly be imagined with other laser sources.

This thesis shows the fabrication of the required components for the realization of miniaturized trap modules. The fabricated components include top- and bottom-emitting VCSEL arrays with reduced device pitches as well as the corresponding chip carriers and polymeric microchannel chips. After characterization of the lasers, manipulation experiments with micrometer-sized polystyrene particles are demonstrated, both in a macroscopic trapping setup and in the manufactured integrated trap modules.

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 Theoretische Grundlagen **5**

2.1 Optische Fallen 5

2.1.1 Funktionsprinzip 6

2.1.2 Anwendungen 11

2.2 Mikrofluidik 13

2.2.1 Mikrofluidischer Flüssigkeitstransport 14

2.2.2 Materialien zur Herstellung mikrofluidischer Kanäle 16

2.2.3 Optische Manipulation in mikrofluidischen Kanälen 17

2.3 Oberflächenemittierende Vertikallaserdioden 20

2.3.1 Bragg-Reflektoren 23

2.3.2 Optische und elektrische Eigenschaften 24

2.3.3 Temperaturverhalten 31

2.3.4 VCSEL-Arrays 32

2.3.5 Rechteckige VCSEL-Strukturen 33

3 Herstellung und Integration der Komponenten **37**

3.1 Grundlagen zu den wichtigsten Prozessen 38

3.1.1 Lithographie 38

3.1.2 Metallkontakte 40

3.1.3 Galvanik 42

3.1.4 Ätzen und Polieren 43

3.1.5 Herstellung der Stromblende durch Oxidation 47
3.1.6 Chipvereinzelung durch Sägen 52
3.2 Integrierbare epitaxieseitig emittierende Laserdioden 52
3.2.1 Reduzierte Bauteilabstände bei Top-Emittern 54
3.2.2 Herstellung der epitaxieseitig emittierenden Laserchips 57
3.2.3 Strukturierte Laserchipträger 66
3.2.4 Zusammenfügen 68
3.3 Integrierbare substratseitig emittierende Laserdioden 71
3.3.1 Herstellung der substratseitig emittierenden Laserchips 71
3.3.2 Strukturierte Laserchipträger 75
3.3.3 Zusammenfügen 76
3.3.4 Entfernen des Substrats 77
3.4 Herstellung der mikrofluidischen Kanäle 78
3.5 Integration der Komponenten 83

4 Charakterisierung 89
4.1 Top-Emitter 89
4.1.1 Charakterisierung auf Waferebene 91
4.1.2 Aufgebaute Laserchips 97
4.2 Bottom-Emitter 99
4.3 Rechteckige VCSEL 105

5 Experimente zur Partikelmanipulation 111
5.1 Partikelmanipulation im externen Fallenaufbau 111
5.1.1 Längliche rechteckige VCSEL 116
5.1.2 VCSEL-Arrays 122
5.2 Partikelmanipulation mittels integrierter VCSEL-Arrays 123
5.2.1 Integrierte Top-Emitter 124
5.2.2 Integrierte Bottom-Emitter 126

6 Zusammenfassung und Ausblick 129

A Vorversuche zur Laserintegration **133**

B Verwendete Messaufbauten **137**

B.1 LIV-Messungen und optische Emissionsspektren 137

B.2 Nahfeldmessungen 139

B.3 Fernfeldmessungen 139

C VCSEL-Schichtstrukturen **143**

C.1 Top-Emitter mit Antiphasenschicht 143

C.2 Bottom-Emitter 145

D Maskenlayouts **149**

D.1 Top-Emitter 149

D.2 Bottom-Emitter 151

D.3 Chipträger für Top-Emitter 152

D.4 Chipträger für Bottom-Emitter 153

D.5 Mikrofluidische Kanalstrukturen 154

E Prozessprotokolle **155**

E.1 Top-Emitter-VCSEL-Arrays 155

E.2 Bottom-Emitter-VCSEL-Arrays 160

E.3 Chipträger für Top-Emitter-VCSEL 162

E.4 Chipträger für Bottom-Emitter-VCSEL 164

E.5 Masterwafer und mikrofluidische Chips 166

F Index mathematischer Symbole und Abkürzungen **169**

Eigene Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge **175**

Literaturverzeichnis **177**

Kapitel 1

Einleitung

Diese Arbeit konzentriert sich im Wesentlichen auf drei Gebiete: Mikrofluidik, optische Manipulation und vertikal emittierende Laserdioden (engl. vertical-cavity surface-emitting lasers, VCSELs). Unter dem Aspekt der Miniaturisierung sollen diese drei Bereiche vereint werden, wie schematisch in Abb. 1.1 angedeutet.

Die Bedeutung der Mikrofluidik für die Forschung ist in den letzten Jahren stark gestiegen. Sie hat ihren Ursprung in den frühen 1950er Jahren, als der Umgang mit Nano- und Subnanoliter-Flüssigkeitsmengen aufkam [1]. Ende der 1970er wurden zum ersten Mal Kanalstrukturen mit Submillimeter-Abmessungen auf Siliziumwafern umgesetzt [2]. In den letzten Dekaden haben Tausende Forscher die Entwicklungen vorangetrieben, indem sie neue mikrofluidische Komponenten für Flusstransport, Flussmessung, als Ventile oder für die Analyse, das Mischen oder Trennen von Flüssigkeiten entwickelten. Mikrofluidische Plattformen, die mehrere Schritte vereinen, werden oft als Labor-auf-dem-Chip oder Mikrototalanalysensystem (μTAS) bezeichnet. Diese Systeme eignen sich hervorragend für die Manipulation von Flüssigkeiten und erlauben den miniaturisierten, integrierten, parallelisierten und automatisierten Umgang mit biologischen und chemischen Proben. Wenn jedoch auf der Ebene einzelner Zellen gearbeitet werden soll, werden präzisere Methoden benötigt, um einzelne Partikel innerhalb der mikrofluidischen Kanäle manipulieren zu können.

Optische Manipulation wurde zum ersten Mal 1970 gezeigt, als es Arthur Ashkin gelang, den sogenannten Strahlungsdruck zu demonstrieren [3]. Dieser Druck ergibt sich aufgrund des Impulses von einfallendem Licht auf beleuchtete Partikel. Eine wichtige Voraussetzung für seine Demonstration war die Erfindung des Lasers zehn Jahre zuvor, da damit die erforderliche kollimierbare Lichtquelle hoher Intensität zur Verfügung stand. Aufgrund des starken Intensitätsgradienten eröffnete der Laser außerdem die Möglichkeit, zwei- und sogar

dreidimensionale Einzellaserfallen zu erzeugen. Die damit realisierbaren optischen Fallen ermöglichen das Einfangen, Festhalten und die gezielte Bewegung von Nano- bis Mikrometerpartikeln, wobei je nach Anwendung einzelne optische Fallen oder Anordnungen aus mehreren Fallen eingesetzt werden.

Ein Vorteil optischer Manipulation liegt in der Vermeidung von Kontamination und mechanischer Manipulation, sodass optische Fallen schon bald an biologischem Material angewendet wurden. Bei Verwendung von Laserquellen im nahen Infrarotbereich ist außerdem die Gefahr der Absorption und der daraus folgenden thermischen Schäden minimiert [4]. Es ist nicht überraschend, dass optische Manipulationsmethoden schon früh mit der Mikrofluidik kombiniert wurden. Diese Kombination bietet schnelle und kostengünstige Werkzeuge zur Analyse und Manipulation, sodass es erstmals möglich war, einzelne lebende Zellen oder Moleküle festzuhalten, abzulenken oder zu sortieren. Auf diese Weise konnte die Präzision vieler Untersuchungsmethoden erhöht werden, zusätzlich wurden außerdem innovative Analysemöglichkeiten an biologischem Material gefunden. Die üblicherweise für die optische Manipulation eingesetzten Gas- und Festkörperlaser sind jedoch meist teuer und bringen große, aufwändige Aufbauten mit sich. Dies widerspricht dem angestrebten Ziel der Miniaturisierung, sodass es naheliegt, andere Laserquellen mit deutlich kleineren Abmessungen zu finden.

VCSEL eignen sich hervorragend für miniaturisierte Anwendungen, da sie günstig in der Herstellung sind und ihre Abmessungen nur wenige 10 µm betragen. Nach der Demonstration des ersten funktionierenden VCSELs 1979 [5] erfolgte um 1996 die kommerzielle Einführung. Die ersten VCSEL wurden hauptsächlich für die Datenübertragung entworfen. Auf dem Gebiet der Kurzstreckendatenübertragung und der optischen Verbindungstechnik sind VCSEL mittlerweile die etablierten Laserquellen [6]. Ihre zirkularsymmetrische Abstrahlcharakteristik unterstützt eine effiziente Einkopplung in Glasfasern. Mittlerweile haben sich VCSEL jedoch auch in vielen anderen Anwendungsgebieten wie zum Beispiel in miniaturisieren Atomuhren [7] als nützlich erwiesen. Auch für Sensoranwendungen sind VCSEL ideale Laserquellen, wobei sich ihr Einsatz hier hauptsächlich auf Positionssensoren für optische Computermäuse [8] und auf Laserquellen für die Absorptionsspektroskopie konzentriert. In der Gassensorik werden VCSEL mit verschiedenen Emissionswellenlängen beispielsweise zur Detektion von Sauerstoff (763 nm [9]), Ammoniak (1,54 µm [10]) und Kohlenstoffmonoxid (2,3 µm [11]) verwendet. Aufgrund ihrer vertikalen Emission bieten VCSEL die Möglichkeit, zweidimensionale Anordnungen in verschiedenen Geometrien herzustellen. Mit solchen 2D-Arrays können sogar Muster aus mehreren optischen Fallen erzeugt werden, ohne die sonst notwendigen holographischen Techniken oder Komponenten

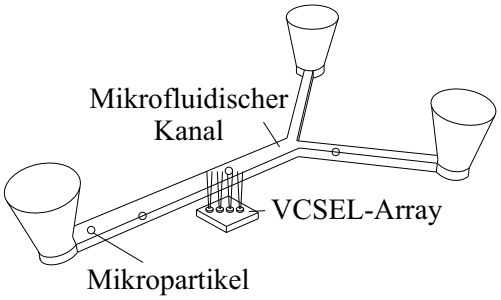


Abbildung 1.1: Schematische Skizze einer miniaturisierten, integrierten Anordnung zur optischen Partikelmanipulation mit VCSELn. Dank des geringen Abstands zwischen Lasern und mikrofluidischem Kanal kann auf externe Optiken verzichtet werden.

zur Strahlformung. Solche zweidimensionalen Fallenmuster oder optische Gitter sind beliebte Mittel zur Partikelablenkung. Teilchen, die ein optisches Gitter passieren, werden von jeder einzelnen optischen Falle angezogen. Im mikrofluidischen Kanal werden sie gleichzeitig durch den Fluss weitergedrückt. Auf diese Weise folgen die Teilchen idealerweise dem Verlauf des Gitters, sodass sie gezielt von ihrer Fließrichtung abgelenkt werden können.

Neben dem Einsatz der VCSEL in dem typischen makroskopischen optischen Fallenaufbau kann aufgrund ihrer geringen Leistungsaufnahme eine Integration mit der Mikrofluidik angestrebt werden, was die Möglichkeit der Realisierung eines tragbaren, batteriebetriebenen Moduls zur optischen Partikelmanipulation eröffnet. Dank der geringen Divergenz kann bei der Integration von VCSEL-basierten optischen Fallen sogar auf externe Optiken verzichtet werden, wenn der Abstand zwischen Laserarray und mikrofluidischem Kanal minimiert wird (Abb. 1.1). Ein solches integriertes Modul mit Gesamtabmessungen von wenigen Zentimetern dürfte mit anderen Laserquellen nur schwer realisierbar sein.

Diese Arbeit gliedert sich folgendermaßen: Zu Anfang werden die theoretischen Grundlagen erläutert. Diese erstrecken sich über die Bereiche Mikrofluidik, optische Manipulation und VCSEL. Im darauffolgenden Kapitel wird die Herstellung aller benötigten Komponenten ausführlich erläutert. Es werden zwei neue Ansätze für VCSEL-basierte integrierte optische Fallen vorgestellt und umgesetzt. Einer der beiden Ansätze sieht die Realisierung integrierbarer Top-Emitter-VCSEL vor, während der zweite Ansatz mit kopfüber aufgelöteten Bottom-Emitter-VCSELn umgesetzt wird. Zu den hergestellten Komponenten gehören also zum einen die epitaxie- und substratseitig emittierenden VCSEL-Arrays mit reduzierten Bauteilabständen sowie die entsprechenden Laserchipträger, zum anderen die Fluidikchips aus Polymer, welche die mikrofluidischen Kanäle enthalten. Auch die Integration der Komponenten zu einem miniaturisierten Modul wird gezeigt. Eine umfassende elektrische und optische Charakterisierung der Laser vor und nach deren Integration folgt im nächsten Kapitel. Anschließend werden einige der durchgeführten Experimente zur Partikelmanipulation demonstriert. Dabei werden zunächst sowohl lineare VCSEL-Arrays als auch längliche

rechteckige VCSEL als Laserquellen in einem makroskopischen Fallenaufbau eingesetzt, um Polystyrolpartikel mit Durchmessern einiger Mikrometer zu manipulieren. Dieser externe Aufbau beinhaltet Objektive zur Strahlkollimierung und -fokussierung. Anschließend wird die Manipulation solcher Mikropartikel in den realisierten integrierten Fallenmodulen mit Top- und Bottom-Emitter-Arrays demonstriert. Im letzten Kapitel folgt eine Zusammenfassung aller Ergebnisse sowie ein Ausblick auf zukünftige Optimierungen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Miniaturisierte Module zur optischen Partikelmanipulation bestehen im Wesentlichen aus zwei Komponenten. Eine Anordnung optischer Fallen zur Partikelmanipulation wird durch VCSEL-Arrays gebildet und mit einem mikrofluidischen Kanal integriert, sodass eine gezielte optische Manipulation im Fluidikkanal erfolgen kann. Im Folgenden werden zunächst die Grundlagen zu optischen Fallen und zur optischen Manipulation ausführlich behandelt. Darauf folgt eine kurze Erklärung zur Mikrofluidik an sich, sowie zur optischen Manipulation innerhalb mikrofluidischer Kanäle. Da die erwähnten miniaturisierten Module mit Hilfe von VCSELn realisiert werden sollen, werden die Vertikallaserdioden im Anschluss ebenfalls ausführlich beschrieben.

2.1 Grundlagen optischer Fallen

Johannes Kepler hatte der Sonnenstrahlung bereits im 17. Jahrhundert eine so große Kraft unterstellt, dass sie Kometen bewegen könne [12]. James Clerk Maxwell konnte optische Kräfte oder Strahlungsdruck 1873 theoretisch zeigen, jedoch nicht experimentell verifizieren [13]. Auch Debye schrieb bereits 1909 über den Lichtdruck auf Kugeln [14]. Erst mit der Erfindung des Lasers in den 1960ern wurde es jedoch möglich, die Hypothese mit kohärenten Lichtquellen experimentell zu bestätigen. Ein Pionier auf diesem Gebiet war Arthur Ashkin. Ihm gelang es 1970 erstmals, Partikel weniger Mikrometer Größe zu bewegen und sie entgegen der Schwerkraft anzuheben, indem er Laserstrahlung auf diese fokussierte [3]. Da der Strahlungsdruck meist durch thermische Kräfte überlagert wurde, waren seine Auswirkungen nur schwer zu untersuchen. Um eine Temperaturerhöhung durch Absorption zu minimieren, wurden transparente Partikel in transparentem Medium verwendet [15–19].

Ashkin untersuchte zum einen die auf Strahlungsdruck basierende Kraft, welche die Partikel von der Laserquelle wegdrückte. Sie wird üblicherweise als Streukraft bezeichnet, da sie hauptsächlich durch die Streuung des Lichts am Partikel verursacht wird. Zusätzlich zur Streukraft untersuchte er zum anderen noch eine zweite Kraft, welche die Partikel zum Zentrum des Laserstrahls hin zog [20]. Die optische Falle war geboren. Ashkins Arbeiten zu den Effekten des Strahlungsdrucks waren ein wichtiger Ausgangspunkt für die vielfältigen Anwendungen optischer Fallen. Indem Ashkin et al. bewiesen, dass durch eine geeignete Wahl der Wellenlänge optische Schäden an biologischem Material minimiert werden können [21–23], ebneten sie den Weg für die Manipulation lebender Zellen.

2.1.1 Funktionsprinzip

Das Funktionsprinzip einer **zweidimensionalen optischen Falle** ist in Abb. 2.1 schematisch dargestellt. Da die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Partikel deutlich größer als die Emissionswellenlänge der verwendeten Laser sind, kann zur vereinfachten Beschreibung der Phänomene die Strahlenoptik verwendet werden. Der Gaußstrahl wird näherungsweise als Gruppe unzähliger Einzelstrahlen mit unterschiedlichen Intensitäten betrachtet. Angenommen, zwei parallele Einzelstrahlen A und B treffen auf ein Partikel. Sie werden dort gebrochen, was eine Impulsänderung bewirkt. Aufgrund der Impulserhaltung muss also ein Impulsübertrag auf das Teilchen stattfinden, was die Kräfte F_A und F_B zur Folge hat. Strahl A hat aufgrund des Intensitätsgradienten eine höhere Intensität als Strahl B, sodass $F_A > F_B$. Die resultierende Kraft zieht daher das Partikel zum Intensitätsmaximum hin. Sie wird als Gradientenkraft bezeichnet, da sie durch den Intensitätsgradienten verursacht wird. Hat das Partikel einen höheren Brechungsindex als seine Umgebung, wird es demzufolge zum Intensitätsmaximum gezogen, im umgekehrten Fall wird es abgestoßen [23]. Auf diese Weise ist es möglich, Partikel transversal festzuhalten. In longitudinaler Richtung jedoch wird das Teilchen entlang der Ausbreitungsrichtung des Lasersrahls beschleunigt. Die oben erwähnte Streukraft wird hauptsächlich durch Reflexionen an der Partikeloberfläche verursacht. Soll ein Partikel auch in longitudinaler Richtung festgehalten werden, ist eine **dreidimensionale Falle** oder optische Pinzette, wie in Abb. 2.2 gezeigt, notwendig. Wird ein Laserstrahl mittels eines Objektivs sehr hoher numerischer Apertur stark fokussiert, kann die longitudinale Gradientenkraft die Streukraft übertreffen, sodass das Partikel im Fokuspunkt festgehalten wird. Auf diese Weise ist es möglich, Partikel sehr exakt an einer bestimmten Position festzuhalten oder sie über sehr große Strecken von mehreren Zentimetern zu bewegen, um beispielsweise ein Bakterium aus einem Partikelgemisch zu isolieren [24]. Eine andere Möglichkeit, Partikel in drei Dimensionen festzuhalten, besteht darin, zwei transversale optische Fallen

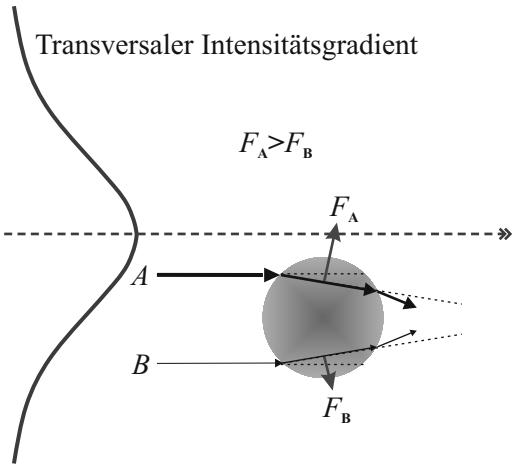


Abbildung 2.1: Funktionsprinzip einer zweidimensionalen optischen Falle. Ein Laserstrahl mit transversalem Intensitätsgradienten wird an dem sphärischen, transparenten Partikel gebrochen. Die daraus resultierende Gesamtkraft zeigt zum Intensitätsmaximum hin.

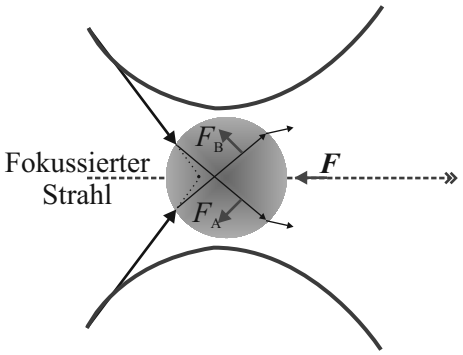


Abbildung 2.2: Funktionsprinzip einer optischen Pinzette. Aufgrund der starken Fokussierung besitzt der Laserstrahl einen Intensitätsgradienten in longitudinaler Richtung. Wenn die dadurch verursachte Kraft die Streukraft übersteigt, ist das Partikel dreidimensional gefangen.

gegenüberzustellen [3], wie in Abb. 2.3 angedeutet. In diesem Aufbau kann ein Teilchen sehr einfach gezielt in longitudinaler Richtung bewegt werden, indem die Intensitäten der gegenüberliegenden Laserstrahlen variiert werden.

Mathematisch können Gradientenkraft F_{G} und Streukraft F_{S} in Abhängigkeit von dem in das Medium mit Brechungsindex $\bar{n}$ einfallenden Impuls pro Sekunde $\bar{n}P/c$ (P: einfallende Leistung, c: Vakuum-Lichtgeschwindigkeit) ausgedrückt werden [25]:

$$F_{\mathrm{G}} = \frac{\bar{n}P}{c} \cdot Q_{\mathrm{G}} \tag{2.1}$$

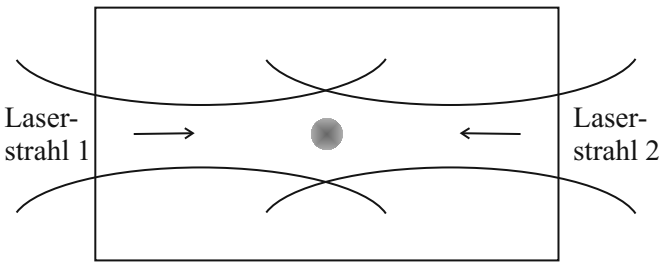


Abbildung 2.3: Funktionsprinzip einer optischen Pinzette aus zwei Laserstrahlen. Die Streukräfte der gegenübergestellten Laserstrahlen heben sich gegenseitig auf, sodass das Partikel dazwischen gefangen ist.

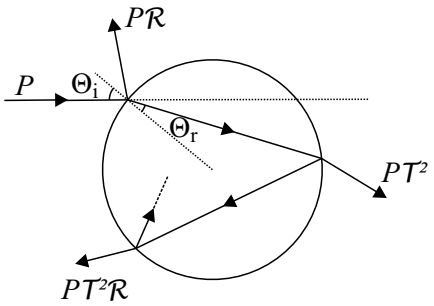


Abbildung 2.4: Ein auf das Partikel unter dem Winkel Θ_i einfallender Strahl mit der Leistung P wird mehrfach gebrochen und reflektiert.

$$F_\mathrm{S} = \frac{\bar{n}P}{c} \cdot Q_\mathrm{S} \quad . \tag{2.2}$$

Die dimensionslosen Gütefaktoren Q_G und Q_S hängen von verschiedenen Faktoren ab. Sie berücksichtigen beispielsweise Brechungsindex und Größe des Partikels, Einfallswinkel sowie Polarisation des Lichts oder die Laserstrahleinkopplung in die Fokussierlinse. Der Impulsübertrag bei Reflexion an einem idealen Spiegel entspräche einem Wert für Q_S von 2. Um Q_G und Q_S zu bestimmen, müssen die reflektierten und gebrochenen Strahlen berücksichtigt werden. Der einfallende Laserstrahl trifft unter dem Winkel Θ_i auf die Partikeloberfläche und teilt sich in einen reflektierten und einen gebrochenen Anteil auf. Der unter dem Winkel Θ_r gebrochene Strahl wird im Partikel erneut reflektiert und gebrochen und so weiter. Dieses Verhalten ist schematisch in Abb. 2.4 skizziert. Wenn die Fresnelkoeffizienten für Reflexion und Transmission als $\mathcal{R}$ beziehungsweise $\mathcal{T}$ berücksichtigt werden, lassen sich die Gütefaktoren folgendermaßen bestimmen [26, 27]:

$$Q_\mathrm{G} = -\mathcal{R}\sin\left(2\Theta_\mathrm{i}\right) + \frac{\mathcal{T}^2\left[\sin\left(2\Theta_\mathrm{i} - 2\Theta_\mathrm{r}\right) + \mathcal{R}\sin\left(2\Theta_\mathrm{i}\right)\right]}{1 + \mathcal{R}^2 + 2\mathcal{R}\cos\left(2\Theta_\mathrm{r}\right)} \tag{2.3}$$

$$Q_\mathrm{S} = 1 + \mathcal{R}\cos\left(2\Theta_\mathrm{i}\right) - \frac{\mathcal{T}^2\left[\cos\left(2\Theta_\mathrm{i} - 2\Theta_\mathrm{r}\right) + \mathcal{R}\cos\left(2\Theta_\mathrm{i}\right)\right]}{1 + \mathcal{R}^2 + 2\mathcal{R}\cos\left(2\Theta_\mathrm{r}\right)} \quad . \tag{2.4}$$

Abbildung 2.5 zeigt den berechneten Verlauf von Streu- und Gradientenkraft auf ein 10 µm großes Partikel in Abhängigkeit von der lateralen Position des Partikelmittelpunkts, relativ zum Laserstrahlmittelpunkt. Es wird angenommen, dass das Teilchen mit einem kollimierten gaußförmigen Laserstrahl von 6 µm Durchmesser und 4 mW optischer Gesamtleistung beleuchtet wird, da diese Werte in etwa denen der VCSEL im integrierten Modul entsprechen. Um die Wirkung des Laserstrahls auf das Partikel zu berechnen, werden zunächst die Koeffizienten Q_G und Q_S in Abhängigkeit von der beleuchteten Position auf dem Partikel bestimmt. Unter Zuhilfenahme der ebenfalls positionsabhängigen einfallenden Leistung mit gaußscher Verteilung, der Partikelbrechzahl und der Lichtgeschwindigkeit können damit nach (2.1) und (2.2) die auftretenden Fallenkräfte ermittelt werden, indem über die gesamte

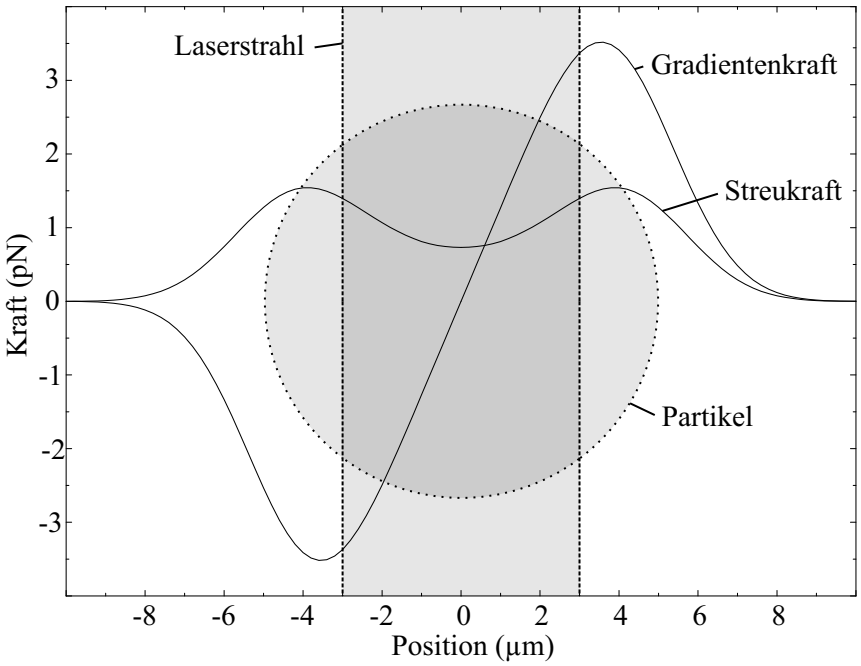


Abbildung 2.5: Berechnete Streu- und Gradientenkraft auf ein 10 µm-Partikel in Abhängigkeit von seiner lateralen Position. Der einfallende Laserstrahl besitzt einen Durchmesser von 6 µm und eine optische Ausgangsleistung von 4 mW.

Partikeloberfläche integriert wird. Da die Integration nicht analytisch gelöst werden kann, wurde das Programm MATLAB[1] verwendet.

Aus den Berechnungen ergibt sich, dass die Gradientenkraft nicht nur linear mit der eingestrahlten optischen Leistung ansteigt, sie nimmt außerdem mit größerem Partikeldurchmesser zu [27]. Je kleiner darüber hinaus der Durchmesser des verwendeten Laserstrahls ist, desto größer ist der auftretende Intensitätsgradient und damit auch die Gradientenkraft. Dieses Verhalten ist deutlich in Abb. 2.6 zu erkennen, wobei hier für die Berechnungen ebenfalls eine optische Leistung von 4 mW angenommen wurde. Die erzielbare Fallenkraft liegt im Bereich einiger Piconewton.

Bei einem festen Strahldurchmesser von 6 µm wurde in Abb. 2.7 der Partikelradius variiert. Es ist deutlich zu sehen, wie die Gradientenkraft zunächst stark mit der Partikelgröße ansteigt. In dem für diese Arbeit relevanten Partikelradiusbereich bis 10 µm kann also noch eine starke Änderung beobachtet werden. Für sehr große Partikelradien oberhalb von 50 µm sättigt die Kurve jedoch.

[1] Mathworks, *MATLAB® — The Language of Technical Computing*, Version 7.11.0.584 (R2010b), 2010

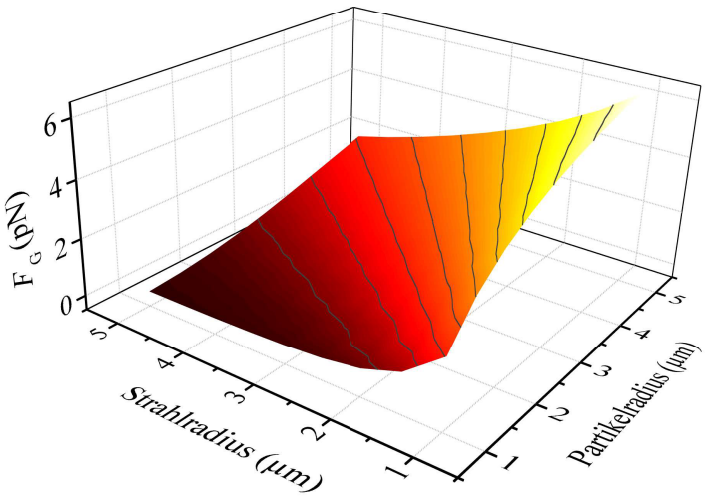


Abbildung 2.6: Maximale Gradientenkraft in Abhängigkeit von Strahl- und Partikelradius.

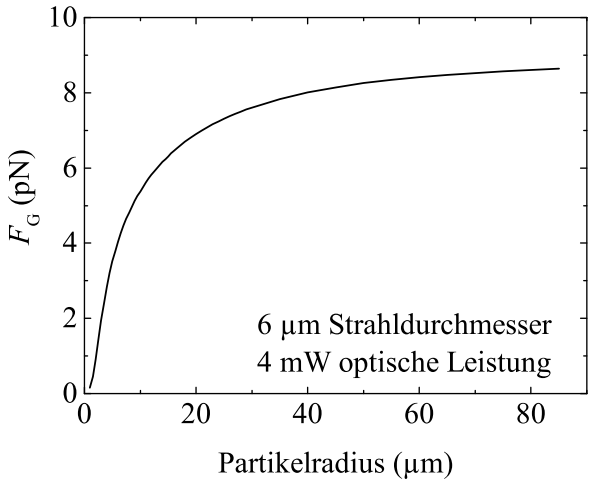


Abbildung 2.7: Gradientenkraft in Abhängigkeit vom Partikelradius, bei Beleuchtung mit 4 mW optischer Leistung und 6 µm Strahldurchmesser.

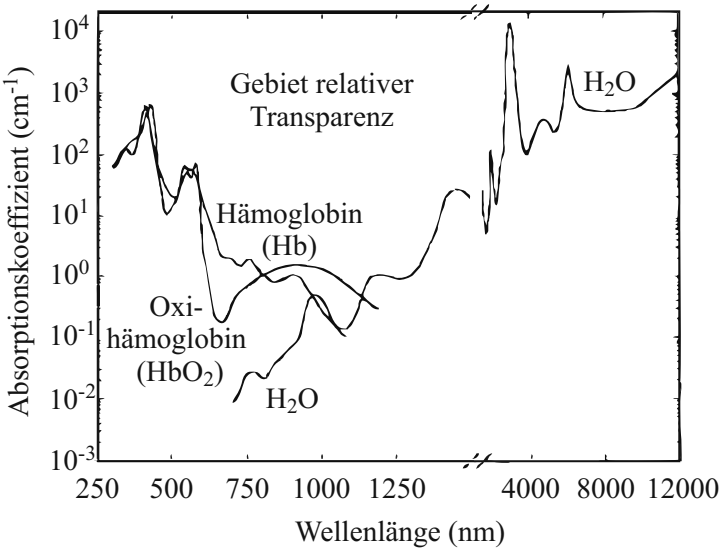


Abbildung 2.8: Absorptionskoeffizienten für Wasser und Hämoglobin in Abhängigkeit von der eingestrahlten Wellenlänge (nach [12]).

2.1.2 Anwendungen

Da bei optischer Manipulation die Gefahr einer Beschädigung oder Kontamination vermieden werden kann, findet diese Methode vor allem im Bereich der Biologie und Medizin vielfältige Anwendungen. Ashkin selbst führte schon bald nach der ersten Demonstration optischer Pinzetten optische Manipulation an biologischem Material durch. Zu Anfang beobachtete er jedoch, dass die Zellen Schaden nahmen und schließlich starben [28]. Dieses Problem konnte Ashkin durch die Wahl einer geeigneten Laserwellenlänge beseitigen. Im sichtbaren Spektralbereich ist die Absorption biologischer Materialien wie Hämoglobin und Oxihämoglobin sehr hoch (Abb. 2.8). Eine hohe Absorption führt zu einem starken Erwärmen und somit zur thermischen Beschädigung der Probe. Bei sehr hohen Wellenlängen dagegen steigt die Wasserabsorption stark an, sodass auch dieser Bereich nicht für die optische Manipulation geeignet ist. Dazwischen, bei Wellenlängen zwischen 700 und 1300 nm, ist die Absorption am geringsten. Dieser Bereich wird oft als biologisches Fenster bezeichnet. Unter Verwendung eines Neodym-dotierten Yttrium-Aluminium-Granat (Nd:YAG)-Lasers mit einer Emissionswellenlänge von 1064 nm gelang es Ashkin et al. unter anderem lebende Hefezellen und E. coli-Bakterien optisch festzuhalten, ohne sie dabei zu beschädigen [21–23].

Aufgrund der Vielzahl an Anwendungen optischer Fallen für biologisches Material kann hier lediglich ein kleiner Einblick gegeben werden. Bei vielen Zellanalyseverfahren ist es notwendig, die Zellen während der Untersuchung zu fixieren. Die Verwendung optischer Pinzetten ist dabei sehr naheliegend. Die auf inelastischer Streuung beruhende Ramanspek-

troskopie ist beispielsweise ein wichtiges Verfahren zur Zellanalyse. Ein Energieübertrag zwischen Gewebe und Photon bewirkt dabei eine positive oder negative Energieänderung des einfallenden Lichtteilchens. Das Ramanspektrum ist eine Auftragung der Intensität gestreuter Photonen in Abhängigkeit von der Energiedifferenz zwischen einfallenden und gestreuten Teilchen. Dieses Spektrum ist charakteristisch für das streuende Molekül, wie ein Fingerabdruck. Oft werden die Zellen dabei mittels optischer Pinzetten festgehalten [29]. In einem fortgeschritteneren Ansatz werden die Laserpinzetten außerdem zur markerfreien Detektion eingesetzt (LTRS, laser tweezers Raman spectroscopy) [30, 31]. Mit den Pinzetten werden dabei in einem mikrofluidischen Kanal fließende Zellen eingefangen und gleichzeitig wird ein Ramanspektrum der gefangenen Zelle angeregt.

Aber auch für andere Anwendungen ist ein Festhalten von Zellen notwendig, wie zum Beispiel bei einer Methode zur künstlichen Befruchtung, bei der die Spermienzelle gezielt zum Ei bewegt wird [25, 32]. Es wird dann durch eine (ebenfalls mittels eines Lasers erzeugte [33]) winzige Öffnung in die Eihülle eingeführt. Auch für den Umgang mit DNS (Desoxyribonukleinsäure) werden oft optische Pinzetten eingesetzt. Die Länge einer DNS-Kette beträgt etwa $10\,\mu\text{m}$, ihre Breite dagegen nur um $2,5\,\text{nm}$. Aus diesem Grund ist DNS zu klein, um mit einer optischen Pinzette eingefangen zu werden. Daher wird üblicherweise ein Mikrokügelchen an dem DNS-Strang befestigt, mit dessen Hilfe beispielsweise das Auseinanderziehen und Untersuchen von DNS [34] oder das Knüpfen eines DNS-Knotens ermöglicht wird [35]. Auch zur genaueren Untersuchung der Gentranskription wurden optische Pinzetten eingesetzt. Sie ermöglichen eine Messung der Kraft, die das Enzym RNS (Ribonukleinsäure)-Polymerase ausübt, während es die DNS-Kette auftrennt [36]. Auf eine ähnliche Weise wurde die Bewegung von molekularen Motoren wie Kinesin untersucht [37, 38]. Der optische „Stretcher“ ist eine weitere interessante Anwendung optischer Fallen [39]. Er basiert auf der 1973 entdeckten Tatsache, dass in optischen Fallen Oberflächenverformungen auftreten können [40]. Im optischen Stretcher werden Zellen durch die Kräfte zwischen zwei Laserstrahlen gezielt deformiert, was die Detektion von Zellanormalitäten ermöglicht, zum Beispiel zur frühen Krebserkennung. Seit den späten 1970er Jahren können Atome mittels optischer Pinzetten in den Bereich einiger hundert Mikrokelvin heruntergekühlt werden, seit den 80er Jahren sogar in den Nanokelvinbereich [41, 42]. Solche niedrigen Atomtemperaturen sind beispielsweise notwendig, um Bose–Einstein-Kondensation zu erreichen [43, 44].

Für einige Anwendungen wie die Untersuchung von Zellinteraktionen ist es vorteilhaft, mehrere, möglichst individuell ansteuerbare, optische Fallen zur Verfügung zu haben. Zwei optische Fallen können erzeugt werden, indem ein zirkular polarisierter Laserstrahl in zwei

Strahlen orthogonaler Polarisation aufgespalten wird [45]. Ein Muster aus mehreren Fallen kann erzeugt werden, indem verschiedene Positionen mit hoher Frequenz von einem einzelnen Laserstrahl abgetastet werden [46]. Es muss jedoch darauf geachtet werden, dass für jede Einzelfalle eine ausreichend hohe mittlere Leistung zur Verfügung steht. Eindimensionale optische Fallengitter beziehungsweise optische Fallenreihen werden beispielsweise mittels digital schaltbarer Mikrospiegel [47] oder Laserbarren [48] realisiert. Komplexere optische Fallenmuster werden oft mittels holographischer Techniken durch diffraktive optische Elemente erzeugt, wobei die Fallenflexibilität durch die Verwendung von räumlichen Lichtmodulatoren (engl. spatial light modulator, SLM) gewährleistet ist [49–51]. Mit solchen holographischen optischen Pinzetten (engl. holographic optical tweezers, HOT) kann sogar die axiale Fallenposition eingestellt werden [52]. Ähnliche Ergebnisse liefert die Verwendung der sogenannten GPC (engl. generalized phase contrast)-Methode. Dabei wird ein generiertes Phasenmuster direkt in ein Intensitätsmuster umgewandelt, indem eine Phasenverschiebung in der Fourierebene eingebracht wird [53]. Eine dreidimensionale Fallenkontrolle ist dabei jedoch nicht möglich. Auch die Erzeugung optischer Potenzialverteilungen mittels Besselstrahlen [54], stehender Wellen [55] oder Mikrolinsenarrays [56] ist ein weitverbreitetes Mittel zur Bildung optischer Fallenmuster.

2.2 Grundlagen der Mikrofluidik

Der Bereich der Mikrofluidik beschäftigt sich mit dem Fluss und dem Transport von Flüssigkeiten in winzigen Dimensionen, wobei typische Abmessungen zwischen 100 nm und 100 µm liegen [57]. Ermöglicht wurde die Einführung der Mikrofluidik ursprünglich durch die Mikroelektronikindustrie. Die Siliziumsubstrate können gut durch Techniken wie Photolithographie, Ätzen und Verbindungstechnik strukturiert werden [58], sodass die etablierten Fähigkeiten auf diesem Gebiet genutzt werden konnten, um die Suche nach miniaturisierten analytischen Methoden voranzutreiben.

Die Mikrofluidik bietet verschiedene Vorteile [59]: Zum einen sind deutlich geringere Probenvolumina ausreichend, nämlich etwa ein Hundertstel bis ein Tausendstel der üblicherweise notwendigen Menge. Des Weiteren kann immer von einem laminaren Fluss ausgegangen werden (siehe unten), was die Probendispersion verringert. Außerdem kann mit Hilfe der Mikrofluidik die Probenmanipulation auf einem einzigen Chip parallelisiert werden. Ein weiterer offensichtlicher Vorteil besteht in der Möglichkeit, tragbare Module herzustellen, da zum einen viele Funktionen integriert werden können und zum anderen die Leistungsaufnahme gering gehalten werden kann.

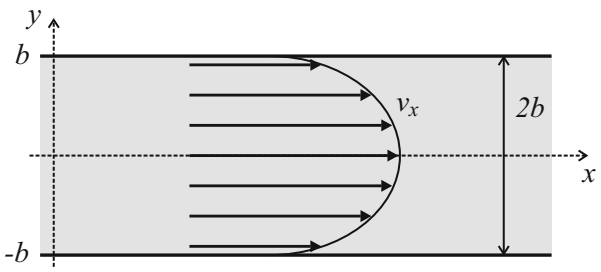


Abbildung 2.9: Schematische Aufsicht eines mikrofluidischen Kanals mit parabolischer Verteilung der Fließgeschwindigkeit.

Die praktische Anwendung der Mikrofluidik ist eng verknüpft mit dem Begriff Labor-auf-dem-Chip (engl. lab-on-a-chip), einer Technologie, die ohne den Einsatz zweidimensionaler Mikrokanalstrukturen nicht möglich wäre. Dieses Prinzip vereint mehrere labortypische Schritte auf einer kleinen Plattform, was vor allem für die Analyse chemischer und biologischer Proben einen gewaltigen Fortschritt bedeutet.

2.2.1 Mikrofluidischer Flüssigkeitstransport

Obwohl von anderen Gruppen auch Flüssigkeitsmanipulation mit diskreten Tropfen eingesetzt wird, konzentriert sich diese Arbeit auf den weiter verbreiteten kontinuierlichen Fluss. Ein solcher Fluss kann entweder durch Druck oder durch elektrokinetische Methoden erreicht werden [57]. Da das Augenmerk dieser Arbeit stets auf der Miniaturisierung sowie einer potentiellen Herstellung kostengünstiger „Wegwerfartikel“ lag, kam der Einsatz einer elektrisch gesteuerten Flussmanipulation nicht in Frage, obwohl mit diesen Methoden eine gleichmäßige Geschwindigkeitsverteilung über den Kanalquerschnitt erreicht werden kann. Bei dem durch Druck gesteuerten Fluss dagegen muss der Strömungswiderstand berücksichtigt werden, der ein parabolisches Geschwindigkeitsprofil zur Folge hat (Abb. 2.9). Er setzt sich aus zwei Teilen zusammen [60]: Einerseits bremst die Wandung des Kanals die Geschwindigkeit der unmittelbar daran entlangfließenden Flüssigkeitsschicht. Andererseits üben unterschiedlich schnell fließende Flüssigkeiten eine bremsende Kraft aufeinander aus.

Der zur Erzeugung eines Flusses notwendige Druck kann durch pneumatische Spritzenpumpen erzeugt werden. Allerdings bringt diese Technik den Einsatz externer, voluminöser Geräte mit sich. Für das Ziel der ultimativen Miniaturisierung empfiehlt es sich daher, den Flüssigkeitstransport mittels unterschiedlicher Füllstände an Ein- und Auslässen (Abb. 2.10) zu regulieren, basierend auf dem hydrostatischen Druck. Zur Bestimmung der entstehenden Druckdifferenz wird die Massendifferenz Δm der Flüssigkeitssäulen betrachtet [60]:

$$\Delta m = \rho \Delta V = \rho A \Delta h \quad , \tag{2.5}$$

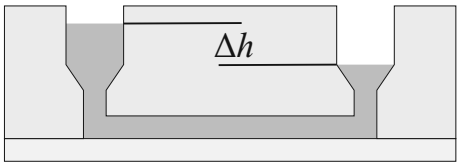


Abbildung 2.10: Hydrostatische Flusserzeugung: Durch unterschiedliche Füllstände am Ein- und Auslass wird ein Druckunterschied erzeugt, der wiederum für einen fluidischen Fluss sorgt.

mit der Volumendifferenz ΔV beziehungsweise einer Höhendifferenz Δh bei einer Dichte ρ und dem Querschnitt A_{Fl}. Damit ergibt sich für die durch die Flüssigkeitssäule induzierte Gewichtskraft

$$F_{\mathrm{Fl}} = \Delta m g_{\mathrm{grav}} = \rho A \Delta h g_{\mathrm{grav}} \quad , \tag{2.6}$$

mit der Gravitationskonstanten g_{grav}. Der durch die Flüssigkeitssäule verursachte Druckunterschied beträgt also

$$\Delta p = \rho g_{\mathrm{grav}} \Delta h \quad . \tag{2.7}$$

Zur mathematischen Beschreibung des mikrofluidischen Flusses wird zunächst die Reynoldszahl eingeführt. Sie ist eine wichtige Kenngröße für die Unterscheidung zwischen laminarer und turbulenter Strömung, wobei für alle Werte unter 2000 eine laminare Strömung zu erwarten ist. Das Vorliegen einer laminaren Strömung bedeutet, dass die Reibungskräfte die Trägheitskräfte überwiegen. Für die Reynoldszahl

$$Re = \frac{2b\rho v}{\eta_{\mathrm{Fl}}} \quad , \tag{2.8}$$

mit der charakteristischen Dimension $2b$, der Fließgeschwindigkeit v und der Viskosität η_{Fl} der Flüssigkeit kann beispielsweise mit einer Kanalbreite von $2b = 60$ µm und einer Fließgeschwindigkeit von $v = 20$ µm/s bei $\rho = 1000\,\mathrm{kg/m^3}$ und $\eta_{\mathrm{Fl}} = 10^{-3}\,\mathrm{kg/(m \cdot s)}$ für Wasser ein Wert von $Re = 0{,}0012$ abgeschätzt werden. Da in der Mikrofluidik die Reibungskräfte meist die Trägheitskräfte überwiegen und sich Reynoldszahlen deutlich kleiner als 2000 ergeben, kann in den meisten Fällen von laminarer Strömung ausgegangen werden. Zur Beschreibung des Flusses können daher die Stokes-Gleichungen herangezogen werden [57]:

$$\nabla \cdot v = 0 \tag{2.9}$$

$$0 = -\nabla p_{\mathrm{Fl}} + \eta \nabla^2 v \quad , \tag{2.10}$$

wobei p_{Fl} der Flüssigkeitsdruck ist. Um das Strömungsgeschwindigkeitsprofil des beispielhaften Kanals in Abb. 2.9 anzunähern, werden einige Annahmen getroffen: Es wird zum einen davon ausgegangen, dass die Ausdehnung in x-Richtung deutlich größer als die Ausdehnung in y-Richtung ist. Des Weiteren wird angenommen, dass es kein Gleiten an den

Kanalwänden gibt. Mit diesen Annahmen wird die Poiseuille-Strömungsgleichung eine gültige Lösung von (2.10):

$$v_x(y) = -\frac{1}{2\eta}\left(\frac{dp}{dx}\right)\left(b^2 - y^2\right) \quad . \tag{2.11}$$

Dabei ist v_x die Fließgeschwindigkeit entlang der x-Achse an der Stelle y. Der Ausdruck dp/dx gibt den angelegten Druckunterschied entlang der Fließrichtung an. Aus (2.11) ist ersichtlich, dass die Fließgeschwindigkeiten an den Kanalwänden Null beträgt und über den Kanalquerschnitt eine parabolische Verteilung aufweist. Wenn die Kanallänge in der gleichen Größenordnung wie die Kanalbreite liegt oder wenn die Kanalwände das Geschwindigkeitsprofil im Kanal beeinflussen, müssen exaktere Lösungen für die Stokes-Gleichungen gefunden werden.

2.2.2 Materialien zur Herstellung mikrofluidischer Kanäle

Zur Herstellung mikrofluidischer Kanäle wird oft eine rillenartige Öffnung erzeugt, die anschließend mit einem anderen Substrat verschlossen wird. Sowohl bei der Wahl und Strukturierung der Materialien als auch bei der Methode der Versiegelung gibt es viele verschiedene Möglichkeiten, die hier nur kurz erwähnt werden sollen.

Bei der Auswahl des geeigneten Materialsystems zur Herstellung mikrofluidischer Kanäle spielen verschiedene Parameter eine Rolle, wie zum Beispiel das Verhalten bei erhöhter Temperatur (wichtig beim Heißprägen sowie bei thermischem Bonden), die chemische Beständigkeit beziehungsweise Flüssigkeitsaufnahme des Materials und die mechanische Stabilität. **Silizium** ist das Material, das am häufigsten zur Herstellung elektronischer Halbleiterbauteile verwendet wird [57]. Es liegt daher nahe, auch mikrofluidische Kanäle in diesem Material zu erzeugen, sodass Elektronik, Mikrofluidik und möglicherweise sogar Optik auf einem Bauteil vereint werden können. Allerdings gibt es bislang nicht sehr viele Berichte zur Umsetzung dieser Idee. **Verbindungshalbleiter** eignen sich zwar sehr gut für die Herstellung von Lasern und LEDs (engl. light-emitting diodes), die Herstellung von Kanälen ist hier jedoch sehr aufwändig, da alle Kanalwände passiviert werden müssen. **Glas** (Quarzglas oder Borsilikatglas) ist ein beliebtes Material zur Herstellung von Mikrokanälen, da Glaswafer mit den meisten etablierten Mikroprozessen kompatibel sind. Kostengünstigkeit und Biokompatibilität sind weitere Vorteile dieses Materials. Obwohl die Kosten für Glas und Silizium sehr ähnlich sind, wird Glas üblicherweise als einfacheres und vielfältiger einsetzbares Substrat für die Mikrofluidik angesehen. Glas hat darüber hinaus den Vorteil einer hohen Transparenz und kann leichter mit einem anderen Substrat verbunden werden [59].

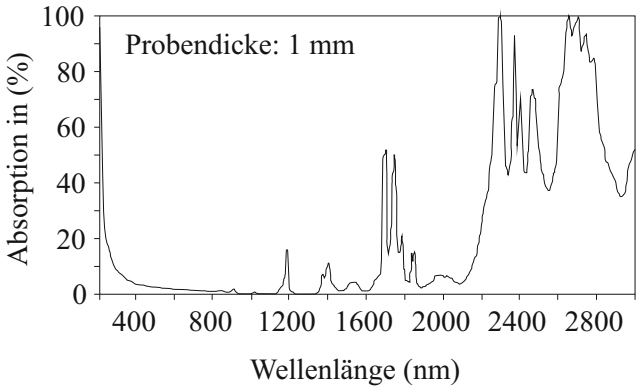


Abbildung 2.11: Absorptionsspektrum des Polymers PDMS für eine Probendicke von 1 mm; nach [62].

Polymere werden sehr häufig als Substrate zur Herstellung von Mikrokanälen verwendet, da sie verschiedene Vorteile bieten. Sie sind flexibel, kostengünstig, leicht und können ebenfalls biokompatibel gemacht werden. Weit verbreitet ist dabei das elastomere Polymer Polydimethylsiloxan (PDMS), das zur Herstellung mikrofluidischer Strukturen über ein Mastersubstrat gegossen wird. Dieses Mastersubstrat besteht üblicherweise aus einem Siliziumwafer mit Fotolackstrukturen, welche das Negativ der herzustellenden Kanäle enthalten. Nach dem Aushärten verhält sich das PDMS wie ein elastischer Festkörper, der die abgeformte Struktur behält [61]. PDMS ist in einem sehr weiten Wellenlängenbereich transparent (Abb. 2.11), sodass es gut für Anwendungen geeignet ist, bei denen sichtbares oder nahinfrarotes Licht eingesetzt wird. Weitere typischerweise verwendete Polymere sind Polyethylenterephthalat (PET), Polycarbonat (PC), Polymethyl-Methacrylat (PMMA) und seit einigen Jahren auch Cyclo-Olefin-Copolymer (COC, Handelsname TOPAS®). Diese Polymere weisen ebenfalls eine gute Transparenz auf. Sie werden üblicherweise durch Heißprägeverfahren strukturiert.

Die Herstellung mikrofluidischer Strukturen aus Polymeren ist unter anderem deshalb so kostengünstig, weil die negativen Kanalmaster (sowohl beim Gießen von PDMS als auch beim Heißprägen) immer wieder verwendet werden können. Es muss allerdings erwähnt werden, dass die Polymere den Materialien Glas und Silizium meist unterlegen sind, was die chemische Widerstandsfähigkeit, die Alterung sowie die mechanischen und thermischen Eigenschaften angeht [59].

2.2.3 Optische Manipulation in mikrofluidischen Kanälen

Die optische Manipulation von Partikeln, die sich in flüssiger Lösung in einem mikrofluidischen Kanal befinden, erfolgt in einem einfachen Beispiel durch das Bestrahlen des Kanals

mit einem oder mehreren fokussierten Laserstrahlen. Das bedeutet, dass ein mikrofluidischer Chip in einen optischen Fallenaufbau eingefügt wird. Mittels eines einzelnen Laserstrahls können in diesem Aufbau beispielsweise einzelne Partikel festgehalten und bewegt werden, indem die Laserfokusposition relativ zum Kanal verschoben wird. Auf diese Weise können Partikel aktiv sortiert werden [63]. Allerdings erfordert die relative Bewegung auch hier den Einsatz mechanischer Komponenten, sodass eine rein optische Manipulation nicht gegeben ist.

Systeme zum automatisierten und miniaturisierten Sortieren von Partikeln können gebildet werden, indem innerhalb eines mikrofluidischen Kanals eine Sensoreinheit eine nachfolgende Einheit zum gezielten Ablenken der Partikel steuert. Im einfachen Fall beinhaltet ein solches System eine mikrofluidische Y-Verzweigung mit zwei Auslässen, in welche die Partikel entsprechend des Sensorsignals verteilt werden. Zur Realisierung integrierter Sensoren gibt es bereits einige Ansätze, beispielsweise mit Hilfe von mit der Fluidik integrierten Mach–Zehnder- oder Young-Interferometern, gerichteten Kopplern oder Wellenleitern als Sensoren [64]. Die Ramanspektroskopie liefert ebenfalls ein gängiges Mittel zur Partikeldetektion und -sortierung [65], ist jedoch nur schlecht für den Einsatz in portablen Systemen geeignet. Auch integrierte Laser mit vertikalem Resonator können als Zellsensoren dienen [66], wobei die Empfindlichkeit deutlich gesteigert werden kann, indem die Partikel resonatorintern detektiert werden [67]. Zum gezielten Ablenken und Aussortieren einzelner Zellen gibt es ebenfalls verschiedene Möglichkeiten. Beispielsweise können die Partikel durch Umschalten des Flusses mit Hilfe pneumatisch gesteuerter Mikroventile [68] oder direkt durch Wechselwirkung an einem verkippten Gitter von Hindernissen abgelenkt werden [69]. Allerdings sind die dabei verwendeten Komponenten mechanischer Natur und unterliegen damit Verschleißerscheinungen sowie der Gefahr der Verunreinigung. Berührungsloses Ablenken und Sortieren kann mittels Elektroosmose [70], Dielektrophorese [71, 72], Akustophorese [73] oder Flussmanipulation durch piezoelektrische Aktuatoren [74] erfolgen. Diese Methoden zeigen eine starke Abhängigkeit von den Partikeleigenschaften beziehungsweise von der umgebenden Flüssigkeit. Die rein optische Partikelmanipulation stellt hier eine attraktive Alternative dar.

Kontinuierlich arbeitende Anordnungen aus optischen Fallen werden dazu verwendet, bestimmte Zellen abzulenken und auszusortieren [75]. Diese sogenannten optischen Gitter beruhen auf dem Prinzip, dass sphärische Partikel in einem mikrofluidischen Kanal über eine Anordnung optischer Fallen geleitet werden. Dabei werden sie von den einzelnen optischen Fallen nicht festgehalten, sondern nur angezogen und gleichzeitig vom fluidischen Druck weiterbewegt. Unter der Voraussetzung, dass die Flusszugkraft nur geringfügig größer als

die Fallenkraft ist, können die Partikel dem Verlauf des Fallenmusters folgen. Sie werden damit von ihrer ursprünglichen Fließrichtung abgelenkt und folgen dem Array im Idealfall bis zum Ende [76, 77]. Auf diese Weise ist eine automatisierte Ablenkung der Partikel möglich, zum Beispiel für das Sortieren von Partikeln. Optische Gitter ermöglichen darüber hinaus die Fraktionierung von Partikeln, sodass unter Umständen auf eine vorgeschaltete Sensoreinheit verzichtet werden kann. Bei der Fraktionierung wird die Abhängigkeit der optischen Fallenkraft von verschiedenen Parametern (z. B. Größe, Brechungsindex) ausgenutzt. So wird beispielsweise eine Partikelgröße im entsprechenden optischen Gitter angezogen und abgelenkt, während eine kleinere Partikelgröße kaum von dem Gitter beeinflusst wird. Auf diese Weise können große und kleine Partikel automatisiert in getrennten Auslässen eines mikrofluidischen Kanals gesammelt werden. Unter Verwendung komplizierterer Kanalstrukturen kann dieses Prinzip auch zum automatisierten Sortieren von Partikeln eingesetzt werden [75]. Mit computergenerierten dreidimensionalen optischen Gittern wurde mikrofluidisches Sortieren mit sehr hoher Effizienz demonstriert [75]. Die meisten Ansätze zur Erzeugung optischer Gitter aus Fallenmustern benötigen jedoch externe Laserquellen und beinhalten oft aufwändige optische Aufbauten.

Mit dem ultimativen Ziel der Miniaturisierung ist eine Integration der optischen Fallen mit der Mikrofluidik erstrebenswert. Dies kann beispielsweise geschehen, indem das Laserlicht über Glasfasern [78] oder in einem modifizierten Ansatz über Streifenwellenleiter [79] in den Kanal geleitet wird. Eine noch stärkere Verkleinerung des Aufbaus kann durch das Einbringen kantenemittierender AlGaAs-Laserdioden in die Seitenwände eines mikrofluidischen Kanals erreicht werden [80]. Die komplette Fertigung in GaAs ist allerdings sehr komplex und teuer und erfordert eine zuverlässige Beschichtung des Halbleiters, um biologisches Material vor toxischen, thermischen oder elektrischen Einflüssen zu schützen. Zudem ist die Kanalbreite aufgrund des stark divergenten und asymmetrischen Strahlprofils auf 20 µm begrenzt. Eine vielversprechendere Möglichkeit der direkten Integration einer Laserquelle bietet die Verwendung von Vertikallaserdioden. VCSEL-Arrays eignen sich hervorragend für den Einsatz in optischen Fallenmustern, sowohl zur Erzeugung individuell ansteuerbarer Fallenmuster [81,82] als auch für kontinuierlich arbeitende optische Gitter [83]. Ein Nachteil besteht hier in der fehlenden Flexibilität, da die Fallenmuster nicht variiert werden können. Aufgrund ihrer Bauweise können jedoch sehr vielfältige Anordnungen realisiert werden. Auch dank ihrer Emissionswellenlänge sind VCSEL sehr gut als Fallenlaser geeignet. Die in dieser Arbeit hergestellten VCSEL emittieren bei 850 nm. Diese Wellenlänge liegt genau im sogenannten biologischen Fenster (700 nm bis 1300 nm), dem Bereich, in dem sowohl Wasser als auch biologisches Material nur geringe Absorption zeigen.

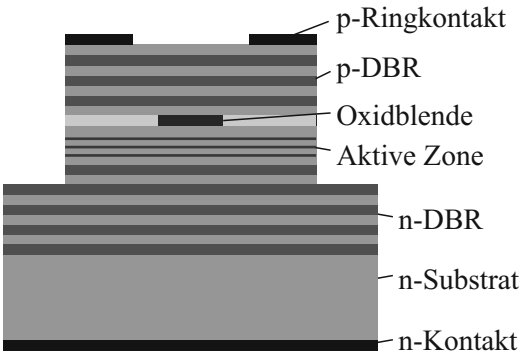


Abbildung 2.12: Schematischer Querschnitt einer typischen epitaxieseitig emittierenden VCSEL-Struktur mit Oxidblende zur Strombündelung.

2.3 Grundlagen oberflächenemittierender Vertikallaserdioden

VCSEL bestehen, wie andere Laser auch, aus einem Resonator und einem aktiven Medium. Der Resonator ist bei VCSELn allerdings vertikal angeordnet, die Lichtemission erfolgt senkrecht zur Waferebene. Der Querschnitt einer typischen VCSEL-Struktur ist in Abb. 2.12 gezeigt. Alle in dieser Arbeit behandelten VCSEL basieren auf dem Aluminiumgalliumarsenid (AlGaAs)-Materialsystem. Die Resonatorspiegel werden durch p- und n-dotierte verteilte Bragg-Reflektoren (engl. distributed Bragg reflector, DBR) gebildet, deren Aufbau später erläutert wird. Die undotierte aktive Zone besteht aus drei Galliumarsenid (GaAs)-Quantenfilmen mit Barrieren aus AlGaAs mit 27 % Aluminiumgehalt. Diese Schichten sind von 47 %igem AlGaAs umgeben, sodass die Länge der Kavität insgesamt eine Materialwellenlänge beträgt.

Strominjektion erfolgt durch einen ringförmigen Kontakt an der Laseroberseite und einen ganzflächigen Kontakt auf der Rückseite der Struktur. Über der Kavität wird eine AlGaAs-Schicht mit sehr hohem Aluminiumgehalt (üblicherweise 98 % bis 100 %) eingefügt. Durch Freilegen (Mesa-Ätzung) und selektives laterales Oxidieren dieser Schicht entsteht eine Apertur, die den Strom in der Mitte der Struktur bündelt. Aufgrund des Brechzahlunterschieds zwischen Halbleiter und Oxid verursacht diese Blende auch eine leichte transversale optische Führung.

Das zur VCSEL-Herstellung benötigte Schichtsystem wird mittels MBE (engl. molecular beam epitaxy, Molekularstrahlepitaxie) im Hochvakuum (typ. 10^{-7}–10^{-6} mbar) auf ein n-dotiertes GaAs-Substrat aufgewachsen. Abbildung 2.13 zeigt den schematischen Aufbau zum Wachstum von Halbleiter-Strukturen am Institut für Optoelektronik der Universität Ulm. In der Kammer stehen mehrere Quellmaterialien (Indium, Gallium, Aluminium und Arsen) sowie Dotierstoffe (Kohlenstoff zur p- und Silizium zur n-Dotierung) zur Verfügung.

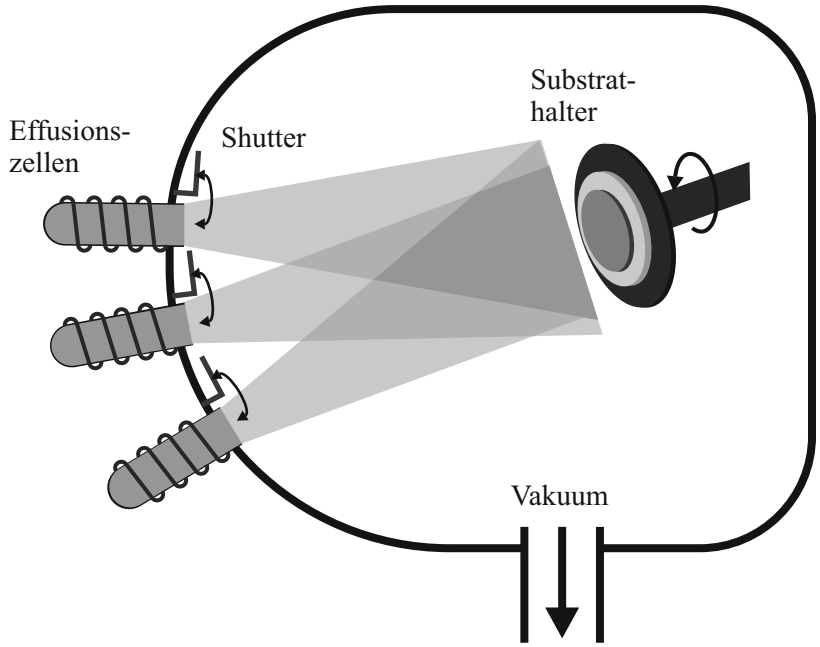


Abbildung 2.13: Schematische Ansicht einer Kammer zum Probenwachstum mittels Molekularstrahlepitaxie. Verschiedene Quellmaterialien stehen zur Verfügung, die durch Verdampfen auf den Wafer aufgewachsen werden können.

Durch Verdampfen der Materialien wird ein Molekularstrahl erzeugt, der auf den Wafer auftrifft und dort ein Schichtwachstum zur Folge hat. Bei der Molekularstrahlepitaxie ist es möglich, Materialzusammensetzung und Dotierung der aufgewachsenen Schicht sehr genau einzustellen. In der MBE-Anlage der Universität Ulm nimmt die Dicke der epitaktisch gewachsenen Schichten und damit auch die Emissionswellenlänge aufgrund von inhomogener Materialverteilung über den Wafer von der Wafermitte zum Rand hin ab.

VCSEL können als Top- oder als Bottom-Emitter realisiert werden. Bei den **Top-Emittern** erfolgt die Laseremission aus einer Facette an der Oberseite der Laserschichten. Aus diesem Grund wird die obere Kontaktmetallisierung (p-Kontakt) mit einer Öffnung strukturiert, meist in Form eines Rings (Abb. 2.14). Der obere, p-dotierte Bragg-Spiegel besitzt zur Lichtauskopplung eine reduzierte Anzahl an Spiegelpaaren im Vergleich zum unteren, n-dotierten DBR.

Der Begriff **Bottom-Emitter** dagegen beschreibt Laser, bei denen die Emission an der Rückseite, also entgegen der Wachstumsrichtung der Laserschichten, erfolgt (Abb. 2.15). Sie lassen sich unterteilen in Laser, bei denen die Laserstrahlung das Substrat passiert (das bedeutet, dass die Emissionswellenlänge groß genug sein muss, um Fundamentalabsorption im Substrat zu vermeiden), und solche, bei denen im Verlauf der Prozessierung das Substrat vollständig entfernt wird, sodass die Dicke der verbleibenden Struktur nur noch einige Mi-

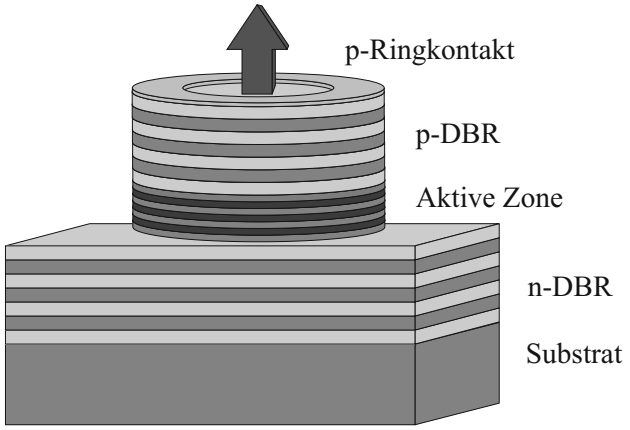


Abbildung 2.14: Oberflächenemittierende Laserdiode, auch Top-Emitter genannt. Die Laseremission erfolgt senkrecht zur epitaktischen Wachstumsrichtung, an der Laseroberseite.

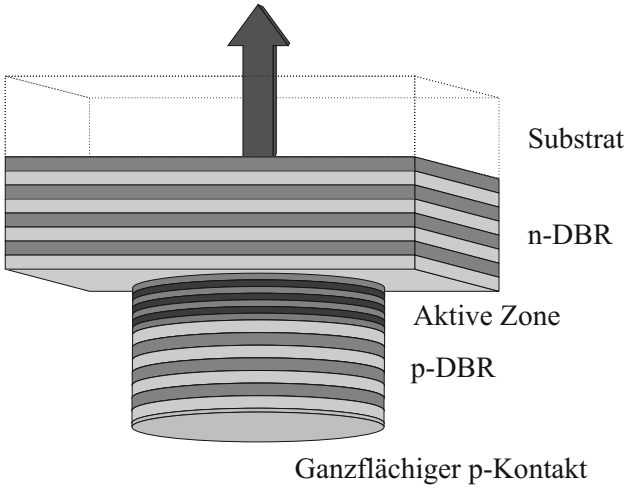


Abbildung 2.15: Rückseitenemittierende Laserdiode, auch Bottom-Emitter genannt. Die Laseremission erfolgt ebenfalls senkrecht zur epitaktischen Wachstumsrichtung, jedoch auf der Substratseite.

krometer beträgt. Dabei besteht zwar nicht die Gefahr der Absorption im Substrat, allerdings ist die verbleibende Struktur sehr dünn und extrem empfindlich. Ein Entfernen des Substrats kann nur nach der Chipvereinzelung im aufgelöteten Zustand erfolgen. Bei diesen Bauteilen sind keine Untersuchungen auf dem Wafer möglich. Aufgrund der gegebenen Anforderung eines minimierten Abstands zwischen Lasern und mikrofluidischem Chip ist ein Entfernen des Substrats (typische Dicke 350 µm) zusätzlich von großem Vorteil.

Das epitaktische Wachstum der für Bottom-Emitter notwendigen Schichten gestaltet sich ähnlich wie bei den Top-Emittern. Auf das n-dotierte Substrat werden der n-dotierte Bragg-Spiegel, die aktive Zone, die Oxidationsschicht und der p-dotierte DBR aufgewachsen. Aufgrund der veränderten Emissionsrichtung ist die Zahl der Spiegelpaare im n-Gebiet reduziert. Zusätzlich werden gegebenenfalls zwischen Substrat und erster DBR-Schicht noch Ätzstoppschichten eingebaut, die später ein kontrolliertes Entfernen des Substrats erleichtern.

2.3.1 Bragg-Reflektoren

Die Bragg-Spiegel in VCSELn bestehen aus periodischen Abfolgen von Schichten mit abwechselnd hohem ($\bar{n}_{\mathrm{H}}$) und niedrigem ($\bar{n}_{\mathrm{L}}$) Brechungsindex, wobei die Periodenlänge einer halben Materialwellenlänge entspricht. Die Dicken der einzelnen Schichten betragen ein Viertel der Materialwellenlänge. Wenn diese Bedingungen erfüllt sind, addieren sich die Teilreflexionen an den Grenzflächen konstruktiv. Die Spiegelreflektivität steigt mit wachsender Anzahl an Spiegelpaaren, sodass extrem hohe Reflektivitäten über 99 % erreicht werden können. Da bei VCSELn die Länge des verstärkenden Bereichs sehr kurz ist, sind Reflektivitäten über 97 % notwendig [84].

Mit Bragg-Spiegeln lässt sich ein Wellenlängenbereich mit hoher Reflektivität erzeugen. Die Breite dieses sogenannten Stopbands wird durch die Beziehung

$$\Delta\lambda_{\mathrm{DBR}} = \frac{4\lambda_{\mathrm{B}}}{\pi} \arcsin\left\{\frac{\bar{n}_{\mathrm{H}} - \bar{n}_{\mathrm{L}}}{\bar{n}_{\mathrm{H}} + \bar{n}_{\mathrm{L}}}\right\} \tag{2.12}$$

bestimmt, wobei λ_{B} die Bragg-Wellenlänge ist [85]. In VCSELn besitzt der obere Bragg-Spiegel eine natürliche Anzahl M_{t} an Spiegelschichtpaaren, während beim unteren DBR zusätzlich zu den M_{b} Spiegelpaaren eine Schicht mit niedrigem Brechungsindex vor dem GaAs-Substrat eingefügt wird. Unter der Annahme, dass eine Welle von einem Material mit Brechungsindex $\bar{n}_{\mathrm{c}}$ auf den DBR einfällt und in ein Substrat mit $\bar{n}_{\mathrm{s}}$ transmittiert wird, lassen sich die Schichtstapel durch $\bar{n}_{\mathrm{c}}|(\bar{n}_{\mathrm{L}}|\bar{n}_{\mathrm{H}})^{M_{\mathrm{t}}}|\bar{n}_{\mathrm{s}}$ beziehungsweise $\bar{n}_{\mathrm{c}}|(\bar{n}_{\mathrm{L}}|\bar{n}_{\mathrm{H}})^{M_{\mathrm{b}}}|\bar{n}_{\mathrm{L}}|\bar{n}_{\mathrm{s}}$ ausdrücken. Das abschließende Material oder Substrat ist beim oberen Spiegel meist Luft, während der untere Spiegel üblicherweise durch GaAs-Substrat abgeschlossen wird. Die Intensitätsreflektivitäten im Bereich des Stopbands lassen sich folgendermaßen für die beiden Bragg-Spiegel abschätzen [84]:

$$R_{\mathrm{t}} = \left(\frac{\bar{n}_{\mathrm{c}}\bar{n}_{\mathrm{H}}{}^{2M_{\mathrm{t}}} - \bar{n}_{\mathrm{s}}\bar{n}_{\mathrm{L}}{}^{2M_{\mathrm{t}}}}{\bar{n}_{\mathrm{c}}\bar{n}_{\mathrm{H}}{}^{2M_{\mathrm{t}}} + \bar{n}_{\mathrm{s}}\bar{n}_{\mathrm{L}}{}^{2M_{\mathrm{t}}}}\right)^2 \tag{2.13}$$

$$R_{\mathrm{b}} = \left(\frac{\bar{n}_{\mathrm{c}}\bar{n}_{\mathrm{s}}\bar{n}_{\mathrm{H}}{}^{2M_{\mathrm{b}}} - \bar{n}_{\mathrm{L}}{}^{2(M_{\mathrm{b}}+1)}}{\bar{n}_{\mathrm{c}}\bar{n}_{\mathrm{s}}\bar{n}_{\mathrm{H}}{}^{2M_{\mathrm{b}}} + \bar{n}_{\mathrm{L}}{}^{2(M_{\mathrm{t}}+1)}}\right)^2 \quad . \tag{2.14}$$

Der höchste Brechzahlunterschied ließe sich mit Spiegelschichten aus GaAs und Aluminiumarsenid (AlAs) erzielen. Die Verwendung von GaAs im Spiegel ist allerdings nicht möglich, da Licht mit 850 nm sonst absorbiert werden würde. Um zu gewährleisten, dass die Spiegelschichten deutlich langsamer oxidieren als die Oxidationsschicht, ist die Verwendung von reinem AlAs ebenfalls ausgeschlossen. Aus diesem Grund wird AlGaAs verwendet und zwischen hohem (90 %) und niedrigem Aluminiumgehalt (20 %) variiert. Bei

den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Lasern bestehen die Spiegelschichten aus p- bzw. n-dotiertem Halbleitermaterial, da die Bauteile elektrisch betrieben werden und Stromfluss durch die Spiegelschichten ermöglicht werden muss. Statt einer alternierenden Abfolge zweier verschiedener Materialien werden außerdem Materialkompositionsgradienten eingesetzt, um hohe Serienwiderstände durch Stufen-Heteroübergänge zu vermeiden.

Abbildung 2.16 zeigt die simulierte Intensitätsreflektivität eines n-dotierten Bottom-Bragg-Spiegels mit 38,5 Spiegelpaaren. Materialzusammensetzung und Dotierkonzentrationen wurden analog zu den in dieser Arbeit verwendeten Top-Emittern gewählt (siehe Anhang C). Zur Berücksichtigung der Absorption durch freie Ladungsträger wurden die für dieses Dotierprofil typischen Werte verwendet. Es wird angenommen, dass der DBR von $Al_{0,47}Ga_{0,53}As$ und GaAs umgeben ist. Zur Berechnung wurde das institutsinterne Programm Reflex[2] verwendet, das auf der Transfer-Matrix-Methode basiert [86]. Die Mitte des etwa 60 nm breiten Stopbands liegt bei 850 nm und zeigt eine maximale Reflektivität von 99,98 %. Der rechte Graph zeigt vergrößert den Bereich maximaler Reflektivität. Zum Vergleich ist hier auch die Kurve der Reflektivität unter Vernachlässigung der Absorption enthalten.

Mit den Gleichungen (2.12) und (2.14) können diese Werte zum Vergleich unter Annahme eines DBRs aus reinen $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$- und $Al_{0,9}Ga_{0,1}As$-Schichten abgeschätzt werden. Für die Brechzahlen werden in diesem Fall $\bar{n}_{\mathrm{L}} = 3,06$, $\bar{n}_{\mathrm{H}} = 3,49$, $\bar{n}_{\mathrm{c}} = 3,32$ und $\bar{n}_{\mathrm{s}} = 3,72$ verwendet. Damit ergeben sich eine Stopbandbreite von 71,1 nm und eine Reflektivität von 99,99 %, wobei hier die optischen Verluste durch Absorption nicht berücksichtigt wurden. Die höhere Reflektivität und größere Stopbandbreite im Vergleich zu Abb. 2.16 basiert vor allem darauf, dass statt der oben erwähnten Materialkompositionsgradienten hier lediglich binäre Schichtpaare angenommen wurden.

2.3.2 Optische und elektrische Eigenschaften

Schwellgewinn

Im eindimensionalen Fall und bei homogenem aktiven Medium lautet die komplexe Schwellbedingung für Laseroszillation [87]

$$r_1 r_2 \exp\left(-i2\gamma L\right) = 1 \quad . \tag{2.15}$$

[2] R. Michalzik, W. Schmid, S. Mahmoud, and R. Jäger, *Reflex*, Version 7.2t

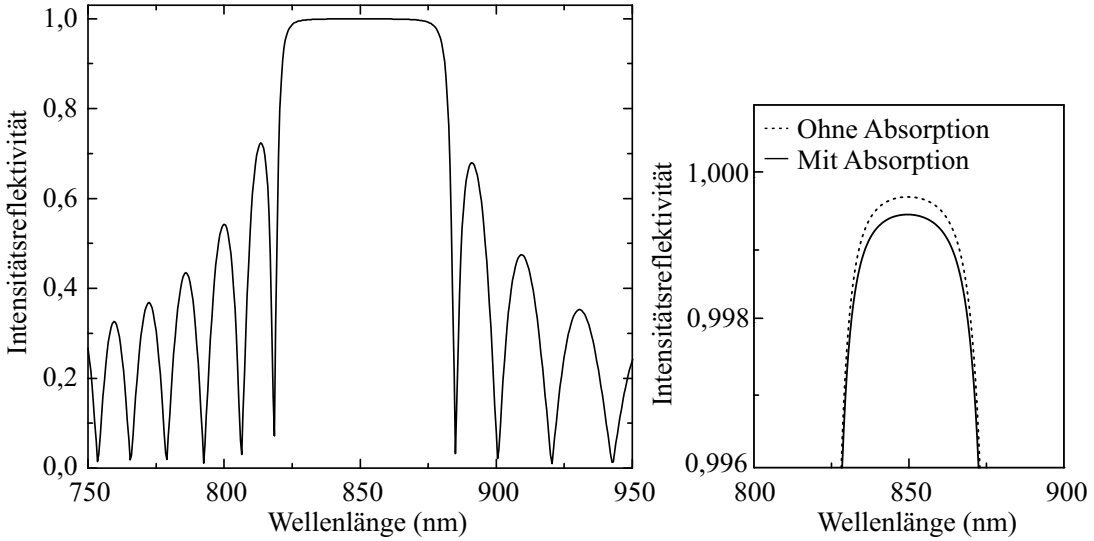


Abbildung 2.16: Links: simuliertes Reflektivitätsspektrum eines Bragg-Reflektors mit 38,5 Spiegelpaaren aus $Al_{0,2}Ga_{0,8}As$ und $Al_{0,9}Ga_{0,1}As$, umgeben von $Al_{0,47}Ga_{0,53}As$ und GaAs. Rechts ist der Bereich der maximalen Reflektivität vergrößert gezeigt. Enthalten ist auch die Reflektivität für den Fall ohne Absorption durch freie Ladungsträger.

Diese muss erfüllt sein, damit Lasertätigkeit einsetzen kann. Dabei sind r_1 und r_2 die Amplitudenreflexionsfaktoren der Laserspiegel. L ist die Resonatorlänge und

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda}\bar{n} - i\frac{\alpha}{2} \tag{2.16}$$

ist die komplexe Ausbreitungskonstante in einem Medium mit dem Brechungsindex $\bar{n}$, wobei α der Intensitätsabsorptionskoeffizient ist. Er ergibt sich aus der Differenz der intrinsischen Verluste α_i, hervorgerufen durch Absorption oder Streuung, und der Verstärkung g: $\alpha = \alpha_\mathrm{i} - g$. Um Laserverstärkung zu erhalten, müssen also die intrinsischen Verluste kompensiert werden. Für die weiteren Betrachtungen werden diese nach Verlusten α_act im aktiven und α_pas im passiven Bereich getrennt. Außerdem wird der relative Füllfaktor Γ_r berücksichtigt, der den Überlapp zwischen den aktiven Schichten und der stehenden Welle beschreibt. Damit kann die sich aus (2.15) ergebende Amplitudenbedingung folgendermaßen für VCSEL angepasst werden [84]:

$$R_\mathrm{t}R_\mathrm{b}\exp\left[2\Gamma_\mathrm{r}\left(g_\mathrm{th} - \alpha_\mathrm{act}\right)d_\mathrm{act} - 2\alpha_\mathrm{pas}\left(L_\mathrm{eff} - d_\mathrm{act}\right)\right] = 1 \quad . \tag{2.17}$$

R_t und R_b sind dabei die Reflektivitäten des oberen und unteren Spiegels, und d_act ist die Dicke des aktiven Gebiets. L_eff ist die effektive Länge der Kavität, welche auch die Eindringtiefe der Welle in die Spiegel berücksichtigt. Aus dieser Schwellbedingung erhält man den Schwellgewinn

$$g_\mathrm{th} = \alpha_\mathrm{act} + \frac{1}{\Gamma_\mathrm{r}d_\mathrm{act}}\left[\alpha_\mathrm{pas}\left(L_\mathrm{eff} - d_\mathrm{act}\right) + \ln\frac{1}{R}\right] \quad , \tag{2.18}$$

mit dem durchschnittlichen Intensitätsreflektivitätsfaktor beider Spiegel $R = \sqrt{R_\mathrm{t} R_\mathrm{b}}$. Typische Werte für den Schwellgewinn liegen im Bereich von $1000\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Um einen positiven Gewinn zu erhalten, muss die Transparenzladungsträgerdichte n_t überschritten werden, indem genügend Strom in das Bauteil injiziert wird. Unterhalb des Schwellstroms I_th wird die optische Leistung durch spontane Emission bestimmt, oberhalb der Schwelle steigt die emittierte optische Leistung linear mit dem injizierten Strom an:

$$P = \frac{h\nu}{q}\eta_\mathrm{d}\left(I - I_\mathrm{th}\right) \quad , \tag{2.19}$$

mit der Planckschen Konstante h, der Emissionsfrequenz ν, der Elektronenladung q und dem differentiellen Quantenwirkungsgrad η_d. Er gibt den Anteil der injizierten Ladungsträger an, die oberhalb der Schwelle in Photonen umgewandelt und emittiert werden, was in etwa dem Quotienten aus den Auskoppelverlusten und dem Schwellgewinn entspricht:

$$\eta_\mathrm{d} = \frac{-\eta_\mathrm{I} \ln R}{\Gamma_\mathrm{r} d_\mathrm{act} g_\mathrm{th}} \quad , \tag{2.20}$$

mit der Strominjektionseffizienz η_I. η_d kann aus der Steigung des linearen Bereichs der Leistungskennlinie eines Lasers bestimmt werden:

$$\eta_\mathrm{d} = \frac{h\nu}{q}\frac{\partial P}{\partial I} \quad . \tag{2.21}$$

Die Konversionseffizienz η_c ergibt sich aus dem Quotienten der emittierten optischen Leistung P und der eingeprägten elektrischen Leistung P_el:

$$\eta_\mathrm{c} = \frac{P}{P_\mathrm{el}} \quad . \tag{2.22}$$

Spannungskennlinie

Abbildung 2.17 zeigt die elektrische und optische Ausgangscharakteristik eines VCSELs mit 8,5 µm aktivem beziehungsweise Oxidblendendurchmesser. Wie zuvor beschrieben, kann aus der Steigung der Leistungskennlinie der differentielle Quantenwirkungsgrad bestimmt werden. Bei etwa 17 mA ist außerdem nach Erreichen eines maximalen Wertes eine Abnahme der Ausgangsleistung zu beobachten. Dieser Effekt wird als thermisches Überrollen bezeichnet und wird später behandelt.

Betrachtet man die Spannungskennlinie der Laserdiode, zeigt sich, dass sie unterhalb der Schwelle eine Diodencharakteristik aufweist. Ab Erreichen des Schwellstroms verläuft der Anstieg weitgehend linear. Aus diesem linearen Bereich kann der differentielle Widerstand

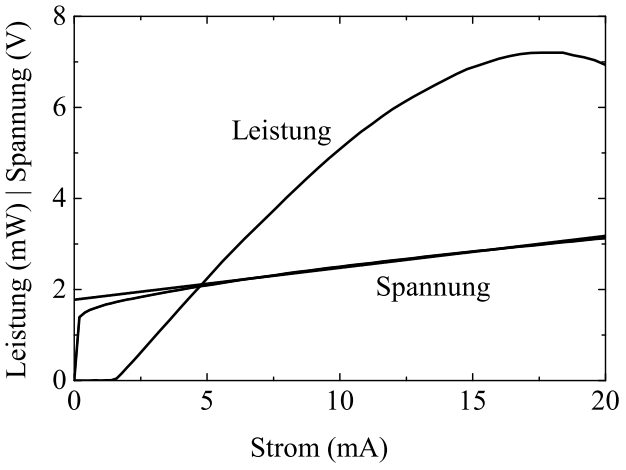


Abbildung 2.17: Optische und elektrische Betriebskennlinie eines VCSELs mit 8,5 µm aktivem Durchmesser. Eingezeichnet ist außerdem die Verlängerung des linearen Spannungsbereichs.

R_d bestimmt werden. Der Schnittpunkt der Verlängerung des linearen Bereichs mit der Spannungsachse definiert die Einsatzspannung der Diode. Aus Abb. 2.17 lässt sich beispielsweise ein differentieller Widerstand von 70 Ω beziehungsweise eine Diodeneinsatzspannung von 1,78 V ermitteln.

Longitudinale und transversale Einmodigkeit

Die Phasenbedingung aus (2.15) ergibt

$$\frac{4\pi\bar{n}L}{\lambda_m} = 2\pi m \quad . \tag{2.23}$$

Diese Resonanzbedingung bestimmt die Moden im Resonator und damit, welche Wellenlängen zur Laseremission beitragen können. Dabei ist der Index m eine natürliche Zahl und kennzeichnet die Ordnung der Mode. Im Fabry–Pérot-Resonator ist der Abstand zwischen zwei benachbarten longitudinalen Moden durch

$$\Delta\lambda_\mathrm{FP} = \frac{\lambda^2}{2L\langle\bar{n}_\mathrm{g}\rangle} \tag{2.24}$$

definiert [87], wobei $\langle\bar{n}_\mathrm{g}\rangle$ der gemittelte Gruppenindex ist:

$$\bar{n}_\mathrm{g} = \bar{n} - \lambda\frac{d\bar{n}}{d\lambda} \quad . \tag{2.25}$$

Die Anwendung von (2.24) auf den VCSEL bedeutet, dass die Resonatorlänge L durch die effektive Kavitätslänge L_eff ersetzt werden muss. Aufgrund der kurzen effektiven Resonatorlänge im Bereich von 1,2 µm beträgt der Modenabstand bei VCSELn etwa 90 nm, sodass sie im Vergleich zu Kantenemittern (Modenabstand z.B. $\Delta\lambda_\mathrm{FP} = 0,8$ nm für $L = 300$ µm und $\lambda = 1,3$ µm) immer longitudinal einmodig emittieren.

Die transversale optische Führung in VCSELn mit selektiv oxidierter Stromblende wird von dem Brechzahlübergang zwischen Oxid und AlAs beziehungsweise AlGaAs (von etwa 3 auf circa 1,6 [88]) dominiert. Die thermische Führung durch lokale Erwärmung und die Antiführung durch Ladungsträgergradienten haben einen deutlich geringeren Einfluss. Bei höheren Betriebsströmen steigt jedoch der Einfluss der thermischen Führung. Wird nur die optische Führung durch die Oxidapertur berücksichtigt, lassen sich die transversalen Moden im einfachsten Fall durch die linear polarisierten (LP) Moden einer Glasfaser annähern [89]. VCSEL emittieren oft nahe der Schwelle noch transversal einmodig und entwickeln erst mit steigendem Betriebsstrom Moden höherer Ordnung. Transversal einmodige Emission über einen weiteren Betriebsbereich kann erreicht werden, indem der aktive Durchmesser auf 3 bis 4 µm begrenzt wird. Der Abstand der transversalen Moden steigt mit kleinerem aktiven Durchmesser D_{act} [90].

Ein sehr effektiver Ansatz zur Verbesserung der einmodigen Emission auch bei größeren aktiven Durchmessern besteht darin, modenselektive Verluste in die VCSEL-Struktur einzubringen. Selektive Verluste können vergleichsweise einfach durch ein Strukturieren der Laserfacette erzielt werden, da die verschiedenen VCSEL-Moden unterschiedliche räumliche Feldverteilungen besitzen. Die Intensität der Grundmode beispielsweise ist weitgehend auf die Lasermitte begrenzt, während die Intensitätsverteilungen vieler Moden höherer Ordnung hauptsächlich auf einem Ring um das Laserzentrum herum zu finden sind. Beim sogenannten Oberflächenreliefansatz wird der Bereich um die Lasermitte derart manipuliert, dass die Spiegelreflektivität in diesem Bereich reduziert und damit der Schwellgewinn stark erhöht wird. Es gibt dabei zwei Möglichkeiten (Abb. 2.18). Beim normalen Oberflächenrelief wird an der Oberseite der Struktur eine zusätzliche Schicht von einer halben Materialwellenlänge Dicke aufgewachsen. Im Verlauf der Laserprozessierung wird die Facette ringförmig bis zu einer Tiefe von $\lambda/(4\bar{n})$ geätzt, sodass die Reflektivität in dem Bereich um die Lasermitte verringert wird. Abbildung 2.19 zeigt den simulierten Verlauf des Schwellgewinns mit der Ätztiefe. Zur Berechnung wurde auch hier das institutsinterne Programm Reflex verwendet. Beim normalen Oberflächenrelief ist eine genaue Kontrolle der Ätztiefe äußerst kritisch zum Erreichen des höchstmöglichen Schwellgewinns für die Moden höherer Ordnung. Aus diesem Grund wird stattdessen oft das inverse Oberflächenrelief eingesetzt. Dabei wird die epitaktische Struktur mit einer Antiphasenschicht aus GaAs abgeschlossen, deren Dicke eine Viertel Materialwellenlänge (etwa 57 nm bei einer Emissionswellenlänge von 850 nm) beträgt. Diese Schicht wird bei der weiteren Prozessierung nur in der Mitte der Struktur entfernt. Bei diesem Ansatz ist die Ätztiefe, wie in Abb. 2.19 zu sehen, deutlich weniger kritisch. Das Plateau um den zu erreichenden minimalen Schwellgewinn für die Grundmode bewirkt, dass das inverse Oberflächenrelief mit größeren Herstellungstoleranzen zu realisieren ist.

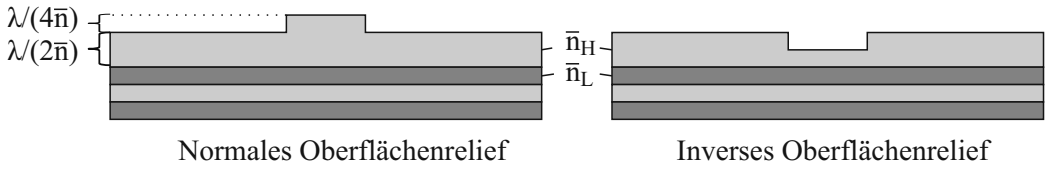


Abbildung 2.18: Schematische Seitenansicht zur Veranschaulichung der Oberflächenstrukturierung. Beim normalen Oberflächenrelief (links) wird der Bereich um die Lasermitte geätzt, beim inversen das Laserzentrum (rechts). In beiden Fällen beträgt die entfernte Schichtdicke $\lambda/(4\bar{n})$.

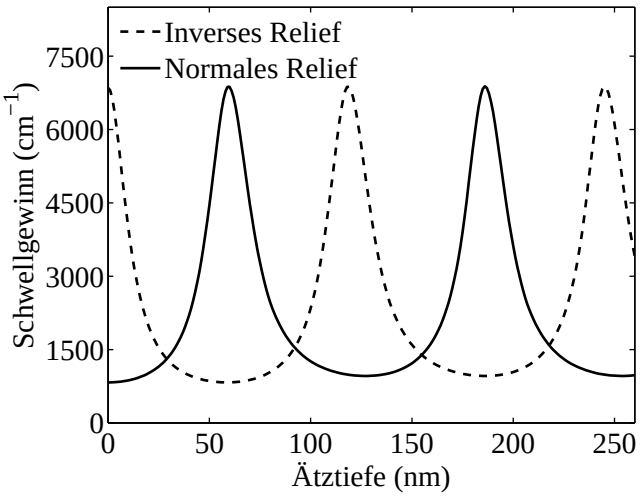


Abbildung 2.19: Verlauf des Schwellgewinns mit der Ätztiefe an der Oberseite, simuliert für eine inverse und eine normale VCSEL-Relief-Struktur.

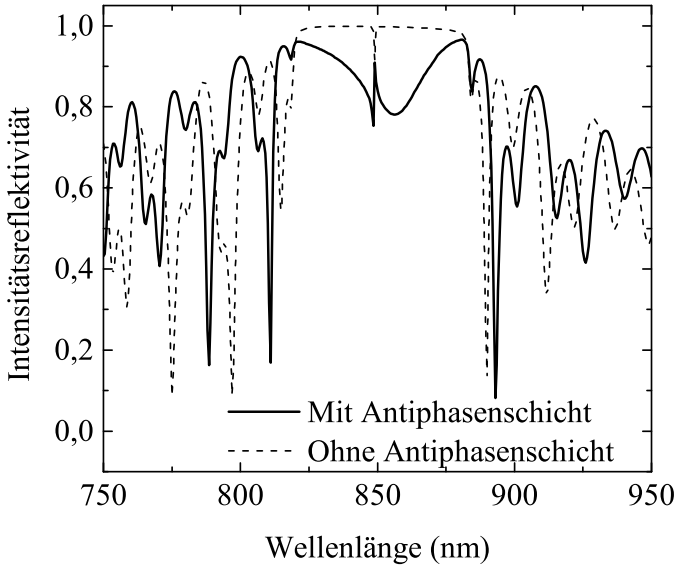


Abbildung 2.20: Simulierte Intensitätsreflektivität einer typischen VCSEL-Struktur mit 38,5 Bottom- und 23 Top-Spiegelpaaren, sowie derselben Struktur mit zusätzlicher Antiphasenschicht auf der Oberseite.

Abbildung 2.20 zeigt die mit dem Programm Reflex berechnete wellenlängenabhängige Intensitätsreflektivität einer typischen VCSEL-Top-Emitter-Struktur und derselben Stuktur mit zusätzlicher Antiphasenschicht auf der Laseroberseite. Beide Strukturen besitzen 38,5 Bottom- und 23 Top-DBR-Schichtpaare. Der Reflektivitätseinbruch bei 850 nm kennzeichnet die Resonanzwellenlänge. Die Reflektivität im Bereich des Stopbands ist bei der normalen VCSEL-Struktur sehr hoch, während sie bei der anderen Struktur durch die Antiphasenschicht stark reduziert ist.

Aufgrund der reduzierten effektiven Spiegelreflektivität besitzen Bauteile mit Oberflächenrelief höhere Schwellströme als Standardbauteile mit dem gleichen aktiven Durchmesser. Aus demselben Grund ist bei Relief-VCSELn in der Regel eine höhere differentielle Quanteneffizienz zu erwarten. In seltenen Fällen wird durch das Verfahren der modenselektiven Oberflächenätzung eine Erhöhung der maximalen Ausgangsleistung im Vergleich zu den Standardbauteilen erzielt [89]. Bei den in dieser Arbeit hergestellten VCSELn kann jedoch grundsätzlich von einer Reduzierung der maximalen Ausgangsleistung durch das Oberflächenrelief ausgegangen werden, da die höhermodigen Anteile der Laserstrahlung unterdrückt werden.

Das Verfahren der Oberflächenreliefätzung kann neben der Begünstigung der Grundmode auch zur Unterstützung von Moden höherer Ordnung eingesetzt werden. Ein solches Beispiel wird später behandelt.

2.3.3 Temperaturverhalten

Temperaturerhöhungen während des Laserbetriebs beeinflussen die Emissionseigenschaften von Halbleiterlasern. Da die Emissionswellenlänge des VCSELs von der Resonanz der Struktur vorgegeben wird, führt eine Resonatorerwärmung zu einer Wellenlängenverschiebung. Die Änderung des durchschnittlichen Brechungsindexes im Resonator liefert dabei den größten Beitrag zur Wellenlängenverschiebung, nur etwa 10 % werden durch die thermische Ausdehnung der Halbleiterschichten verursacht [84]. Die thermisch bedingte Wellenlängenverschiebung hängt von der Materialzusammensetzung der Bragg-Spiegel und der inneren Kavität ab. Für VCSEL, die um 850 nm emittieren, liegt sie typischerweise bei etwa 0,07 nm/K. Von diesem Wert ausgehend kann eine interne Temperaturerhöhung abgeschätzt werden, indem die spektrale Rotverschiebung der Emissionswellenlänge mit steigendem Betriebsstrom aufgenommen wird. Unter Einführung des thermischen Widerstands

$$R_{\mathrm{Th}} = \frac{\Delta T_{\mathrm{in}}}{P_{\mathrm{diss}}} = \frac{\Delta\lambda / P_{\mathrm{diss}}}{\Delta\lambda / \Delta T_{\mathrm{in}}} \tag{2.26}$$

mit der Verlustleistung $P_{\mathrm{diss}} = P_{\mathrm{el}} - P$ kann der interne Temperaturanstieg ΔT_{in} beschrieben werden. Der thermische Widerstand hängt umgekehrt proportional von dem aktiven Durchmesser D_{act} ab (z.B. für kleine VCSEL auf relativ dickem Substrat [91]:

$$R_{\mathrm{Th}} \approx 1/(2\sigma_{\mathrm{Th}} D_{\mathrm{act}}) \quad , \tag{2.27}$$

mit der thermischen Leitfähigkeit σ_{Th}). Er kann verringert werden, indem die Laserdioden auf Wärmesenken aufgelötet werden. Bei Bottom-Emittern kann dies direkt auf dem ganzflächigen p-Kontakt erfolgen, während eine Wärmesenke bei Top-Emittern nur unterhalb des Substrats angebracht werden kann. Dieses ist in der Regel einige 100 µm dick, kann aber auch auf etwa 150 µm gedünnt werden, um eine effizientere Wärmeabfuhr zu erzielen.

Zusätzlich zur Verschiebung der Resonanzwellenlänge verschiebt sich auch die Wellenlänge des maximalen Gewinns zu höheren Wellenlängen hin. Der Grund dafür liegt in der temperaturabhängigen Reduzierung der Bandlückenenergie W_{g} [92]:

$$W_{\mathrm{g}} = W_0 - \frac{\alpha_{\mathrm{GaAs}} T^2}{T + \beta_{\mathrm{GaAs}}} \quad , \tag{2.28}$$

wobei W_0 die Bandlücke bei der Temperatur 0 K ist. α_{GaAs} und β_{GaAs} sind materialabhängige Konstanten. Für die in dieser Arbeit behandelten VCSEL steigt die Wellenänge des maximalen Gewinns um etwa 0,32 nm/K [86]. Diese Verschiebung führt zu einer relativ zum Gewinnspektrum zu kürzeren Wellenlängen verschobenen Modenposition. Durch entsprechendes Schichtdesign kann ein „detuning“ in die Struktur eingefügt werden. Das bedeutet,

dass der spektrale Versatz zwischen Resonanzwellenlänge und Quantenfilmemission beeinflusst wird, um die Laserdiode für eine angestrebte Betriebstemperatur zu optimieren.

Mit steigendem Betriebsstrom oberhalb der Schwelle oder mit steigender Umgebungstemperatur lässt sich das typische Überrollen der Laserdioden beobachten (Abb. 2.17). Für diese Abweichung vom linearen Verhalten sind mehrere Effekte ausschlaggebend. Durch höhere Ladungsträgerdichten n kommt es vermehrt zu Augerrekombination ($\propto n^3$) anstatt zu strahlender bimolekularer Rekombination ($\propto n^2$). Augerrekombination wird zudem durch höhere Temperaturen begünstigt. Ein starker Temperaturanstieg hat sogenanntes „thermal leakage“ und somit Gewinnreduzierung zur Folge, da hier die Ladungsträger durch thermische Anregung aus den Quantenfilmen in die Barrieren angehoben werden und von dort strahlend oder nicht strahlend rekombinieren. Mit ansteigender Temperatur wird durch die unterschiedlich großen Rotverschiebungen von Resonanz- und Quantenfilmemissionswellenlänge deren Überlapp – ausgehend von optimalem Überlapp bei niedrigeren Temperaturen – umso kleiner und sorgt ebenfalls für ein Abweichen vom linearen Verhalten [84].

2.3.4 Array-Anordnungen von Vertikallaserdioden

Aufgrund der vertikalen Emissionsrichtung bietet sich die Möglichkeit an, VCSEL für spezielle Anwendungen in zweidimensionalen Anordnungen herzustellen. VCSEL-Arrays mit standardisierten Bauteilabständen (meist 125 oder 250 µm) werden häufig zur parallelen Datenübertragung eingesetzt [93]. Für WDM (engl. wavelength division multiplex)-Systeme können sogar VCSEL-Arrays mit mehreren Wellenlängen hergestellt werden. Mittels der Flip-Chip-Technologie können die Arrays direkt mit CMOS (engl. complementary metal oxide semiconductor)-Technologie zur Modulation integriert werden [94]. VCSEL-Arrays werden darüber hinaus dazu verwendet, eine Laserquelle mit hoher optischer Gesamtleistung zu bilden [95]. Das Strahlprofil kann durch die Integration von Mikrolinsenarrays verbessert werden [96]. VCSEL in Array-Anordnungen können parallel mit gemeinsamen Kontakten [97, 98], als Matrix [99, 100] oder einzeln [101, 102] betrieben werden.

Des Weiteren gibt es bereits einige Berichte zu VCSEL-Arrays, die als optische Fallenmuster eingesetzt wurden [103–106], wobei hier VCSEL-Arrays mit dem Standardbauteilabstand von 250 µm verwendet wurden. Kontinuierliche Partikelablenkung entlang einer linearen Laseranordnung (Abb. 2.21) ist eine attraktive Anwendung solcher optischer Fallenmuster oder Gitter (engl. optical lattices). Indem zwei lineare VCSEL-Arrays mit einer mikrofluidischen Y-Verzweigung kombiniert werden (Abb. 2.22), kann durch gezieltes Schalten der Arrays eine Partikelsortierung erfolgen. Für eine unterbrechungsfreie Ablenkung von Par-

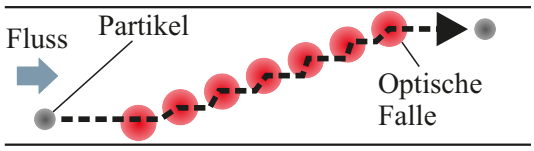


Abbildung 2.21: Kontinuierliche Partikelablenkung entlang einer optischen Fallenanordnung. Das Partikel wird von den einzelnen Lasern angezogen und gleichzeitg durch den Fluss weitertransportiert.

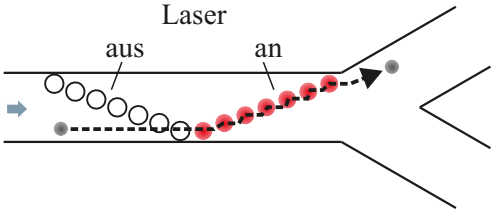


Abbildung 2.22: Zwei lineare Anordnungen optischer Fallen, kombiniert mit einem Kanal mit Y-Verzweigung. Durch gezieltes Schalten der Laserarrays lassen sich Partikel sortieren.

tikeln müssen die einzelnen Laser des optischen Gitters nah genug zusammen sein, damit vorbeifließende Partikel ausreichend gut beeinflusst werden können. Um den Fallenabstand in der Probenebene zu verringern, wurden bei VCSELn bisher oft Mikrolinsen-Arrays eingesetzt (Abb. 2.23). Da bei der Realisierung eines miniaturisierten integrierten Fallenmoduls jedoch auf externe Optiken komplett verzichtet werden sollte, lag es nahe, den Bauteilabstand bereits bei der Herstellung um eine Größenordnung zu verringern. In der Vergangenheit wurden mittels einer Kombination aus Oxidation und Ionenimplantation dicht gepackte lineare VCSEL-Arrays mit Bauteilabständen von 15 µm und mehr hergestellt [107]. Bei höheren Emissionswellenlängen (980 nm [108] und 1,2 µm [109]) wurden ebenfalls VCSEL-Arrays mit verringertem Abstand zur Datenübertragung hergestellt. Bauteilabstände zwischen 13,5 und 21,6 µm wurden an Arrays aus drei substratseitig emittierenden VCSELn demonstriert [110]. Um VCSEL-Arrays mit derart stark reduzierten Bauteilabständen zu erhalten, müssen selbstverständlich die Herstellungsmethoden angepasst werden. Obwohl die Prozessierung zweidimensionaler VCSEL-Arrays der Herstellung einzelner VCSEL sehr ähnlich ist, müssen einige der bestehenden Prozessschritte stark verändert werden. Es ist zudem notwendig, zusätzliche Prozessschritte einzubringen.

2.3.5 Rechteckige VCSEL-Strukturen

Großflächige rechteckige VCSEL bieten verschiedene Vorteile [111]. Beispielsweise können durch die großen Abmessungen sehr niedrige Serienwiderstände sowie hohe Ausgangsleistungen erreicht werden. Aufgrund ihres langgezogenen Emissionsprofils sollte außerdem ein Einsatz in der kontinuierlichen Partikelablenkung in Erwägung gezogen werden. Die rechteckigen Laser könnten eine attraktive Alternative zu dicht gepackten VCSEL-Arrays darstellen, erhöhen jedoch aufgrund der großen Bauteilfläche die Anforderungen an die

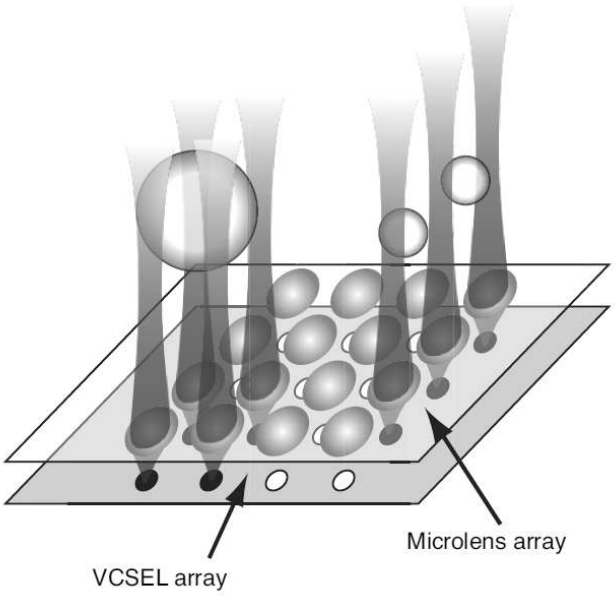


Abbildung 2.23: Optische Partikelmanipulation mittels einer Kombination aus VCSEL- und Mikrolinsen-Array [105]. Der verwendete Bauteilabstand beträgt 250 µm.

Homogenität des Wafermaterials. Aus diesem Grund wurde bei den im Folgenden gezeigten rechteckigen Lasern ausschließlich Wafermaterial der Firma Philips Technologie GmbH U-L-M Photonics verwendet.

Ganzflächig emittierende rechteckige VCSEL

Abbildung 2.24 zeigt die Mikroskopaufnahme eines rechteckigen VCSELs, der auf ganzflächige Emission ausgelegt ist. Die rechteckige geätzte Lasermesa sowie die angrenzende Bondpadmetallisierung sind deutlich zu erkennen. Dieser Laser wurde von der Philips Technologie GmbH U-L-M Photonics sowohl epitaktisch gewachsen als auch prozessiert. Wie bei runden VCSELn wurde die aktive Apertur durch selektive Oxidation einer Schicht mit hohem Aluminiumgehalt erzeugt, aufgrund der rechteckigen Mesa ist jedoch auch die Apertur beinahe rechteckig. Ihre Abmessungen betragen etwa $14 \times 100\,\mu\mathrm{m}^2$.

Aufgrund der großen Ausdehnung der rechteckigen VCSEL-Bauteile in einer Richtung ist hier eine hohe Fresnelzahl zu erwarten, die als das Verhältnis der quadrierten lateralen Ausdehnung zum Produkt aus Wellenlänge und effektiver Kavitätslänge definiert ist [112]:

$$N_\mathrm{F} = \frac{{D_\mathrm{lat}}^2}{\lambda L_\mathrm{eff}} \quad . \tag{2.29}$$

Eine hohe Fresnelzahl deutet auf das Auftreten von Fouriermoden hin. Eine theoretische Vorhersage der auftretenden Lasermoden ist jedoch sehr kompliziert, da das tatsächliche Verhalten der Laser stark von verschiedenen Parametern abhängt. Beispielsweise beeinflussen Beugungseffekte durch die Oxidblende die Laseremission [112, 113].

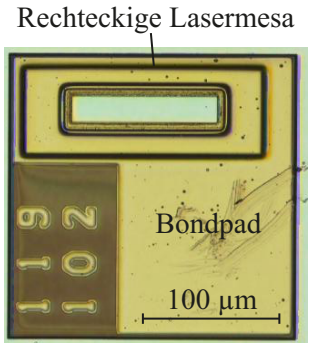


Abbildung 2.24: Mikroskopaufnahme eines länglichen rechteckigen VCSELs der Philips Technologie GmbH U-L-M Photonics mit Bondpad.

Aufgrund der größeren aktiven Fläche und des Verzichts auf eine modenselektive Oberflächenstrukturierung werden bei diesem ganzflächig emittierenden rechteckigen VCSEL mehrmodige Laseremission und eine tendenziell höhere Ausgangsleistung erwartet.

Rechteckige VCSEL mit Oberflächenstrukturierung

Am Institut für Optoelektronik der Universität Ulm wurde zusätzlich zu ganzflächig emittierenden rechteckigen VCSELn noch eine weitere Form rechteckiger VCSEL hergestellt. Die Bauteilprozessierung erfolgte als Teil der Promotionsarbeit von Herrn Dr.-Ing. Abdel-Sattar Gadallah [114]. Er realisierte derartige Laserstrukturen aus epitaktischem Material der Philips Technologie GmbH U-L-M Photonics. Der schematische Querschnitt eines solchen Bauteils ist in Abb. 2.25 gezeigt. Auf der Oberseite der Struktur befindet sich eine epitaktisch aufgewachsene Antiphasenschicht, welche die Reflektivität des p-dotierten Bragg-Reflektors stark verringert. Im Rahmen der Laserprozessierung wird diese Schicht dann stellenweise entfernt, sodass die Reflektivität für nur eine einzige Mode begünstigt wird, das heißt, der Schwellgewinn dieser Mode wird verringert. Der Schwellgewinn für alle anderen Moden dagegen bleibt weiterhin erhöht. Das Funktionsprinzip eines solchen Oberflächenreliefs wurde bereits in Abschnitt 2.3.2 erläutert.

Um beispielsweise eine Emission des Bauteils in der E_{81}-Mode (d.h. acht Maxima in x- und eins in y-Richtung) zu erzwingen, werden acht runde Öffnungen mit je 6 µm Durchmesser und 3 µm Abstand zwischen den Öffnungen in die Antiphasenschicht geätzt. Abbildung 2.26 zeigt die Mikroskopaufnahme eines solchen Bauteils mit acht Oberflächenätzungen. Die aktive Apertur dieses Bauteils misst etwa $68 \times 6\,\mu m^2$ [111]. Die Struktur wurde so entworfen, dass ein größtmöglicher Überlapp zwischen den geätzten Öffnungen und den Intensitätsmaxima der angestrebten Mode erreicht wird. Abbildung 2.27 zeigt die simulierte Intensitätsverteilung der angestrebten Mode E_{81} sowie die Lage der geätzten Öffnungen [111]. Der sehr gute Überlapp zwischen den Intensitätsmaxima der Mode und der Oberflächenstrukturierung

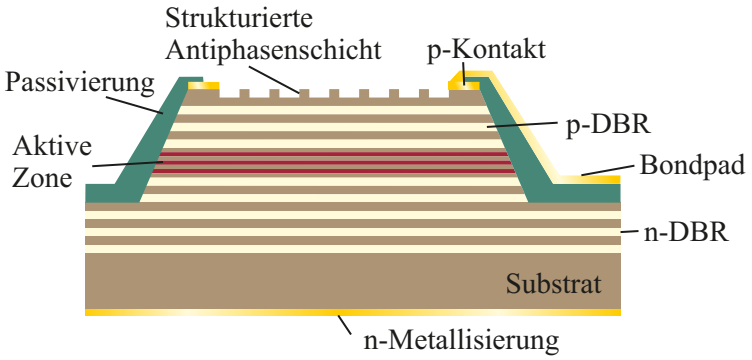


Abbildung 2.25: Schematische Seitenansicht eines länglichen rechteckigen VCSELs mit Oberflächenstrukturierung zur Unterstützung einer Mode höherer Ordnung.

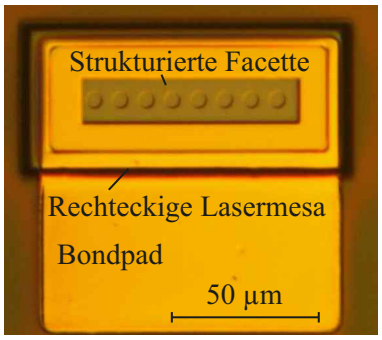


Abbildung 2.26: Mikroskopaufnahme eines länglichen rechteckigen VCSELs mit acht kreisförmigen Oberflächenätzungen zur Begünstigung der E_{81}-Mode.

ist deutlich zu erkennen. Betrachtet man die äquidistante Verteilung der zu erwartenden Laserspots und die homogene Intensitätsverteilung, ist es naheliegend, die beschriebenen Laser zur Partikelmanipulation einzusetzen. Die längliche, rechteckige Struktur könnte anstelle eines linearen Arrays aus acht einzelnen runden Vertikallaserdioden eingesetzt werden, um eine lineare Ablenkung zu erreichen.

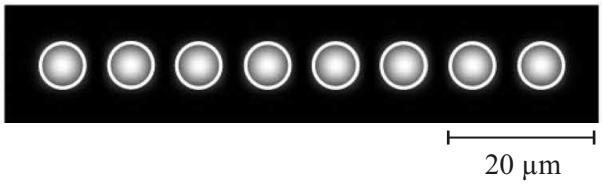


Abbildung 2.27: Simulierte Intensitätsverteilung der angestrebten E_{81}-Mode (aus [111]). Die Position der Oberflächenstrukturierung ist durch weiße Kreise angedeutet.

Kapitel 3

Herstellung und Integration der Komponenten

Eine wichtige Anforderung an Fallenlaser für ein miniaturisiertes Modul liegt in ihrer Integrierbarkeit. Diese Voraussetzung führt zu mehreren neuartigen Schwierigkeiten. Zur Miniaturisierung der Bauteile sollte die Verwendung externer Optiken vermieden werden, was einen minimierten Abstand zwischen Lasern und mikrofluidischem Kanal erfordert. Der kleine Abstand erschwert jedoch gleichzeitig die elektrische Kontaktierung. Ein früherer Ansatz, der im Rahmen der Dissertation von Dr.-Ing. Andrea Ott (ehem. Kroner) verfolgt wurde, sah vor, diese Herausforderung durch Leiterbahnen auf der Unterseite des Fluidikchips zu lösen [27]. Lotkugeln aus Indium sollten die elektrische und mechanische Verbindung zum Laserchip bilden. Dieser Integrationsansatz ist schematisch in Abb. 3.1 gezeigt. Dabei ist jedoch die Abfuhr der im Laserchip entstehenden Wärme nicht gewährleistet, da eine Kühlung allein durch Konvektion und den Wärmefluss über die Leiterbahnen nicht ausreichend ist. Wenn allerdings eine Wärmesenke in den Aufbau integriert werden soll, kann das Lasermodul aufgrund des erhöhten Gewichts nicht mittels Lötverbindung am Fluidikchip befestigt werden.

In dieser Arbeit wurden Ansätze zur Integration der Laserarrays mit dem mikrofluidischen Chip entwickelt. Wie bereits erwähnt, weisen VCSEL eine Laseremission senkrecht zur Oberfläche auf. Sie lassen sich in Top- (epitaxieseitig emittierend) und Bottom-Emitter (substratseitig emittierend) unterteilen. Versuche zur Top-Emitter-Integration, die nicht umsetzbar waren und daher wieder verworfen wurden, sind in Anhang A zusammengefasst. Im Folgenden wird zu Top- sowie zu Bottom-Emittern jeweils ein Integrationsansatz demonstriert. Dies beinhaltet die Herstellung integrierbarer Laserchips sowie spezieller Träger zum

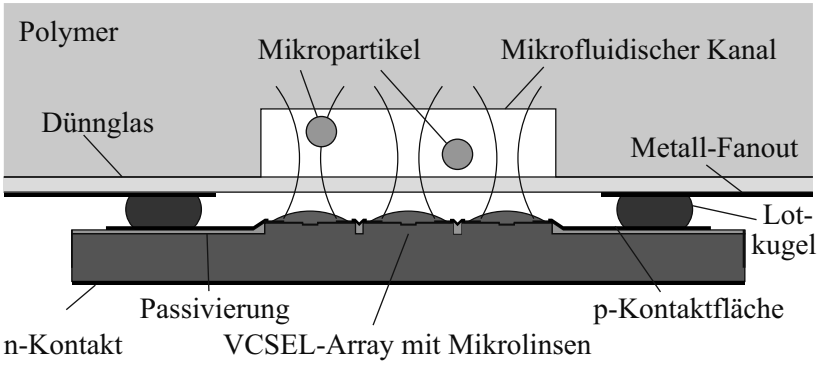


Abbildung 3.1: Früherer Ansatz zur Integration von Laserarrays und Fluidikchip. Die mechanische und elektrische Verbindung werden durch Indiumlotkugeln erzeugt.

Aufbau der Chips. Zuvor werden in diesem Kapitel die wichtigsten Prozesse erklärt, die bei der Herstellung der Komponenten eingesetzt werden. Neben der Laserherstellung wird auch die Herstellung der mikrofluidischen Chips gezeigt. Darauf folgt eine Beschreibung zur Integration der Komponenten.

3.1 Grundlagen zu den wichtigsten Prozessen

Im Folgenden werden kurz die wichtigsten Prozessschritte beschrieben, die bei der Herstellung von Vertikallaserdioden sowie der zugehörigen Siliziumträger ihren Einsatz finden. Viele dieser Schritte werden in Reinraumumgebung durchgeführt. Vor allem bei der lithographischen Strukturierung ist eine hochreine Atmosphäre von großem Vorteil, da die Größe der VCSEL-Strukturen beispielsweise im Bereich mehrerer Mikrometer liegt und diese somit für Kontamination (z.B. Staubpartikel) extrem anfällig sind.

3.1.1 Lithographie

Lithographie oder Fotolithographie beschreibt die Strukturierung einer dünnen lichtsensitiven Schicht, meist mittels selektiver UV (engl. ultra violet)-Belichtung durch eine strukturierte chrombeschichtete Glasmaske.

Die lichtsensitiven Schichten bestehen üblicherweise aus Fotolacken, die einen Fotoinitiator enthalten. Wie in Abb. 3.2 gezeigt, gibt es zwei verschiedene Arten von Fotolacken, die beim Belichten unterschiedlich reagieren. Die meisten der in dieser Arbeit verwendeten **Positivlacke** basieren auf Novolak, einem Phenol-Formaldehyd-Harz [115]. Der enthaltene Fotoini-

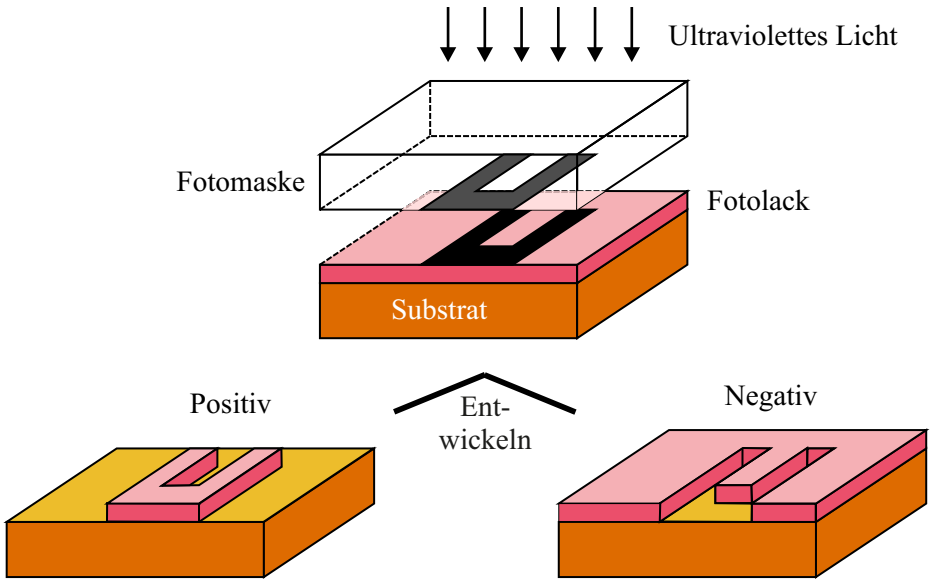


Abbildung 3.2: Lithographie: Übertragung einer Maskenstruktur in eine lichtsensitive Schicht durch Belichtung und Entwickeln. Links: Positivlack, rechts: Negativlack.

tiator wandelt sich beim Belichten mit kurzwelliger Strahlung (typischerweise unter 440 nm) unter Stickstoffabspaltung und Wasseraufnahme in eine Karbonsäure um, wodurch sich die Entwicklungsrate um drei bis vier Größenordnungen erhöht. Das bedeutet, dass die belichteten Bereiche im Entwicklerbad deutlich schneller entfernt werden. Die sogenannten **Negativlacke** dagegen verhalten sich genau umgekehrt: Nur die abgedeckten, also nicht belichteten Bereiche werden entfernt. Der enthaltene Fotoinitiator sorgt hier für eine Polymerisation und damit Aushärtung des bestrahlten Fotolackes.

Darüber hinaus gibt es noch eine weitere Klasse von Fotolacken, die sogenannten Umkehrlacke (Abb. 3.3). Sie können sowohl positiv als auch negativ verwendet werden. Beim Belichten verhält sich der Umkehrlack oder Image Reversal Resist zunächst wie ein Positivlack, und die belichteten Bereiche werden löslich. Folgt aber nach der Belichtung ein sogenannter Umkehrbackschritt, sorgen die im Lack enthaltenen Additive dafür, dass das belichtete Material vernetzt wird. Eine anschließende Flutbelichtung ohne Fotomaske macht das restliche Material für den Entwickler löslich, sodass nach dem Entwickeln nur die zu Beginn belichteten Bereiche verbleiben [116]. Diese sind nun durch die zusätzliche Vernetzung besonders stabil.

Zum besseren Verständnis wird hier eine kurze Übersicht über die wichtigsten Schritte bei der Fotolithographie gegeben. Nach der (meist organischen) Reinigung der zu strukturierenden Probe wird der Fotolack mittels einer Lackschleuder (engl. spin coater) aufgebracht.

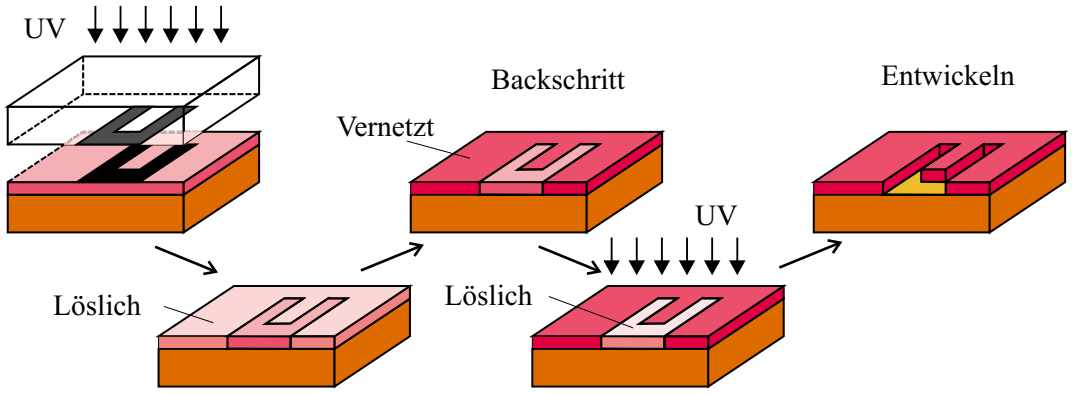


Abbildung 3.3: Funktionsweise eines Umkehrlackes. Er verhält sich zunächst wie ein Positivlack. Durch einen zusätzlichen Backschritt und eine Flutbelichtung verhält er sich wie ein stabiler Negativlack.

Die zu wählende Dicke der Lackschicht hängt stark vom verwendeten Fotolack ab. Sie kann eingestellt werden durch die Geschwindigkeit, mit der er aufgeschleudert wird. Darauf folgt ein kurzer Backschritt, der sogenannte Softbake oder Prebake. Er dient dazu, die Restlösemittelkonzentration zu verringern und so ein Verkleben mit der Maske zu vermeiden, Blasenbildung beim Belichten zu unterdrücken und die Lackhaftung zu verbessern [116]. Des Weiteren soll dieser Backschritt den Dunkelabtrag beim Entwickeln minimieren und während der anschließenden Metallisierung bei erhöhter Temperatur ein Verfließen des Lackes und Blasenbildung verhindern. Anschließend wird die belackte Probe durch eine Fotomaske hindurch belichtet, sodass die im Lack enthaltenen Fotoinitiatoren reagieren. Die notwendige Belichtungszeit hängt hauptsächlich vom gewählten Lack, von der Lackdicke und von der Reflektivität des Substratmaterials ab. Je nach Lack ist möglicherweise nach dem Belichten ein sogenannter Post Exposure Bake oder ein Umkehrbackschritt mit anschließender Flutbelichtung ohne Maske notwendig. Im nächsten Schritt werden die löslichen Lackanteile im passenden Entwickler entfernt. Gegebenenfalls wird die Strukturierung mit einem weiteren Backschritt abgeschlossen, dem Hardbake. Er dient dazu, die thermische, chemische und physikalische Stabilität der Lackstrukturen zu erhöhen [116], beispielsweise vor einem Trockenätzschritt.

3.1.2 Metallkontakte

Die Herstellung von VCSEL-Arrays erfordert unter anderem das Aufbringen strukturierter Kontakte, wie zum Beispiel der ringförmigen p-Kontakte bei Top-Emittern. Zu diesem Zweck werden zunächst mit einem (meist negativen) Fotolack die zu metallisierenden Be-

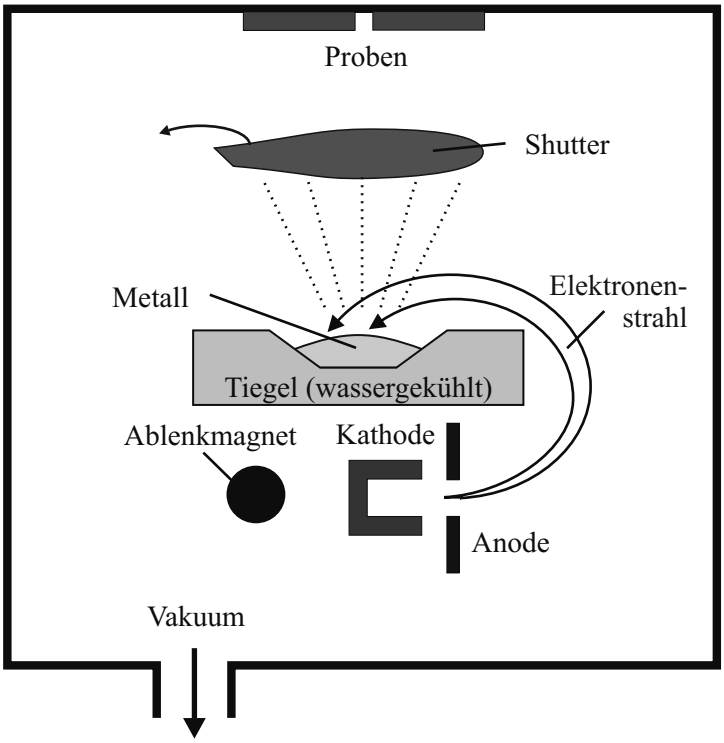


Abbildung 3.4: Schematische Ansicht der Kammer zur Probenmetallisierung. Das Quellmaterial wird mittels Elektronenstrahl verdampft, trifft auf die Probe und sublimiert dort.

reiche definiert. Auf diese Lackstrukturen werden anschließend ganzflächig die gewünschten Metalle aufgebracht. Die Metallisierung erfolgt mittels Elektronenstrahlverdampfens, schematisch in Abb. 3.4 gezeigt. Das Quellmaterial wird mittels einer Elektronenstrahlquelle in der Hochvakuumkammer bis zur Verdampfung erhitzt. Das verdampfte Material trifft auf die kopfüber angebrachte Probe und sublimiert dort, sodass auf diese Weise die gesamte Probe mit einem dünnen Metallfilm bedeckt wird. Die Dicke des aufgedampften Materials kann während des gesamten Vorganges über einen Schwingquarz beobachtet werden, der sich ebenfalls in der Kammer befindet.

In einigen Fällen ist eine lückenlose Metallisierungsfläche nur schwer zu erreichen, zum Beispiel bei verhältnismäßig tiefen, senkrecht geätzten Mesaflanken. Um eine Bedeckung der Seitenflächen zu ermöglichen, wird der Probenhalter unter einem Winkel in der Kammer befestigt und kontinuierlich rotiert (Abb. 3.5). Durch diese rotierende Verkippung werden allerdings auch die Fotolackflanken zunehmend mit Metall bedeckt, was ein späteres Ablösen erschwert.

Nachdem alle Metalle mit den gewünschten Schichtdicken aufgedampft wurden, folgt der Lift-off-Prozess. Dazu wird die Probe für längere Zeit (je nach Strukturgrößen zwischen 15

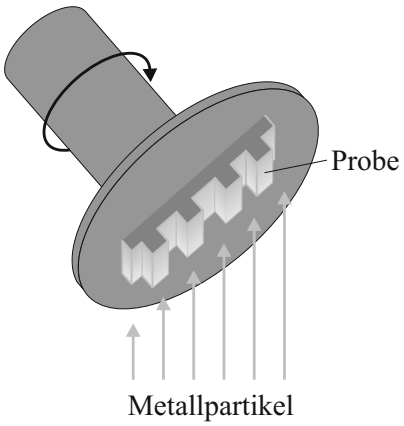


Abbildung 3.5: Aufdampfen der Metallisierung unter einem Winkel. Durch Verkippen und Rotieren des Probenhalters werden auch die Seitenflächen der Strukturen metallisiert.

und 60 Minuten) in heißes 1-Methyl-2-Pyrrolidon (MP) gegeben. Dieses häufig verwendete Lösungsmittel entfernt den Lack von der Probe, und das darauf befindliche Metall wird „abgehoben“. Es verbleibt also das Inverse der Lackstrukturen als Metall. Die Verwendung negativer oder Umkehrlacke ist dabei von Vorteil, da ihre negativen Lackflanken nicht oder wenig metallisiert werden, sodass das Lösungsmittel besser seitlich angreifen kann und der Lift-off-Prozess erheblich erleichtert wird.

Zur Herstellung der p-Kontakte wird eine Schichtfolge aus Titan, Platin und Gold aufgebracht. Diese Metalle bilden einen Tunnelkontakt mit ohmschem Verhalten. Bei der Herstellung des n-Kontakts ist allerdings noch ein weiterer Prozessschritt notwendig. Da im Gegensatz zum p-Kontakt hier die Halbleiterschicht unter dem Metall nicht hoch genug zum Erreichen eines Tunnelkontakts dotiert werden kann [117], wird ein Donatormetall in den Halbleiter einlegiert. Dieser sogenannte Legierkontakt besteht üblicherweise aus Germanium, Gold, Nickel und einer weiteren Goldschicht. Germanium und Gold bilden zusammen ein Eutektikum, das beim Legierprozess schmilzt. Das Germanium diffundiert dann in das GaAs und bildet dort eine hochdotierte Grenzschicht [118]. Gleichzeitig diffundieren Gallium-Atome in das Gold. Die Gallium-Fehlstellen können dann mit Germanium besetzt werden. Zum Legieren des n-Kontakts wird die Probe schnell auf eine Temperatur von etwa 400°C aufgeheizt und nach wenigen Sekunden wieder abgekühlt.

3.1.3 Galvanik

Sehr dicke Metallschichten, speziell Gold, werden bevorzugt mittels Galvanik aufgebracht. Dieses Verfahren bietet sich hier an, da eine Metallisierung mittels Verdampfen sehr viel Zeit und Quellmaterial in Anspruch nehmen würde. Als Grundlage für die Galvanik wird eine leitfähige Startschicht benötigt. Die galvanische Metallabscheidung beruht auf elektro-

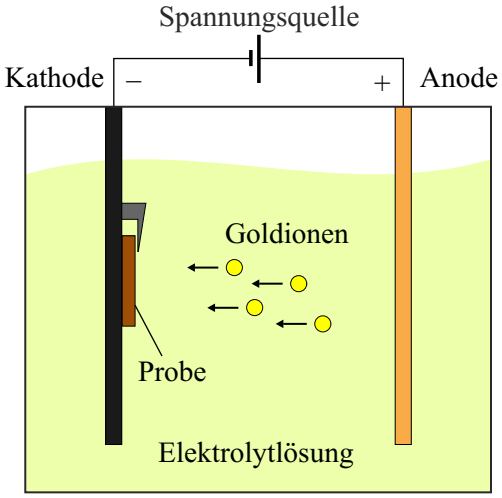


Abbildung 3.6: Skizze eines Gold-Galvanikbads zur Verstärkung der Metallkontakte der Probe. Die Metallionen werden oxidiert und durch den Stromfluss zur Kathode transportiert, auf der sich die Probe befindet.

chemischen Vorgängen. Metallionen werden durch ein elektrisches Feld bewegt und lagern sich an einer Elektrode an. Abbildung 3.6 zeigt schematisch den verwendeten Aufbau. In einer Elektrolytlösung, die Metallsalze und -ionen enthält, befinden sich eine Anode und eine Kathode. Auf der Kathode wird die Probe leitend befestigt. Eine Quelle sorgt für einen Strom zur Anode. Zur Aufrechterhaltung des Stromkreislaufs werden an der Anode Elektronen benötigt. Diese werden erhalten, indem die Metallionen in der Elektrolytlösung oxidiert und zu Kationen gelöst werden. Durch den Stromfluss bewegen sich die Kationen zu der Kathode beziehungsweise zur Probe. Die gelösten Metallionen werden an der Grenzfläche zwischen Lösung und Kathode reduziert, sodass die Probe beschichtet wird [119]. Die resultierende Metalldicke hängt von der Gesamtmenge der Ladung ab, also von der Dauer des Galvanikbads und von der Höhe des fließenden Stroms.

3.1.4 Ätzen und Polieren

Das selektive Ätzen von GaAs ist ein wichtiger Bestandteil der VCSEL-Prozessierung. Es lässt sich unterscheiden zwischen nasschemischem Ätzen und physikalisch-chemischem Trockenätzen.

Beim **nasschemischen Ätzen** ist, wie der Name schon sagt, die Ätze flüssig. Das Ätzen beruht auf dem Elektronentransfer zwischen der aufzulösenden Oberfläche und den chemischen Bestandteilen der Ätze [120], oder anders gesagt auf der Oxidation der Oberfläche und der anschließenden Entfernung des Oxids. Die Ätzrate hängt von verschiedenen Faktoren ab, wie zum Beispiel der Konzentration der Reaktanten oder der Temperatur der Ätzlösung. Es ist anzumerken, dass die Ätzlösungen sowohl aus Säure- als auch aus Baselösungen bestehen können. Die Zinkblende-Struktur von GaAs führt dazu, dass die Ätzung in fast allen

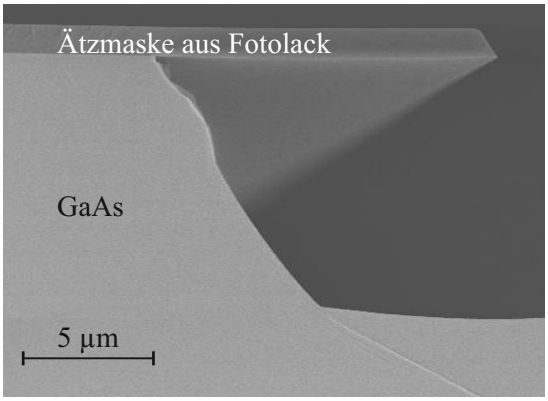


Abbildung 3.7: REM-Aufnahme der Spaltfläche einer nasschemisch geätzten GaAs-Flanke. Der als Ätzmaske dienende Lack wird beim Nassätzen stark unterätzt.

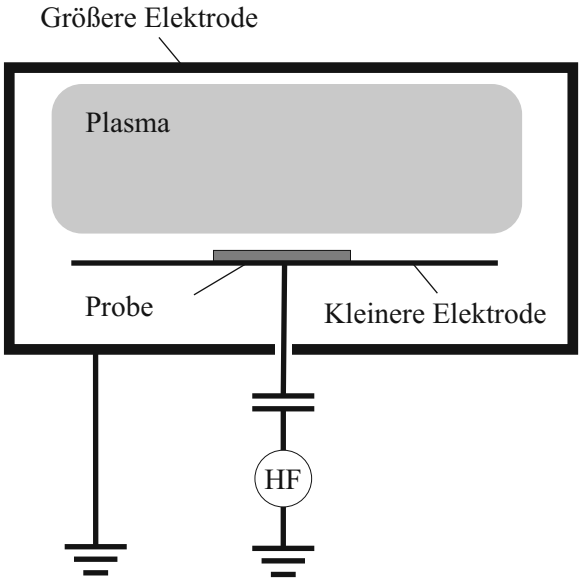


Abbildung 3.8: Schematische Ansicht einer Kammer zum reaktiven Ionenätzen. Die Ionen in dem plasmaaktivierten Gas, das die Probe umgibt, werden beschleunigt, sodass sich ein kinetisch unterstütztes chemisches Ätzen ergibt.

Fällen, in denen eine Ätzmaske verwendet wird, unabhängig von der Orientierung ist [121]. Das nasschemische Ätzen von GaAs liefert in den meisten Fällen schräge Flanken. Abbildung 3.7 zeigt die Rasterelektronenmikroskop (REM)-Aufnahme einer Ätzflanke, die mittels einer Ätzlösung aus Schwefelsäure, Wasserstoffperoxid und Wasser mit einer Ätzrate von etwa 1 µm/min erzeugt wurde. Um die Flanke betrachten zu können, wurde die Probe gezielt gespalten. Die Ätzmaske (hier durch einen Fotolack gebildet) ist stark unterätzt.

Für das Erreichen geringer Bauteilabstände sind allerdings steile Flanken unbedingt notwendig. In diesem Fall sollte bei der VCSEL-Prozessierung zu einem **Trockenätzverfahren** übergegangen werden, wobei in dieser Arbeit das Verfahren des reaktiven Ionenätzens (engl. reactive ion etching, RIE) eingesetzt wurde. Bei diesem physikalisch-chemischen Trockenätzen werden plasmaaktivierte Gase verwendet, um den Halbleiter zu ätzen. Das chemische Ätzen wird durch beschleunigte Ionen unterstützt, um eine stärker gerichtete Ätzung zu erzielen.

Abbildung 3.8 zeigt den typischen Aufbau einer RIE-Reaktionskammer. Die Elektrode, auf der sich die von gasförmigem Plasma umgebene Probe befindet, hat üblicherweise eine deutlich kleinere Fläche als die andere Elektrode, die auf Erdpotenzial liegt. An der kleineren Elektrode wird eine hochfrequente Wechselspannung (HF, 13,56 MHz) angelegt. Das elektrische Feld, das sich ausbildet, beschleunigt die positiv geladenen Gasteilchen in Richtung der Probe. Der Ionenbeschuss schwächt und zerstört die Bindungen unter den Atomen an der Probenoberfläche, verbunden mit einer chemischen Reaktion. Das flüchtige Ätzprodukt wird durch das Vakuumsystem entfernt. Die Ätzung kann durch geeignete Wahl der Prozessparameter mehr oder weniger stark gerichtet erfolgen [121], sodass nahezu vertikale Ätzflanken erzielt werden können. Verschiedene Parameter können beim reaktiven Ionenätzen variiert werden, wie die Art und Menge der verwendeten *Ätzgase*. Argon beispielsweise dient als reine Sputterkomponente. Je höher also der Argon-Anteil, desto steiler sind die erzielten Ätzflanken. Gleichzeitig wird allerdings auch die Selektivität zwischen Metall und Halbleiter verringert. Das bedeutet, dass ein größerer Teil der Metall-Ätzmaske abgetragen wird. Siliziumchlorid dagegen bringt einen höheren chemischen Anteil, kann bei genügend hoher Leistung aber auch sputtern. Mit diesem Gas kann eine höhere Selektivität erzielt werden. Abbildung 3.9 zeigt die gespaltenen Ätzflanken typischer VCSEL-Strukturen, die bei verschiedenen Leistungen geätzt wurden. Es ist zu erkennen, dass bei Ätzung mit vergleichsweise niedriger *Leistung* (35 W) runde Flanken und ein starker Unterschnitt entstehen. Die Ätzung bei höherer Leistung (90 W) dagegen erzielt steilere Flanken, jedoch sinkt gleichzeitig die Selektivität. Der *Kammerdruck* ist ein weiterer Parameter, der variiert werden kann. Es lässt sich beobachten, dass die Ätzflanken mit steigendem Druck runder werden. Bei sehr niedrigem Kammerdruck wiederum vermindert sich allerdings die Selektivität stark. Es ist also wichtig, die Prozessparameter je nach Anwendung und Ätzmaske sorgfältig zu wählen. Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Laserarrays sollen sehr kleine Lücken zwischen den Bauteilen aufweisen, sodass Trockenätzen die gewählte Methode zur Strukturierung der Lasermesen ist. Mit den damit erreichbaren senkrechten Ätzflanken können die Abstände zwischen den Lasern verringert werden. Abbildung 3.10 zeigt eine REM-Aufnahme dicht gepackter Laser nach dem Trockenätzen. Bei diesem Prozess wurde eine Ätzrate von etwa 100 nm/min erzielt.

Soll ein ganzflächiger Materialabtrag stattfinden, kann das **Polieren zur Probendünnung** eingesetzt werden. Ein spezielles Poliertuch mit Neopren-Oberfläche ist auf einer rotierenden Scheibe befestigt und wird mit einer Lösung aus Wasserstoffperoxid und Ammoniakwasser betröpfelt (Abb. 3.11). Die zu dünnende Probe wird auf eine dicke Glasplatte aufgeklebt, auf die Polierunterlage aufgesetzt und mit Gewichten beschwert. Die Ätzlösung trägt das Substratmaterial ab; eine kontinuierliche Bewegung der Polierunterlage relativ zur

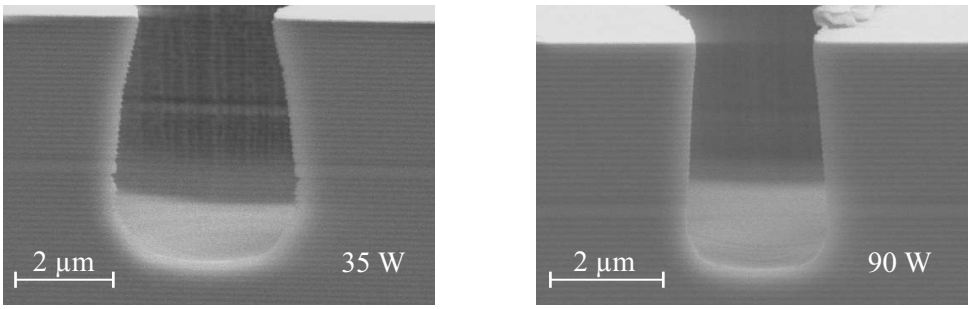


Abbildung 3.9: REM-Aufnahmen der Spaltkanten von trockengeätzten VCSEL-Strukturen bei verschiedenen Leistungen.

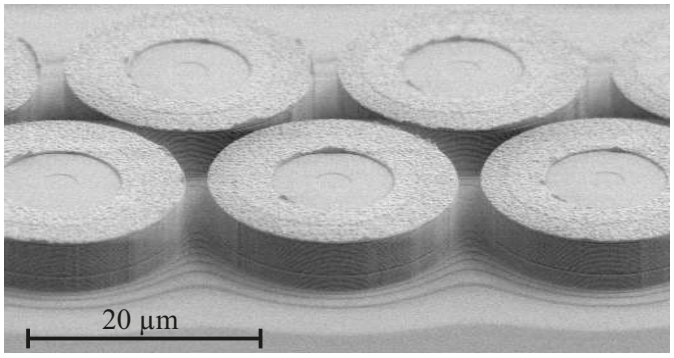


Abbildung 3.10: REM-Aufnahme von sehr dicht gepackten VCSELn mit senkrechten Ätzflanken, erreicht mittels reaktiven Ionenätzens.

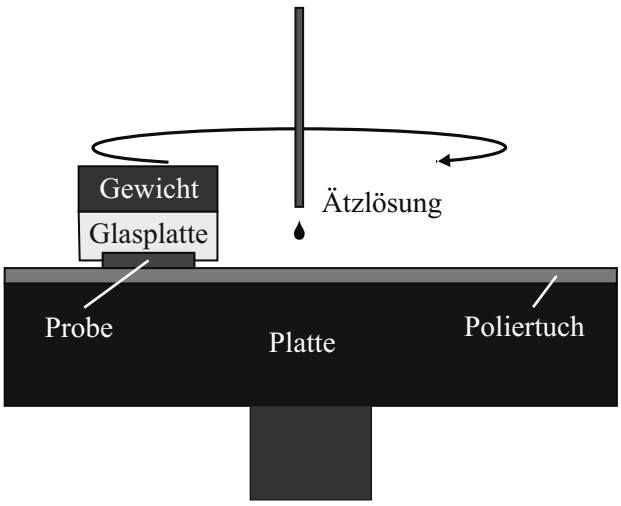


Abbildung 3.11: Aufbau zur chemisch unterstützten Probendünnung. Die zu dünnende Probe wird auf ein rotierendes Poliertuch aufgesetzt; das Tuch wird mit einer Ätzlösung betröpfelt.

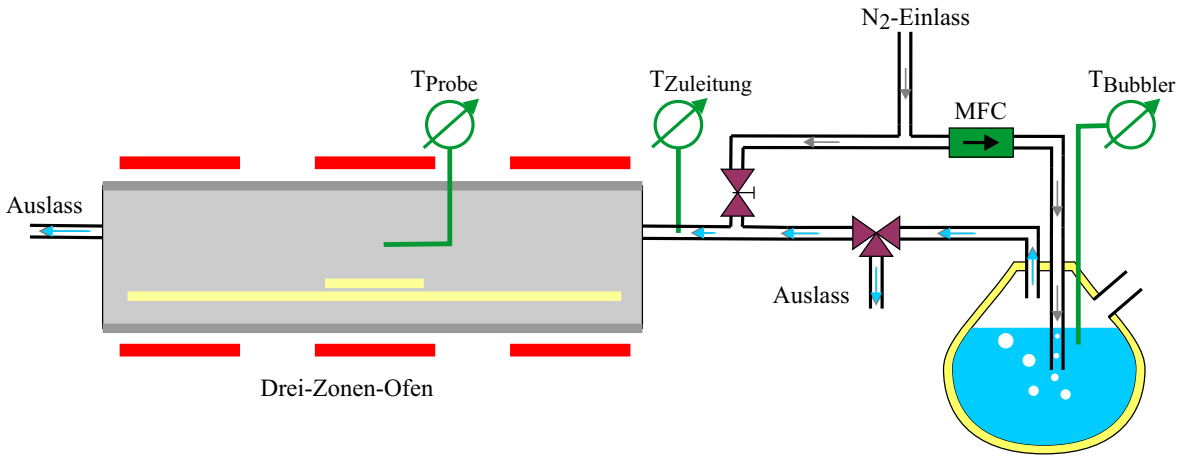


Abbildung 3.12: Schematischer Aufbau der Oxidationsanlage. Die in den Ofen eingeschleuste Probe wird mit Wasserdampf umspült, sodass die Oxidationsschicht oxidiert wird.

Probe unterstützt den Abtrag noch zusätzlich, sodass die Probe mit etwa 6 bis 7 µm/min vergleichweise schnell gedünnt werden kann. Es versteht sich, dass dieses Verfahren nur auf ganzflächig zu ätzende Proben angewandt werden kann.

3.1.5 Herstellung der Stromblende durch Oxidation

Selektive Oxidation ist ein beliebtes Mittel, um die Ausdehnung des aktiven Gebiets in radialer Richtung festzulegen, indem die Stromführung innerhalb der VCSEL-Struktur beeinflusst wird. Zu diesem Zweck wird dicht an der aktiven Zone eine spezielle Oxidationsschicht aufgewachsen. Dies erfolgt meist im p-dotierten Gebiet, da aufgrund der geringeren Beweglichkeit von Löchern gegenüber Elektronen hier eine geringere Aufweitung des Stromflusses stattfindet, sodass im aktiven Gebiet eine höhere Stromdichte erzielt werden kann. Die Oxidationsschicht besteht üblicherweise aus AlAs oder aus AlGaAs mit hohem Aluminiumgehalt. Nach der Oxidation besteht diese Schicht bis auf eine Blende in der Mitte aus Aluminiumoxid, sodass der Strom in der Lasermitte gebündelt wird.

Der Aufbau, welcher zur Oxidation der in dieser Arbeit hergestellten Laserdioden verwendet wurde, ist schematisch in Abb. 3.12 dargestellt. Über einen Probenteller aus Quarzglas und eine Quarzglasschiene werden die Proben in den Oxidationsofen eingeschleust. Der Drei-Zonen-Ofen wird auf eine Temperatur von 370–380°C (in einigen Fällen sogar noch höher) geheizt, wobei die Temperatur der beiden äußeren Zonen geringfügig höher als die des mittleren Bereichs ist. Die Probentemperatur kann mittels eines Temperaturfühlers abgeschätzt werden, der direkt über dem Probenteller angebracht ist. Im sogenannten Bubbler, einem

doppelwandigen Wasserbehälter, in dessen Hülle sich erhitztes Öl befindet, wird deionisiertes Wasser auf genau 96°C erwärmt. Stickstoff dient als Trägergas, um den entstehenden Wasserdampf in den Ofen und über die Probe zu leiten. Die Trägergas-Flussrate kann variiert und über einen Massendurchflussmesser (engl. mass flow controller, MFC) beobachtet werden. Zur Bestimmung der chemischen Reaktionsgleichungen wird zunächst die nasse Oxidation von AlAs betrachtet [122]:

$$2\mathrm{AlAs} + 6\mathrm{H_2O(g)} = \mathrm{Al_2O_3} + \mathrm{As_2O_3(l)} + 6\mathrm{H_2} \quad (3.1)$$

$$\mathrm{As_2O_3} + 3\mathrm{H_2} = 2\mathrm{As} + 3\mathrm{H_2O(g)} \quad (3.2)$$

$$\mathrm{As_2O_3(l)} + 6\mathrm{H} = 2\mathrm{As} + 3\mathrm{H_2O(g)} \quad (3.3)$$

mit

$$2\mathrm{As} = \mathrm{As_2(g)} \quad (3.4)$$

$$\mathrm{As_2O_3(l)} + 6\mathrm{H_2} = 2\mathrm{AsH_3(g)} + 3\mathrm{H_2O(g)} \quad (3.5)$$

Für die Oxidation von AlGaAs kann das Aluminium in den Gleichungen durch Gallium ersetzt werden, da sich diese beiden Materialien bezüglich der chemischen Eigenschaften stark ähneln. Sie sind in der III-Hauptgruppe des Periodensystems angesiedelt und weisen beide die Oxidationszahl 3 auf. Aufgrund seiner geringeren Elektronegativität oxidiert Gallium jedoch deutlich langsamer und nimmt außerdem aufgrund seiner größeren molaren Masse mehr Platz in der Kristallstruktur ein.

Wie aus (3.3) und (3.5) ersichtlich, entstehen beim Oxidationsprozess sowohl reines Arsen als auch $\mathrm{As_2O_3}$. In der Regel wird beides als Nebenprodukt an die Umgebung abgegeben, kann jedoch auch an der Oxidationsfront zurückbleiben. Durch diese zufällige Teilchenanlagerung wird der Diffusions- und damit auch der Oxidationsprozess begrenzt.

Die Grenzfläche der Reaktion wandert im Verlauf der Oxidation gleichmäßig von außen nach innen. Wird der Oxidationsprozess durch die Diffusion des Reaktanten zur Oxidationsfront bestimmt, spricht man von einer diffusionsbegrenzten Reaktion. Wenn sich die Oxidationsrate dagegen linear verhält und allein von der Geschwindigkeit der Reaktion abhängt, ist der Vorgang reaktionsbegrenzt [123]. Bei niedrigen Temperaturen, dünnen Schichtdicken und kurzen Oxidationszeiten dominiert in der Regel der reaktionsbegrenzte Prozess [122, 124]. Abbildung 3.13 zeigt die zeitabhängige Oxidationstiefe von AlGaAs-Schichten mit 98 % Aluminiumgehalt und 32 nm Dicke. Die Proben wurden bei einer Ofentemperatur von 380°C und zwei verschiedenen Trägergasflüssen oxidiert. Es ist deutlich ein lineares Verhalten zu erkennen, mit nahezu gleichen Steigungen (etwa 0,25 µm/min) der Anpassgeraden für beide

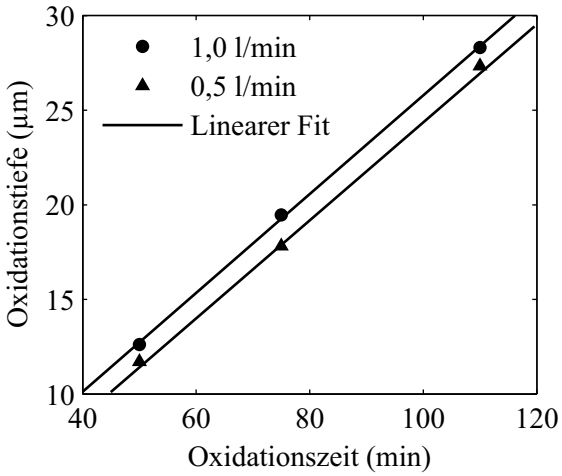


Abbildung 3.13: Oxidationstiefe über -zeit für $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$-Oxidationsschichten der Dicke 32 nm bei zwei verschiedenen Trägergasflüssen. In beiden Fällen betrug die Ofentemperatur 380°C.

Flüsse. Es kann also davon ausgegangen werden, dass der Oxidationsvorgang reaktionsbegrenzt ist und sich die Oxidationstiefe d_{ox} in Abhängigkeit von der Oxidationszeit t_{ox} folgendermaßen beschreiben lässt:

$$d_{\mathrm{ox}} = \sigma_{\mathrm{ox}} \cdot t_{\mathrm{ox}} + \tau \quad , \tag{3.6}$$

mit der Oxidationsrate σ_{ox} und der Totzeit τ, die ein verspätetes Einsetzen der Reaktion ausdrückt. Sie ergibt sich aus den chemischen Eigenschaften der Halbleiterschicht sowie aus mechanischen Verzögerungen durch das Einschleusen der Probe und die gleichmäßige Verteilung des mit Wasserdampf angereicherten Stickstoffs in der Kammer.

Die Geschwindigkeit der Reaktion beziehungsweise die Oxidationsrate hängt stark von verschiedenen Faktoren ab, wie zum Beispiel den Eigenschaften der Oxidationsschicht. Relevant sind hier die Materialzusammensetzung, Schichtdicke, sowie Art und Konzentration der Dotierung. Einen wichtigen äußeren Einfluss liefert außerdem die Ofentemperatur T, wobei die Oxidationsrate hier einen exponentiellen Anstieg zeigt [125]:

$$\sigma_{\mathrm{ox}} = \sigma_0 \cdot \exp\left\{\frac{-E_{\mathrm{A}}}{k_{\mathrm{B}} \cdot T}\right\} \quad , \tag{3.7}$$

mit dem Präexponentialfaktor σ_0, der Aktivierungsenergie E_{A} und der Boltzmann-Konstante k_{B}. Dieses Verhalten ist deutlich in Abb. 3.14 zu erkennen. In diesem Experiment ergibt sich aus der exponentiellen Anpasskurve eine Aktivierungsenergie von 1,38 eV.

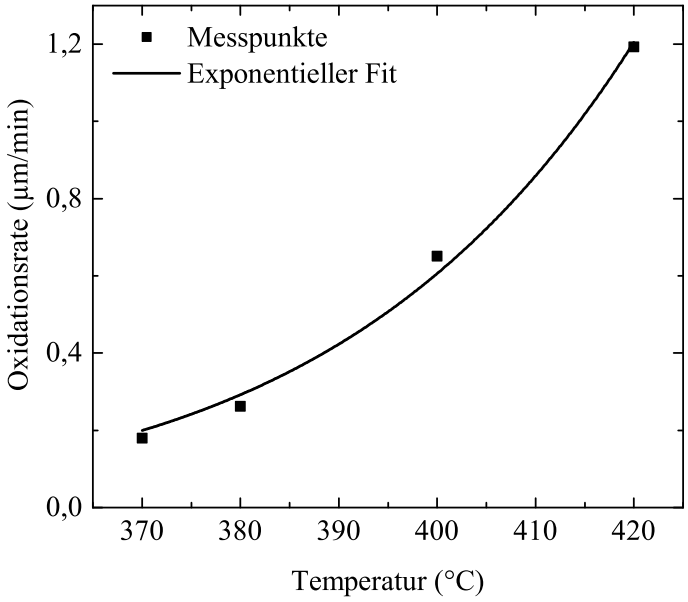


Abbildung 3.14: Oxidationsrate von 32 nm dicken $Al_{0,98}Ga_{0,02}As$-Schichten in Abhängigkeit von der Oxidationstemperatur.

Auch zwischen dem Aluminiumgehalt x der AlGaAs-Schicht und der Oxidationsrate besteht eine exponentielle Abhängigkeit [126, 127]:

$$\sigma_{\mathrm{ox,Al_xGa_{1-x}As}} = \sigma_{\mathrm{ox,AlAs}} \cdot \exp\left(c_1(1-x) + c_2(1-x^2)\right) \quad , \tag{3.8}$$

mit den empirisch zu ermittelnden, temperaturabhängigen Parametern c_1 und c_2, die sich theoretisch aus der Anzahl der oxidierten Moleküle pro Volumeneinheit, dem Diffusionskoeffizienten, den Oxidationskonstanten und aus der Aktivierungsenergie zusammensetzen. Die in Abb. 3.15 aufgetragenen Experimente bestätigten diese exponentielle Abhängigkeit. In Tabelle 3.1 sind die Werte für c_1 und c_2 aufgeführt, die in diesem Beispiel aus den Anpasskurven ermittelt wurden.

Tabelle 3.1: Experimentell ermittelte Werte für c_1 und c_2 bei zwei verschiedenen Ofentemperaturen.

T	c_1	c_2
380°C	1712	−909
400°C	267	−172

Bei einem Aluminiumgehalt von 100 % (AlAs) ist die Oxidationsrate am höchsten. Gleichzeitig ist es jedoch auch deutlich schwieriger, den gewünschten Oxidblendendurchmesser

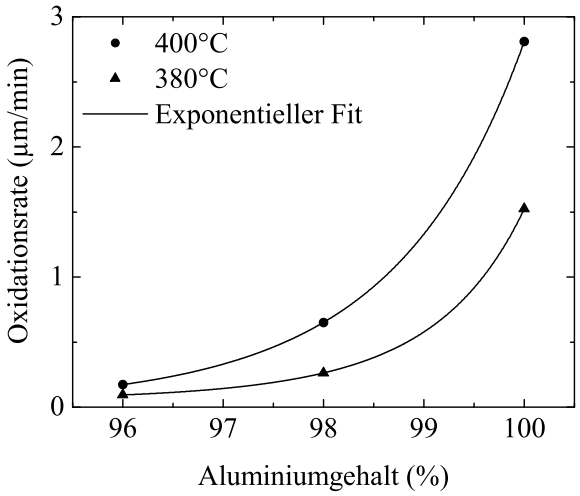


Abbildung 3.15: Oxidationsrate von 32 nm dicken Oxidationsschichten in Abhängigkeit von ihrem Aluminiumanteil für 380°C und 400°C Oxidationstemperatur sowie exponentielle Anpasskurven.

exakt einzustellen. Bei einem zu niedrigen Aluminiumgehalt dagegen ist eine sehr lange Oxidationszeit notwendig, sodass auch die $Al_{0,9}Ga_{0,1}As$-Schichten im p- und n-Braggspiegel teilweise oxidiert werden.

Da die Oxidationsrate in $\langle 001 \rangle$-Richtung etwas größer als in $\langle 011 \rangle$-Richtung ist [128], sind die resultierenden Oxidblenden oft nicht rund, sondern weisen eine leicht rhombische Form auf. Der Vollständigkeit halber sollte erwähnt werden, dass die Oxidationsgeschwindigkeit zusätzlich davon abhängt, wie weit die Oxidationsfront bereits vorangeschritten ist [129]. Mit voranschreitender Reaktionsfront sinkt die Rate zunächst, bevor sie bei sehr kleinen verbleibenden Aperturen unter 4 µm wieder ansteigt.

Abbildung 3.16 zeigt die Aufsicht auf eine runde und auf eine rechteckige VCSEL-Mesa, wobei die Oxidblende in der Mitte beider Laser sehr gut zu erkennen ist. Um die Oxidblende, die sich unter dem oberen Bragg-Reflektor befindet, sichtbar zu machen, wird ein Mikroskop mit einer infraroten Lichtquelle verwendet. Da das Licht im Halbleiter weitgehend transmittiert wird, erscheint das AlGaAs in der Mikroskopaufnahme dunkel. Der starke Brechzahlkontrast zwischen Halbleiter und Oxid führt hingegen zu stärkeren Reflexionen, sodass das Oxid heller wirkt.

Mit Stromblenden von wenigen Mikrometern Durchmesser und Bragg-Spiegeln mit hoher Reflektivität konnten minimale Schwellströme von unter 100 µA demonstriert werden [130]. Mit großen Stromaperturen mehrerer 100 µm dagegen wurden Ausgangsleistungen im Wattbereich erreicht [95, 131].

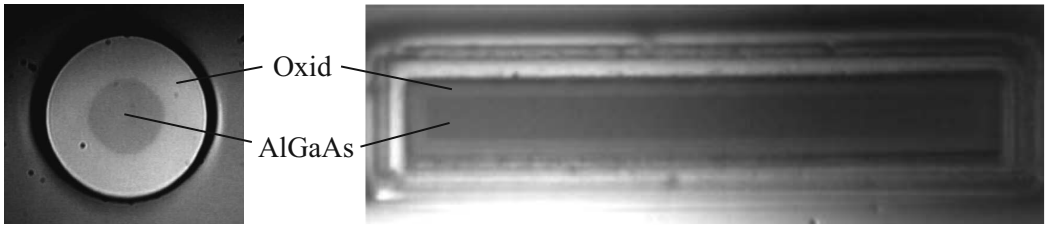


Abbildung 3.16: Aufsicht auf eine runde (links) und eine rechteckige Mesastruktur (rechts) mit deutlich sichtbarer Oxidblende. Die Oxidblende ist etwa 10 µm beziehungsweise 14 × 100 µm^2 groß. Das AlGaAs in der Mitte ist dunkel, während das Oxid beinahe weiß erscheint.

3.1.6 Chipvereinzelung durch Sägen

Abbildung 3.17 zeigt schematisch die wichtigsten Bestandteile einer Wafersäge. Sie wird verwendet, um nach der Prozessierung den gesamten Wafer, oder beispielsweise ein Waferviertel, in rechteckige Chips zu zerteilen. Die Probe wird dazu auf einen Sägerahmen aufgeklebt, der mit einer adhäsiven Folie („Bluetape“) bespannt ist. Das diamantbeschichtete runde Sägeblatt wird während des Sägens kontinuierlich mit Wasser gekühlt. Über ein Beleuchtungssystem, eine CCD (engl. charge-coupled device)-Kamera und einen Monitor ist es möglich, den Winkel zu justieren und genau die Linie einzustellen, entlang derer gesägt werden soll. Indem die Schrittweite der Sägelinien am Gerät gespeichert wird, ist es möglich, die erhaltene Barrenbreite genau einzustellen. Nach dem ersten Durchgang kann die Probe um 90° gedreht und erneut gesägt werden, sodass anschließend vereinzelte rechteckige Chips vorliegen. Aufgrund eines leistungsfähigen Belüftungssystems und da die Säge des Instituts für Optoelektronik über einen geschlossenen Wasserkreislauf betrieben wird, ist es unter Einhaltung der notwendigen Sicherheitsvorkehrungen sogar möglich, Proben aus giftigem GaAs zu zersägen.

3.2 Herstellung von epitaxieseitig emittierenden Laserdioden für einen hochintegrierten Fallenaufbau

Die größte Herausforderung bei der Herstellung der VCSEL-Arrays liegt wie bereits erwähnt darin, dass sie mit dem mikrofluidischen Chip integriert werden und dennoch zugänglich für die elektrische Kontaktierung sein müssen. Üblicherweise werden Top-Emitter an der VCSEL-Oberseite (strukturierter p-Kontakt) und an der Unterseite (ganzflächiger n-

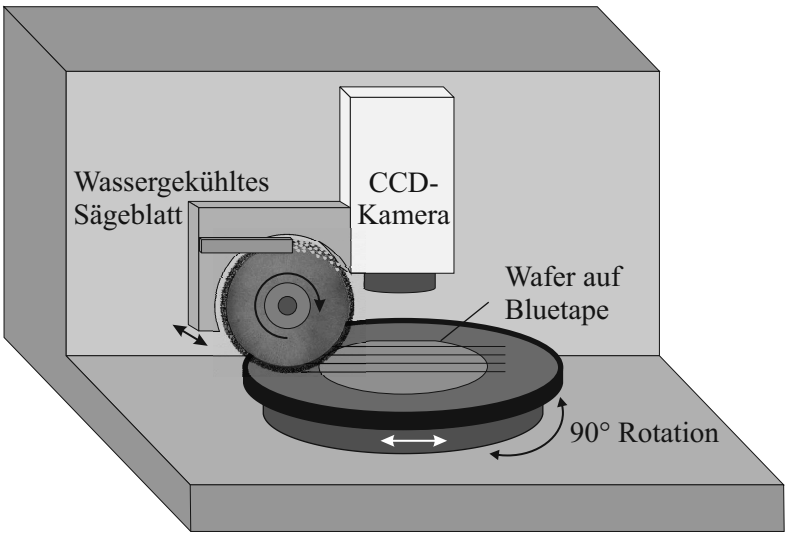


Abbildung 3.17: Schematische Zeichnung der Wafersäge. Nach der Prozessierung können damit Laserchips in der gewünschten Größe vereinzelt werden.

Kontakt) kontaktiert. Die Kontaktierung kann zum Beispiel rückseitig über die Wärmesenke und über eine auf der Oberseite aufgesetzte Nadel erfolgen. Aufgebaute VCSEL sind meist über 25 µm dünne Bonddrähte angeschlossen. Sollen die Arrays allerdings mit dem mikrofluidischen Kanal integriert werden, um hoch-miniaturisierte Module herzustellen, ist an der Laseroberseite kein solcher Zugang mit Bonddrähten möglich. Der miniaturisierte, integrierte Ansatz sieht den Verzicht auf jegliche externe Optik vor. Damit der Einfluss der Laserstrahlen auf die Partikel im Kanal dennoch so hoch wie möglich ist, sollten die Strahlen noch nicht zu stark aufgeweitet sein. Bei einem Laserstrahl mit 4 mW optischer Leistung resultiert beispielsweise eine Aufweitung des Strahldurchmessers von 6 auf 10 µm bereits in einer Halbierung der Gradientenkraft auf ein 10 µm großes Partikel (Abb. 2.6).

Um die Strahlaufweitung mit zunehmenden Abstand zum Laser abzuschätzen, wurde die Übertragungsmatrixmethode eingesetzt. Dabei wird jedes Element einer optischen Strecke mittels einer 2×2-Matrix ausgedrückt, welche die Eintritts- und Austrittsparameter des als gaußförmig angenommenen Laserstrahls verbindet. Die Transformationsmatrix der Gesamtstrecke ergibt sich durch Multiplikation der einzelnen Übertragungsmatrizen [132]. Um das in dieser Arbeit angestrebte optische System anzunähern, fließen folgende Elemente in die Transformation der Strahlparameter ein: Auf die aktive Zone folgen zunächst die Strahlausbreitung im Halbleitermaterial ($\bar{n} = 3,5$) und ein Materialübergang zwischen Halbleiter und Luft ($\bar{n} = 1$). Nach der Ausbreitung im Luftspalt (hier zu 10 µm angenommen) folgt ein Übergang zu Glas ($\bar{n} = 1,5$) und eine optische Strecke in Glas. Für das Glas wurde in dieser Arbeit die kleinste verfügbare Dicke von 30 µm gewählt, um minimale Abstände zum Kanal

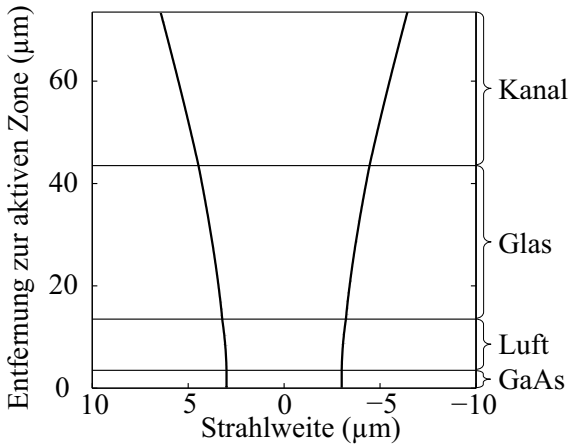


Abbildung 3.18: Aufweitung des Strahls aus einem Laser mit 6 µm aktivem Durchmesser beim Passieren des optischen Systems.

erzielen zu können. Nach dem Übergang zu Wasser ($\bar{n} = 1,33$) weitet sich der Strahl im Kanal auf. In der simulierten Strahlaufweitung in Abb. 3.18 ist zu erkennen, dass sich der Strahl bereits nach weniger als 10 µm im Kanal auf einen Durchmesser von 10 µm aufgeweitet hat. Für die in dieser Arbeit angestrebten integrierten Module wurde festgelegt, dass der Luftspalt zwischen der Laseroberseite und der Unterseite des Fluidikchips nicht größer als 10 µm sein sollte. Dies bedeutet, dass die Laser nicht mit einer Nadel oder mit Bonddrähten kontaktiert werden können. Der Aufbau und das Kontaktieren der Laser sind daher maßgebliche Bestandteile dieser Arbeit.

Im Folgenden wird ein Ansatz zur Herstellung von epitaxieseitig emittierenden VCSEL-Arrays beschrieben, die mit dem mikrofluidischen Kanal integriert werden können und dennoch zugänglich für die elektrische Kontaktierung sind. Dabei werden zunächst dicht gepackte VCSEL-Arrays prozessiert. Im Anschluss werden neben den Laserarrays etwa 35 µm tiefe Gräben geätzt. Danach werden diese elektrisch passiviert und der elektrische Kontakt wird von den Laseroberseiten in die Gräben geführt. Aufgrund der tiefen Ätzung bieten diese Gräben Raum für das Anbringen von Bonddrähten, deren Durchmesser etwa 25 µm beträgt. Eine schematische Zeichnung dieses Integrationsansatzes ist in Abb. 3.19 gezeigt.

3.2.1 Reduzierte Bauteilabstände bei Top-Emittern

Um die Wirkung eines optischen Fallengitters zur Sortierung zu entfalten und kontinuierliche Partikelablenkung zu erzielen, ist ein Abstand von etwa 20 µm zwischen zwei Fallenmittelpunkten notwendig. Es gab bisher zwar einige Berichte zu VCSEL-Arrays, die als

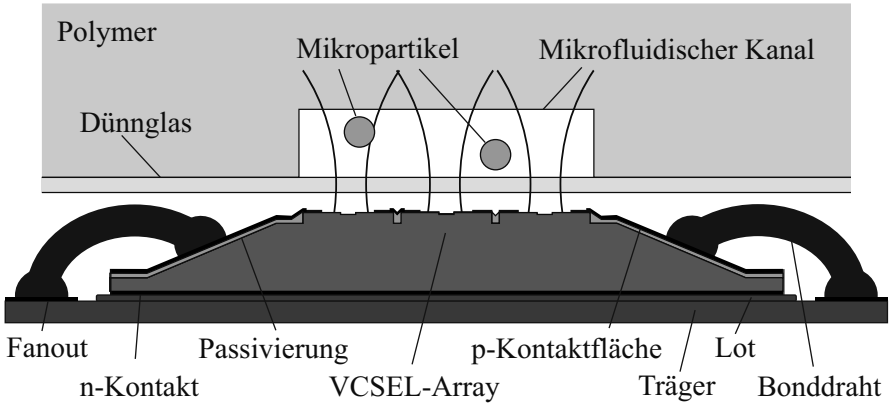


Abbildung 3.19: Schematische Seitenansicht eines epitaxieseitig emittierenden Laserarrays, integriert mit dem mikrofluidischen Chip. Die geätzten Flanken ermöglichen das Anbringen von Bonddrähten.

optische Fallenmuster eingesetzt wurden [103, 104, 106], allerdings wurden dabei VCSEL mit dem Standardbauteilabstand von 250 µm verwendet. Um den Fallenabstand in der Probenebene zu verringern, wurde zusätzlich zu den üblichen Objektiven ein Mikrolinsenarray eingesetzt, dessen Bauteilabstand ebenfalls 250 µm betrug. Da bei der Realisierung eines miniaturisierten integrierten Fallenmoduls auf externe Optiken komplett verzichtet werden soll, ist es notwendig, den Bauteilabstand bereits bei der Herstellung um eine Größenordnung zu verringern. Ein verhältnismäßig kleiner Bauteilabstand kann erreicht werden, indem der Mesadurchmesser und der Spalt zwischen zwei Lasern stark verringert werden.

Die Reduzierung des Mesadurchmessers wird durch verschiedene Faktoren begrenzt. Bei den üblicherweise verwendeten Top-Emittern muss beispielsweise die Dimensionierung des p-Kontakts berücksichtigt werden. Da die Laseremission hier an der Bauteiloberseite stattfindet, erfolgt die Kontaktierung über eine ringförmige Metallisierung an der Oberseite, die eine Öffnung für die Laserfacette besitzt (Abb. 2.14). Je kleiner diese Öffnung ist, desto größer ist der Überlapp zwischen Metall und Laserstrahl. Metallaperturen mit Durchmessern im Bereich der Oxidblende wurden zwar bereits erfolgreich als räumliche Filter zur Unterdrückung höherer Moden eingesetzt [133], reduzieren jedoch gleichzeitig auch die verfügbare Ausgangsleistung. Da in dieser Arbeit möglichst hohe Ausgangsleistungen erzielt werden sollen, sollte die Öffnung des p-Ring-Kontakts also groß genug sein, um einen möglichst kleinen Überlapp mit dem Laserstrahl zu erzielen. Wird der äußere Durchmesser des Metallrings beziehungsweise der Lasermesa dagegen zu gering gewählt, wird der Bauteilwiderstand aufgrund der kleineren Metallfläche zu hoch. Sowohl bei Top- als auch bei Bottom-Emittern muss außerdem darauf geachtet werden, dass der Mesadurchmesser einige

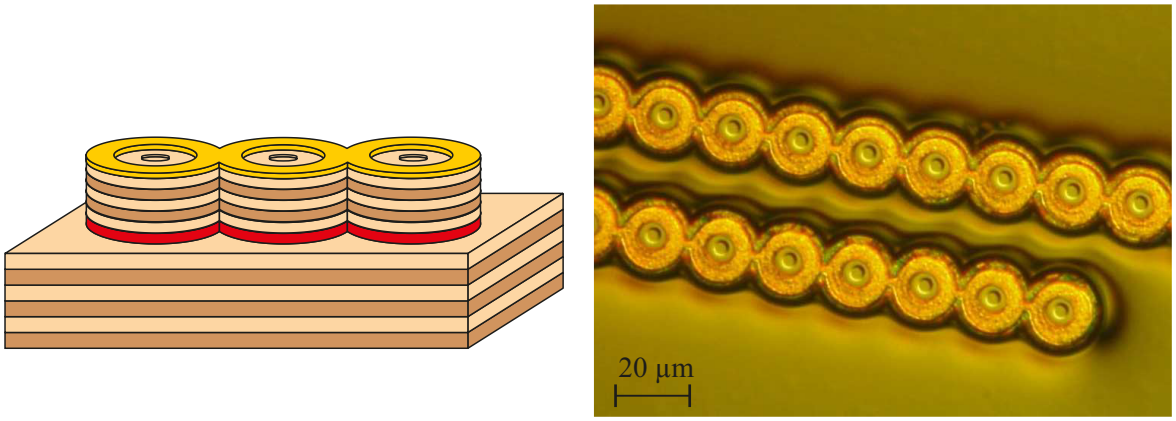


Abbildung 3.20: Durch den Einsatz überlappender Mesen kann der Bauteilabstand verringert werden. Links: schematische Ansicht, rechts: Mikroskopaufnahme eines Arrays, bei dem die Laser überlappen.

Mikrometer größer ist als die Oxidblende. Ein kleiner Unterschied zwischen diesen beiden Größengeringe entspräche einer sehr geringen Oxidationstiefe, was die Prozessierung vor allem in Bezug auf die Reproduzierbarkeit der Oxidation erschweren würde. Darüber hinaus ist bei einem zu geringen Durchmesserunterschied die Feldintensität am Rand der Mesa noch so hoch, dass der Übergang von Halbleiter zu Luft das Feld durch Reflexionen an der Grenzfläche beeinflusst. Die Mesa-, Oxidblenden-, Relief und Kontaktdimensionen aller realisierten Top- und Bottom-Emitter-Array-Strukturen sind in Anhang D aufgelistet.

Der minimale Abstand zwischen zwei Bauteilen, der mit den in dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Mitteln erreicht werden kann, liegt bei etwa 2 µm. Dafür sind senkrechte Seitenwände, erreichbar durch reaktives Ionenätzen, unverzichtbar. Um die Bauteildichte noch weiter zu erhöhen, wurden im Rahmen dieser Arbeit Laserarrays hergestellt, bei denen sich die Lasermesen sozusagen überlappen (Abb. 3.20). Der minimale Abstand zwischen zwei Lasermittelpunkten konnte so bei den epitaxieseitig emittierenden VCSEL-Arrays auf bis zu 21 µm bei 6 µm aktivem Durchmesser reduziert werden. Die genauen Maße der hergestellten Strukturen sind in Abschnitt D.1 im Anhang zu finden. Es ist wichtig, dass die Mesen nicht zu weit überlappen, um zu gewährleisten, dass die Stromblenden nach wie vor nahezu rund sind. Abbildung 3.21 zeigt die Infrarotmikroskopaufnahme eines Laserarrays mit überlappenden Mesen. Obwohl das Array nicht aus voneinander getrennten runden Mesen besteht, sind die Oxidblenden nahezu rund. Eine solche spaltfreie Konfiguration kommt selbstverständlich nur in Frage, wenn die Bauteile eines Arrays parallel adressiert werden sollen, da sie auf diese Weise nicht elektrisch separierbar sind.

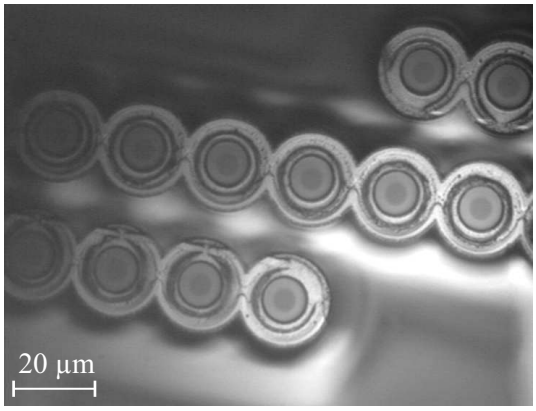


Abbildung 3.21: Infrarotmikroskopaufnahme eines Laserarrays mit überlappenden Mesen. Die erzielten Oxidblenden sind nahezu rund.

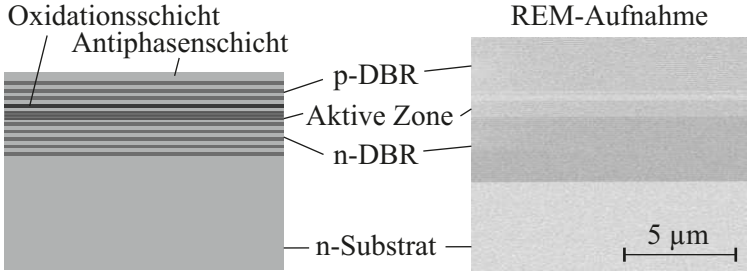


Abbildung 3.22: Seitenansicht einer epitaktisch gewachsenen VCSEL-Schichtstruktur, schematisch und als REM-Aufnahme. Oberhalb des Substrats befinden sich der n-dotierte Braggspiegel, die aktive Zone, die Oxidationsschicht, der p-dotierte Braggspiegel und die Antiphasenschicht.

3.2.2 Herstellung der epitaxieseitig emittierenden Laserchips

Zur Realisierung von Top-Emittern wird zunächst mittels Molekularstrahlepitaxie ein n-dotierter DBR auf das GaAs-Substrat aufgewachsen. Es folgt die aktive Zone, bestehend aus drei Quantenfilmen und Barrieren. Darüber werden die Oxidationsschicht und ein p-dotierter DBR gewachsen. Um vorwiegende Laseremission an der Oberseite zu ermöglichen, ist die Zahl der oberen Spiegelpaare reduziert. Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Top-Emitter-VCSELn besteht der untere Spiegel aus 38,5 und der obere aus 23 Spiegelpaaren. Diese Werte haben sich in der Vergangenheit als guter Kompromiss zwischen ausreichend niedrigen Schwellströmen und genügend hoher Ausgangsleistung bewährt und wurden für diese Arbeit nicht speziell optimiert. Die Schichtstruktur schließt zusätzlich mit einer Antiphasenschicht ab, die zur Herstellung des inversen Oberflächenreliefs (siehe Abschnitt 2.3.2) dient. In Abschnitt C.1 sind die gesamten Laserschichten sowie die gewählten Dotierprofile aufgelistet. Die schematische Seitenansicht sowie eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Laserschichten sind in Abb. 3.22 gezeigt.

Eine knappe Übersicht über die Prozessschritte zur Herstellung integrierbarer epitaxieseitig emittierender VCSEL-Arrays ist in E.1 zu finden. Zur Veranschaulichung werden in den schematischen Abbildungen im Folgenden zwei benachbarte VCSEL illustriert. Aufgrund der geringen Bauteilgrößen und der stark reduzierten Bauteilabstände liegt die Verwendung eines selbstjustierenden Prozesses nahe. Zu diesem Zweck werden im ersten Schritt nach der Probenreinigung die Öffnungen für die p-Kontakt-Ringe sowie diejenigen für die Oberflächenrelief-Ätzung gleichzeitig definiert (Abb. 3.23). Diese beiden Öffnungen sind somit optimal zueinander ausgerichtet. Da der p-Kontakt-Ring bei der späteren Mesaätzung als Ätzmaske dient, sind automatisch auch Lasermesa sowie Oxidapertur perfekt zum Oberflächenrelief justiert.

Die bei der Laserherstellung verwendete Fotomaske zur lithographischen Belichtung enthält Arrays mit drei verschiedenen Laserdurchmessern. Die gewählten Mesadurchmesser betragen 22, 24 und 26 µm, was im vorliegenden Fall aktiven Durchmessern von 6, 8 und 10 µm entspricht. Des Weiteren wurden die Verkippungswinkel der linearen Arrays variiert. Da die Arrays zur erfolgreichen Partikelablenkung die gesamte Kanalbreite abdecken müssen (Abb. 2.21), erfordert ein kleinerer Verkippungswinkel natürlich eine höhere Anzahl an Lasern pro Reihe. Für die meisten Laseranordnungen sind Oberflächenreliefs vorgesehen, in jeder Einheitszelle sind jedoch auch Standard-VCSEL als Referenz vorgesehen. Die schematische Übersicht einer Einheitszelle ist in D.1 zu finden.

Die Definition von p-Kontakt-Ring und Oberflächenrelief geschieht mittels eines PMGI (Polydimethylglutarimid)-Lackes. Dieser Lack hat den Vorteil, dass er sowohl gegen Aceton als auch gegen die in den meisten Fotolacken enthaltenen Lösungsmittel unempfindlich ist. Dadurch kann die im PMGI-Lack definierte Struktur über mehrere aufeinanderfolgende Lackprozesse erhalten bleiben, was mit Novolak-basierten Fotolacken nicht möglich wäre. PMGI-Lack wird mit Licht im tief-ultravioletten (engl. deep ultra violet, DUV) Wellenlängenbereich belichtet. Ein strukturierter Novolak-basierter AZ-Lack dient dabei als Belichtungsmaske, da bei dem DUV-Belichter keine Fotomaske eingesetzt werden kann. Abbildung 3.24 zeigt eine schematische Draufsicht sowie eine Mikroskopaufnahme der resultierenden Lackstruktur.

Im nächsten Schritt wird die zusätzlich aufgewachsene Antiphasenschicht in dem zu Beginn definierten Bereich entfernt (Abb. 3.25). Dazu wird eine Ätzlösung aus Zitronensäure und Wasserstoffperoxid im Verhältnis $30:1$ verwendet, was eine Ätzrate von etwa 1,1 nm/s ergibt. Neben den Oberflächenrelieflasern werden auch sogenannte Standardbauteile hergestellt, bei denen die Antiphasenschicht in einem zusätzlichen Prozessschritt ganzflächig entfernt wird. Nach der Oberflächenrelief-Ätzung folgt die p-Metallisierung. Da die Ringe



Abbildung 3.23: Prozessierung von integrierbaren Top-Emittern: Im ersten Prozessschritt werden die Öffnung für den p-Ring-Kontakt und die Öffnung für das Oberflächenrelief gleichzeitig definiert. Der strukturierte AZ-Lack dient als Belichtungsmaske für den PMGI-Lack. Weitere Schritte sind in den Abbildungen 3.25 bis 3.34 illustriert.

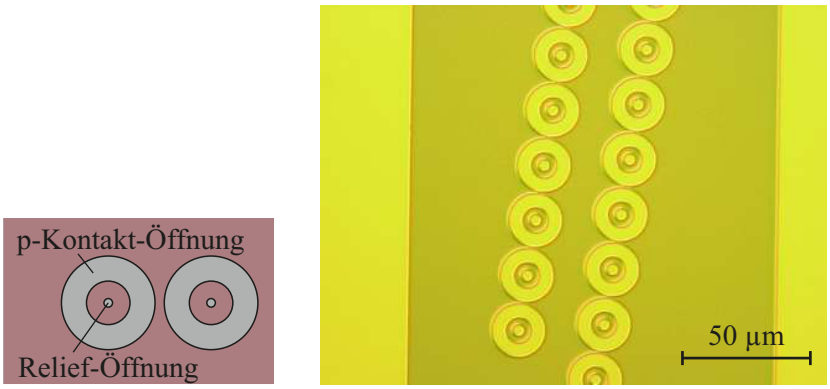


Abbildung 3.24: Schematische Draufsicht (links) und Mikroskopaufnahme (rechts) des wie in Abb. 3.23 strukturierten PMGI-Lackes.

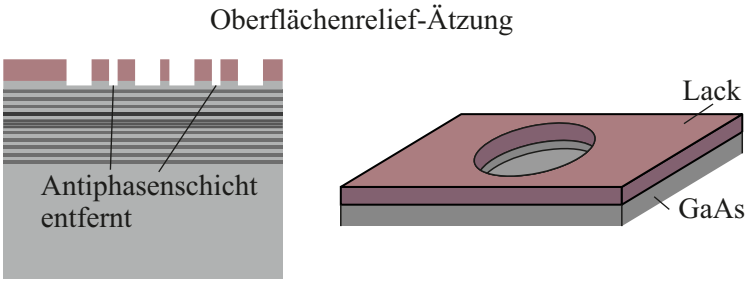


Abbildung 3.25: Selektives Entfernen der Antiphasenschicht durch Oberflächenätzung im Laserzentrum. Links: schematische Seitenansicht, rechts: Illustration von schräg oben.

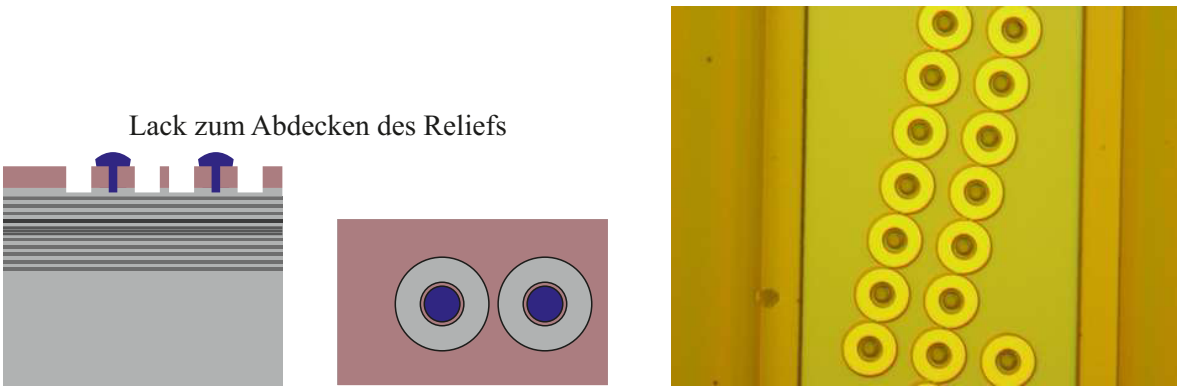


Abbildung 3.26: Schützen des Oberflächenreliefs, damit dieses beim anschließenden Metallisieren nicht bedeckt wird. Rechts: Mikroskopaufnahme der Strukturen mit abgedeckten Relieföffnungen (Skala wie in Abb. 3.24 rechts).

hierfür bereits definiert sind (Abb. 3.23), müssen nur noch die Relief-Öffnungen abgedeckt werden (Abb. 3.26). Nach dem Aufdampfen der für den p-Kontakt notwendigen Metalle Titan, Platin und Gold folgt ein Lift-off, bei dem auch der PMGI-Lack entfernt wird (Abb. 3.27). Da der PMGI-Lack keine negativen Flanken besitzt, werden auch seine Flanken etwas mit Metall bedeckt. Dadurch verbleibt nach dem Lift-off ein Goldrand außen am p-Kontakt-Ring (Abb. 3.28).

Vor der anschließenden Mesaätzung werden die Laserfacetten mit einem stabilen Fotolack abgedeckt (Abb. 3.29). Das robuste Metall des p-Kontakts dient bei der Ätzung (Abb. 3.30) als Ätzmaske, sodass später Mesa, Stromblende, p-Kontakt und Oberflächenrelief exakt zueinander justiert sind.

Um gleichzeitig dicht gepackte VCSEL mit möglichst steilen Flanken und eine sehr tiefe Grabenätzung mit möglichst flachen Flanken erreichen zu können, wird eine Kombination aus Trocken- und Nassätzschritten angewendet. Dazu erfolgt zunächst eine Mesaätzung mittels reaktiven Ionenätzens, wobei die Oxidationsschicht freigelegt wird. Bei Abständen zwi-

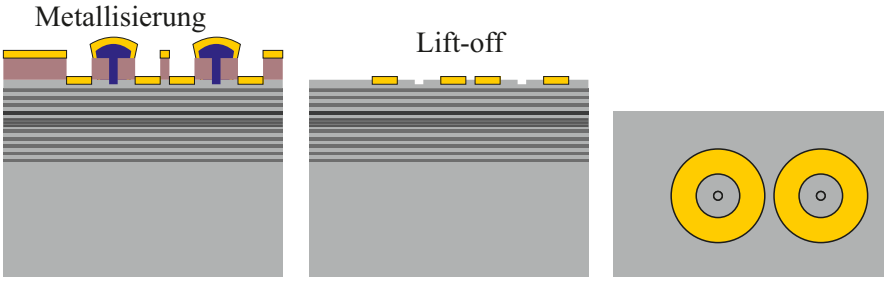


Abbildung 3.27: Nach der Metallisierung mittels Elektronenstrahlverdampfens wird der gesamte Lack sowie das darauf befindliche Metall abgelöst, sodass nur noch die p-Kontakt-Ringe stehen bleiben.

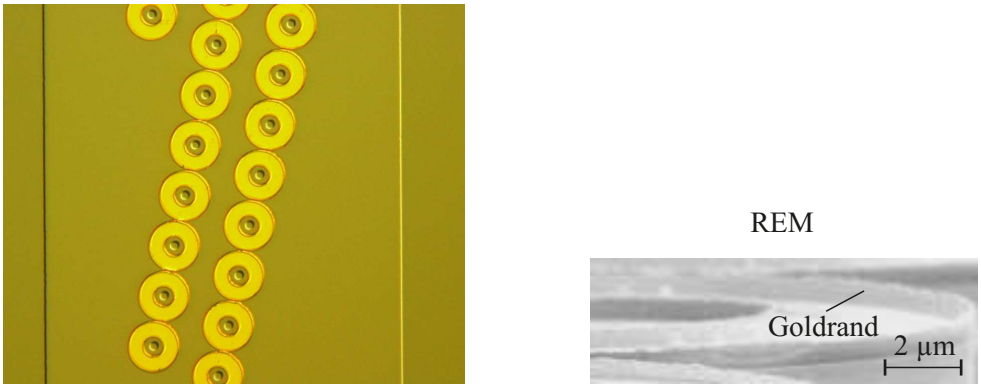


Abbildung 3.28: Links: Mikroskopaufnahme der Struktur mit metallisierten p-Kontakt-Ringen (Skala wie in Abb. 3.24 rechts). Rechts: Nach dem p-Kontakt-Lift-off bleibt ein Teil der Metallisierung am Rand der Lasermesa stehen (REM-Aufnahmen).

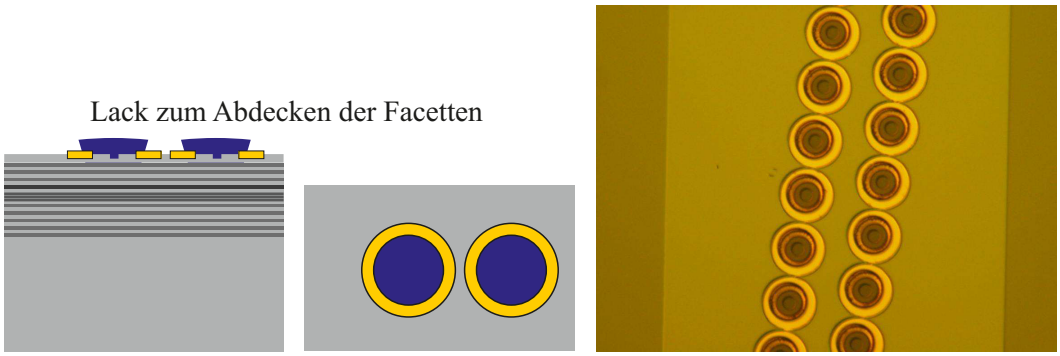


Abbildung 3.29: Die Laserfacetten werden zum Schutz vor dem Trockenätzschritt mit Lack abgedeckt. Rechts: Mikroskopaufnahme der Struktur mit Lack (Skala wie in Abb. 3.24 rechts).

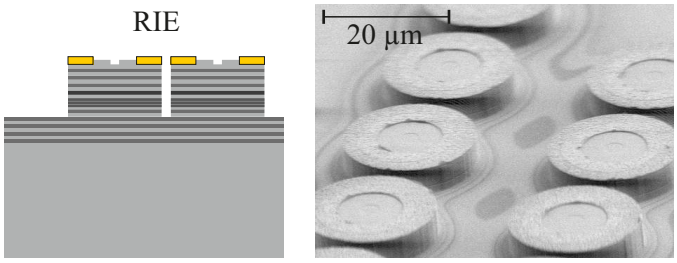


Abbildung 3.30: Die Lasermesen werden mittels reaktiven Ionenätzens definiert. Rechts: REM-Aufnahme eines trockengeätzten VCSEL-Arrays.

schen zwei Bauteilen von nur 2 µm ist es unbedingt notwendig, dass die entstehenden Ätzflanken nahezu senkrecht sind. Üblicherweise wird die Ätzung knapp unterhalb der aktiven Zone gestoppt, sodass gerade die Oxidationsschicht freigelegt ist.

Zur Erzeugung der tiefen Gräben für die Bonddrähte, die zur Kontaktierung der Laser im integrierten Fallenaufbau notwendig sind, ist ein weiterer Ätzschritt erforderlich. Diese Grabenätzung erfolgt nasschemisch, was zu einer starken Unterätzung der Ätzmaske führt. Diese Tatsache und die Abhängigkeit der Ätzrate von der Materialzusammensetzung sorgen für eine keilförmige Ätzung der Seitenwände [134], wie in Abb. 3.31 gezeigt. Bei dieser geätzten Struktur liegt die Keilspitze bei der Oxidationsschicht. Dieser keilförmige Unterschnitt erschwert alle nachfolgenden Prozessschritte, wie beispielsweise die Passivierung der Flanken. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit eine deutlich tiefere Mesaätzung durchgeführt, sodass die gesamte VCSEL-Struktur bereits in diesem Trockenätzschritt ganz durchgeätzt wird (ca. 8,8 µm). Die anschließende nasschemische Ätzung erfolgt damit in reinem GaAs, sodass sich keine unterschiedlichen Ätzraten ergeben.

Nach der Definition der Lasermesen werden die Proben in einen Oxidationsofen eingeschleust. Der Ofen ist auf eine Temperatur von etwa 380°C geheizt und wird mit heißem Wasserdampf gespült, wobei Stickstoff als Trägergas dient. Durch den im Wasserdampf enthaltenen Sauerstoff wird die Oxidationsschicht mit 98 % Aluminiumgehalt von außen nach innen oxidiert (Abb. 3.32). Durch die in der Mitte der Laserstruktur verbleibende leitfähige runde Blende wird dort der Strom gebündelt. Infrarotmikroskopaufnahmen von auf diese Weise erzeugten Stromblenden sind ebenfalls in Abb. 3.32 eingefügt.

Anschließend werden die Laserflanken in einem ersten Passivierungsschritt mit Polyimid abgedeckt (Abb. 3.33). Sie werden auf diese Weise elektrisch und mechanisch geschützt. Vor dem nasschemischen Ätzen zur Erzeugung der tiefen Gräben wird der nicht zu ätzende Bereich mit einem Fotolack abgedeckt. Die Vertiefung der Ätzgräben erlaubt es, ausreichend Raum für Bonddrähte zur Verfügung zu stellen, sodass sie keinen Einfluss auf den Abstand

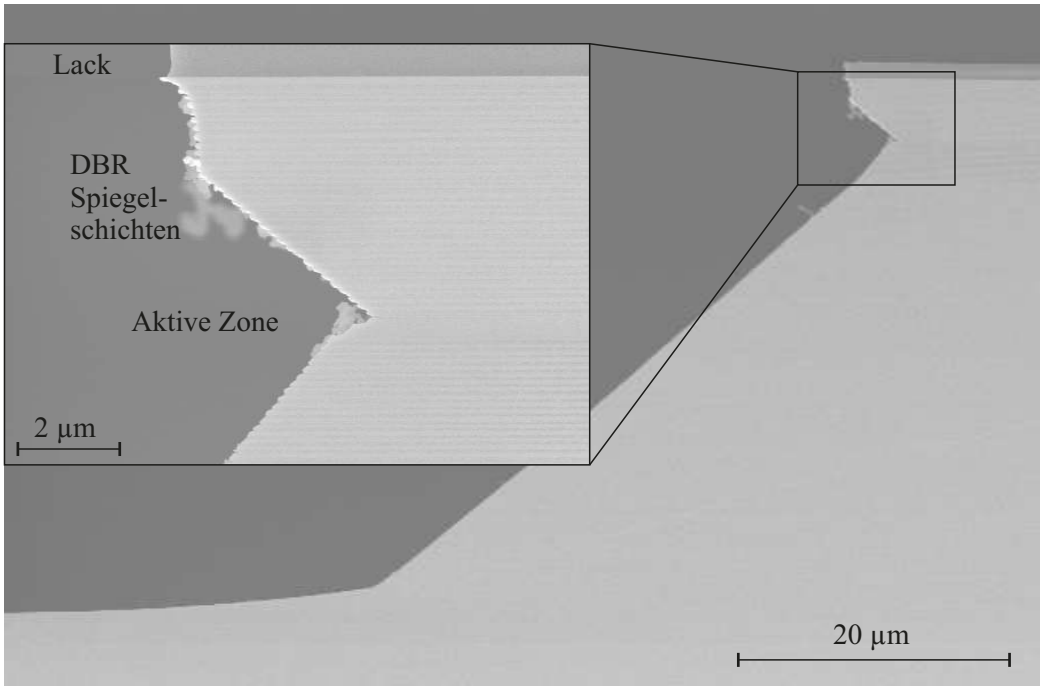


Abbildung 3.31: Aufgrund der unterschiedichen Ätzraten in den verschiedenen Schichten entsteht beim tiefen Nassätzen ein starker Unterschnitt.

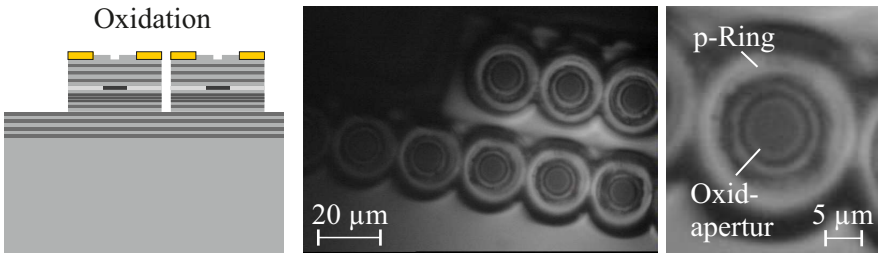


Abbildung 3.32: Die Oxidationsschichten werden in einer Wasserdampf- / Stickstoffatmosphäre oxidiert, bis eine runde Blende in der Mitte bleibt. Die beiden rechten Bilder zeigen Infrarotmikroskopaufnahmen solcher Oxidblenden bei den hergestellten VCSELn.

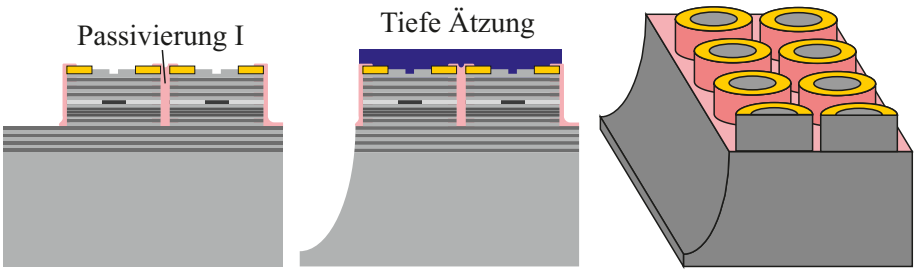


Abbildung 3.33: Passivierung der Laserflanken. Anschließend werden neben den Laserarrays nasschemisch tiefe Bondgräben für die elektrische Kontaktierung erzeugt.

zwischen Lasern und mikrofluidischem Kanal haben. Diese Gräben sollten etwa 35 µm tief sein. Eine größere Ätztiefe würde die weiteren lithographischen Schritte zusätzlich erschweren. Unter Verwendung eines stabilen Fotolackes und mittels mehrerer Ätzschritte wäre es möglich, diese Gräben durch reaktives Ionenätzen herzustellen. Allerdings ist es beim Trockenätzen schwierig, positive Ätzflanken zu erzielen. Die Flanken sollten positiv sein, um weitere Prozessschritte auf diesen Flanken zu ermöglichen. Beim nasschemischen Ätzen dagegen ergeben sich in GaAs automatisch positive Ätzflanken, sodass diese Methode bevorzugt wird. Vor dem nasschemischen Ätzen muss dafür gesorgt werden, dass die Säure die Laserschichten nicht seitlich angreifen kann. Andernfalls werden die Laserzylinder stark beschädigt oder sogar komplett entfernt. Da die senkrechten Ätzflanken mit den üblicherweise verwendeten Lacken nur schwer zuverlässig abgedeckt werden können, werden die Mesaflanken mit Polyimid passiviert, welches die Flanken deutlich besser abdeckt als herkömmliche Lacke. Anschließend kann mit einer sehr einfachen Lackmaske, die im Grunde aus Streifen besteht, die tiefe Grabenätzung durchgeführt werden. Diese Ätzung erfolgt durch eine Mischung aus $H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O$ im Verhältnis 1 : 6 : 40. Die damit erreichte Ätzrate beträgt etwa 1,1 µm pro Minute.

Im nächsten Schritt werden die geätzten Gräben großflächig elektrisch passiviert (Abb. 3.34). Die Passivierung verhindert, dass die Zuleitungen zu den p-Kontakten, die in die Gräben gelegt werden, auch das n-dotierte Gebiet (unterer Braggspiegel und Substrat) kontaktieren. Die Schwierigkeit liegt hier in einer ausreichenden Bedeckung der Kanten. Bei den vorliegenden Bauteilen wurden die Kanten mit einem relativ dünnen Polyimid abgedeckt, da sonst das Polyimid in den Gräben sehr dick und schwieriger zu prozessieren wäre. Im weiteren Verlauf der Prozessierung zeigte sich jedoch, dass das aufgebrachte Polyimid die Kanten nicht auf der ganzen Probe zufriedenstellend passivieren konnte. Besonders bei nachfolgenden Backschritten riss das Material an vielen Stellen auf, sodass Lücken in der Passivierung entstanden.

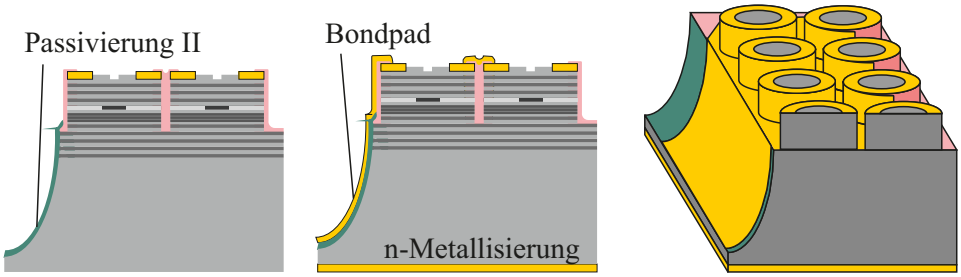


Abbildung 3.34: Die Bondgräben werden nach dem Ätzen passiviert. Über dieser Passivierung wird dann eine Metallisierung strukturiert, die den p-Kontakt nach unten in den Graben führt und die Laser über Bondpads kontaktierbar macht. Zur Fertigstellung wird ein ganzflächiger n-Kontakt auf die Probenrückseite aufgebracht.

Über der Passivierung werden Bondpads aufgebracht. Mit einem sehr dicken Negativlack und sehr kleinem Abstand zwischen Probe und Fotomaske ist es möglich, trotz der extremen Topologie Bondflächen lithographisch zu strukturieren. Sie bieten eine metallisierte Fläche zum späteren Anbringen der Bonddrähte und stellen außerdem die Verbindung zu den p-Kontakt-Ringen auf den Laseroberseiten her. Das erwähnte Passivierungsproblem wirkt sich auch negativ auf das Bondpadmetall aus: Einerseits weist das Metall aufgrund des darunter liegenden gerissenen Polyimids ebenfalls Risse auf. An den Stellen, an denen der Kontakt noch durchgängig ist, besteht andererseits die Gefahr, dass das Metall auch einen elektrischen Kontakt zum n-Gebiet herstellt und so einen Kurzschluss zwischen p- und n-Gebiet erzeugt. Aus diesen Gründen ist die Ausbeute bei den unter Verwendung von Polyimid hergestellten Bauteilen bisher sehr gering. Die resultierenden Laserarrays hatten zwar beinahe durchweg eine gute Ausgangscharakteristik, aufgrund von mangelhaftem elektrischen Verhalten waren jedoch insgesamt nur etwa 10 % der Arrays integrierbar. Für die zukünftige Herstellung integrierbarer Top-Emitter wurden Untersuchungen durchgeführt, um die Passivierung unter der großflächigen Metallisierung zu verbessern. Auf Basis von Versuchsreihen wurde eine optimale Dicke beziehungsweise Aufschleudergeschwindigkeit für das Polyimid festgelegt. Auch aufgesputterte Dielektrika bieten eine Möglichkeit zur Passivierung, sind hier jedoch aufgrund der geringen Dicke und der Schichtbeschaffenheit nicht geeignet. Die empirisch ermittelten optimalen Prozessparameter für die Herstellung der Top-Emitter-Laserchips sind in Anhang E.1 zusammengefasst.

Abbildung 3.35 zeigt die Lasermikroskopaufnahme einer fertiggestellten VCSEL-Anordnung. Sie besteht aus je drei linearen Arrays pro Ablenkrichtung. Gut zu erkennen sind ebenfalls die Bondpads, die nach oben und unten in die geätzten Gräben führen. Sind die Proben bis zu diesem Punkt prozessiert, können die Laserchips mit der Wafersäge auf Chipgrößen von $1{,}8 \times 0{,}6\,\mathrm{mm}^2$ vereinzelt und auf die Laserchipträger aufgelötet werden.

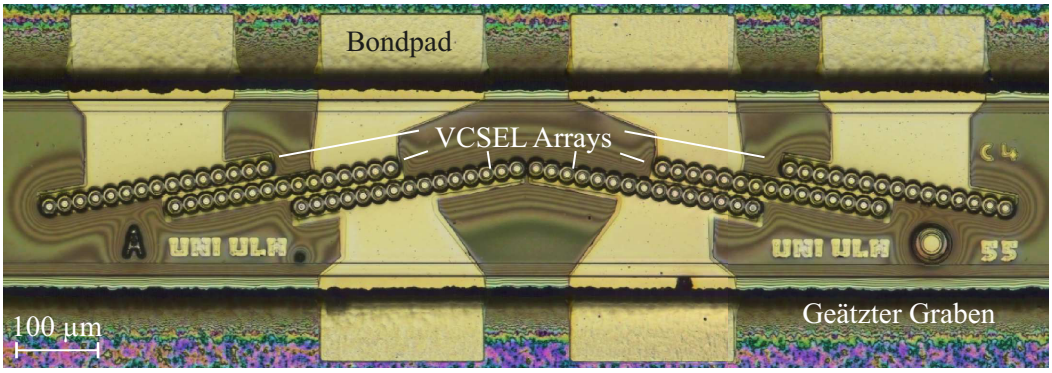


Abbildung 3.35: Lasermikroskopaufnahme einer fertiggestellten Anordnung von Sortierlasern. Von den sechs linearen Arrays führen Bondpads in die geätzten Gräben.

Der Vollständigkeit halber sollte hier erwähnt werden, dass auch der Herstellungsprozess für ganzflächig emittierende rechteckige VCSEL analog zu dem der Top-Emitter-Arrays angepasst werden kann. Es könnten auch hier tiefe Gräben zur Kontaktierung erzeugt werden, sodass auch die länglichen Laser in der miniaturisierten optischen Falle integriert werden könnten. Die dazu notwendige Prozessierung erfordert jedoch einen neuen Fotomaskensatz sowie umfangreiche Untersuchungen im Vorfeld. Darüber hinaus muss beachtet werden, dass die hier verfügbaren rechteckigen VCSEL nicht lang genug sind, um die hergstellten mikrofluidischen Kanäle abzudecken. Im Rahmen der angepassten VCSEL-Prozessierung müsste daher auch das VCSEL-Layout neu entwickelt werden. Dabei können beispielsweise zwei bis drei rechteckige VCSEL dicht aneinandergereiht werden.

3.2.3 Strukturierte Träger zur Integration der epitaxieseitig emittierenden Laserchips

Besonders bei Arrays aus mehreren gleichzeitig betriebenen VCSELn ist es sinnvoll, die Laserchips auf strukturierte Träger zu montieren. Diese sollen zwei verschiedenen Zwecken dienen. Zum einen werden sie mit Leiterbahnen versehen, um den elektrischen Kontakt nach außen zu führen. Gleichzeitig sollen sie die Abfuhr der entstehenden Wärme aus dem Laserchip erleichtern. Bei der Wahl des Materials für die Laserchipträger muss also darauf geachtet werden, dass das Material elektrisch isoliert und gleichzeitig eine gute thermische Leitfähigkeit aufweist. Des Weiteren soll der Träger lithographisch strukturierbar sein, um die Herstellung von Leiterbahnen zu ermöglichen. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit undotierte Siliziumwafer mit einem hohen spezifischen Widerstand ($\rho > 15\,\mathrm{k\Omega cm}$) und einer Dicke von 380 µm verwendet. Die Herstellung gestaltet sich folgendermaßen: Das

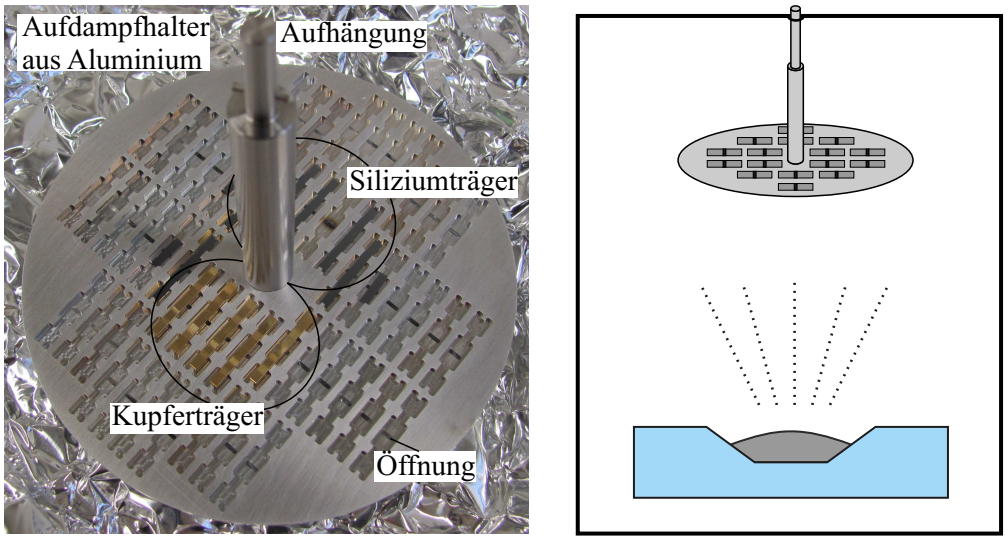


Abbildung 3.36: Links: Aluminiumhalter zum Metallisieren der Laserchipträger. Rechts: Schematische Seitenansicht der Kammer zum Aufdampfen des Metalls. Die Proben werden nur durch die Öffnungen mit Indium bedampft.

Silizium wird nasschemisch gereinigt und mit Aluminiumoxid beschichtet. Danach werden auf dem Oxid metallische Kontakte strukturiert. Wie bei den VCSELn werden auch hier mehrere Trägerstrukturen auf einem Wafer hergestellt. Die Leiterbahnen auf den Trägern sind 200 µm breit, und der Abstand zwischen zwei Bahnen beträgt 100 µm. Nach dem letzten Prozessschritt werden die Träger mit der Wafersäge vereinzelt. Die Abmessungen eines einzelnen Trägers betragen etwa 2,5 × 18 mm^2. Nach dem Vereinzeln werden in der Mitte der Strukturen rechteckige Indiumflächen mittels einer sogenannten Schattenmaske aufgedampft. Die hier verwendete Schattenmaske ist ein spezieller Aufdampfhalter aus Aluminium und besitzt Vertiefungen, in welche die vereinzelten Proben eingelegt werden (Abb. 3.36). In der Mitte jeder Vertiefung ist eine rechteckige Öffnung, sodass die Proben dort mit Indium bedampft werden. Der Rest der Probe ist während der Metallisierung durch den Aluminiumhalter von dem verdampften Metall abgeschattet. Alle Prozessschritte sowie die gewählten Parameter sind in Anhang E.3 aufgeführt.

Ein fertiggestellter Siliziumträger ist schematisch in Abb. 3.37 gezeigt. Das große mit Indium bedeckte Rechteck in der Mitte dient später als Lötfläche für den Laserchip, sodass der rückseitige n-Kontakt über die mittlere Leiterbahn angesteuert werden kann. Daneben befinden sich auf jeder Seite vier Leiterbahnen, die nach dem Auflöten des Laserchips über Bonddrähte mit den Bondpads auf dem Chip verbunden werden. Die Leiterbahnen führen nach außen, sodass sie auch nach der Integration mit dem mikrofluidischen Chip noch gut zugänglich sind. Diese Leiterbahnen werden durch Lithographie, Aufdampfen von Titan und

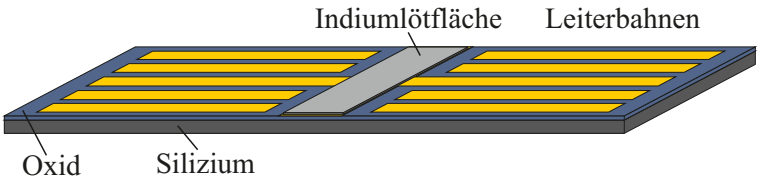


Abbildung 3.37: Fertiggestellter Siliziumträger zum Aufbau eines epitaxieseitig emittierenden Laserchips. Die nach außen führenden Leiterbahnen erlauben später ein einfaches Kontaktieren der Laser.

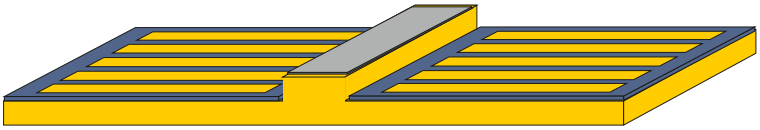


Abbildung 3.38: Vergoldete Kupferwärmesenke mit Erhöhung zum Auflöten des Laserchips. Mit Leiterbahnen versehenes Silizium dient dazu, die Kontakte nach außen zu führen.

Gold und Lift-off strukturiert und anschließend galvanisch verstärkt. Um die Wärmeabfuhr während des Laserbetriebs zu verbessern, besteht die Möglichkeit, den Siliziumträger auf eine vergoldete Kupferwärmesenke aufzukleben. Dieser zusätzliche Schritt steigert jedoch Kosten und Aufwand.

In einem weiteren Ansatz wird der Laserchip direkt auf eine Kupferwärmesenke aufgelötet, in deren Zentrum sich eine dafür vorgesehene Erhöhung befindet (Abb. 3.38). Diese Erhöhung wird vor dem Auflöten durch eine Schattenmaske mit Indium bedampft (Abb. 3.36). Mit Leiterbahnen versehenes isolierendes Silizium wird links und rechts von dieser Erhöhung angebracht. Das Silizium dient dann nicht mehr als Träger, sondern nur noch dazu, die Kontakte nach außen zu führen. Durch den direkten Kontakt des Laserchips mit dem Kupfer wird eine effizientere Wärmeabfuhr erwartet.

3.2.4 Zusammenfügen von Laserchip und Chipträger

Nach der Herstellung der Laserchips und der Chipträger werden diese beiden Komponenten zusammengefügt. Im Fall der epitaxieseitig emittierenden Laserarrays bietet sich dafür der in Abb. 3.39 schematisch gezeigte Aufbau an. Zu Beginn wird der Laserchip auf der dafür vorgesehenen Indiumlötfläche des Trägers abgelegt. Mittels des Fresnelspiegels wird das Licht der Halogenlampe, die sich unter der Probenkammer befindet, an der Position der Probe gebündelt. Durch Erhöhen des Lampenstroms steigt die Probentemperatur, bis das Indium langsam aufschmilzt. Sein Schmelzpunkt liegt bei ungefähr 156°C [135]. Indem der Träger permanent durch ein Stereomikroskop beobachtet wird, kann das Erreichen des Schmelz-

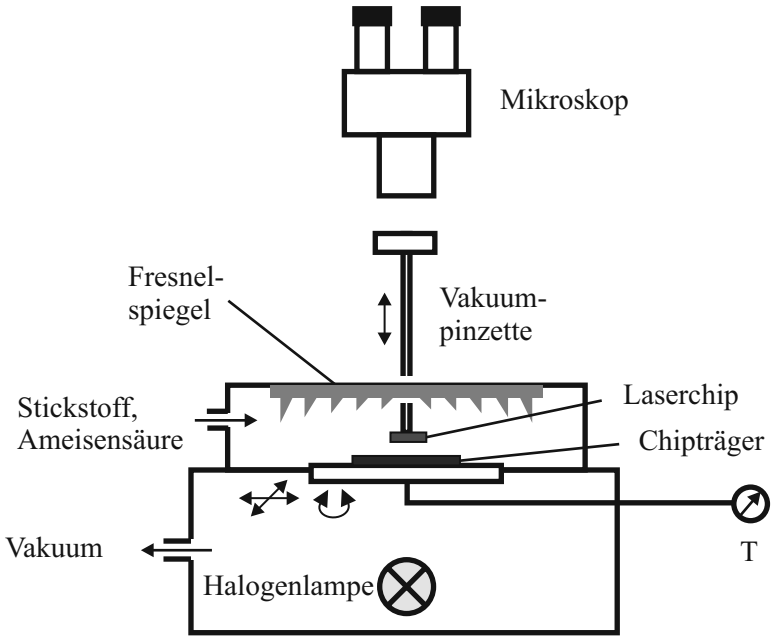


Abbildung 3.39: Aufbau zur Verbindung der oberflächenemittierenden Laserchips mit den Siliziumträgern. Der Laserchip wird mit einer Vakuumpinzette leicht auf die Indiumlötfläche gedrückt, während das Indium mittels einer Lampe erhitzt wird.

punkts optisch kontrolliert werden. Der Laserchip wird dann mit der Vakuumpinzette leicht nach unten gedrückt, um so eine bessere Lötverbindung zu erreichen. Während des gesamten Lötvorgangs wird die Kammer mit einem Flussmittel aus Ameisensäure (Methansäure, HCOOH) und Stickstoff gespült, um ein Oxidieren der Metalle zu verhindern. Abbildung 3.40 zeigt zwei aufgelötete Laserchips. Der Chip in der linken Aufnahme wurde direkt auf den Siliziumträger gelötet. Rechts dagegen ist ein Chip zu sehen, der, wie oben beschrieben, direkt auf eine vergoldete Kupferwärmesenke aufgelötet wurde. Auf dem Kupfer befinden sich zwei Siliziumstücke mit Leiterbahnen, mit Abmessungen von etwa 2,5 $\times$ 8 mm^2. Auch hier sind die Leiterbahnen 200 µm breit und mit 100 µm Abstand angeordnet. Abbildung 3.41 zeigt eine vergrößerte Mikroskopaufnahme des Laserchips in Abb. 3.40, links. In der Mitte befindet sich der Laserchip mit den VCSEL-Arrays. Das Indium, das als Lot verwendet wurde, ist als helle Fläche darunter zu erkennen. Darunter wiederum (ebenfalls sichtbar) befindet sich eine rechteckige metallisierte Fläche, von der aus Leiterbahnen den n-Kontakt nach außen führen. Großflächig unter den Leiterbahnen ist die Passivierungsschicht aus Aluminiumoxid zu erkennen. Auf die Bondpads, die den elektrischen Kontakt von den Laseroberseiten nach unten in die Gräben führen, sind 25 µm dünne Bonddrähte aufgebracht. Sie verbinden die Bondflächen mit den Leiterbahnen auf dem Chipträger.

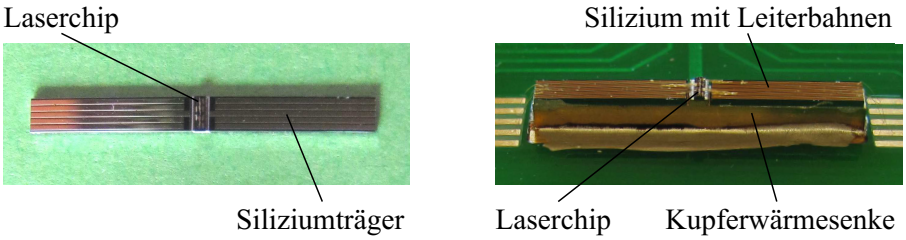


Abbildung 3.40: Laserchips nach dem Auflöten auf einen Silizium- (links) und einen vergoldeten Kupferträger (rechts). Beide Träger sind 18 mm lang. Auf dem Siliziumträger befinden sich Leiterbahnen, die den Kontakt von der Mitte nach außen führen. Auf die Kupferwärmesenke wurden links und rechts mit Leiterbahnen versehene Siliziumstücke aufgeklebt.

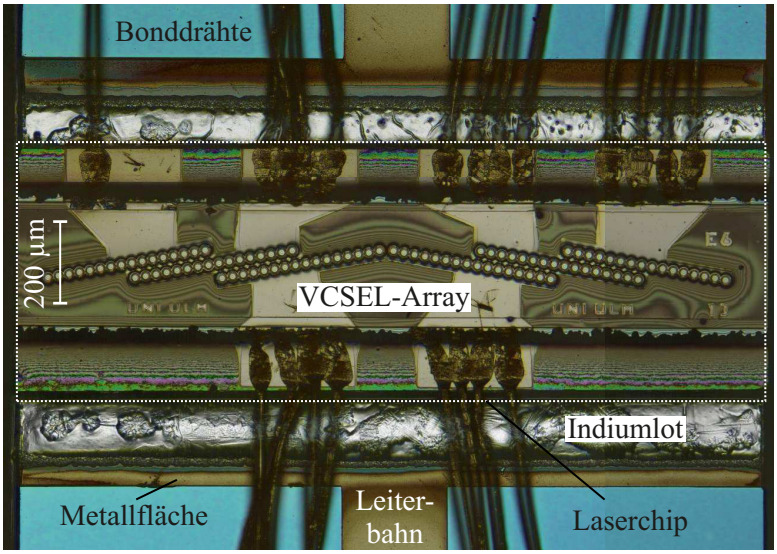


Abbildung 3.41: Mikroskopaufnahme des Ausschnitts aus Abb. 3.40, links. Zu sehen sind der Laserchip, Bonddrähte und ein Teil der Leiterbahnen.

3.3 Herstellung von substratseitig emittierenden Laserdioden für einen hochintegrierten Fallenaufbau

Der zweite Integrationsansatz sieht den Einsatz von Bottom-Emittern vor. Diese werden oft so entworfen, dass die Laserstrahlung das dicke Substrat passiert. Dies bedeutet allerdings, dass die Wellenlänge groß genug sein muss, um Absorption im Substrat zu vermeiden. Sie sollte mindestens 50 nm über der Bandkantenwellenlänge liegen, was bei GaAs-Substrat einer minimalen Wellenlänge von etwa 920 nm entspricht. Bei Bottom-Emittern kann der p-Kontakt die gesamte Mesaoberseite abdecken, sodass der Mesadurchmesser niedriger als bei Top-Emittern gewählt werden kann und so die Bauteilabstände in dieser Arbeit auf bis zu 18 µm reduziert wurden. Ein zusätzlicher Vorteil des ganzflächigen Kontakts besteht in der homogeneren Stromverteilung.

Da für das Prinzip der integrierten optischen Falle der Abstand zwischen Lasern und Kanal minimiert werden muss, wurde in dieser Arbeit das Substrat vollständig entfernt. Daher war es nicht notwendig, von der üblicherweise verwendeten Wellenlänge von 850 nm abzuweichen. Damit bietet substratseitige Emission eine gute Möglichkeit, die Laser sehr nah an den mikrofluidischen Chip zu bringen, ohne die Schwierigkeit der elektrischen Kontaktierung. Die für die Bottom-Emitter-Herstellung epitaktisch gewachsenen Schichten sind in Abschnitt C.2 zusammen mit den gewählten Dotierprofilen aufgelistet.

Sowohl p- als auch n-Kontakt wird auf der Epitaxieseite des Wafers strukturiert („einseitige Kontakte“). Die Laserchips werden später kopfüber auf einen mit Leiterbahnen versehenen Träger aufgelötet. Dadurch nimmt die Kontaktierung keinen zusätzlichen Platz in Anspruch, sodass der Laserchip direkt mit dem Fluidikchip integriert werden kann. Abbildung 3.42 zeigt die schematische Zeichnung dieses Integrationsansatzes.

Wie bei den Top-Emittern werden auch bei dem Integrationsansatz mit Bottom-Emittern Laserchips sowie Chipträger hergestellt. Die dafür notwendigen Schritte und die Prozessparameter sind im Anhang in den Abschnitten E.2 und E.4 zu finden.

3.3.1 Herstellung der substratseitig emittierenden Laserchips

Das epitaktische Wachstum der Schichtstruktur zur Realisierung von Bottom-Emittern ist dem der Top-Emitter sehr ähnlich. Im Gegensatz zu diesen ist hier allerdings die Zahl der

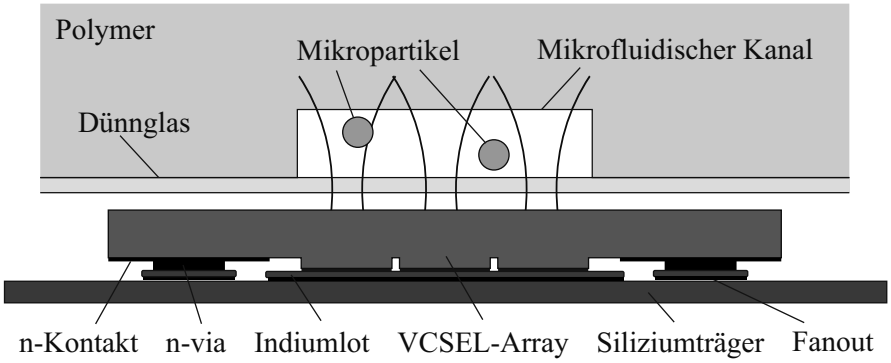


Abbildung 3.42: Schematische Seitenansicht eines substratseitig emittierenden Laserarrays, integriert mit dem mikrofluidischen Chip. Der Laserchip ist mittels Indiumlot elektrisch mit einem Siliziumträger verbunden.

n-dotierten (23) statt der p-dotierten Spiegelpaare (38,5) reduziert, um effiziente Laseremission zu ermöglichen. Bei Bottom-Emittern ist das Einbringen von Oberflächenreliefs deutlich schwieriger als bei den Top-Emittern. Eine Möglichkeit bestünde darin, die Reliefs nach dem Entfernen des Substrats zu strukturieren. Dies erfordert allerdings Lithographie, gefolgt von einem Ätzschritt, was die extrem dünnen Laserchips stark gefährdet. Werden dagegen Reliefs an der Schichtoberseite (was nach dem Auflöten der Chipunterseite entspricht) strukturiert, befindet sich das Relief auf der Seite mit der deutlich höheren Anzahl an Spiegelschichten, sodass das Relief kaum einen Einfluss auf den Schwellgewinn hat. Aus Abb. 3.43 ist ersichtlich, dass selbst bei nur 30 Spiegelpaaren durch Aufbringen einer Antiphasenschicht lediglich eine Verdopplung des Schwellgewinns erzielt werden kann, während bei den Top-Emittern theoretisch ein Schwellgewinnverhältnis von 8 erzielt werden könnte (Abb. 2.19). Bei noch dickeren Spiegeln hat eine solche Schicht beinahe keine Auswirkung mehr auf den Schwellgewinn, sodass darauf verzichtet wurde. Darüber hinaus zeichnet sich die Schichtstruktur in einem weiteren Punkt aus. Direkt über dem Substrat werden zwei 100 nm dicke Ätzstoppschichten aus AlAs, die eine 100 nm dicke Schicht aus GaAs umgeben. Sie erleichtern später das Entfernen des Substrats, indem sie dafür sorgen, dass die Ätzung an den richtigen Stellen gestoppt wird.

Bei der Prozessierung integrierbarer substratseitig emittierender Sortierlaser ähneln viele Prozessschritte denen, die bei der Herstellung epitaxieseitig emittierender Laser zum Einsatz kommen. Diese werden hier nur kurz angesprochen. Die Prozessierung ist schematisch in den Abbildungen 3.44 bis 3.47 dargestellt. Sie beginnt nach der Probenreinigung mit einem lithographischen Schritt (a), gefolgt von ganzflächiger Metallisierung (b) und Lift-off-Prozess (c) zur Definition der p-Kontakte. Da die Laseremission hier an der Rückseite erfolgt, müssen die p-Kontakte nicht wie bei den epitaxieseitig emittierenden Laserdioden

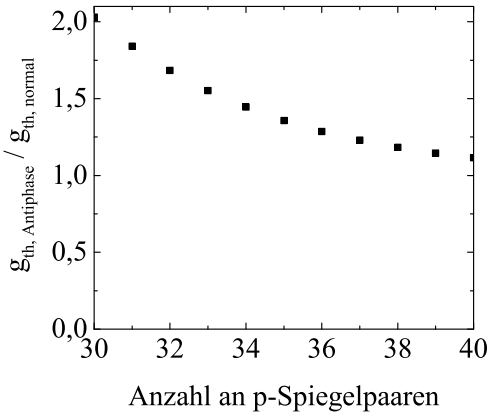


Abbildung 3.43: Verhältnis aus den berechneten Schwellgewinnen mit und ohne Antiphasenschicht auf der Seite des p-Spiegels, in Abhängigkeit von der Anzahl der Spiegelpaare.

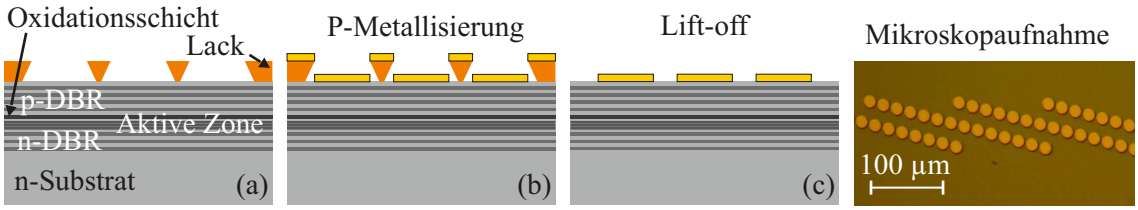


Abbildung 3.44: Prozessierung von Bottom-Emittern: Mittels Lithographie werden kreisförmige p-Kontakte definiert. Die benötigten Metalle werden aufgedampft und bleiben nach dem Lift-off als Kreise stehen. Weitere Prozessschritte folgen in den Abbildungen 3.45 bis 3.47.

eine Öffnung aufweisen und als Ring strukturiert werden. Das p-Kontakt-Metall wird daher kreisförmig strukturiert, wie in der Mikroskopaufnahme in Abb. 3.44 gezeigt. Es dient gleichzeitig als stabile Ätzmaske für das anschließende Trockenätzen (d), welches möglichst geringe Bauteilabstände gewährleisten soll. Bei diesem Ätzschritt muss darauf geachtet werden, dass die Ätzung bis ins n-Gebiet vordringt, damit der n-Kontakt später nach oben geführt werden kann. Direkt nach dem Ätzen werden mittels Oxidation die Stromblenden erzeugt (e). Da die Lasermesen zuvor bereits ganzflächig metallisiert wurden, ist es nicht möglich, die Oxidblenden der Laser mit dem Infrarotmikroskop zu betrachten. Aus diesem Grund werden im Verlauf der Prozessierung zusätzlich Referenzstrukturen erzeugt, anhand derer die erzielte Oxidationstiefe bestimmt werden kann. Eine Mikroskopaufnahme dieser Referenzstrukturen ist ganz rechts in Abb. 3.45 zu sehen.

Zum Aufbringen der n-Metallisierung werden lediglich die Laserarraystrukturen abgedeckt und vor der Metallisierung geschützt (f,g). Um die Topologie von etwa 4 µm abzudecken, wird hier ein besonders dicker Fotolack verwendet. Die restliche Fläche der Probe ist nach dem Lift-off mit Metall bedeckt (h). In der Nähe der Laserarrays werden im nächsten Schritt Durchkontaktierungen des n-Kontakts (sogenannte n-vias) erzeugt (i,j), wie auch in der Mikroskopaufnahme in Abb. 3.46 zu erkennen ist. Dabei handelt es sich um kreisförmige Struk-

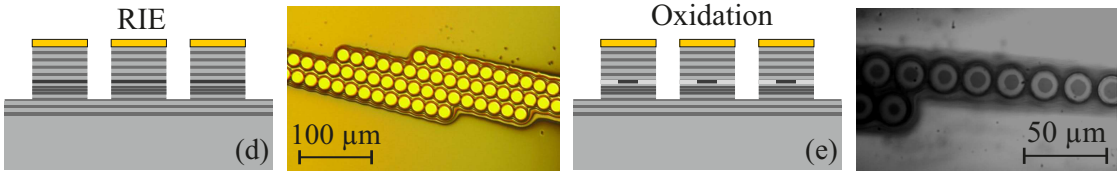


Abbildung 3.45: Das Metall der p-Kontakte dient als Ätzmaske bei der Mesaätzung. Anschließend werden mittels Oxidation die Stromaperturen erzeugt.

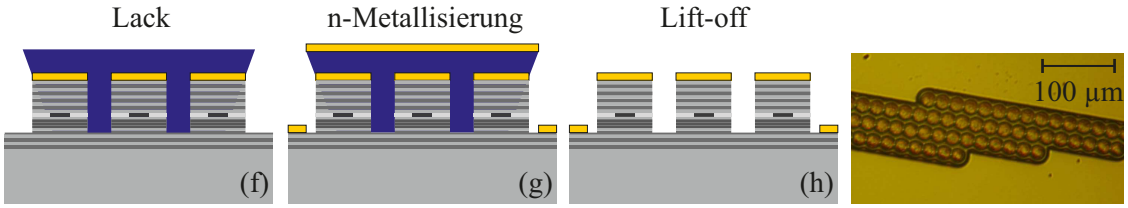


Abbildung 3.46: Die n-Metallisierung bedeckt die ganze Probenfläche, bis auf die Arraystrukturen.

turen, deren Metallisierung mittels Gold-Galvanik bis zur Höhe der Laser verstärkt wird. Dadurch können die Laserchips später stabil auf die Wärmesenken aufgelötet werden. Zur Passivierung der Strukturen wird anschließend ein Polyimid strukturiert (k), das die Lasermesen und die n-vias offen lässt.

Um das spätere Entfernen des Substrats zu beschleunigen, wird die Probe mittels chemisch–mechanischem Polieren vorgedünnt. Die hergestellten substratseitig emittierenden Laser können nicht auf dem Wafer getestet werden, da dafür zunächst das Substrat entfernt werden muss. Nach dem Vereinzeln sind die Laserchips mit Abmessungen von $1{,}5 \times 0{,}8\,\mathrm{mm}^2$ bereit zum Auflöten auf die Siliziumträger.

An dieser Stelle sollte erwähnt werden, dass der Herstellungsprozess für ganzflächig emittierende rechteckige VCSEL nach Abschnitt 2.3.5 analog zu dem der Bottom-Emitter-Arrays angepasst werden kann. Auch die länglichen VCSEL könnten mit substratseitiger Emissi-

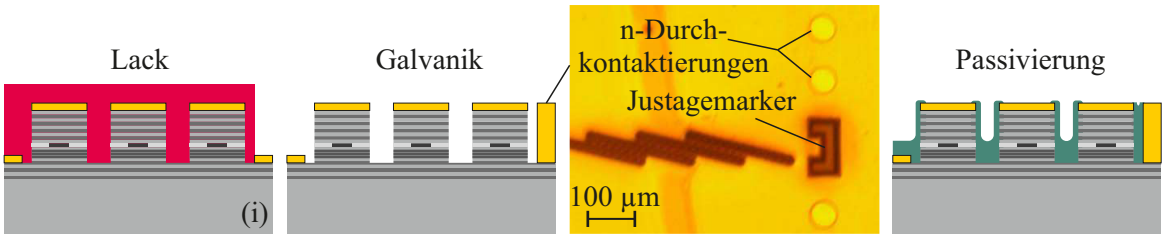


Abbildung 3.47: In der Nähe der Laserarrays werden n-vias erzeugt, deren Höhe der der Laser entspricht. Sie ermöglichen den Zugang zum n-Kontakt. Anschließend werden die Strukturen passiviert.

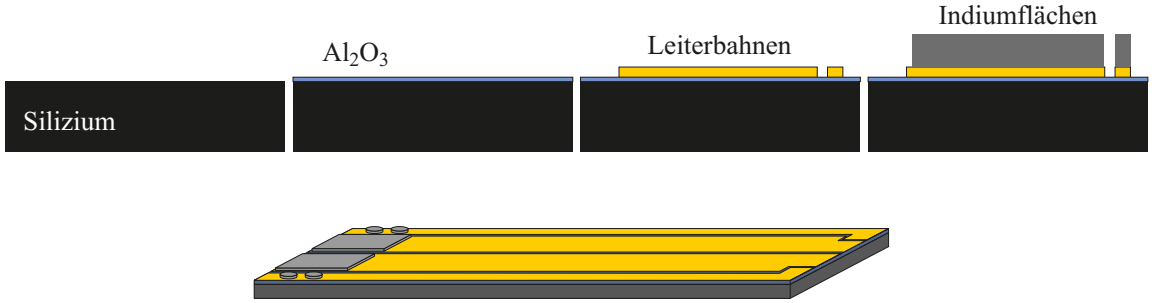


Abbildung 3.48: Chipträger aus Silizium. Oben: Nach der Passivierung der Oberfläche folgt das Aufbringen von strukturierten Leiterbahnen und Indiumlötflächen. Unten: fertiggestellter Chipträger.

on realisiert werden. Mittels Flip-Chip-Auflöten der rechteckigen Laser und Entfernen des Substrats könnten die länglichen Laser auf diese Weise ebenfalls in der miniaturisierten optischen Falle integriert werden. Die notwendige Prozessierung erfordert jedoch umfangreiche Voruntersuchungen, neues epitaktisches Material und einen neuen Fotomaskensatz.

3.3.2 Strukturierte Träger zur Integration der substratseitig emittierenden Laserchips

Die Träger bestehen wie bei den Top-Emittern aus 380 µm dickem hochresistivem Silizium, das zur besseren Isolierung mit Aluminiumoxid beschichtet wird. Ihre Prozessierung ist schematisch in Abb. 3.48 dargestellt. Auf den Trägern werden mittels Lithographie, Aufdampfen und Lift-off Leiterbahnen strukturiert und anschließend mittels Galvanik verstärkt. Die Enden dieser Leiterbahnen auf einer Seite des Trägers (rechts in Abb. 3.48, unten) können später mit Bonddrähten kontaktiert werden. Auf der anderen Seite des Trägers schließen die inneren beiden Leiterbahnen mit großen Metallflächen ab, die anschließend mit Indium beschichtet werden. An den Enden der beiden äußeren Leiterbahnen befinden sich etwas kleinere Metallflächen, auf denen Indiumzylinder mit 50 µm Durchmesser strukturiert werden. Beim Auflöten des Laserchips werden die n-vias zu den Zylindern justiert, die Laserarrays zu den großen Indiumflächen. Alle Laserarrays, die in die gleiche Richtung zeigen, werden dann durch dieselbe Indiumfläche kontaktiert. Gezieltes Ansteuern einzelner Laser oder Laserreihen wäre aufgrund der geringen Bauteilabstände deutlich schwieriger zu realisieren. Das verwendete Indium wird mit einer Dicke von etwa 6 µm aufgebracht, was einen 9 µm dicken Fotolack zur Strukturierung erfordert und die minimal möglichen Strukturgrößen einschränkt. Zwischen dem Indium und den galvanisch verstärkten Leiterbahnen wird Platin als

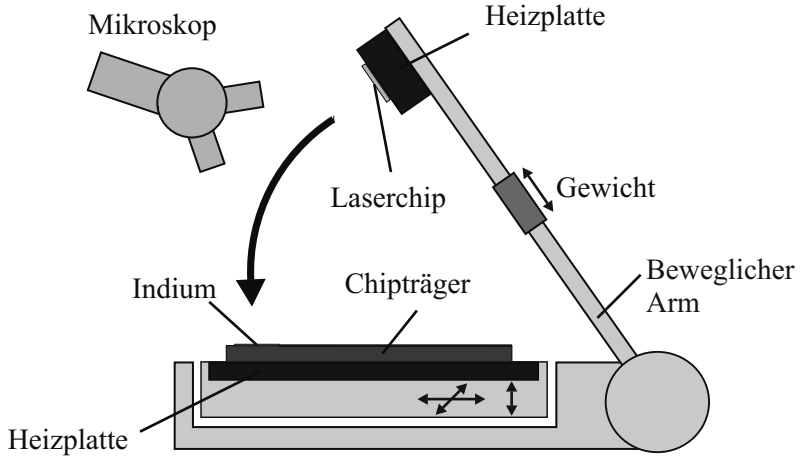


Abbildung 3.49: Flip-Chip-Lötaufbau zum präzisen Zusammenfügen der substratseitig emittierenden Laserchips mit den geeigneten Siliziumträgern. Über ein spezielles Mikroskop können die Bilder beider Komponenten überlagert betrachtet werden.Beide Halter werden erhitzt, um das Indium aufzuschmelzen und eine elektrische sowie mechanische Verbindung zu erzeugen.

Diffusionsbarriere eingefügt. Nach der Strukturierung werden die Träger mit der Wafersäge vereinzelt. Die Abmessungen eines einzelnen Trägers betragen etwa $2 \times 10\,\mathrm{mm}^2$.

3.3.3 Zusammenfügen von Laserchip und Chipträger

Das präzise Zusammenfügen von Siliziumträger und substratseitig emittierendem Laserchip erfolgt an einem speziellen Aufbau der Firma Finetech. Der Flip-Chip-Lötplatz ist schematisch in Abb. 3.49 gezeigt. An dem Vakuumhalter am Ende des beweglichen Arms wird der Laserchip angebracht. Der Chipträger wird auf die untere Heizplatte gelegt und dort mittels Vakuum angesaugt. Mit Hilfe einer speziellen Mikroskopvorrichtung können die Abbildungen beider Komponenten überlagert werden, um so eine genaue Justage zu ermöglichen. Auf diese Art können die Laserarrays zu den entsprechenden großen Indiumflächen und die n-vias zu den 50 µm-Indiumzylindern ausgerichtet werden. Nach erfolgreicher Justage werden beide Bauteile aufeinandergedrückt. Durch das Erhitzen beider Halter wird erreicht, dass das Indium schmilzt und durch Diffusion in das Gold sowohl die elektrische als auch die mechanische Verbindung darstellt. Nach dem Abkühlen des gesamten Aufbaus wird die Vakuumansaugung des oberen Halters gelöst und der Arm wird angehoben. Die gelötete Probe befindet sich auf der unteren Heizplatte und kann entnommen werden. Abbildung 3.50 zeigt schematisch den Lötvorgang und eine Aufnahme mehrerer auf Träger aufgelöteter Laserchips.

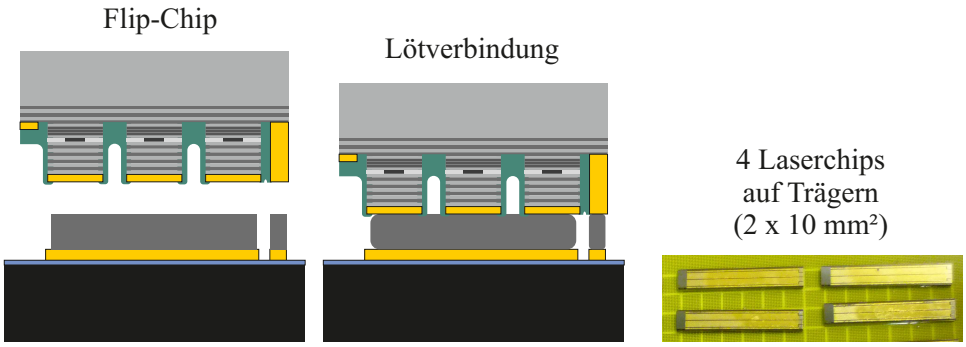


Abbildung 3.50: Links und Mitte: Die Laserchips werden kopfüber auf strukturierte Wärmesenken aufgelötet. Rechts: Aufnahme mehrerer auf Siliziumträger aufgelöteter Laserchips.

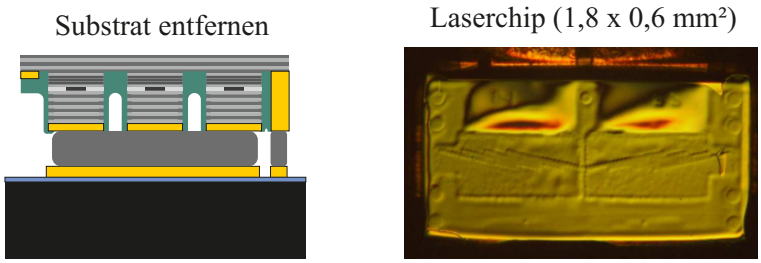


Abbildung 3.51: Links: Das Substrat der aufgelöteten Laserchips wird nasschemisch entfernt. Rechts: Mikroskopaufnahme eines Laserchips ohne Substrat. Das verbleibende Halbleitermaterial ist so dünn, dass die Laser „durchscheinen“.

3.3.4 Entfernen des Substrats

Zur Fertigstellung der Bauteile wird das Substrat im Sprühätzverfahren entfernt (Abb. 3.51). Dazu wird die Probe zunächst mit Crystalbond™ geschützt, einem thermoplastischen Polymer, das nach dem Gebrauch einfach wieder entfernt werden kann. Anschließend wird die Probe in einen Teflon-Halter eingespannt, und mit Hilfe von Druckluft wird eine Ätzmischung aus Wasserstoffperoxid und Ammoniakwasser über eine Düse auf den Laserchip gesprüht. Die Ätzung verläuft dabei mit 5 bis 6 µm/min vergleichsweise schnell, liefert jedoch eine raue Oberfläche. Aus diesem Grund und zur Absicherung vor Überätzung sind Ätzstoppschichten in die Struktur eingebaut. Bei Erreichen der ersten Ätzstoppschicht aus 100 nm AlAs wird der Ätzvorgang gestoppt, da die verwendete Ätzlösung eine hohe Selektivität zwischen dem GaAs-Substrat und der AlAs-Schicht besitzt. Nachdem diese in 2 %iger Flusssäure entfernt wurde, wird die darauffolgende 100 nm dicke GaAs-Schicht durch Eintauchen in die Wasserstoffperoxid-Ätzlösung entfernt. Indem hier auf die mechanische Komponente des Sprühätzens verzichtet wird, ergibt sich eine glattere Oberfläche. Im Anschluss wird die letzte 100 nm-AlAs-Schicht mit Flusssäure entfernt. Sind alle Ätzstoppschichten entfernt, ist nur noch der VCSEL-Schichtstapel vorhanden. Aufgrund der vorhergegangenen

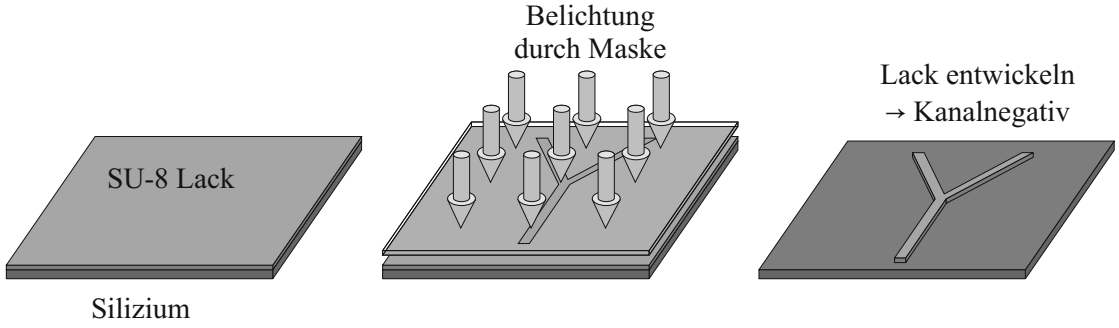


Abbildung 3.52: Herstellung des Masterwafers. Der 50 µm dicke SU-8 Lack wird lithographisch definiert und bildet das Negativ der herzustellenden Kanalstrukturen.

Mesaätzung ist die verbleibende zusammenhängende Schicht nur etwa 3 bis 4 µm dick, was den Laserchip sehr empfindlich macht. Das verbleibende Material ist so dünn, dass die Laserarrays „hindurchscheinen“ (Abb. 3.51, rechts). Nachdem das schützende Crystalbond™ entfernt wurde, sind die Laser bereit zum Einsatz. Um die Wärmeabfuhr zu verbessern, werden die Bauteile vor der Integration mit dem mikrofluidischen Kanal zusätzlich auf vergoldete Kupferwärmesenken aufgeklebt (siehe Abschnitt 3.5).

3.4 Herstellung der mikrofluidischen Kanäle

Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, gibt es eine Vielzahl an Materialien, die für die Herstellung mikrofluidischer Kanäle in Frage kommen. Die meisten in dieser Arbeit verwendeten Mikrokanäle wurden aus Gründen der Einfachheit und Kostengünstigkeit aus PDMS hergestellt. Das PDMS wurde im sogenannten Weichlithographieverfahren strukturiert, das mit der Strukturierung eines Mastersubstrats (Abb. 3.52) beginnt. Dazu wird zunächst ein Siliziumstück gereinigt und anschließend mit einer 50 µm dicken Schicht aus dem Fotolack SU-8 bedeckt. Dieser Lack wird durch eine Fotomaske belichtet, welche die gewünschte Struktur enthält. Dabei muss darauf geachtet werden, dass eine Wellenlänge von 365 nm nicht unterschritten wird [136], da der Fotolack bei niedrigeren Wellenlängen zu stark absorbiert. Die stark wellenlängenabhängige Extinktion von 50 µm dickem SU-8 ist in Abb. 3.53 gezeigt. Dabei ist die Extinktion $E_\lambda = \log_{10} \frac{\mathcal{I}_{\mathrm{in}}}{\mathcal{I}_{\mathrm{out}}}$, mit einfallender und austretender Intensität $\mathcal{I}_{\mathrm{in}}$ beziehungsweise $\mathcal{I}_{\mathrm{out}}$. Eine zu hohe absorbierte Lichtintensität hat eine starke Säurebildung im Material zur Folge. Diese Säure bewirkt die Entwicklung solcher Bereiche, die eigentlich durch die Fotomaske vor der Belichtung geschützt wären, sodass unförmige Pilzstrukturen entstehen können (Abb. 3.54).

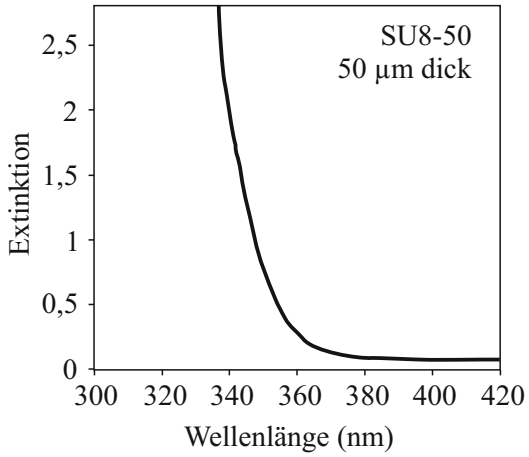


Abbildung 3.53: Extinktion oder optische Dichte von 50 µm dickem SU-8 Lack, nach [136]. Im Wellenlängenbereich unterhalb von 365 nm steigt die Absorption des SU-8 Lackes rapide an.

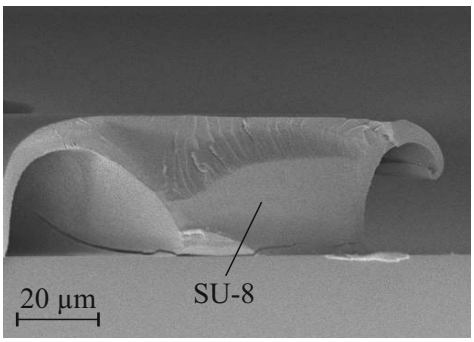


Abbildung 3.54: Rasterelektronenmikroskopaufnahme von SU-8 Lack. Die Struktur entstand durch Säurebildung aufgrund von Belichtung bei einer zu geringen Wellenlänge (320 nm).

Sobald das Mastersubstrat fertiggestellt ist, kann daraus eine Kanalstruktur in PDMS erzeugt werden. Ein strukturiertes Mastersubstrat kann leicht mehrfach verwendet werden, was die Weichlithographie zu einer beliebten Methode bei der Herstellung mikrofluidischer Strukturen macht. Das Verfahren ist schematisch in Abb. 3.55 gezeigt. Das PDMS wird flüssig aus zwei Komponenten (Basiskomponente und Vernetzer) gemischt und anschließend über das Mastersubstrat gegossen. Nach einem einstündigen Ausbacken bei 65°C wird es vorsichtig von dem Mastersubstrat abgezogen. Im PDMS befindet sich nun eine Aussparung in Form des gewünschten mikrofluidischen Kanals. Um den Kanal mit Flüssigkeit befüllen zu können, werden Zuleitungen von der Chipoberseite zum Kanal benötigt. Diese Zuleitungen können nach dem Ausbacken gestochen werden, alternativ bietet sich jedoch auch das Erzeugen der Zuleitungen bereits während des PDMS-Gießens an. Die optimale Form der Zuleitung richtet sich danach, ob der mikrofluidische Fluss mit Hilfe von Spritzen oder mittels hydrostatischen Druckunterschieds erzeugt werden soll. Dementsprechend können Schläuche an dem Fluidikchip angebracht oder Flüssigkeitsreservoirs verwendet werden. Diese Reservoirs können entweder nachträglich auf dem Fluidikchip befestigt oder bereits bei der Herstellung eingebracht werden. In einem Ansatz werden dazu Stempel auf die Enden der Kanalstrukturen gestellt, sodass sich Aussparungen ergeben. Abbildung 3.56 (links) zeigt einen Masterwafer mit aufgesetztem Stempel zur Erzeugung von Zuleitungen und Reservoirs sowie einen typischen daraus entstehenden mikrofluidischen Chip. Der zweite realisierte Ansatz ist in Abb. 3.56 (rechts) gezeigt. Auf die Enden der Kanalstrukturen wird jeweils ein Tropfen ei-

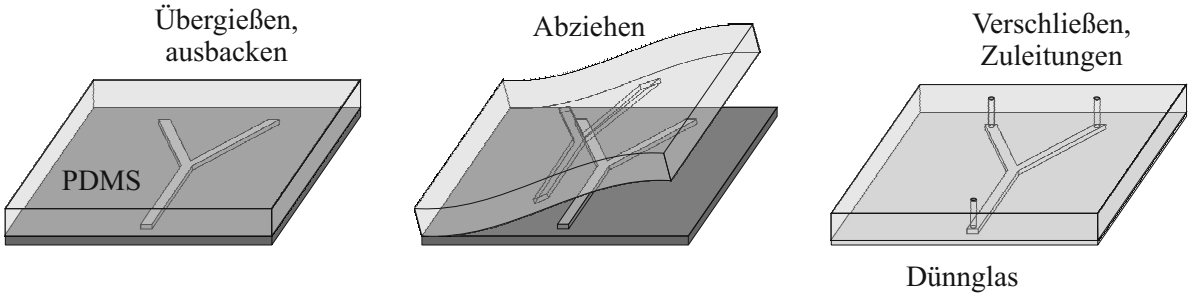


Abbildung 3.55: Weichlithographie zur Kanalherstellung: Das PDMS wird über den Masterwafer gegossen und passt sich dessen Struktur an. Nach dem Ausbacken kann das PDMS abgezogen und mittels Glas verschlossen werden. Die damit entstandenen Aussparungen bilden die mikrofluidischen Kanäle.

nes Zwei-Komponenten-Klebers aufgebracht. In jeden Tropfen wird vor dem Ausbacken des Klebers ein senkrecht nach oben stehender Draht mit 100 µm Durchmesser gesteckt. Nach dem Gießen und Aushärten des PDMS verbleiben auf diese Weise Zuleitungen, mittels derer sich die Kanäle leicht mit einer dünnen Kanüle oder über Schläuche befüllen lassen. Die Klebepunkte bilden dabei Aussparungen, sodass der Zugang zum Kanal gewährleistet ist. Ein fertiggestellter Fluidikchip ist ebenfalls eingefügt.

Im letzten Schritt wird der Kanal mit einem Glasdeckel verschlossen. Zur Integration von Lasern und mikrofluidischem Chip wird 30 µm dünnes Glas verwendet. Für einfachere Experimente, die im externen optischen Fallenaufbau durchgeführt werden, kann auch etwas dickeres 100 µm-Glas verwendet werden. Damit wird der Chip weniger empfindlich, was die Handhabung deutlich erleichtert. Die Fähigkeit, irreversible Bindungen mit Glas einzugehen, ist ein weiterer Vorteil des PDMS. Dazu werden beide Oberflächen einem Sauerstoffplasma ausgesetzt. Die Oxidation im Plasma erzeugt OH-Gruppen auf dem Partnermaterial und Silanolgruppen (Si–OH) auf der PDMS-Oberfläche, welche die Oberflächenenergie drastisch erhöhen. Die polaren OH-Gruppen gehen kovalente –O–Si–O-Bindungen mit den Silanolgruppen des PDMS ein, sobald die beiden Materialien in Kontakt gebracht werden [61]. Der Nachteil der in PDMS gefertigten mikrofluidischen Kanäle liegt in der hydrophoben Natur des Materials. Beim Befüllen reichen daher Kapillarkräfte nicht aus, und es muss ein zusätzlicher Druck ausgeübt werden.

Neben den Kanälen aus PDMS wurde außerdem ein zweiter Pfad verfolgt. In Zusammenarbeit mit dem Karlsruher Institut für Technologie (KIT) wurden mikrofluidische Kanäle aus dem Cyclo-Olefin-Copolymer TOPAS® COC hergestellt. Dazu wurde zunächst ein Werkzeug aus Metall erstellt, das im Heißprägeverfahren als wiederverwendbarer Stempel diente. Das Heißprägeverfahren zur Abformung der Strukturen ist schematisch in Abb. 3.57 gezeigt.

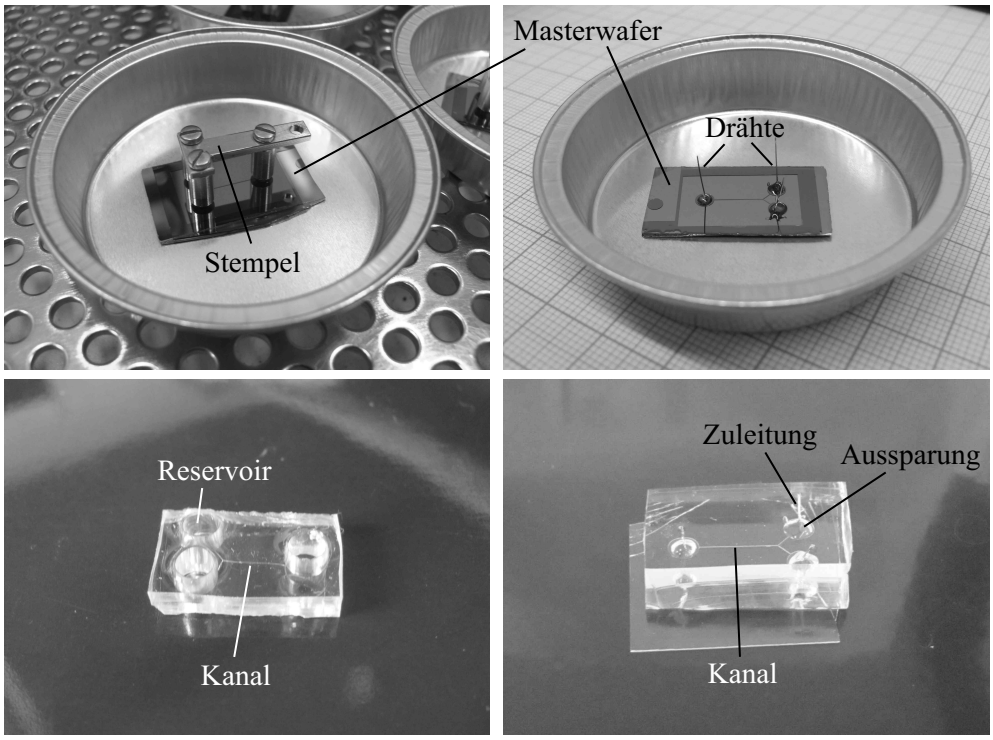


Abbildung 3.56: Zwei Methoden zur Erzeugung von Zuleitungen: Aufsetzen eines Stempels, der gleichzeitig auch Flüssigkeitsreservoirs erzeugt (links) und Aufkleben von dünnen Drähten (rechts). Die beiden unteren Bilder zeigen entsprechend hergestellte mikrofluidische Chips.

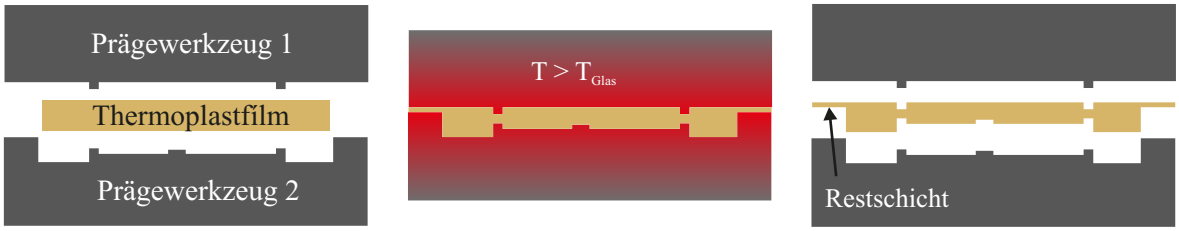


Abbildung 3.57: Schema des Heißprägeprozesses zur Herstellung der mikrofluidischen Chips. Die Werkzeuge und damit das Polymer werden über die Glasübergangstemperatur erhitzt. Durch Aufbringen einer Prägekraft füllt das erweichte Polymer die Strukturen aus. Nach dem Prägen werden die Stempel abgekühlt und die geprägte Struktur kann entnommen werden.

Der obere Stempel besitzt oft eine planare Fläche. Um jedoch bereits während des Heißprägens Flüssigkeitsreservoirs zu erzeugen, müssen auch auf dem oberen Prägewerkzeug Strukturen aufgebracht werden, die das Erzeugen von Aussparungen vorsehen. Neben Reservoiraussparungen wurden in diesem Fall auch rechteckige Aussparungen über den Kanälen erzeugt, um ein Beobachten von oben zu erleichtern. Auf dem unteren Prägewerkzeug befinden sich, ähnlich wie auf dem Master bei der Weichlithographie, die inversen Kanalstrukturen. Nach dem Einbau der Stempel und Einlegen des Polymers wird das System geschlossen. Anschließend werden die Stempel und damit das Polymer unter Aufbringen einer Prägekraft über die Glasübergangstemperatur erhitzt. Das erweichte Polymer füllt die Strukturen aus. Nach dem Abkühlen und dem Öffnen des Systems kann die geprägte Struktur entnommen werden. Die Restschicht zwischen oberem und unterem Stempel wird im Anschluss entfernt. Nach dem Prägevorgang werden die Chips mittels einer Wafersäge vereinzelt. Abbildung 3.58 zeigt einen geprägten Kunststoffwafer, der von Dipl.-Ing. Dieter Rimpf am KIT gefertigt wurde. Auf dem Wafer befinden sich zwölf mikrofluidische Strukturen. Eingefügt ist außerdem ein vereinzelter Fluidikchip.

In TOPAS® hergestellte Kanäle besitzen zwar nicht den Nachteil der hydrophoben Oberflächen, allerdings erwies sich das Verschließen als extrem schwierig. Bei den in dieser Arbeit verwendeten Kanälen wurde der Glasdeckel durch Aufbringen einer dünnen Kleberschicht an der Unterseite des Fluidikchips befestigt. Da sich der Kleber jedoch aufgrund von Unebenheiten nicht homogen verteilte, konnten die Kanäle nicht dicht verschlossen werden, sodass der beim Befüllen der Kanäle ausgeübte Flüssigkeitsdruck in einigen Fällen sogar zu einer teilweisen Ablösung des Glasdeckels führte.

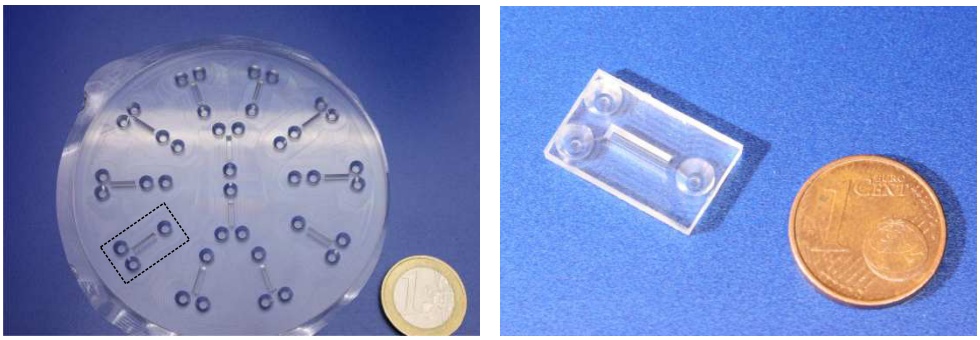


Abbildung 3.58: Heißgeprägter Kunststoffwafer mit zwölf mikrofluidischen Strukturen (links) und vereinzelter Fluidikchip (rechts); Fotos: D. Rimpf, KIT.

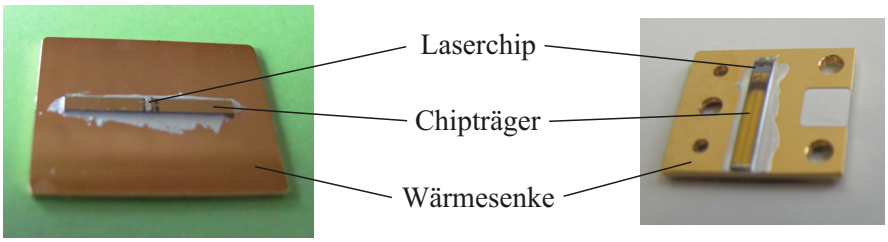


Abbildung 3.59: Siliziumträger mit Laserchips, auf vergoldete Kupferwärmesenken aufgebracht. Links: Top-Emitter, rechts: Bottom-Emitter.

3.5 Integration der Komponenten

Vor der Integration von Laserquellen und mikrofluidischem Chip können die Laserchipträger auf Wärmesenken aufgebracht werden, sofern dies nicht bereits zuvor Bestandteil der Herstellung war (wie beispielsweise in Abb. 3.38). Das Einbringen von Wärmesenken ist sinnvoll, da im späteren integrierten Modul sonst nur wenig Wärmeabfuhr gegeben ist. Ein zu starkes Aufheizen der Laserbauteile beeinträchtigt unter anderem die Ausgangsleistung der Laser. Abbildung 3.59 zeigt Siliziumträger mit Top- und Bottom-Emitter-Laserchips, die auf passende Wärmesenken aufgebracht wurden.

Die Integration selbst ist für beide Ansätze (Top- und Bottom-Emitter) sehr ähnlich. Im ersten Schritt werden die Lasermodule auf spezielle, $3 \times 3\,\mathrm{cm}^2$ große Leiterplatten aufgeklebt. Die verschiedenen zum Aufbau von Top- und Bottom-Emittern vorgesehenen Platinen vor und nach dem Aufkleben der Lasermodule sind in Abb. 3.60 gezeigt. Sie sollen das Anbringen von Kabeln sowie die Modulhandhabung erleichtern. Mit Bonddrähten werden die Metallpads auf den Laserchipträgern und auf den Platinen miteinander verbunden (Einsatz in Abb. 3.60, unten). Diese Drähte werden mit Kleber geschützt, sodass sie nicht abreißen können. Leiterbahnen auf der Platine führen von den Kontaktflächen zu größeren Lötflächen

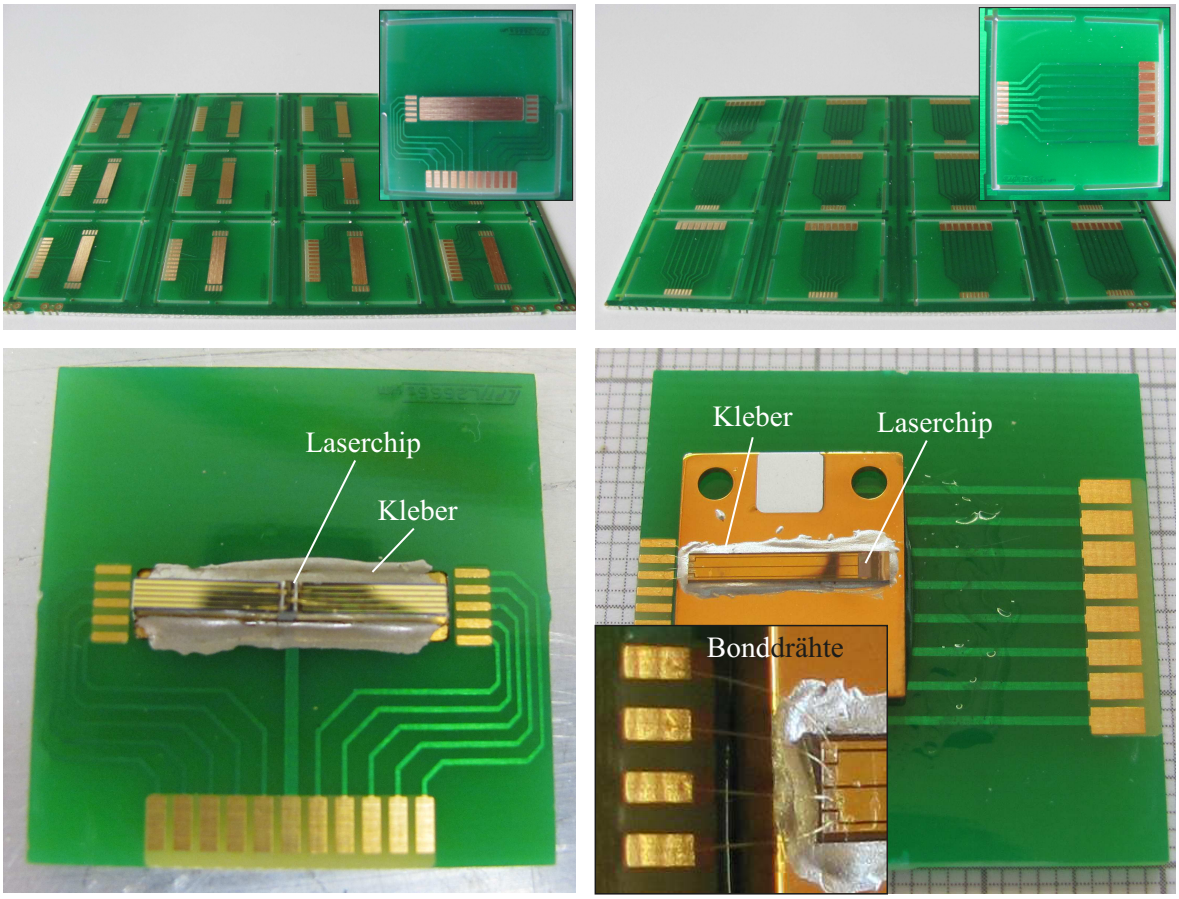


Abbildung 3.60: Leiterplatten zum Anbringen makroskopischer Kabel und zur besseren Handhabung. Obere Reihe: Platinen zum Aufbau von Top-Emitter- (links) beziehungsweise Bottom-Emitter-Laserchips (rechts). Untere Reihe: Platinen nach dem Aufkleben der Laserchips mit Wärmesenken. Die Abmessungen der Platinen betragen $3 \times 3\,\mathrm{cm}^2$

am Rand. An diese Lötflächen werden im Anschluss makroskopische Kabel angelötet. Im nächsten Schritt werden gegebenenfalls (je nach verwendeter Wärmesenke) Teflonscheiben auf die Platine geklebt, um den starken Höhenunterschied auszugleichen. Dies sorgt für eine verbesserte Stabilität und für verbesserten Schutz des dünnen Glases unter dem Kanal.

Nach der Vorbereitung der Laserchips für die Integration werden Laserplatine und Fluidikkanal in einem speziellen Justageaufbau zusammengefügt. Der Aufbau ist schematisch in Abb. 3.61 dargestellt und besteht aus jeweils einem Halter für den Fluidik-, beziehungsweise für den Laserchip. Ein Ausschnitt der beiden Halter ist in Abb. 3.62 gezeigt. Der rotierbare Halter für den Fluidikchip besitzt eine runde Aussparung für eine Objektivlinse. Er ist außerdem mit drei Zylindern zum Befestigen des Fluidikchips versehen (Abb. 3.63). Gegenüber dem Fluidikchiphalter befindet sich der Halter mit Vakuumansaugung für das Laserbauteil, der mittels Verstellschrauben in x-, y- und z-Richtung bewegt werden kann (Abb. 3.64). Mit

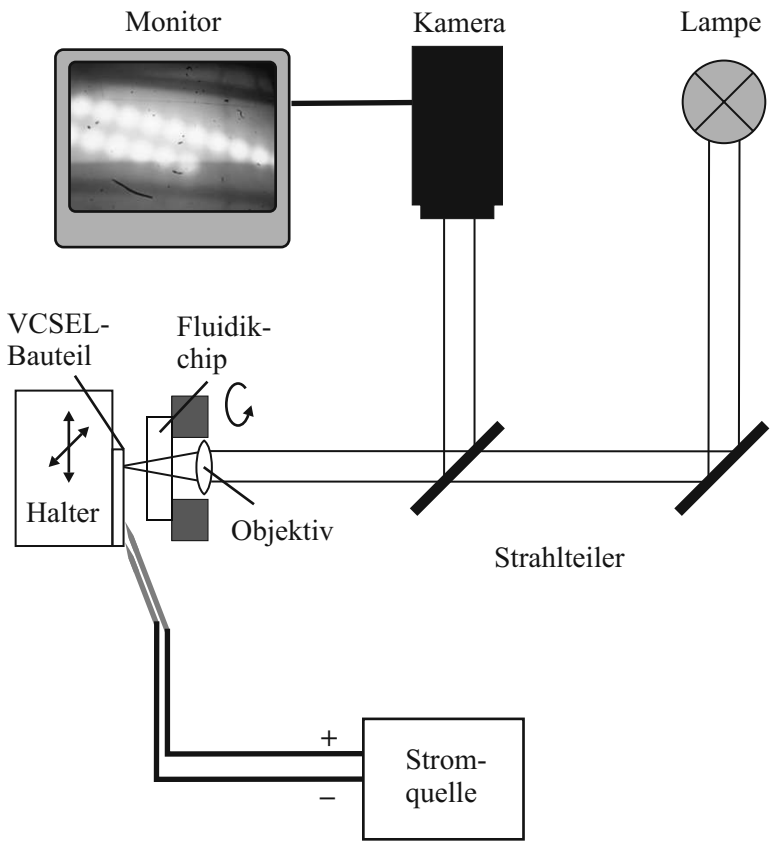


Abbildung 3.61: Justageaufbau zur Integration von Laserarrays und mikrofluidischem Kanal.

Hilfe eines Systems aus Strahlteilern, Beleuchtung, CCD-Kamera und Monitor können die Proben während der Justage beobachtet werden. Da die Position der rückseitenemittierenden Laser in diesem Aufbau nicht zu erkennen ist, werden diese elektrisch kontaktiert und nahe der Laserschwelle betrieben, um sie so sichtbar zu machen. In dem beschriebenen Justageaufbau sind zwei Kontaktnadeln zum elektrischen Kontaktieren der Laser vorgesehen. Alternativ können die Laser auch mittels der an die Platine angelöteten Kabel kontaktiert werden.

Nach erfolgreicher Vorjustage wird ein UV-härtender Klebstoff (Norland Optical Adhesive 68, NOA68) auf die Laserkomponente aufgebracht. Dieser Klebstoff haftet besonders gut auf Plastik und Glas [137]. Nach erneuter Justage werden anschließend Laser- und mikrofluidische Komponente zusammengefügt, und der Klebstoff wird durch ultraviolette Belichtung ausgehärtet. Durch Lösen der Vakuumansaugung kann anschließend das integrierte Modul entnommen werden.

Es ist anzumerken, dass auch der Bereich zwischen Laserfacetten und dem Glas, das den Kanal verschließt, mit dem Klebstoff gefüllt wird. Dies liegt zum einen daran, dass es deutlich

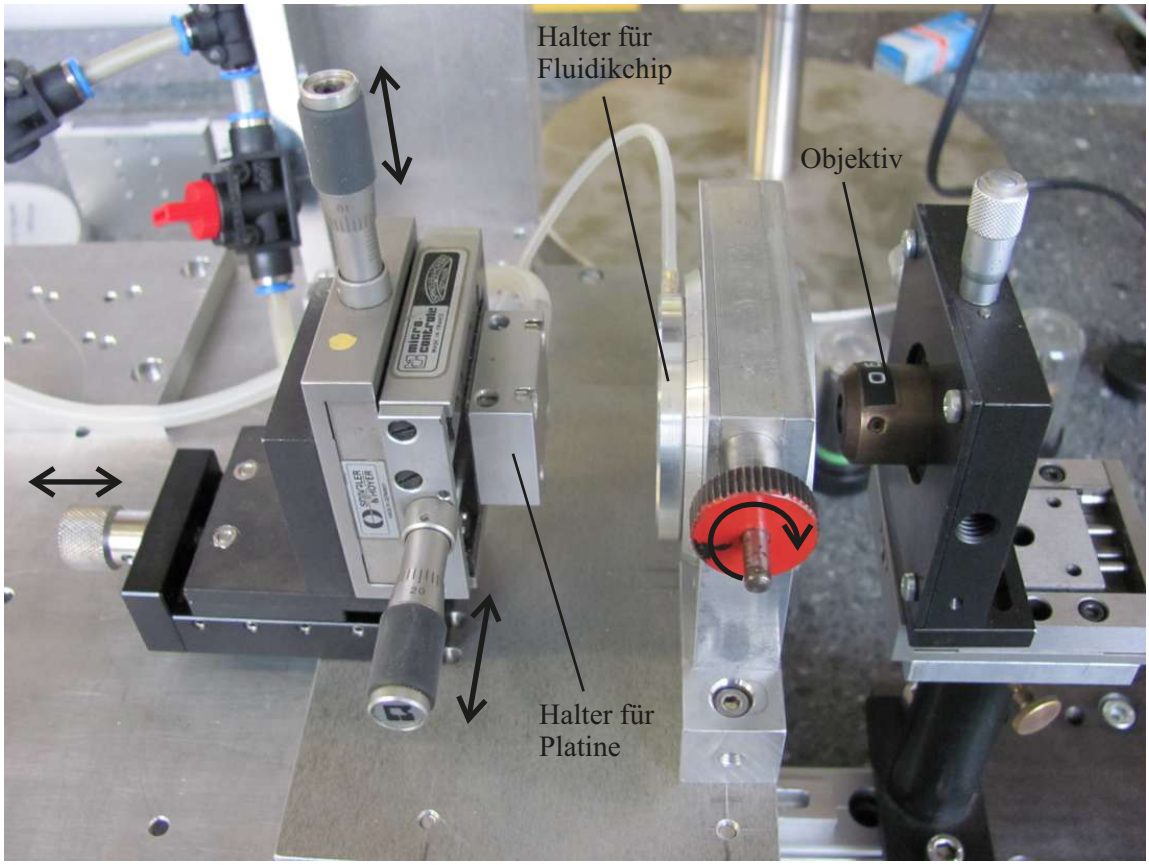


Abbildung 3.62: Justageaufbau; links: Vakuumhalter für Laserchip-Platine, rechts: rotierender Halter für Fluidikchip.

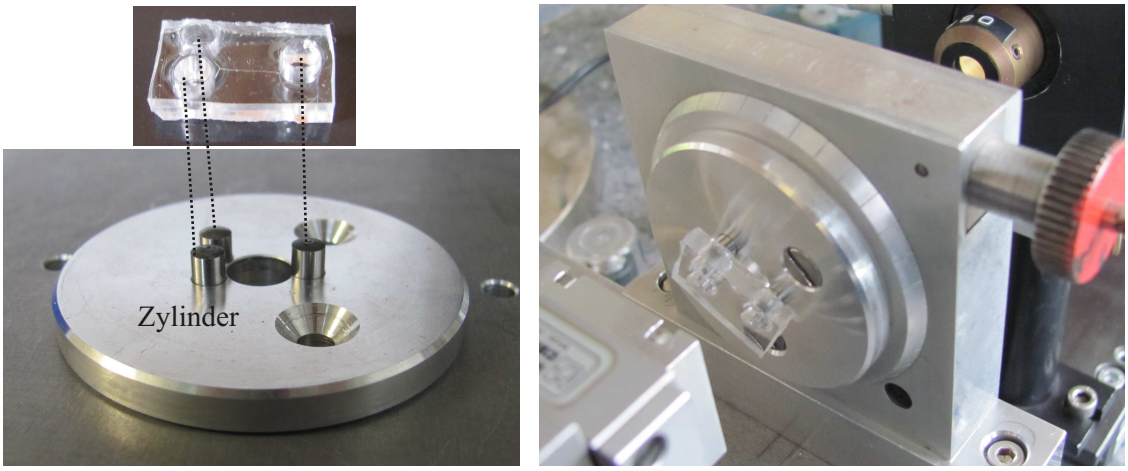


Abbildung 3.63: Der Fluidikchiphalter besitzt drei Zylinder, die genau zu den Reservoiraussparungen des mikrofluidischen Chips passen. In der Haltermitte befindet sich eine Aussparung zur Beobachtung.

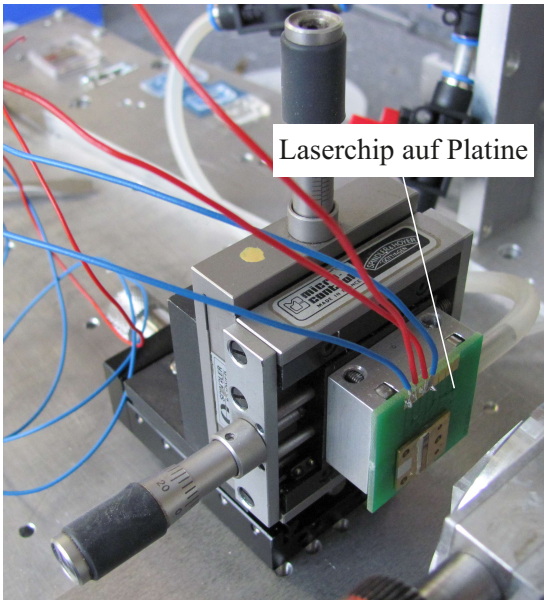


Abbildung 3.64: Halter mit Vakuumansaugung für die Platine mit Laserchip. Der Halter kann mittels Verstellschrauben in x-, y- und z-Richtung bewegt werden.

einfacher ist, den Kleber gleichmäßig zu verteilen als bestimmte Stellen auszusparen. Außerdem ist die Wärmeführung im Klebstoff geringfügig besser als in Luft, und der verringerte Brechzahlunterschied senkt leicht die Strahldivergenz.

Abbildung 3.65 zeigt drei Laserplatinen, die nach erfolgreicher Justage mit dem Fluidikchip verbunden wurden. Links und in der Mitte sind integrierte Module zu sehen, die aus epitaxieseitig emittierenden Lasern aufgebaut wurden. Links wurde der Laserchip direkt auf die Kupferwärmesenke aufgelötet. Hier gleichen Abstandshalter aus Teflon den starken Höhenunterschied zwischen Fluidikchip und Platine aus und sorgen so für eine bessere Stabilität. Im mittleren Modul ist der Laserchip auf einen Siliziumträger gelötet. Das rechte Modul wurde aus substratseitig emittierenden Lasern aufgebaut, die ebenfalls auf einen Siliziumträger aufgelötet sind. Die Siliziumträger wurden jeweils zusätzlich noch auf Kupferwärmesenken aufgebracht. In allen Fotos sind deutlich die fluidischen Chips zu erkennen, deren Mikrokanäle zur Lage der Laserarrays justiert sind.

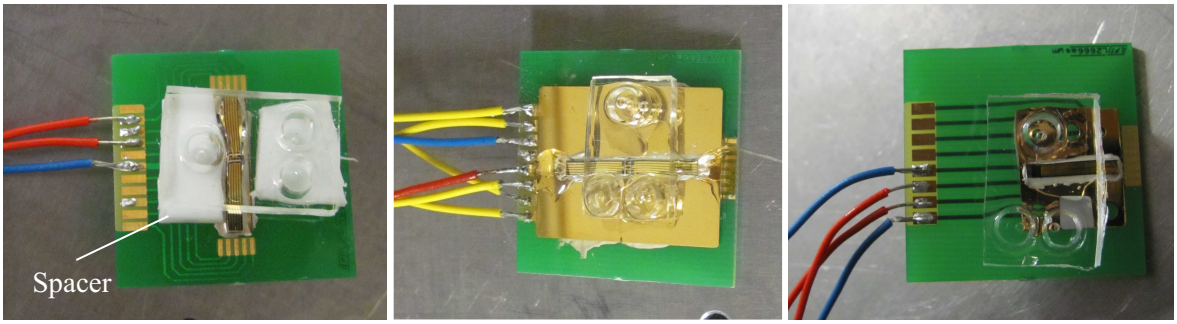


Abbildung 3.65: Fotos von drei integrierten Modulen. Das linke und das mittlere Modul wurde mit Top-Emittern, das rechte mit Bottom-Emittern aufgebaut. Im linken Modul wurden Abstandshalter zum Ausgleichen von Höhenunterschieden eingesetzt.

Kapitel 4

Charakterisierung der Laserdioden

Typischerweise wird zur Charakterisierung zunächst eine LIV (Licht (L)–Strom (I)–Spannung (V))-Messung durchgeführt. Der dazu verwendete Aufbau sowie eine Beschreibung des Messverfahrens finden sich in Abschnitt B.1 im Anhang. Im gleichen Messaufbau können auch optische Spektren der Laseremission gemessen werden. Zur Untersuchung des Strahlprofils besteht die Möglichkeit, eine Nahfeldmessung durchzuführen (siehe Abschnitt B.2).

Da in dieser Arbeit hauptsächlich Arrays aus mehreren gleichzeitig emittierenden Lasern charakterisiert werden, ist davon auszugehen, dass thermisches Übersprechen stattfindet, das heißt, dass sich benachbarte VCSEL gegenseitig aufheizen. Parameter wie die maximale Ausgangsleistung skalieren daher nicht einfach. Es kann davon ausgegangen werden, dass die Ausgangsleistung pro Laser im Array niedriger ist als bei Einzellasern.

In diesem Kapitel werden die prozessierten Top-Emitter auf Waferebene sowie nach dem Auflöten auf die Chipträger charakterisiert. Da die Bottom-Emitter erst vermessen werden können, wenn sie auf Chipträger aufgelötet sind und das Substrat entfernt ist, werden hier keine Messungen auf dem Wafer gezeigt. Diese Laser werden also nur nach dem Aufbau auf Siliziumträger und nach dem Entfernen des Substrats charakterisiert. Auf die Charakterisierung der Top- und der Bottom-Emitter folgt die Untersuchung der rechteckigen Vertikallaserdioden auf Waferebene.

4.1 Charakterisierung der Top-Emitter

Bei den epitaxieseitig emittierenden VCSELn beziehungsweise Top-Emittern wurden, wie bereits erwähnt, Standardbauteile sowie Bauteile mit Oberflächenrelief hergestellt. Das Ober-

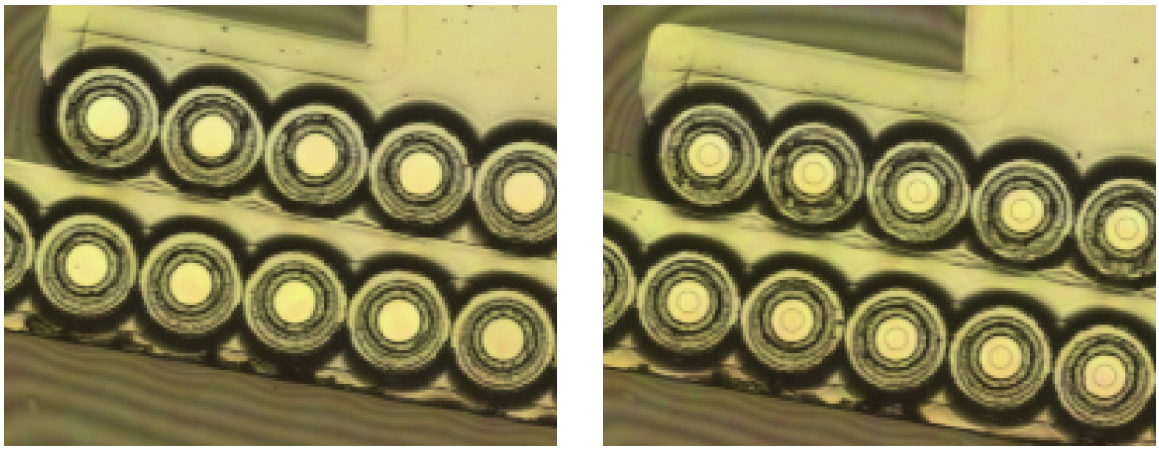


Abbildung 4.1: Mikroskopaufnahmen eines Standard-VCSEL-Arrays (links) und eines VCSEL-Arrays mit Reliefätzungen in der Facettenmitte (rechts). Der Bauelementabstand beträgt jeweils 26 µm.

flächenrelief dient zur Unterdrückung von transversalen Moden höherer Ordnung, sodass nur die Grundmode begünstigt wird. Abbildung 4.1 zeigt Mikroskopaufnahmen von Standardlasern sowie von Lasern mit Oberflächenrelief. In Abb. 4.2 sind die generierten Laserstrahlen von Standard- und Relieflasern zu erkennen. Um diese sichtbar zu machen, wurde eine Infrarot-Indikatorkarte[1] im Abstand von etwa 30 cm vom Objektiv in den Strahlengang gehalten und fotografiert. Es ist zu erkennen, dass die 14 Standardlaser im linken Array ringförmige Ausgangsstrahlen aufweisen, während bei den 17 Relieflasern im rechten Array die Grundmode dominiert. Das Funktionsprinzip der Oberflächenätzung ist detailliert in Abschnitt 2.3.2 beschrieben. Die erzielte Nebenmodenunterdrückung kann mit Hilfe optischer Spektren untersucht werden. Auch Nahfeldmessungen geben Aufschluss über die auftretenden Lasermoden und darüber hinaus über deren räumliche Verteilung.

Die Strukturen auf einem prozessierten Top-Emitter-Wafer bestehen aus mehreren Zellen, die sich über die Probe verteilt wiederholen. Eine solche Einheitszelle enthält Arrays mit drei verschiedenen Mesa- (22, 24 und 26 µm) beziehungsweise aktiven Durchmessern (6, 8 und 10 µm). Die Arrays unterscheiden sich außerdem in der Anzahl an Lasern pro Reihe. Für die meisten Laseranordnungen sind Oberflächenreliefs vorgesehen, in jeder Einheitszelle befindet sich jedoch auch ein Laserchip mit Standard-VCSELn als Referenz.

[1] LASER 2000, IR-Sensorkarte Q42–R, 700–1500 nm

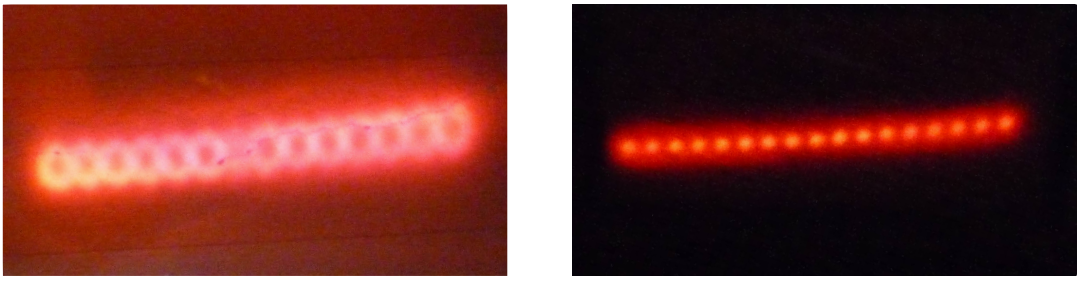


Abbildung 4.2: Detektorkartenaufnahmen der Laserstrahlen eines Arrays aus 14 Standardlasern (links) und eines Arrays aus 17 VCSELn mit Oberflächenrelief (rechts). Die Standard-VCSEL zeigen ringförmige Ausgangsstrahlen, während bei den Relieflasern die Grundmode dominiert.

4.1.1 Charakterisierung auf Waferebene

Nach der Laserprozessierung wurden die Laserdioden auf dem Wafer, also vor der Chipvereinzelung, charakterisiert. Diese Voruntersuchung dient dazu, einen Eindruck von der erreichbaren Ausgangsleistung zu erhalten und diejenigen Laserarrays zu identifizieren, die sich besonders gut zum Aufbau im integrierten Modul eignen. Es ist anzumerken, dass diese Voruntersuchung nur bei den epitaxieseitig emittierenden Vertikallaserdiodenarrays möglich ist. Bei den ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit hergestellten substratseitig emittierenden Lasern ist ein Entfernen des Substrats unumgänglich, da die erzeugte Laserstrahlung sonst dort absorbiert wird. Da dies aber erst nach dem Aufbau der vereinzelten Laserchips auf die Siliziumträger erfolgt, kann in diesem Fall keine Untersuchung auf Waferebene durchgeführt werden.

Wie in Abb. B.1 angedeutet, ist die zu vermessende Probe bei den Messungen auf dem Wafer mittels Vakuumansaugung auf einem $5 \times 5\,\mathrm{cm}^2$ großen und 1 cm dicken Kupferblock befestigt. Obwohl aufgrund der Ansaugung kein optimaler thermischer Kontakt hergestellt wird, wird dadurch das thermische Überrollen leicht hinausgeschoben, sodass eine etwas höhere maximale Ausgangsleistung erreicht wird als ohne den Kupferblock. Da der Negativkontakt hier allerdings als Rückseitenkontakt über genau diesen Block umgesetzt wird, kann auf den Metallblock nur schwer verzichtet werden.

Abbildung 4.3 zeigt die auf dem Wafer aufgenommenen LIV-Kennlinien von Oberflächenrelief- und Standard-VCSELn aus einer Einheitszelle. Die aktiven Durchmesser der Laser in den Arrays sind 6, 8 und 10 µm. Zur besseren Vergleichbarkeit und da die Anzahl der Laser in den vermessenen Arrays variiert, wurden die Strom- und Leistungswerte auf durchschnittliche Werte für einzelne Laser umgerechnet. Es ist zu erkennen, wie die Ausgangsleistung oberhalb der Laserschwelle zunächst weitgehend linear mit dem Betriebsstrom ansteigt, bis

Tabelle 4.1: Schwellströme, maximale Ausgangsleistungen der Laser aus Abb. 4.3 und differentielle Widerstände der Gesamtarrays.

Struktur	I_{th} pro Laser (mA)	P_{max} pro Laser (mW)	R_{d} des Arrays (Ω)
Relief, 6 µm	0,86	4,04	10,4
Relief, 8 µm	1,22	4,62	9,5
Relief, 10 µm	2,13	3,36	8,1
Standard, 6 µm	0,75	5,33	10,6
Standard, 8 µm	1,41	5,99	8,6
Standard, 10 µm	2,40	6,13	7,9

das typische Überrollen einsetzt. Dieser Effekt wurde in Abschnitt 2.3.3 beschrieben. In Tabelle 4.1 sind die Schwellströme und maximalen Ausgangsleistungen aus den Kurven in Abb. 4.3 aufgelistet. Die differentiellen Widerstände der Laserarrays sind ebenfalls gezeigt. Es ist zu erkennen, dass der Widerstand mit steigendem aktiven Durchmesser sinkt. Außerdem ist deutlich, dass der Schwellstrom mit zunehmendem aktiven Durchmesser steigt. Aufgrund der reduzierten Spiegelreflektivität wäre bei den Relieflasern eine leicht erhöhte Schwelle im Vergleich zu den Standardlasern zu erwarten. Eine mögliche Erklärung für die Abweichung bei den 8 und 10 µm großen Bauteilen könnte in der Schichtinhomogenität auf dem Wafer liegen, die mit zunehmendem Abstand zur Wafermitte zunimmt. Sie bewirkt bei der vorliegenden Probe, dass der Schwellstrom gleich großer Laser von der Wafermitte nach außen hin steigt. Aufgrund der Beschaffenheit einer Einheitszelle sind die Standardlaser bei den gemessenen Arrays etwa $1,8$ mm weiter von der Mitte entfernt als die Relieflaser. Es ist außerdem zu erkennen, dass die maximal erreichbare Ausgangsleistung bei den Standardbauteilen höher ist als bei den Reliefbauteilen. Die maximale Leistung nimmt mit dem aktiven Durchmesser zu, wie es im hier betrachteten Bereich bis 10 µm zu erwarten ist. Eine Ausnahme bilden die Reliefbauteile mit 10 µm aktivem Durchmesser. Auch hier könnte ein Grund in der Schichtinhomogenität liegen, da die maximale Ausgangsleistung bei gleich großen Lasern mit dem Abstand zur Wafermitte abnimmt. Die 8 µm-Laser sind etwa $1,8$ mm weiter von der Mitte entfernt als die 6 µm-Laser. Die 10 µm-Bauteile wiederum liegen weitere $1,8$ mm entfernt. Des Weiteren sollte berücksichtigt werden, dass für das Verhältnis der aktiven Durchmesser zur Größe der Oberflächenreliefätzungen bei allen Lasern der Faktor $1,75$ gewählt wurde. Es ist möglich, dass dieser Faktor bei den 10 µm-Bauteilen nicht optimal ist, um die größtmögliche Ausgangsleistung zu erzielen. Dies könnte ein weiterer Grund für die abfallende Leistung bei den Relieflasern sein.

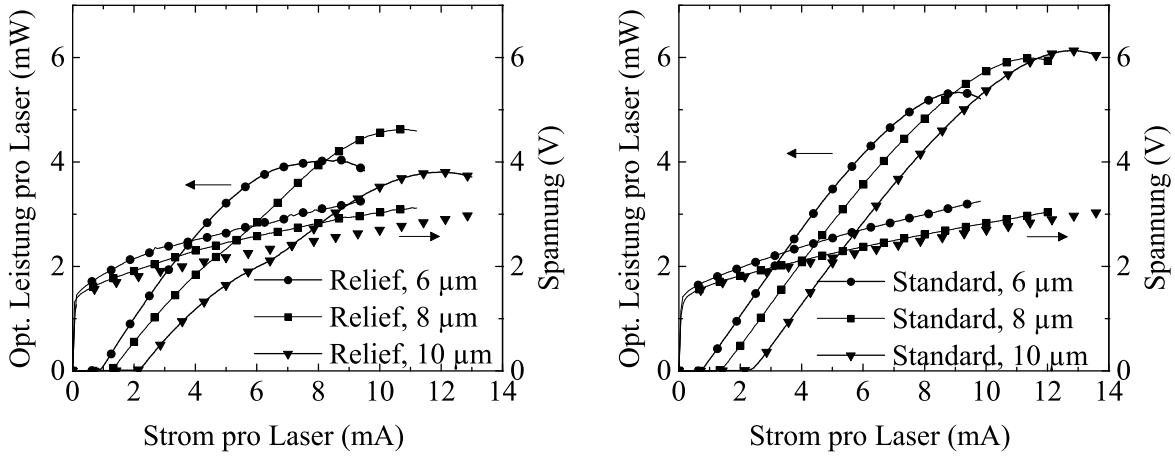


Abbildung 4.3: Licht–Strom–Spannungs-Kennlinien von Relief- (links) und Standard-VCSELn (rechts) mit verschiedenen aktiven Durchmessern, gemessen auf dem Wafer.

Um die Nebenmodenunterdrückung durch die Oberflächenreliefätzungen zu überprüfen, wurden die optischen Emissionsspektren von jeweils einem Laser der Arrays bei verschiedenen Betriebsströmen gemessen. Es ist möglich, einen einzelnen Laserstrahl aus dem Array gezielt in die Glasfaser einzukoppeln (Abb. B.1), da die Ausbreitungsstrecke lang genug ist, sodass sich die Laserstrahlen ausreichend aufweiten können und die Einzelstrahlen weit genug voneinander entfernt sind. Aufgrund der vorliegenden Inhomogenität auf dem Wafer ist das Gesamtspektrum eines Arrays gegenüber dem Einzelspektrum verbreitert (je nach Position auf dem Wafer). Das Ergebnis der Messungen an den Bauteilen mit 6 µm aktiven Durchmessern ist in Abb. 4.4 dargestellt. Um die verschiedenen Spektren eines Lasers übersichtlicher darstellen zu können, wurden sie um jeweils 60 dB zueinander verschoben. Da die beiden Arrays von unterschiedlichen Positionen auf dem Wafer stammen, emittieren sie bei unterschiedlichen Wellenlängen. Nahe der Laserschwelle wird die Laseremission auch bei dem Standard-VCSEL noch von der Grundmode dominiert. Erhöht sich jedoch der Betriebsstrom, steigt die Intensität der Moden höherer Ordnung, die niedrigere Wellenlängen aufweisen, an. Bei dem VCSEL mit Oberflächenrelief dagegen dominiert die Grundmode über den gesamten Betriebsbereich. Dieses Verhalten bestätigt sich auch in den Nahfeldmessungen. Abbildung 4.5 zeigt die Aufnahmen eines 6 µm-VCSELs aus dem Array mit Reliefätzung in Abb. 4.3. Auch hier ist deutlich zu erkennen, dass die Grundmode bei allen drei gewählten Betriebsströmen dominiert. Die Nahfeldmessungen an einem 6 µm-Laser aus dem Standardarray in Abb. 4.3 sind in Abb. 4.6 gezeigt. Das transversal mehrmodige Emissionsverhalten ist hier besonders bei höheren Betriebsströmen deutlich zu erkennen. Es sollte angemerkt werden, dass die Emission nur bei den Reliefbauteilen mit 6 µm aktivem Duchmesser über den gesamten Betriebsbereich einmodig ist. Bei den 8 µm-Lasern wurde

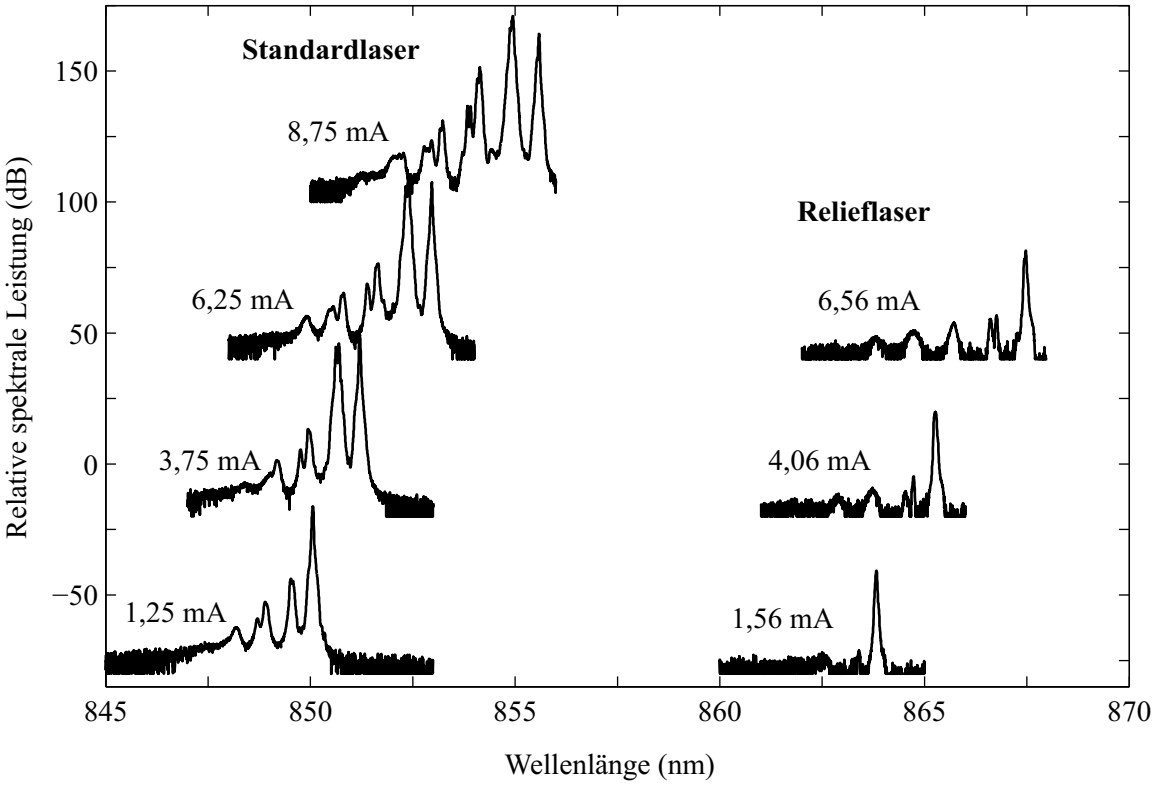


Abbildung 4.4: Optische Spektren je eines 6 µm-Lasers aus Abb. 4.3 bei verschiedenen Betriebsströmen. Zur besseren Übersichtlichkeit wurden die Spektren um 60 dB zueinander verschoben.

lediglich bis zu einem Betriebsstrom von etwa 5 mA einmodige Emission gemessen, bei den 10 µm-Laser nur bis etwa 6 mA.

Abbildung 4.7 zeigt an jeweils einem Laser aus den Arrays in Abb. 4.3, wie sich die Emissionswellenlänge mit der Verlustleistung ändert. Mit Hilfe der Ausgleichsgeradensteigung und unter Annahme einer typischen temperaturabhängigen Wellenlängenverschiebung von 0,07 nm/K (siehe Abschnitt 2.3.3) wurden die ebenfalls eingetragenen Werte für die thermischen Widerstände der Laser abgeschätzt. Die Erwartung, dass der thermische Widerstand gemäß (2.27) mit größerem aktiven Durchmesser sinkt, bestätigte sich in den Experimenten. Nach (2.27) lassen sich außerdem Werte für die durchschnittliche Wärmeleitfähigkeit σ_{Th} der Laser abschätzen. Die aus Abb. 4.7 ermittelten Werte für σ_{Th} sind für alle betrachteten Laser sehr ähnlich und liegen zwischen 20 und 22 W/(K · m).

Aus Abb. 4.8 ist ersichtlich, dass der Schwellstrom pro Laser nahezu keine Abhängigkeit von der Laseranzahl aufweist. Gezeigt sind Laser mit 8 und 10 µm aktiven Durchmessern, entsprechend der Ausbeute einer repräsentativen Einheitszelle. Die variierende Anzahl an Messpunkten zeigt, dass die Ausbeute nicht optimal war. Bis auf eine gewisse Streuung der

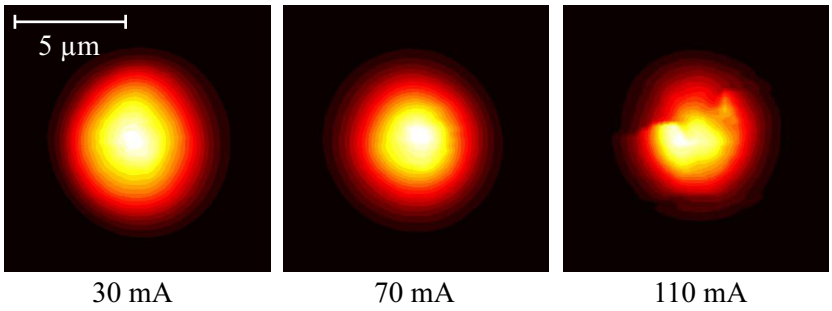


Abbildung 4.5: Nahfeldaufnahmen eines Oberflächenrelieflasers aus Abb. 4.3 bei drei verschiedenen Betriebsströmen. Über den gesamten Betriebsbereich dominiert Emission in der transversalen Grundmode.

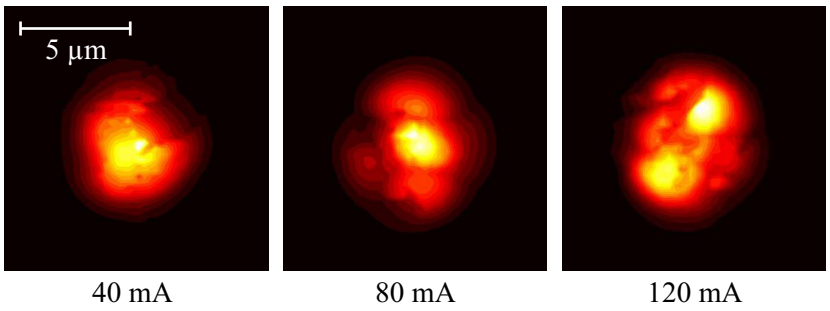


Abbildung 4.6: Nahfeldaufnahmen eines Standardlasers aus Abb. 4.3 bei drei verschiedenen Betriebsströmen. Über den gesamten Betriebsbereich ist mehrmodige Emission zu beobachten.

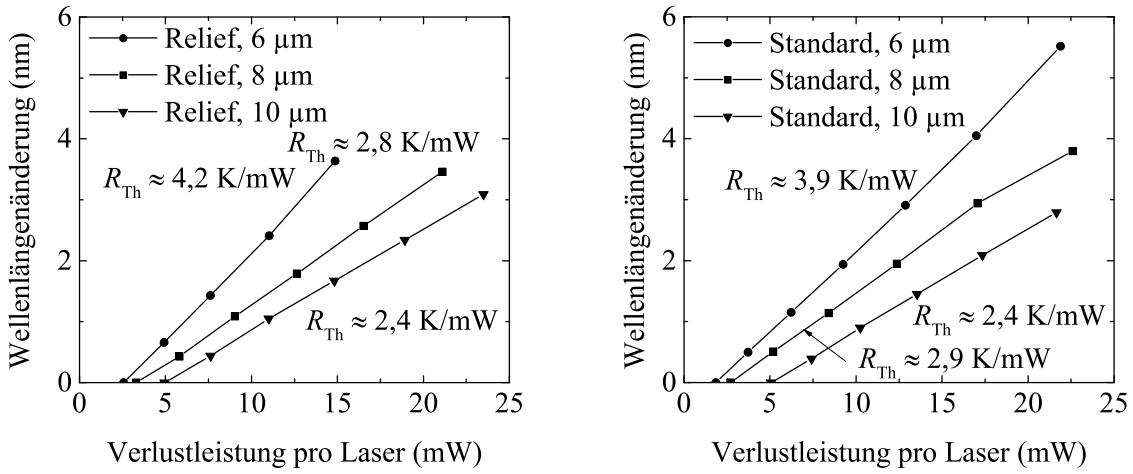


Abbildung 4.7: Wellenlängenänderung je eines Lasers aus Abb. 4.3 in Abhängigkeit von der Verlustleistung. Eingefügt sind außerdem die daraus ermittelten Werte für die thermischen Widerstände.

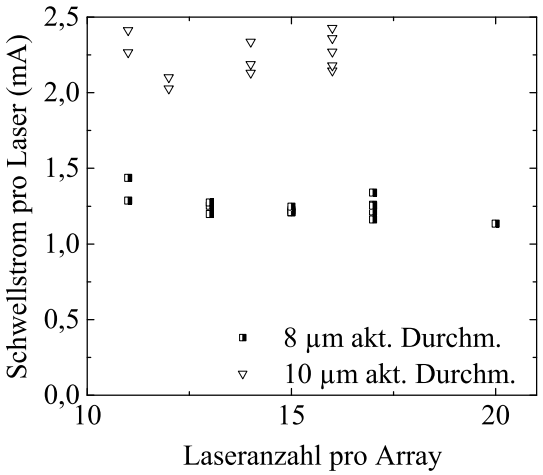


Abbildung 4.8: Schwellstrom pro Laser in Abhängigkeit von der Laseranzahl im Array. Gezeigt sind hier Messpunkte für Reliefbauteile mit und 10 µm aktiven Durchmessern aus einer Einheitszelle.

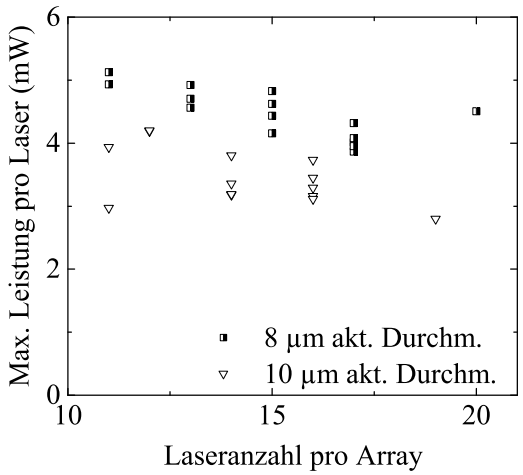


Abbildung 4.9: Maximale Ausgangsleistung pro Laser in Abhängigkeit von der Laseranzahl im Array. Gezeigt sind hier Messpunkte für Reliefbauteile mit 8 und 10 µm aktiven Durchmessern aus einer Einheitszelle.

Messpunkte ist der Schwellstrom relativ konstant. Die maximale Ausgangsleistung pro Laser dagegen nimmt mit zunehmender Anzahl an Lasern pro Array ab (Abb. 4.9), was vermutlich mit dem thermischen Übersprechen zwischen den einzelnen Lasern zusammenhängt. Beim Entwurf der optimierten Arraystrukturen sollte also darauf geachtet werden, dass ein lineares Array aus möglichst wenigen Lasern besteht und dennoch die gesamte Kanalbreite abdeckt. Der Winkel, unter dem die Laser zum Kanal angeordnet sind, darf nicht zu groß sein, da sonst keine Partikelablenkung mehr erzielt werden kann.

Die Laserarrays mit leicht überlappenden Mesen nach Abb. 3.20 unterscheiden sich im Bezug auf ihr elektrisches und optisches Verhalten nicht von den anderen Arrays. Auch bei der Entwicklung der Wellenlänge mit steigender Verlustleistung ließ sich kein Unterschied zwischen normalem Array und Array mit überlappenden Lasern feststellen, die Steigung war in beiden Fällen ähnlich. Das bedeutet, dass sich der thermische Widerstand durch das Überlappen kaum verändert.

Abbildung 4.10 zeigt die LIV-Kennlinie an einem Top-Emitter-Array mit 14 emittierenden 6 µm-Lasern. Eingefügt sind außerdem die entsprechenden Fernfeldmessungen des gesamten Arrays bei zwei verschiedenen Betriebsströmen. Der dazu verwendete Messplatz ist in Abschnitt B.3 beschrieben. Es ist deutlich ein einmodiges Emissionsverhalten zu erkennen.

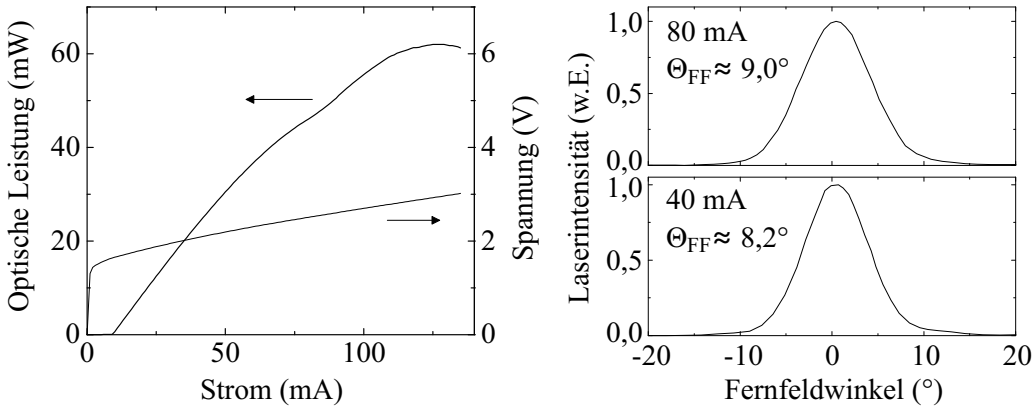


Abbildung 4.10: LIV-Kennlinie eines Arrays aus 14 Top-Emittern mit Oberflächenrelief und 6 µm aktiven Durchmessern (links). Rechts: Fernfeldmessungen an dem Array bei zwei verschiedenen Betriebsströmen.

Mit steigendem Strom findet eine leichte Aufweitung des Fernfeldwinkels Θ_{FF}[2] statt. Unter Verwendung der Fernfeldwinkel $8,2°$ und $9,0°$ lassen sich Werte von $2,0$ µm beziehungsweise $2,2$ µm für den Strahlparameter w_0 abschätzen[3].

4.1.2 Aufgebaute Laserchips

Nach der Vereinzelung der Laserchips mit der Wafersäge werden diese auf die dafür vorgesehenen Träger aus Silizium oder Kupfer aufgelötet (siehe Abschnitt 3.2.3). Die aufgebauten Laser werden anschließend erneut charakterisiert, unter anderem um auszuschließen, dass die Laser beim Aufbau zerstört oder beeinträchtigt wurden. Des Weiteren dient diese Untersuchung dazu, die Laserarrays ohne die Wärmeabfuhr durch den Kupferblock charakterisieren zu können. Um eine thermische Entkopplung vom Probenhalter zu gewährleisten, wird ein etwa 0,5 mm dickes Teflonplättchen zwischen Probe und Halter eingefügt. Seine Wärmeleitfähigkeit ist im Vergleich zu Silizium um den Faktor 600 reduziert, im Vergleich zu Kupfer sogar um den Faktor 1600.

Abbildung 4.11 zeigt die Betriebskennlinien des Laserarrays mit 6 µm aktiven Durchmessern und Oberflächenrelief aus Abb. 4.3. Aufgetragen sind die Messung auf dem Wafer und die Ausgangskennlinie desselben Arrays nach dem Auflöten des Laserchips auf den Siliziumträger. Der Träger wurde bei der ersten Messung auf dem Kupferhalter befestigt („gekühlt“),

[2]Der Fernfeldwinkel ist hier als FWHM (full width half maximum), also die Winkelbreite bei der Hälfte des Intensitätsmaximums, definiert.

[3]$\Theta_{\mathrm{FF,FWHM}} \approx \sqrt{2\ln 2}\frac{\lambda}{\pi w_0}$ [84], unter Annahme eines gaußschen Laserstrahls

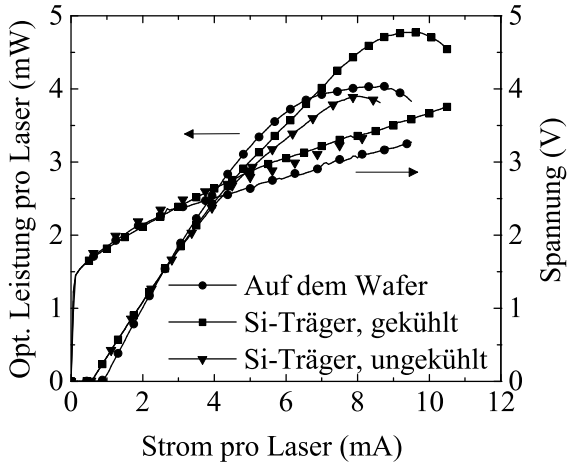


Abbildung 4.11: LIV-Kennlinie des Arrays aus 16 Relieflasern mit 6 µm aktiven Durchmessern aus Abb. 4.3. Verglichen werden eine Messung auf dem Wafer, eine nach dem Auflöten des Laserchips auf den Siliziumträger und mit zusätzlicher Kühlung über einen Kupferblock auf der Rückseite.

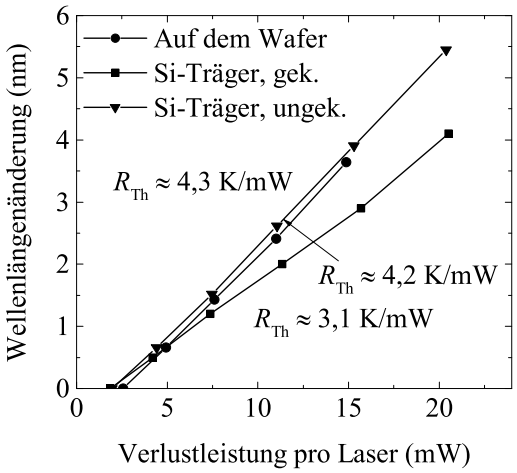


Abbildung 4.12: Verschiebung der Emissionswellenlänge mit der Verlustleistung für einen Laser aus dem Array in Abb. 4.11. Bei aufgelötetem Laserchip und Wärmeabfuhr über den Kupferblockhalter ist die Steigung am niedrigsten.

bei der zweiten Messung wurde der Träger thermisch vom Halter entkoppelt („ungekühlt“). Auch hier wurde auf durchschnittliche Einzelwerte pro Laser umgerechnet. Es ist zu erkennen, dass die Laserschwelle nach dem Auflöten gesunken ist, und zwar von etwa 0,9 mA auf circa 0,6 mA pro Laser. Dieses Verhalten ist unverständlich, da sich der Schwellstrom kaum verändern sollte. Der Siliziumträger sorgt zwar für eine verbesserte Wärmeabfuhr aus dem Laserchip, im Bereich der Schwelle sind jedoch die auftretenden Temperaturen so niedrig, dass die Reduzierung der Schwelle kaum thermisch erklärt werden kann. Ein anderer Erklärungsversuch wäre eine verbesserte Materialqualität durch den Lötvorgang. Es ist jedoch fraglich, ob die dabei auftretenden Temperaturen tatsächlich eine Art „Ausheilen“ des Halbleitermaterials zur Folge haben können. Die Messungen am aufgelöteten Laserchip zeigen einen leicht höheren differentiellen Widerstand als auf dem Wafer. Zusätzlich dazu, dass sich die elektrische Charakteristik durch das Auflöten leicht verändert, sollte berücksichtigt werden, dass die Messbedingungen nicht bei allen Messungen identisch waren, was auch einen Einfluss auf die Charakteristik haben könnte. Bei den Messungen auf dem Wafer wurden die Laser über eine Nadel auf der Oberseite und den ganzflächigen Kontakt des Kupferhalters auf der Rückseite kontaktiert, während die auf den Träger aufgelöteten Laser mit zwei Nadeln auf den Trägerleiterbahnen kontaktiert wurden.

Die durch das Auflöten veränderte thermische Charakteristik zeigt sich deutlich in Abb. 4.12. Zur Bestimmung des thermischen Widerstands wurde die Steigung der Emissionswellenlängenverschiebung mit der Verlustleistung nach (2.26) betrachtet. Die Messung auf Waferebene und die Messung ohne Wärmeabfuhr zeigen einen ähnlichen thermischen Widerstand ($4,2$ beziehungsweise $4,3$ K/mW), aber unterschiedliche Schwellströme (Abb. 4.11). Bei dem aufgelöteten Chip mit Wärmeabfuhr dagegen ist R_{Th} deutlich reduziert ($3,1$ K/mW). Alle drei Kurven in Abb. 4.11 zeigen das charakteristische Überrollen, allerdings setzt es bei dem „gekühlten“ Chip später ein, sodass eine höhere Ausgangsleistung als auf Waferebene und bei dem „ungekühlten“ Laserchip erreicht wird. Unter Verwendung der ermittelten Werte für den thermischen Widerstand lässt sich die interne Temperaturerhöhung abschätzen, bei der das Überrollen stattfindet. Sie ist bei allen Messungen ähnlich und liegt zwischen 93 und 97 K.

Wie in Abschnitt 3.2.3 beschrieben, wurden zwei verschiedene Arten von Laserchipträgern für die Top-Emitter-Strukturen hergestellt. Zum einen waren dies Siliziumträger mit strukturierten Leiterbahnen, zum anderen Kupferwärmesenken, auf welche Siliziumstücke mit Leiterbahnen aufgeklebt wurden. Um diese beiden Ansätze zu vergleichen, wurde der thermische Widerstand für zwei aufgebaute Laserchips mit 6 µm aktiven Bauteildurchmessern ohne Rückseitenkühlung bestimmt. Der auf den Siliziumträger aufgelötete Laserchip zeigt einen thermischen Widerstand von etwa 4,3 K/mW, während R_{Th} bei dem direkt auf die Kupferwärmesenke aufgelöteten Chip deutlich reduziert ist (ca. 3,3 K/mW).

Es sollte angemerkt werden, dass die Ausbeute an integrierten Modulen sehr gering war. Wie bereits bei der Herstellung erwähnt, war die Anzahl an Laserchips mit gutem elektrischen Kontakt in den Ätzgraben sehr niedrig und lag über den Wafer verteilt bei etwa 10 %. Durch Umstellungen in der Laserherstellung kann die Ausbeute in der Zukunft jedoch deutlich verbessert werden. Aufgrund verschiedener Schwierigkeiten beim Aufbau und der Integration der Bauteile reduzierte sich die Ausbeute zusätzlich.

4.2 Charakterisierung der aufgebauten Bottom-Emitter

Aufgrund der substratseitigen Emission können die Bottom-Emitter wie bereits erwähnt nicht auf Waferebene charakterisiert werden, da die gesamte Laserstrahlung im Substrat absorbiert werden würde. Auch die Bottom-Emitter-Laserchips werden nach der Vereinzelung mit der Wafersäge auf strukturierte Siliziumträger aufgelötet. Anschließend wird das Sub-

strat rückseitig entfernt, was eine Charakterisierung der Laser erst ermöglicht. Bei den elektrischen und optischen Messungen an den Bottom-Emittern wurden die Proben wie bei den Top-Emittern teilweise thermisch vom Probenhalter entkoppelt, um die Laser ohne externe Wärmeabfuhr zu charakterisieren.

Abbildung 4.13 zeigt die LIV-Messung eines substratseitig emittierenden VCSEL-Arrays mit 32 gleichzeitig emittierenden Lasern und aktiven Durchmessern von jeweils 10 µm. Der Schwellstrom beträgt hier etwa 0,5 mA pro Laser, ist also deutlich niedriger als bei den epitaxieseitig emittierenden Standardlasern mit dem gleichen aktiven Durchmesser ($2,4$ mA auf dem Wafer). Dies ist überraschend, da aufgrund der Schichtstrukturen der Schwellgewinn der beiden Strukturen fast identisch sein sollte. Die Berechnung des Schwellgewinns bei den Standard-Top-Emittern geht allerdings von einer idealen Ätzung der Antiphasenschicht aus. Es ist möglich, dass die im Rahmen der Prozessierung erzielte tatsächliche Ätztiefe vom idealen Wert abweicht, was den Schwellgewinn leicht beeinflussen kann. Die Injektionseffizienz wird darüber hinaus hauptsächlich von der Löcherinjektion bestimmt. Diesbezüglich sind die Bottom-Emitter im Vorteil, da Löcherinjektion über die gesamte Laserfläche stattfindet und der Löcherstrom damit homogener ist. Es sollte außerdem berücksichtigt werden, dass sich die gezeigten Messungen in den Randbedingungen unterscheiden. Die Bottom-Emitter sind bereits aufgebaut, während die betrachteten Top-Emitter-Werte auf dem Wafer gemessen wurden. Das bedeutet, dass die Top-Emitter über eine Nadel und einen Rückseitenkontakt angesteuert werden, während die Bottom-Emitter mit zwei Nadeln kontaktiert werden, was ebenfalls zu einer anderen Charakteristik führen kann.

Es ist eine maximale Ausgangsleistung von ca. 4,1 mW pro Laser zu beobachten, bei einem maximalen differentiellen Wirkungsgrad von 39 %. Es sollte erwähnt werden, dass bei dieser Messung Kühlung durch den Kupferhalter auf der Rückseite stattfand. Eine Nahfeldmessung an einem Laser aus dem Array bei einem Betriebsstrom von etwa $6,7$ mA pro Laser ist in Abb. 4.14 gezeigt. Die Vorgehensweise bei dieser Art von Messungen ist in Abschnitt B.2 beschrieben. Im Ausgangsstrahl des Lasers treten fünf verschiedene Moden auf, deren relative Leistung P_{rel} jeweils eingefügt ist. Die überlagerte Intensitätsverteilung aller Moden ist ebenfalls gezeigt. Insgesamt befindet sich der größte Teil der Intensität des Ausgangsstrahls dieses substratseitig emittierenden Lasers im Zentrum. Abbildung 4.15 zeigt die spektral aufgelöste Intensitätsverteilung bei dem entsprechenden Betriebsstrom. Die auftretenden Maxima sind mit den Buchstaben A–E gekennzeichnet und entsprechen den ebenso benannten Moden in Abb. 4.14.

Da bei Bottom-Emittern die Laser kopfüber auf die epitaktische Seite aufgelötet werden, wird eine verbesserte Wärmeabfuhr erwartet. Die Lötstelle ist hier direkt an der Laserstruk-

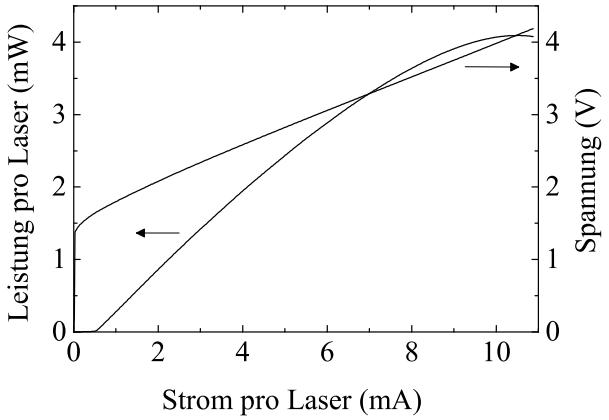


Abbildung 4.13: Ausgangscharakteristik eines Bottom-Emitter-Arrays mit 32 emittierenden Lasern, deren aktive Durchmesser 10 µm betragen. Es erfolgt Rückseitenkühlung durch den Kupferhalter.

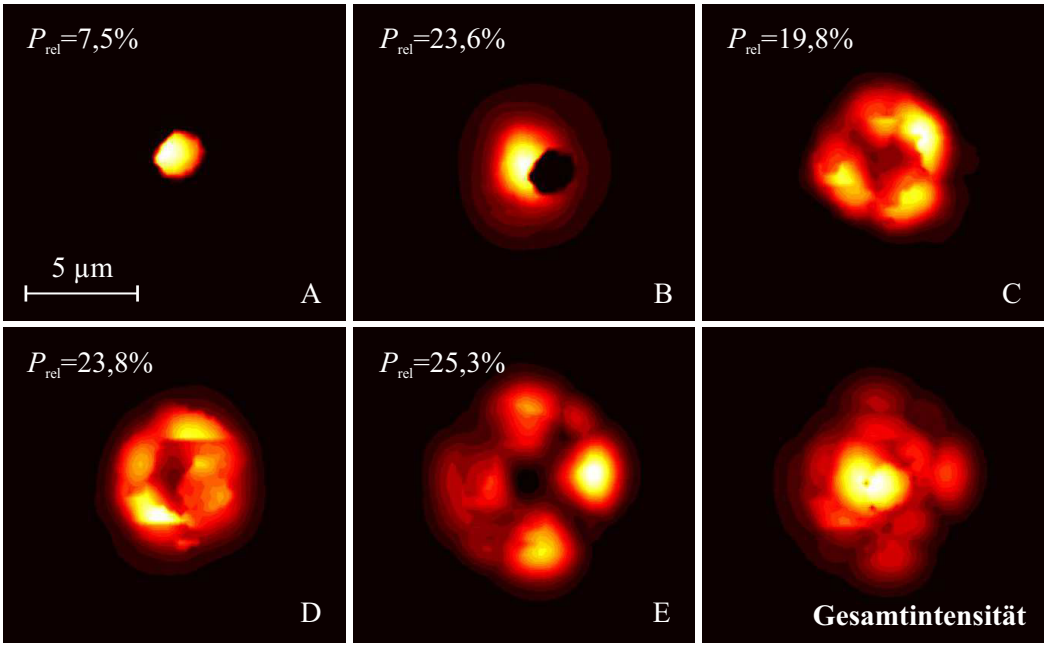


Abbildung 4.14: Nahfeldmessung an einem substratseitig emittierenden Laser mit 10 µm aktivem Durchmesser bei einem Betriebsstrom von etwa 6,7 mA in Abb. 4.13. Es können fünf verschiedene Moden mit jeweils unterschiedlicher relativer Leistung P_{rel} aufgelöst werden. Rechts unten ist die überlagerte Intensitätsverteilung eingefügt.

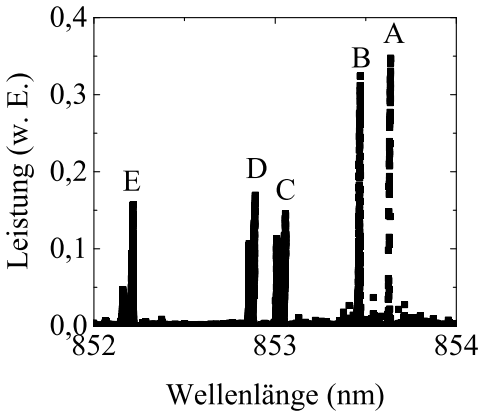


Abbildung 4.15: Spektrum zu der Nahfeldmessung in Abb. 4.14. Die gekennzeichneten Maxima entsprechen den Modenbezeichnungen in Abb. 4.14.

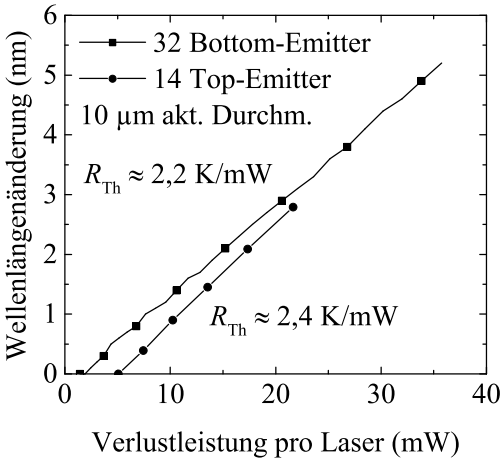


Abbildung 4.16: Änderung der Emissionswellenlänge mit der Verlustleistung an zwei Arrays aus Lasern mit 10 µm aktiven Durchmessern. Ein Array besteht aus 14 Top-Emittern, das andere aus 32 Bottom-Emittern.

tur, wo die Wärme entsteht. Bei den Top-Emittern liegt zwischen Laserschichtstruktur und Lötverbindung das oft mehrere Hundert Mikrometer dicke Substrat. Aus diesem Grund besitzen substratseitig emittierende VCSEL in der Regel einen niedrigeren thermischen Widerstand als epitaxieseitig emittierende. Dieses Verhalten zeigt sich deutlich in der Änderung der Emissionswellenlänge mit der Verlustleistung (Abb. 4.16). Verglichen werden hier ein Array aus 32 Bottom-Emittern und eine Anordnung aus 14 Top-Emittern ohne Oberflächenrelief. Es sollte erwähnt werden, dass der Bottom-Emitter-Laserchip bereits auf einen Siliziumträger aufgebaut ist, während das Top-Emitter-Array hier auf dem Wafer vermessen wurde. Bei der Messung an beiden Proben fand jedoch Rückseitenkühlung durch den Kupferhalter statt. Die Bottom-Emitter zeigen eine kleinere Steigung der Wellenlänge beziehungsweise einen niedrigen thermischen Widerstand (etwa $2,2$ im Vergleich zu $2,4$ K/mW).

Wird das Laserarray aus Abb. 4.13 nicht mit Rückseitenkühlung, sondern thermisch entkoppelt gemessen, sinkt die maximal erreichbare Ausgangsleistung. Das Laserverhalten verschlechtert sich aufgrund des mehr als doppelt so großen thermischen Widerstands, wie aus der Änderung der Emissionswellenlänge mit der Verlustleistung ersichtlich ist (Abb. 4.17).

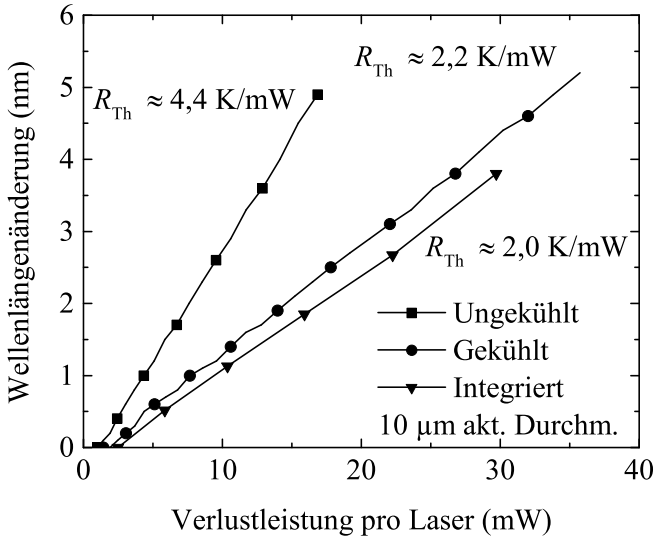


Abbildung 4.17: Rotverschiebung der Wellenlänge mit der Verlustleistung an dem Bottom-Emitter-Array aus Abb. 4.13 bei gekühlter und ungekühlter Messung sowie nach der Integration mit Kupferwärmesenke.

Zur Integration wurde der Laserchip mit Siliziumträger wie in Abb. 3.59 auf eine Kupferwärmesenke aufgeklebt und anschließend mit dem mikrofluidischen Chip integriert (Abb. 3.65, rechts). Die entsprechende Kurve in Abb. 4.17 zeigt, dass hier der thermische Widerstand sogar noch etwas niedriger ist.

Im integrierten Modul heizen sich die Laser aufgrund der thermischen Entkopplung mit steigender Betriebsdauer zunehmend auf. Die integrierten Laserchips wurden daher für einige Minuten bei einem konstanten Strom betrieben, um zu untersuchen, wie sich die Ausgangsleistung mit der Zeit ändert. Es sollte dabei beachtet werden, dass das Array aus 25 Lasern trotz der geringen Laseranzahl die höchste Gesamtleistung besitzt, was sehr überraschend ist. Gründe dafür könnten Schwankungen in der Oberflächenqualität der Proben nach dem Entfernen des Substrats oder unterschiedlich gute Lötverbindungen sein. Die relative Leistungsänderung für drei verschiedene Bottom-Emitter-Arrays ist in Abb. 4.18 aufgetragen. Alle gezeigten Bauteile besitzen aktive Durchmesser von 8 µm. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Leistung mit der Zeit abfällt. Außerdem ist ersichtlich, dass der Leistungsabfall umso ausgeprägter auftritt, je mehr Laser gleichzeitig im Array emittieren. Es ist zu erkennen, dass sich nach einigen Minuten ein eingeschwungener Zustand einstellt, mit thermischen Zeitkonstanten von etwa 30, 40 und 50 s für 25, 35 und 56 Laser. Die in Abb. 4.18 gezeigten integrierten Module wurden während der gesamten Messung kontinuierlich mit Konvektionskühlung durch gasförmigen Stickstoff gekühlt. Verzichtet man auf diese Kühlung, fällt die Ausgangsleistung noch stärker mit der Betriebsdauer ab. Dieser Effekt ist in Abb. 4.19

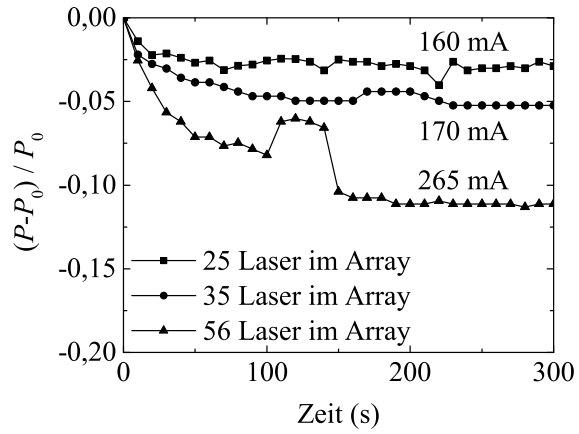


Abbildung 4.18: Relative Leistungsänderung mit der Zeit für drei integrierte Bottom-Emitter-Arrays mit 8 µm aktiven Bauteildurchmessern. Die Ausgangsleistung fällt mit der Zeit umso stärker ab, je mehr Laser gleichzeitig emittieren.

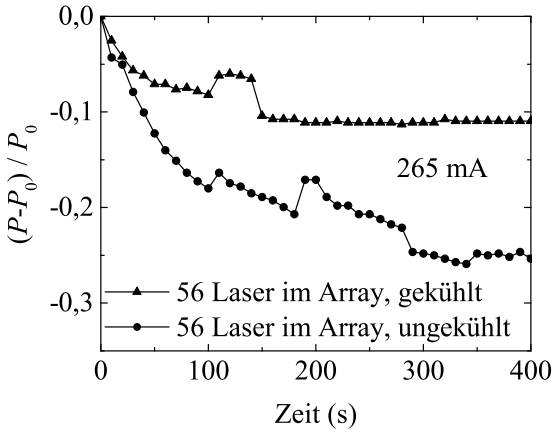


Abbildung 4.19: Relative Leistungsänderung mit der Zeit für das Array aus Abb. 4.18 mit 56 Lasern. Ohne Stickstoffkühlung ist der Leistungsabfall deutlich stärker.

am Beispiel des Laserarrays mit 56 emittierenden Lasern gezeigt. Die Schwankungen in den Kennlinien sind hauptsächlich auf einen nicht konstanten Stickstoffffluss und auf Messungenauigkeiten durch einen leicht schwankenden Betriebsstrom zurückzuführen. Bei den durchgeführten Messungen wird angenommen, dass die Temperatur, bei der das thermische Überrollen einsetzt, konstant ist. Sie setzt sich zusammen aus der Temperatur der Wärmesenke T_{hs} und dem Anstieg der internen Lasertemperatur ΔT_{in}:

$$T_{\mathrm{ro}} = T_{\mathrm{hs}} + \Delta T_{\mathrm{in}} = \mathrm{const.}, \tag{4.1}$$

wobei ΔT_{in} nach (2.26) von der Verlustleistung P_{diss} abhängt, der Differenz zwischen eingeprägter elektrischer Leistung P_{el} und optischer Leistung P:

$$\Delta T_{\mathrm{in}} = R_{\mathrm{Th}} \cdot P_{\mathrm{diss}} = R_{\mathrm{Th}} \cdot (P_{\mathrm{el}} - P) \quad . \tag{4.2}$$

Unter der Annahme, dass die eingeprägte elektrische Leistung $P_{\mathrm{el}} = U \cdot I$ konstant bleibt, kann damit für einen bestimmten Abfall ΔP der optischen Leistung die entsprechende Temperaturerhöhung ΔT_{hs} abgeschätzt werden:

$$\Delta T_{\mathrm{hs}} = R_{\mathrm{Th}} \cdot \Delta P \quad . \tag{4.3}$$

Es wird außerdem angenommen, dass der thermische Widerstand bei allen betrachteten Arrays gleich ist und etwa $2,0$ K/mW beträgt. In Tabelle 4.2 sind die Anzahl an emittierenden

Tabelle 4.2: Optischer Leistungsabfall (absolut und relativ) und entsprechende Temperaturerhöhung für die Bottom-Emitter-Arrays aus Abb. 4.18.

Laseranzahl	ΔP (mW)	ΔP (%)	ΔT_{hs} (K)
25	2, 5	3, 1	4, 9
35	1, 9	5, 2	4, 2
56	6, 1	11, 1	13, 4
56, ungek.	14, 4	25, 9	31, 7

Lasern, der absolute und relative Leistungsabfall sowie die entsprechende Temperaturerhöhung für die drei betrachteten Arrays aufgelistet.

Um das Absinken der Ausgangsleistung durch Erwärmung zu verringern, könnte ein Lüfter in das System eingebracht werden. Noch effizienter wäre der Einsatz einer Wasserkühlung oder eines Peltier-Kühlelements. Jeder dieser Ansätze erhöht jedoch Volumen, Leistungsaufnahme und Kosten des Moduls, was der ursprünglichen Idee der Integration in ein tragbares, batteriebetriebenes Modul zur Partikelmanipulation widerspricht. Alternativ würde eine dickere Wärmesenke die Wärmeabfuhr verbessern. Mit einer Aussparung in der Platine ließe sich eine bessere rückseitige Kühlung durch Konvektion erzielen. Rillen an der Rückseite der Wärmesenke würden die Oberfläche vergrößern und könnten so den Effekt der Konvektion verstärken.

4.3 Charakterisierung der rechteckigen VCSEL

Wie in Abschnitt 2.3.5 beschrieben, wurden in dieser Arbeit zwei verschiedene Arten rechteckiger VCSEL untersucht. Zum einen waren dies ganzflächig emitterende Lasertrukturen, zum anderen rechteckige Laser mit Oberflächenätzung. Herstellung und Charakterisierung letzterer erfolgten im Rahmen der Dissertation von Herrn Dr.-Ing. Abdel-Sattar Gadallah [114]. Die Ausgangscharakteristik eines rechteckigen VCSELs mit acht Oberflächenätzungen zur Begünstigung der E_{81}-Mode ist in Abb. 4.20 dargestellt. Das Bauteil besitzt eine aktive Apertur von etwa 68,3 $\times$ 6 μm^2 [111]. Die Laserschwelle liegt bei etwa 12,8 mA, mit einer maximalen differentiellen Effizienz von 38,5 %. Die maximale optische Ausgangsleistung des Lasers liegt bei 12,1 mW. Das Bauteil zeigt außerdem einen sehr niedrigen differentiellen Serienwiderstand von unter 20 Ω. Anhand des eingefügten optischen Emissionsspektrums, aufgenommen am Punkt des thermischen Überrollens, ist zu erkennen, dass das Bauteil einmodig emittiert.

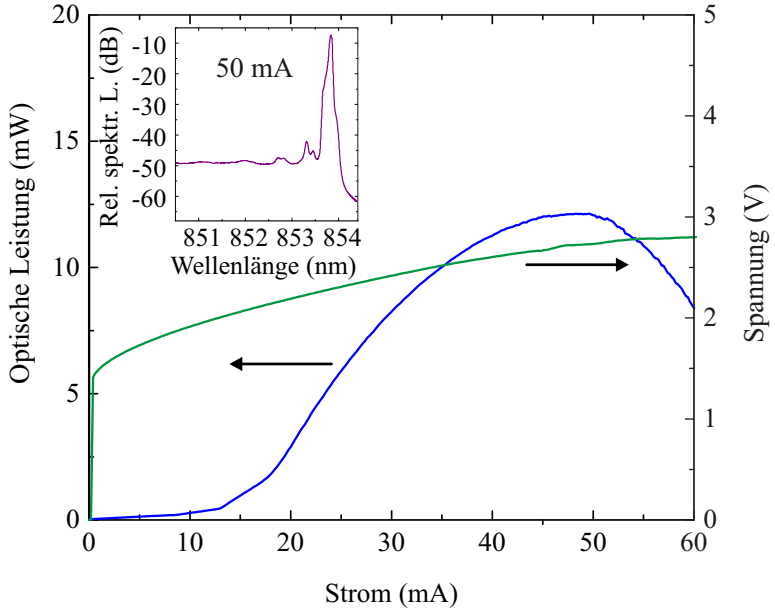


Abbildung 4.20: Elektrische und optische Ausgangscharakteristik eines Lasers mit acht Oberflächenätzungen. Eingefügt: optisches Spektrum desselben Lasers bei 50 mA Betriebsstrom. Das Bauteil emittiert eindeutig einmodig.

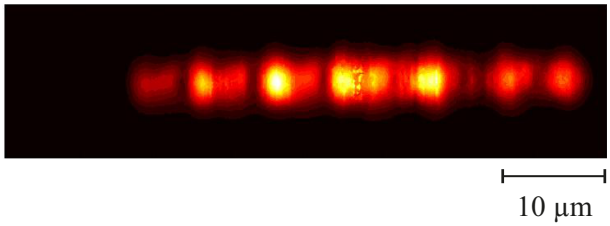


Abbildung 4.21: Nahfeldintensitätsverteilung des Lasers aus Abb. 4.20 bei einem Betriebsstrom von 45 mA. In der Lasermitte ist die Intensität deutlich höher als am Rand.

Abbildung 4.21 zeigt die gemessene Nahfeldintensitätsverteilung des Bauteils aus Abb. 4.20 bei einem Betriebsstrom von 45 mA, also nahe des thermischen Überrollens. Die Intensität ist in der Lasermitte deutlich höher als in den Randgebieten. Des Weiteren weicht die Form der Maxima stark von der in Abb. 2.27 simulierten Form ab. Dieser Effekt wurde der inhomogenen Temperaturverteilung im Bauteil und damit einer Resonanzverschiebung zugeschrieben [111]. Diese inhomogene Intensitätsverteilung könnte bei dem Einsatz des Lasers zur optischen Partikelmanipulation ein Hindernis darstellen.

An den rechteckigen VCSELn wurden außerdem Fernfeldmessungen durchgeführt. Abbildung 4.22 zeigt die gemessenen Fernfeldintensitätsverteilungen in Richtung der langen und kurzen VCSEL-Seite bei einem mittleren Betriebsstrom von 30 mA. Die Messung entlang der kurzen Achse zeigt ein Hauptmaximum, während sich bei der langen Achse vier Haupt-

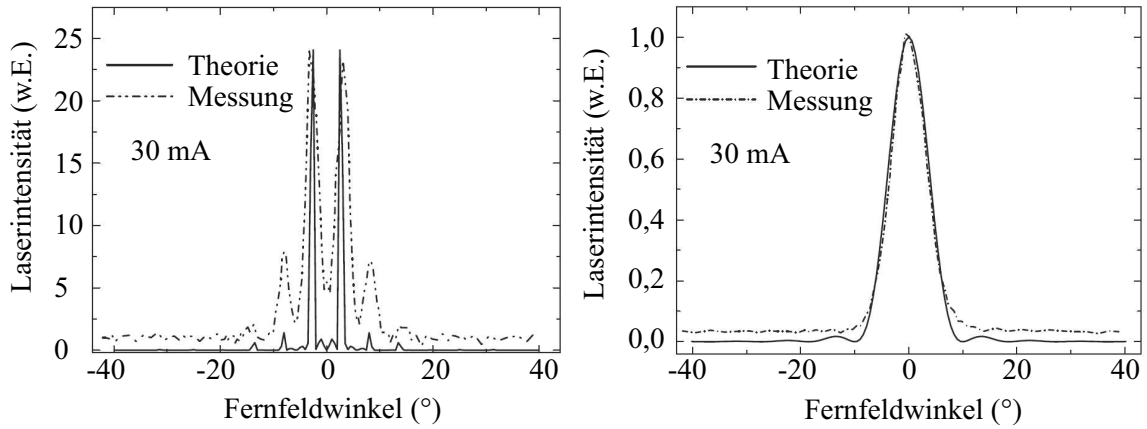


Abbildung 4.22: Fernfeldmessungen an dem Laser aus Abb. 4.20, gemessen entlang der langen (links) und kurzen Laserachse (rechts). Beide Messungen stammen aus [114] und wurden bei einem Betriebsstrom von 30 mA durchgeführt.

maxima beobachten lassen, von denen die beiden inneren eine höhere Intensität besitzen als die äußeren. Das Zustandekommen dieser periodischen Verteilung ist in [114] erläutert.

Die ganzflächig emittierenden rechteckigen VCSEL wurden von der Firma Philips Technologie GmbH U-L-M Photonics sowohl epitaktisch gewachsen als auch prozessiert. Elektrische und optische Ausgangscharakteristik eines ganzflächig emittierenden rechteckigen VCSELs sind in Abb. 4.23 aufgetragen. Die Abmessungen der aktiven Apertur dieses Lasers betragen etwa $13{,}8 \times 100\,\mu\text{m}^2$. Die Laserschwelle liegt bei 18 mA, mit einer maximalen differentiellen Effizienz von 47 % und einer maximalen Ausgangsleistung von 38,7 mW. Der differentielle Serienwiderstand ist aufgrund der Bauteilgröße sehr niedrig und liegt bei etwa $10\,\Omega$. Eingefügt in Abb. 4.23 sind außerdem die optischen Spektren desselben Lasers bei drei verschiedenen Betriebsströmen. Es ist zu erkennen, dass der Laser über den gesamten Betriebsbereich stark mehrmodig emittiert.

Um die ortsaufgelöste Intensitätsverteilung der Laseremission zu bestimmen, wurde direkt über der Laserfacette eine Nahfeldmessung durchgeführt (beschrieben in Anhang B). Abbildung 4.24 zeigt die gemessene Nahfeldintensitätsverteilung des Lasers bei einem Betriebsstrom von 85 mA, also nahe des thermischen Überrollens. Es ist zu erkennen, dass die Intensität am linken und rechten Rand des Lasers deutlich höher als im mittleren Bereich ist. Bei einem Einsatz der Laser im makroskopischen Fallenaufbau wird mit Hilfe der verwendeten Objektive eine Laserabbildung in der Probenebene erzeugt, sodass für eine Abschätzung des Fallenverhaltens vor allem das Nahfeld von Interesse ist. Insgesamt kann die Intensitätsverteilung des Ausgangsstrahls als relativ homogen angesehen werden. Es ist jedoch nicht klar,

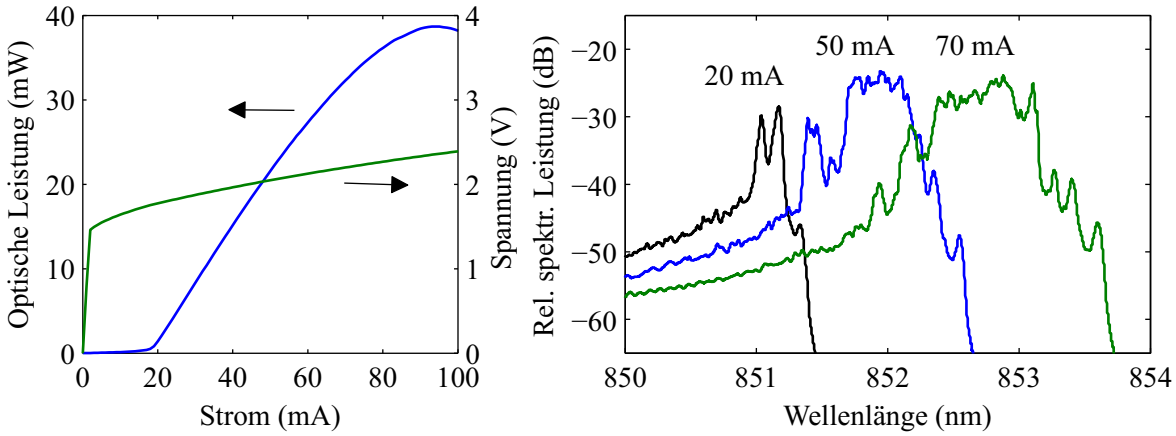


Abbildung 4.23: Links: elektrische und optische Charakteristik eines ganzflächig emittierenden rechteckigen VCSELs mit aktiver Bauteilgröße 13,8 × 100 µm^2. Rechts: optische Spektren bei drei verschiedenen Betriebsströmen.

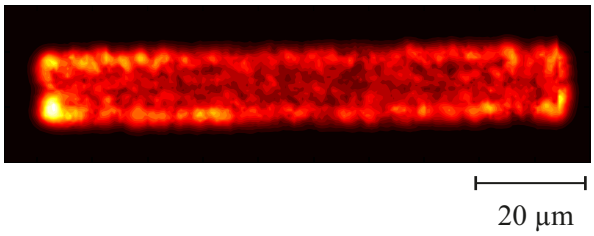


Abbildung 4.24: Nahfeldintensitätsverteilung des Lasers aus Abb. 4.23 bei einem Betriebsstrom von 85 mA.

ob diese Homogenität gut genug für einen Einsatz zur kontinuierlichen Partikelablenkung ist.

Die Fernfeldmessungen zu einem ähnlichen Laser wie in Abb. 4.23 sind in Abb. 4.25 aufgetragen. Die Messungen wurden sowohl entlang der langen Seite des Lasers als auch entlang der kurzen Laserachse durchgeführt. Es liegt deutlich mehrmodiges Verhalten vor, wobei die Verteilung durch die Vielzahl der Moden nicht einzeln auflösbar ist. In allen Intensitätsverteilungen sind zwei Hauptmaxima zu erkennen, und mit zunehmendem Betriebsstrom weiten sich die Fernfelder auf. In [112] wurden ähnliche rechteckige VCSEL theoretisch analysiert, und das Zustandekommen dieser beiden Maxima im Fernfeld wurde ausführlich erläutert.

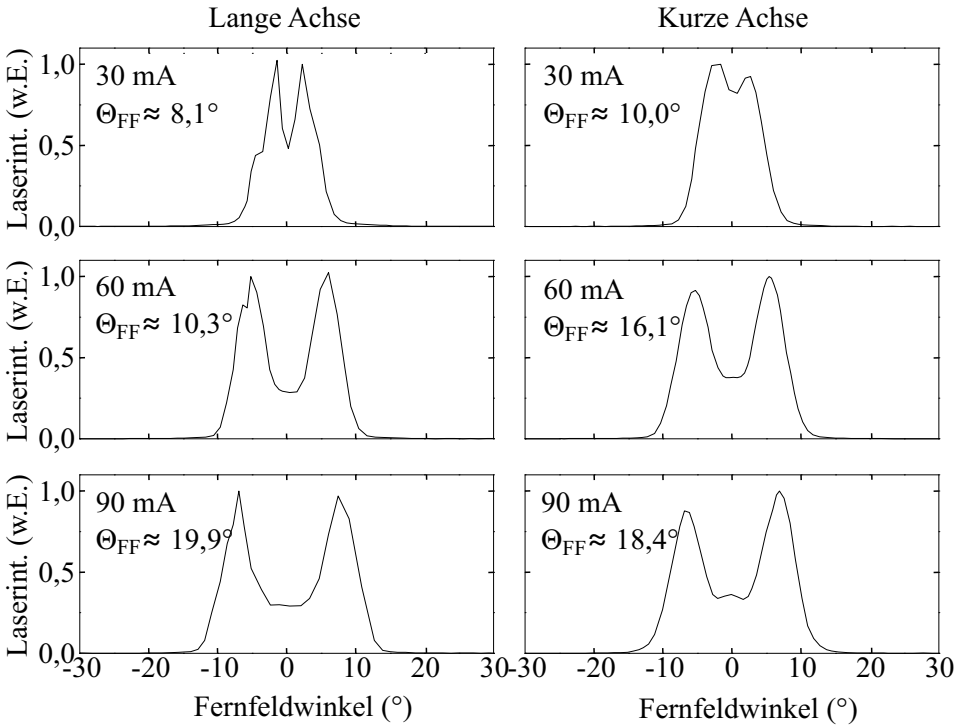


Abbildung 4.25: Fernfeldmessung an einem Laser wie in Abb. 4.23 bei drei verschiedenen Betriebsströmen. Die Fernfelder wurden entlang der langen und der kurzen Laserachse gemessen.

Kapitel 5

Experimente zur Partikelmanipulation

Die im Rahmen dieser Arbeit gefertigten Laser und Laserarrays wurden mit dem Ziel hergestellt, sie als optische Fallenlaser einzusetzen. Die nachfolgend demonstrierten Partikelexperimente dienen zur Untersuchung des optischen Fallenverhaltens der verwendeten VCSEL. Darüber hinaus wird überprüft, ob mit den Lasern und Laserarrays kontinuierliche Partikelablenkung (wie in den Abbildungen 2.21 und 2.22 angedeutet) erzielt werden kann.

Wie zuvor erläutert besteht das Ziel letzendlich darin, die Laserchips unter Verzicht auf externe Optiken mit dem mikrofluidischen Chip zu integrieren. Anschließend sollen in den Fluidikkanal eingebrachte Partikel mit Hilfe der integrierten Laser rein optisch manipuliert werden. Vor der Integration besteht darüber hinaus die Möglichkeit, die Laser in einem makroskopischen, externen Fallenaufbau einzusetzen. Im Folgenden werden verschiedene Experimente zur optischen Manipulation an Testpartikeln aus Polystyrol unter Einsatz beider Varianten gezeigt. Diese dielektrischen Partikel dienen als erste einfache Modelle für lebende Zellen in zukünftigen biologischen Fallenexperimenten.

5.1 Partikelmanipulation im externen Fallenaufbau

Eine schematische Ansicht des in dieser Arbeit eingesetzten makroskopischen optischen Fallenaufbaus ist in Abb. 5.1 dargestellt. Die Laserprobe, die zur Partikelmanipulation eingesetzt werden soll, wird mittels Vakuumansaugung auf dem unteren Kupferblock befestigt und elektrisch kontaktiert (mittels Kontaktnadeln oder durch bereits angelötete Kabel). Der austretende Laserstrahl (oder mehrere Strahlen bei einem Array) wird durch ein Mikroskopobjektiv kollimiert. Von einem Ölimmersionsobjektiv mit einer hohen numerischen Apertur

von 1,25 wird der kollimierte Strahl in der Probenebene fokussiert[1]. Die Probenebene besteht beispielsweise aus zwei Glasplättchen mit Abstandshalter aus 200 µm dünnem PDMS. Die Glasplättchen werden in einem Halter befestigt, und der Spalt zwischen den Plättchen wird mit einer Partikellösung aus Wasser und Polystyrolpartikeln gefüllt. Statt der beiden Glasplättchen kann auch ein mikrofluidischer Chip mit Mikrokanal verwendet werden. Der Halter in der Probenebene ist mit Piezoaktuatoren verbunden, die ein präzises Verschieben in x-, y- und z-Richtung[2] erlauben. Indem die Partikellösung damit gleichmäßig über den Laserstrahl bewegt wird, kann ein kontinuierlicher Partikelfluss simuliert werden. Oberhalb der Probenebene befindet sich ein System zur Beobachtung der Experimente, bestehend aus einem Objektiv, einer Weißlichtquelle, einem Strahlteiler und einer CCD-Kamera. Der externe Fallenaufbau dient einer ersten Charakterisierung der eingesetzten Fallenlaser.

Der optische Aufbau wird so justiert, dass der Fokus des Laserstrahls genau in der Probenebene liegt, sodass ein starker Intensitätsgradient zur Partikelanziehung erzielt werden kann. Bei einem Array gibt es jedoch mehr als einen Laserstrahl. Alle Strahlen, die lateral versetzt zur optischen Achse liegen, werden durch die Optik beschnitten und verzerrt. Dieser Effekt reduziert die in der Probenebene verfügbare Leistung sowie die optische Fallenkraft und verstärkt sich mit der Entfernung der Laser zur optischen Achse. Ein ähnliches Problem besteht bei großflächigen rechteckigen VCSELn. Die Intensitätsanteile, die weiter von der optischen Achse entfernt sind, werden benachteiligt. Je größer außerdem der Durchmesser (beziehungsweise die Weite) des kollimierten Strahls oder Strahlenbündels ist, umso größer ist der Anteil der Laserleistung, der an der begrenzten Apertur des Immersionsobjektivs abgeschnitten wird.

Um den Einfluss des Immersionsobjektivs zu untersuchen, wurde bei einem einzelnen Laser der Strahldurchmesser an der Objektivapertur variiert. Abbildung 5.2 zeigt die stromabhängigen Ausgangsleistungskurven eines einmodig emittierenden Lasers mit 12 µm aktivem Durchmesser und $5,6$ µm großem Oberflächenrelief, wobei die Position des Kollimierobjektivs verschoben wurde. Die Position „0“ entspricht der Objektivposition, bei der der Laserstrahl kollimiert ist. Wird das Objektiv nach unten bewegt, also näher zum Laser hin, divergiert der Strahl und ein größerer Teil des Laserstrahls wird abgeschnitten (Abb. 5.3). Ein Verschieben des Kollimierobjektivs vom Laser weg resultiert in einem leicht konvergenten Strahl. Aus Abb. 5.2 ist deutlich ersichtlich, dass bei einem kollimierten oder gar divergenten Strahl ein maßgeblicher Teil der Leistung am Immersionsobjektiv verloren geht.

[1] Für einen ideal kollimierten Strahl ergäbe sich im vorliegenden Aufbau ein Verkleinerungsfaktor von etwa $0,133$.

[2] Maximale Translation: 360 µm in x-, 360 µm in y- und 100 µm in z-Richtung. Die Geschwindigkeit kann zwischen etwa 100 nm/s und mehreren zehn µm/s variiert werden.

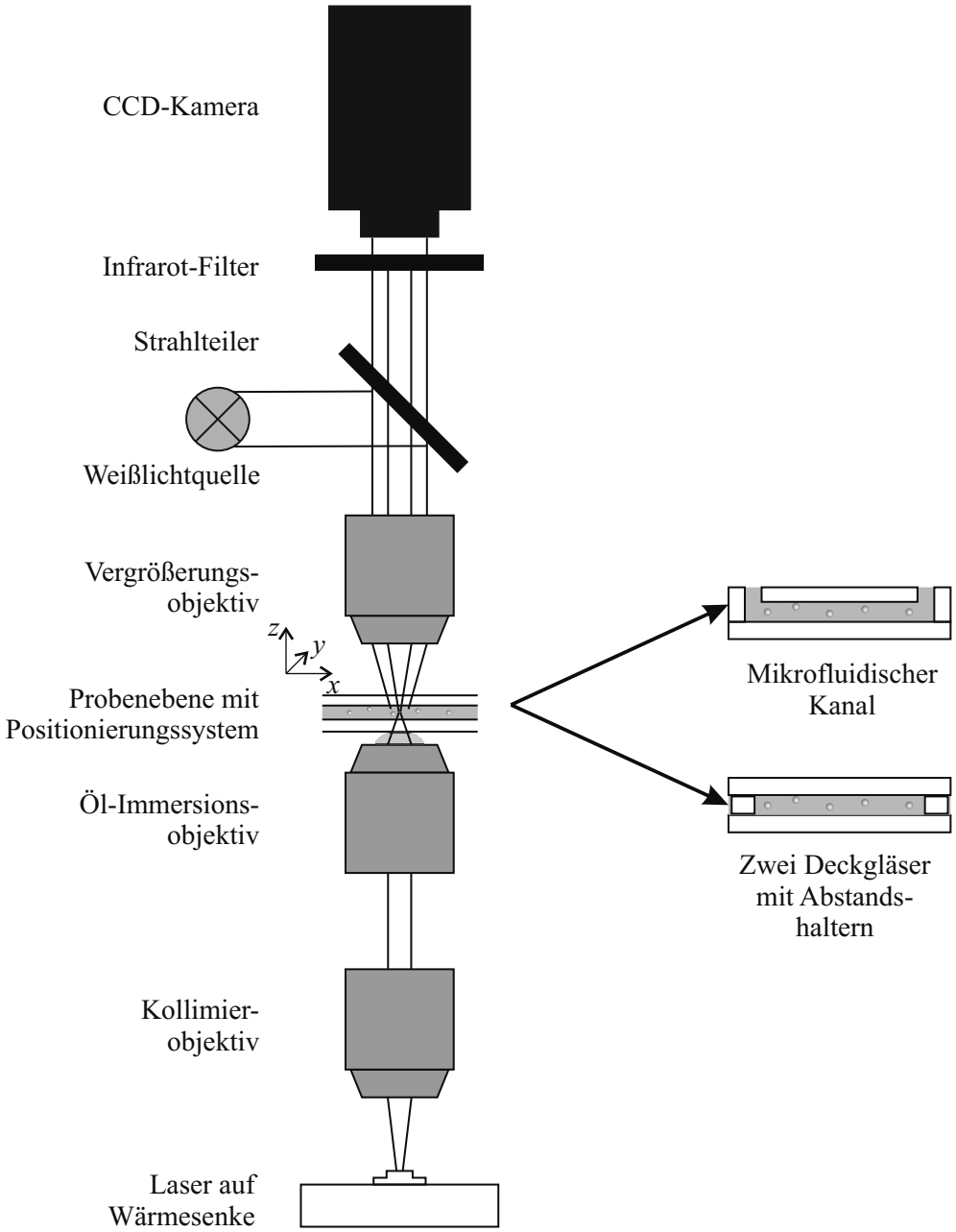


Abbildung 5.1: Makroskopischer Fallenaufbau. Die emittierten Laserstrahlen werden im unteren Objektiv kollimiert. Im oberen Immersionsobjektiv werden die Strahlen dann stark fokussiert, sodass der Laserfokus in der Probenebene liegt. Die Probenebene kann beispielsweise aus einem mikrofluidischen Chip oder aus zwei Gläsplättchen mit Partikellösung bestehen und wird mittels Piezoelementen hochpräzise verschoben.

Von dem mittels der Kollimieroptik vorfokussierten Strahl wird nur ein deutlich geringerer Anteil abgeschnitten. Es muss jedoch beachtet werden, dass trotz der höheren verfügbaren Leistung nicht unbedingt die optische Fallenkraft steigt, da die Vorfokussierung zu einer wenigen starken Fokussierung in der Probenebene und damit zu einem reduzierten Intensitätsgradienten führt. Bei der Wahl der Objektivposition muss also für jede Kombination aus Laser und Partikelgröße das entsprechende Optimum gefunden werden.

Zum Vergleich ist in Abb. 5.2 außerdem die Kennlinie des Lasers ganz ohne Objektive im Strahlengang eingefügt. Dadurch ist deutlich zu erkennen, dass die Verluste selbst mit Vorfokussierung noch relativ hoch sind. Zusätzlich zu den Verlusten an der Objektivapertur sollte darüber hinaus berücksichtigt werden, dass nur etwa 80 % der Laserleistung im Objektiv transmittiert werden.

Abbildung 5.4 zeigt die maximal erreichbare Ausgangsleistung von drei Lasern, normiert auf die maximale Leistung ohne Objektive im Strahlengang. Das Diagramm vergleicht einen rechteckigen VCSEL mit 100 $\times$ 13,8 μm^2 aktiver Fläche und zwei runde VCSEL mit jeweils 12 μm aktivem Durchmesser, von denen einer einmodig und einer mehrmodig emittiert. Die Fernfeldwinkel der Laser betragen etwa $19,9°$ bei dem rechteckigen beziehungsweise $4,6°$ bei dem einmodigen runden und $20,6°$ bei dem mehrmodigen runden Laser. Eine mehrmodige Emission bedeutet gleichzeitig auch eine höhere Divergenz, sodass der Strahldurchmesser auf Höhe der Kollimieroptik bereits größer ist. Bei Verschiebung des Objektivs nach oben nimmt die Ausgangsleistung zu. Nach Überschreiten des „optimalen“ Punkts, an dem der Strahlfokus vermutlich auf Höhe des Immersionsobjektivs liegt, sinkt die Leistung wieder. Bei einem zu großen Abstand der Kollimieroptik zum Laser wird durch die Aufweitung bereits das untere Objektiv überstrahlt. Es ist zu erkennen, dass eine Veränderung der Objektivstellung bei dem mehrmodigen VCSEL eine deutlich stärkere Auswirkung hat, da von seinem divergenteren Strahl ein größerer Anteil abgeschnitten wird. Auch bei dem rechteckigen VCSEL ist dieser Effekt sehr stark ausgeprägt. Aufgrund der großen Emissionsfläche kann außerdem selbst bei „optimaler“ Objektivposition nur etwa die Hälfte der eigentlich verfügbaren Leistung transmittiert werden.

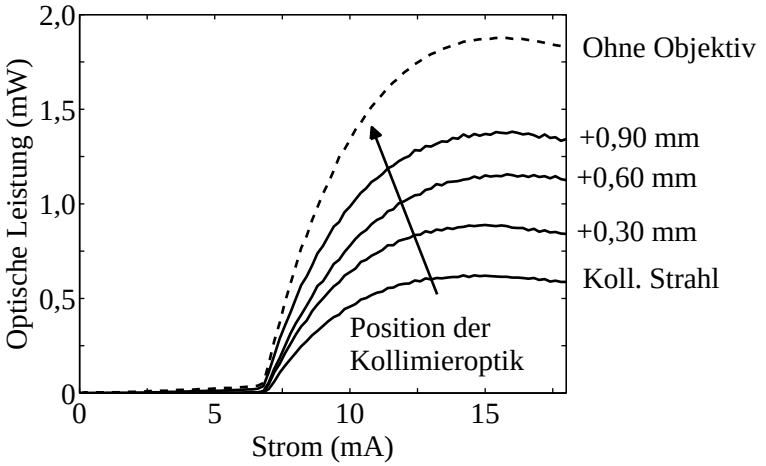


Abbildung 5.2: Strom–Leistungs-Charakteristik eines einmodigen Lasers mit 12 µm aktivem Durchmesser bei verschiedenen Positionen der Kollimieroptik.

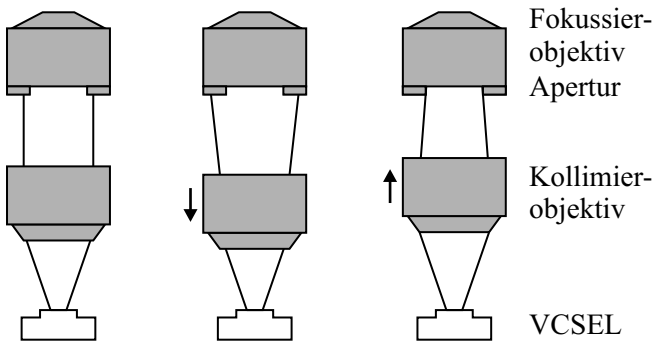


Abbildung 5.3: Links: kollimierter Laserstrahl, der zum Teil an der Apertur des Immersionsobjektivs beschnitten wird. Mitte: Wird das untere Objektiv näher zum Laser bewegt, divergiert der Strahl und wird am oberen Objektiv noch stärker abgeschnitten. Rechts: Wird das Objektiv vom Laser weg bewegt, konvergiert der Strahl und wird deutlich weniger von der Apertur beschnitten.

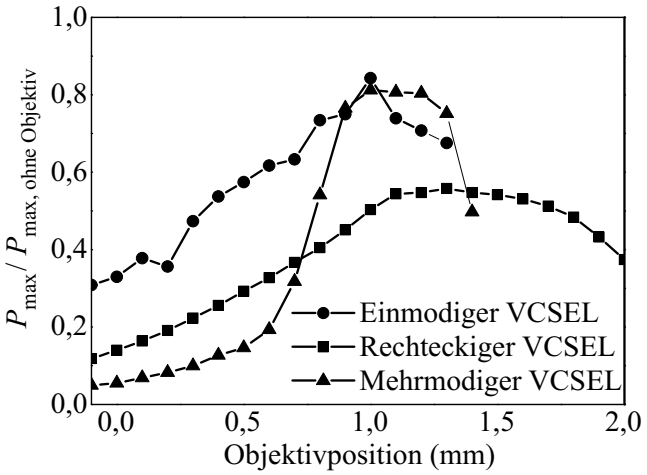


Abbildung 5.4: Maximal erreichbare Ausgangsleistung von drei verschiedenen Lasern in Abhängigkeit von der Position des Objektivs zur Strahlkollimierung. Verglichen werden ein einmodiger und ein mehrmodiger Laser mit jeweils 12 µm aktivem Durchmesser sowie ein rechteckiger VCSEL mit 100 × 13,8 µm^2 aktiver Fläche.

5.1.1 Partikelmanipulation mittels länglicher rechteckiger VCSEL

Rechteckige VCSEL mit Oberflächenstrukturierung

Die rechteckigen Laser mit der 8-Punkt-Relief-Ätzung (siehe Abschnitt 2.3.5) und 68,3 × 6 µm^2 aktiver Fläche wurden im externen optischen Fallenaufbau zur Partikelmanipulation eingesetzt, bei einem Betriebsstrom von etwa 25 mA. Die Probenebene bestand in diesem Fall aus zwei Glasplättchen, die durch Abstandshalter aus PDMS getrennt wurden. Zwischen diese Plättchen wurde eine wässrige Lösung mit 10 µm-Polystyrol-Partikeln injiziert. Die Probenebene wurde mittels Piezoelementen mit hoher Präzision verschoben, um so einen gleichmäßigen Partikelfluss zu simulieren und kontinuierliche Partikelablenkung an der rechteckigen Laserdiode zu erzielen.

In Abb. 5.5 sind Schnappschüsse eines Experiments aufgetragen, bei dem die rechteckige Vertikallaserdiode mit Oberflächenätzung unter einem Winkel von etwa 20° zur Bewegungsrichtung der Partikel angeordnet wurde. Die verfügbare optische Leistung in der Probenebene betrug etwa 7 mW. Die Probenebene wurde in x-Richtung mit einer Geschwindigkeit von 4,5 µm/s verschoben. Es ist deutlich zu erkennen, wie sich ein 10 µm-Teilchen dem Laser nähert und und beim Passieren des Lasers an den einzelnen Intensitätsmaxima des Laserstrahls schrittweise abgelenkt wird. Die gesamte Ablenkung in y-Richtung betrug etwa 8 µm. Es muss allerdings erwähnt werden, dass bereits bei einer Partikelgeschwindgkeit von 7 µm/s

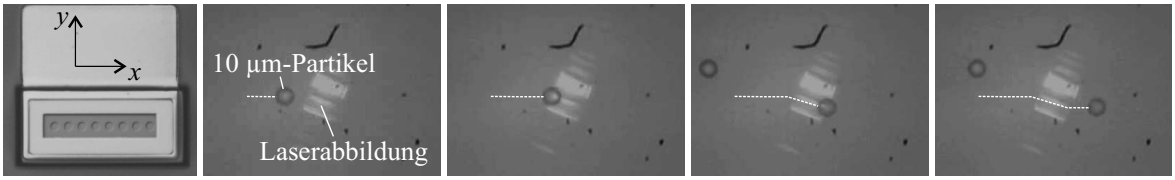


Abbildung 5.5: Lineares Ablenkexperiment mit einer rechteckigen VCSEL-Struktur. Ein 10 µm-Teilchen nähert sich der Abbildung des Lasers, der unter einem Winkel von etwa 20° zur Bewegungsrichtung des Partikels angeordnet ist. Beim Passieren wird das Teilchen an den Punkten des Laserstrahls schrittweise abgelenkt.

so gut wie keine Ablenkung mehr beobachtet werden konnte. Außerdem fiel bei den Versuchen zur Partikelmanipulation auf, dass ein deutlich stärkerer Einfluss des Lasers auf die Partikel beobachtet werden konnte, wenn sich die Teilchen über der Lasermitte befanden. Dieses Verhalten ist im Einklang mit der entsprechenden Nahfeldmessung (Abb. 4.21), bei der in der Lasermitte eine deutlich höhere Intensität zu beobachten war als am Rand. Diese inhomogene Verteilung ergibt sich durch Inhomogenität in der Stromdichte und der Wärmeverteilung [111]. Außerdem besteht in dem verwendeten Fallenaufbau die bereits zuvor beschriebene Schwierigkeit der Fokussierung aufgrund der großen Fläche des Laserstrahls. Die in der Probenebene verfügbare Leistung wird dadurch stark reduziert.

Zum Einfangen und Festhalten von Teilchen wurden die Partikel mittels der Piezoelemente in die Nähe des Laserstrahls bewegt. Es konnte deutlich eine Anziehung beobachtet werden. Die Teilchen wurden jedoch, sobald sie sich über dem Laserstrahl befanden, sofort stark angehoben und so über den Fokuspunkt hinauslevitiert, sodass sich die Haltekraft stark verringerte. Dieses Anheben der Partikel beruht auf der Streukraft, die in diesem Experiment nicht durch den mittels Fokussierung erzielten longitudinalen Intensitätsgradienten übertroffen werden konnte. In Abb. 5.6 sind Schnappschüsse eines Experiments gezeigt, bei dem drei 10 µm-Partikel direkt nacheinander an derselben Position im Laserstrahl eingefangen wurden. Es ist zu erkennen, wie sich die Teilchengruppe der Laserabbildung nähert (1, 2). Zunächst wird ein Teilchen angezogen (3) und anschließend angehoben (4). Danach nähert sich das zweite Teilchen dem Laser (5), ordnet sich unter dem ersten Partikel an (6) und wird ebenfalls angehoben (7). Das dritte Teilchen folgt nach und ordnet sich unter den ersten beiden an (8). Der Vorgang dauerte etwa 4 s. Ein solches „Stapeln“ von Teilchen wurde auch bereits in anderen Ansätzen mit VCSEL-Arrays demonstriert [138, 139]. Es sollte angemerkt werden, dass im vorliegenden Versuch nur eine relativ geringe Fallenkraft zu beobachten war, welche auch die maximale Partikelgeschwindigkeit und den maximalen Winkel des Lasers limitierte.

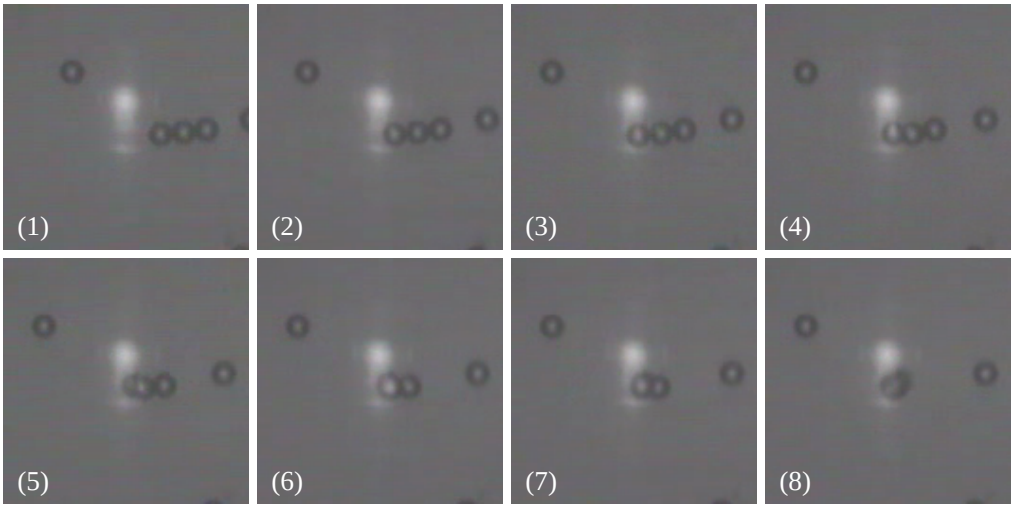


Abbildung 5.6: Drei Partikel mit 10 µm Durchmesser nähern sich der Abbildung des rechteckigen VCSELs in der Probenebene (1, 2). Nachdem das erste Teilchen angezogen (3) und angehoben (4) wurde, ordnet sich das zweite unter dem ersten an (5, 6). Diese beiden Partikel werden dann ebenfalls angehoben (7), sodass sich das dritte wiederum unter den ersten beiden anordnen kann (8). Über dem Laser befindet sich also ein Stapel aus drei Partikeln.

In einem integrierten Aufbau, in dem auf die Optik zur Strahlformung verzichtet wird, würden die Verluste durch die Fokussierungsoptiken kein Problem mehr darstellen. Auch in der Anhebung der Partikel durch die Streukraft bestünde keine Gefahr mehr, da die Partikelbewegung in dieser Richtung durch die Kanaldimensionen begrenzt werden kann. Der Nachteil der inhomogenen Intensitätsverteilung bestünde jedoch weiterhin. Es ist sogar zu vermuten, dass der Effekt hier noch stärker ins Gewicht fallen wird, da eine ausreichende Wärmeabfuhr im integrierten Aufbau deutlich schwieriger zu erzielen ist. Der bisher verwendete Laser deckt außerdem nur einen kleinen Teil des Kanalquerschnitts ab. Für verschiedene Verkippungswinkel und Kanalbreiten müssten rechteckige VCSEL mit circa der dreifachen Länge (300 µm) hergestellt oder mehrere Laser aneinandergereiht werden. Bauteile in dieser Größe stellen sehr hohe Anforderungen an die Homogenität des epitaktischen Materials. Da jedoch bereits für den vergleichsweise kurzen Laser in Abb. 4.21 keine ausreichende Homogenität erzielt werden konnte, wurde der Ansatz der rechteckigen Fallenlaser mit Oberflächenstrukturierung nicht weiter verfolgt.

Ganzflächig emittierende rechteckige VCSEL

Auch der ganzflächig emittierende VCSEL ohne Oberflächenstrukturierung (siehe Abschnitt 2.3.5 und Abbildungen 4.23 bis 4.25) und mit homogenerer Intensitätsverteilung über die

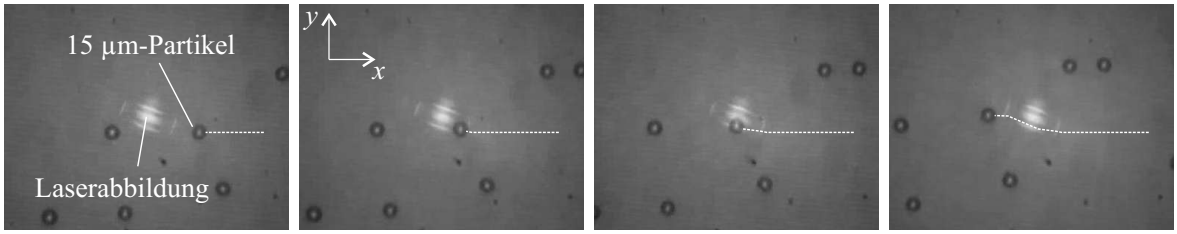


Abbildung 5.7: Schnappschüsse eines linearen Ablenkexperiments mit einer rechteckigen VCSEL-Struktur. Ein 15 µm-Teilchen nähert sich der Abbildung des Lasers, der unter einem Winkel von etwa 20° zur Bewegungsrichtung der Partikel angeordnet ist. Beim Passieren folgt das Teilchen dem länglichen Laserstrahl und wird so abgelenkt.

gesamte Fläche wurde im makroskopischen optischen Fallenaufbau zur Partikelmanipulation eingesetzt. Die aktive Fläche des Lasers ist etwa 100 × 13,8 µm^2 groß. Die Probenebene bestand auch hier zunächst aus zwei Glasplättchen, die durch Abstandshalter aus PDMS voneinander getrennt wurden. Zwischen diesen Plättchen wurde für das nachfolgend beschriebene Experiment eine wässrige Lösung mit 15 µm-Polystyrol-Partikeln injiziert. Die Probenebene wurde auch in diesem Experiment mittels Piezoelementen verschoben, um einen gleichmäßigen Partikelfluss zu simulieren.

Abbildung 5.7 zeigt Schnappschüsse eines Ablenkexperiments, bei dem die rechteckige ganzflächig emittierende Vertikallaserdiode unter einem Winkel von etwa 20° zur Bewegungsrichtung der 15 µm-Partikel angeordnet wurde. Der Laser wurde bei 85 mA betrieben, was einer Ausgangsleistung von etwa 35 mW entspricht. Im gezeigten Experiment wurde die Probenebene mit einer Geschwindigkeit von 6 µm/s in $-x$-Richtung verschoben. Es ist zu erkennen, wie sich ein Teilchen dem Laser nähert und beim Passieren entlang des verkippten Lasers von seiner Fließrichtung abgelenkt wird. Der gesamte erzielte Versatz in y-Richtung betrug ungefähr 20 µm, etwa 2,5 mal so viel wie bei dem Experiment in Abb. 5.5. Mit einer stärkeren Verkippung des Lasers bei gleichzeitiger Verringerung der Partikelgeschwindigkeit könnte ein etwas größerer Versatz erzielt werden. Noch besser geeignet wäre ein längerer rechteckiger VCSEL, um die Breite eines gesamten Kanals (z.B. 60 µm) abzudecken.

Die rechteckigen VCSEL eignen sich darüber hinaus gut zum Einfangen von Partikeln und können diese über eine vergleichsweise weite Distanz anziehen. Abbildung 5.8 zeigt ein Experiment, bei dem die Partikellösung eine Mischung aus Partikeln mit 4 µm und 10 µm Durchmesser beinhaltete. Es ist deutlich zu erkennen, wie sowohl ein 4 µm- (oben) als auch ein 10 µm-Partikel (unten) über eine Strecke von etwa 25 µm zu dem Laserfokus in der Probenebene hingezogen wird. Der Betriebsstrom betrug dabei 75 mA, was einer optischen Ausgangsleistung von etwa 32 mW entspricht.

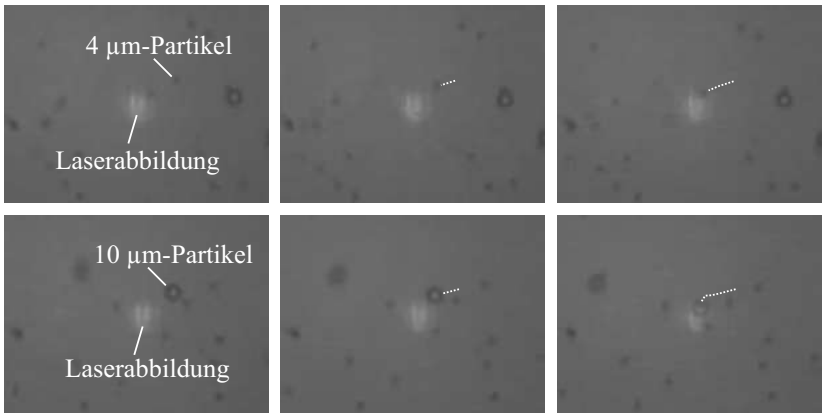


Abbildung 5.8: Schnappschüsse eines Experiments, bei dem ein 4 µm- (oben) und ein 10 µm-Partikel (unten) über eine weite Strecke zu dem Laserstrahl hingezogen werden.

Neben den Versuchen an einer Partikellösung zwischen zwei Glasplättchen wurden auch Experimente durchgeführt, bei denen die Probenebene aus mit Partikellösung gefüllten mikrofluidischen Kanälen bestand. Abbildung 5.9 zeigt ein 10 µm-Partikel, das langsam auf die Laserabbildung zufließt, dort eingefangen und leicht angehoben wird. Der rechteckige VCSEL wurde hier bei etwa 75 mA betrieben. Nach dem Einfangen der Partikel wird der Kanal relativ zum Laser bewegt. Diese Verschiebung hat die gleiche Auswirkung wie ein Bewegen des Lasers, allerdings ergibt sich hier der Vorteil, dass der Laserfokus nicht nachjustiert werden muss. Durch die Verschiebung wird das eingefangene Partikel vom unteren in den oberen Teil des Kanals bewegt. Obwohl die ganzflächig emittierenden Laser auch hier eine etwas stärkere Fallenkraft als die strukturierten Laser aufwiesen, konnte in den Kanalexperimenten nur bei sehr niedrigen Fließgeschwindigkeiten von weniger als 5 µm/s eine Partikelmanipulation erreicht werden. Diese Umlenkmethode könnte zur Partikelsortierung eingesetzt werden, wobei hier nach wie vor mechanische Komponenten involviert sind, welche Verschleißerscheinungen unterliegen können. Eine automatische Ablenkung unter Verzicht auf eine Bewegung des Lasers oder des Kanals wird durch Verkippung des Lasers relativ zur Bewegungsrichtung der Partikel erreicht. Abbildung 5.10 zeigt Schnappschüsse eines solchen linearen Ablenkexperiments in einem 100 µm breiten mikrofluidischen Kanal bei einem Laserbetriebsstrom von 85 mA. Es ist deutlich zu erkennen, wie ein Partikel mit 15 µm Durchmesser in der Kanalmitte auf den um 12° zum Kanal verkippten Laser zufließt. Beim Passieren des Laserstrahls bewegt sich das Teilchen an diesem entlang und wird so um etwa 20 µm zur Kanalunterseite hin abgelenkt. Links oben ist außerdem eine Mikroskopaufnahme des verwendeten Lasers eingefügt.

Die gezeigten Laser decken, wenn sie unter einem Winkel von bis zu 20° angeordnet sind, weniger als die Hälfte des Kanalquerschnitts ab. Unter Berücksichtigung verschiedener Ver-

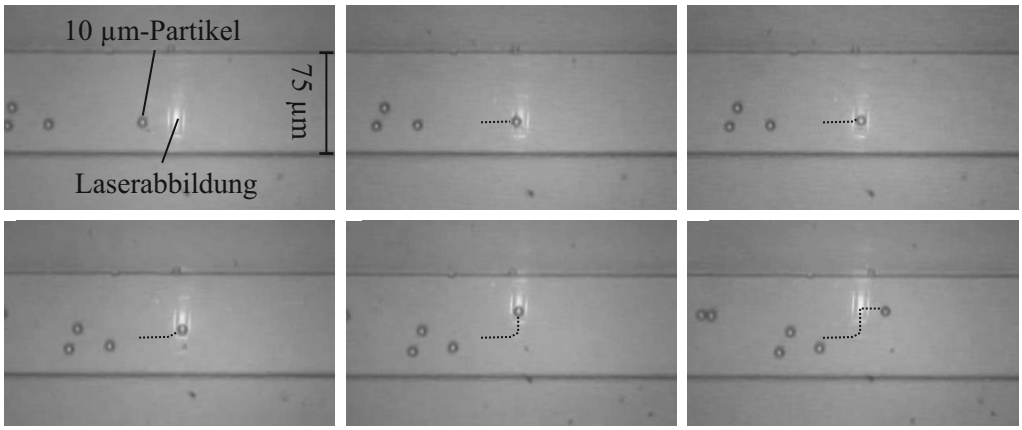


Abbildung 5.9: Schnappschüsse eines Umlenkexperiments in einem mikrofluidischen Kanal mit einer rechteckigen VCSEL-Struktur. Ein 10 µm-Teilchen nähert sich dem Laserstrahl und wird von diesem eingefangen. Indem der Kanal relativ zum Laser bewegt wird, wird das Partikel von seiner ursprünglichen Fließrichtung nach oben umgelenkt.

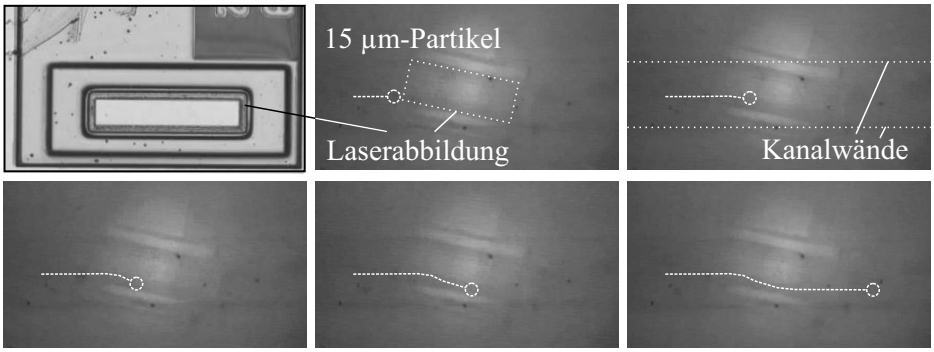


Abbildung 5.10: Schnappschüsse eines linearen Ablenkexperiments mit einer rechteckigen VCSEL-Struktur. Ein 15 µm-Teilchen nähert sich der Abbildung des Lasers, die unter einem Winkel von etwa 12° zur Bewegungsrichtung des Partikels angeordnet ist. Beim Passieren wird das Teilchen an dem länglichen Laserstrahl entlang abgelenkt. Links oben: Mikroskopaufnahme des Lasers.

kippungswinkel und unterschiedlicher Kanalbreiten wäre es vorteilhaft, rechteckige VCSEL mit circa der dreifachen Länge (300 µm) herzustellen. Bauteile in dieser Größe stellen sehr hohe Anforderungen an die Homogenität des epitaktischen Materials. Eine Aneinanderreihung mehrerer Laser kommt nur dann in Frage, wenn die Bauteilabstände minimiert werden können. Um dies zu erreichen, müsste der Herstellungsprozess stark angepasst werden, und selbst dann wäre eine ausreichende Wärmeabfuhr nicht unbedingt gewährleistet. Eine Integration der rechteckigen VCSEL nach dem Prinzip der epitaxie- oder substratseitig emittierenden VCSEL-Arrays ist durchaus attraktiv, bringt aber noch einige Schwierigkeiten und Herausforderungen mit sich. Grundsätzlich sollten jedoch beide Integrationsansätze auf die rechteckigen VCSEL anwendbar sein.

5.1.2 Partikelmanipulation mittels VCSEL-Arrays

Zur Partikelmanipulation mittels fokussierter Laserstrahlen eines Arrays wurde der externe Fallenaufbau aus Abb. 5.1 verwendet. Um die zu erwartende Ablenkung durch diskrete Laserstrahlen mit der durch einen einzelnen länglichen Laser zu vergleichen, werden zwei Konfigurationen theoretisch betrachtet. Vergleicht man beispielsweise ein lineares Laserarray und einen rechteckigen Laser, die sich beide über die gleiche Länge und Breite erstrecken, kann beim rechteckigen Laser von einer kontinuerlicheren Ablenkung ausgegangen werden, während bei dem Array eine stufenweise Ablenkung entlang der einzelnen optischen Fallen zu erwarten ist. Umfassende Erläuterungen zur Berechnung solcher Trajektorien sind in [27] zu finden. Unter der Voraussetzung, dass die beiden Konfigurationen die gleiche Gesamtleistung besitzen, ist die Leistungsdichte bei den diskreten Strahlen des Arrays höher als bei dem ganzflächig emittierenden Rechteck. Eine niedrigere Leistungsdichte resultiert in einer geringeren transversalen Gradientenkraft, was die Partikelmanipulation entsprechend erschwert.

Im Rahmen der Dissertation von Dr.-Ing. Andrea Ott (ehem. Kroner) wurde im makroskopischen Fallenaufbau ein Ablenkexperiment mit einem Array aus fünf epitaxieseitig emittierenden Lasern mit Oberflächenrelief durchgeführt [27]. Das Array wurde um etwa 30° zum Kanal verkippt, und seine Strahlen wurden in einen 50 µm breiten mikrofluidischen Kanal fokussiert. Die verfügbare Leistung in der Probenebene betrug $8,2$ mW. Die Schnappschüsse des Experiments mit einer Fließgeschwindigkeit von ca. 10 µm/s sowie eine Mikroskopaufnahme des Arrays sind in Abb. 5.11 gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, wie das Partikel mit 10 µm Durchmesser beim Passieren des Arrays schrittweise nach oben abgelenkt wird, insgesamt um 22 µm. Auf diese Weise fließt das Teilchen in den oberen Auslass

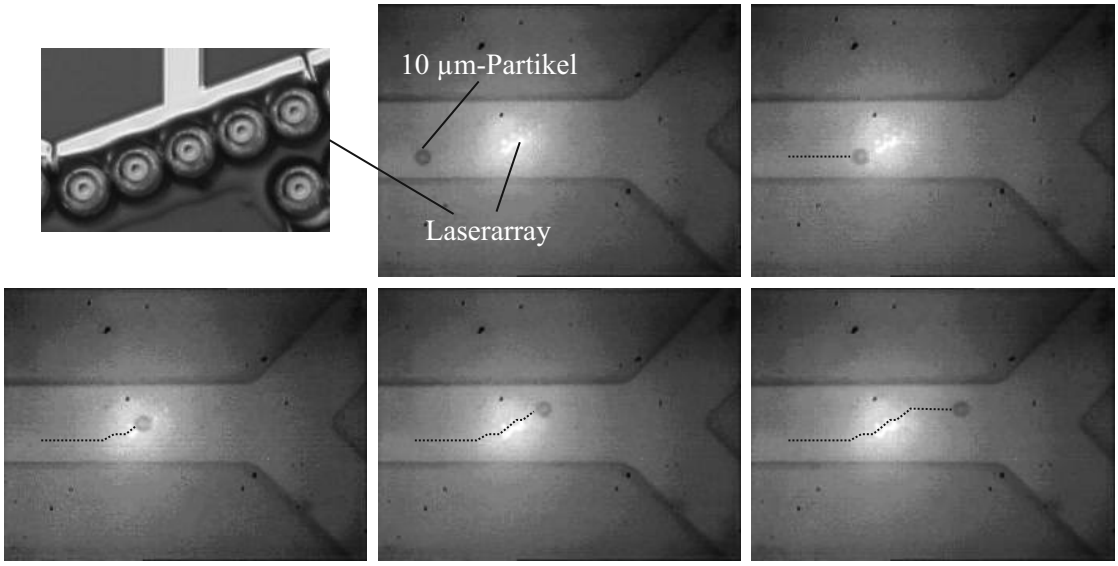


Abbildung 5.11: Schnappschüsse eines linearen Ablenkexperiments in einem 50 µm breiten Kanal mit einem um etwa 30° verkippten linearen VCSEL-Array, nach [27]. Ein 10 µm-Partikel fließt von links nach rechts und wird von jedem Laser des Arrays schrittweise abgelenkt.

der Y-Verzweigung, während es ohne den Einfluss des Laserarrays in den unteren Auslass geflossen wäre. Ein gezieltes Anschalten des Arrays in Kombination mit der Y-Verzweigung erlaubt also eine Partikelsortierung.

5.2 Partikelmanipulation mittels integrierter VCSEL-Arrays

Bei der Dimensionierung der VCSEL-Arrays zur integrierten optischen Paritkelmanipulation muss berücksichtigt werden, dass ein geringerer Verkippungswinkel zwischen linearem Array und mikrofluidischem Kanal eine kontinuierliche Partikelablenkung begünstigt. Ein kleinerer Winkel erfordert jedoch eine höhere Anzahl an gleichzeitig emittierenden Lasern, was zu einer stärkeren Erwärmung und damit zu einer reduzierten verfügbaren optischen Leistung führt. Der Entwurf der VCSEL-Array-Strukturen stellt in der Praxis also immer einen Kompromiss dar.

Die Flusseinprägung im mikrofluidischen Kanal stellt eine weitere Schwierigkeit dar. Das Hauptproblem bei den in PDMS gefertigten mikrofluidischen Kanälen liegt in der hydrophoben Natur des Materials, sodass die Kanäle nur unter Aufbringen von Druck gefüllt werden können. Kanäle aus TOPAS® COC haben zwar diesen Nachteil nicht, allerdings ist ein dich-

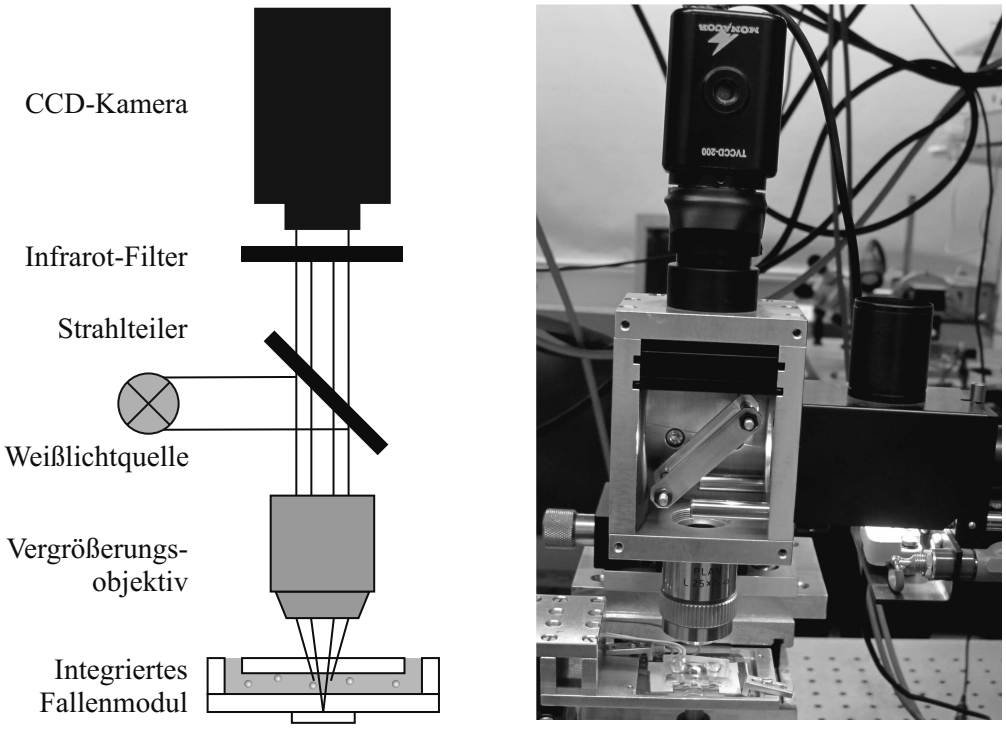


Abbildung 5.12: Schematischer Aufbau zum Durchführen und Beobachten von Partikelablenkexperimenten mit integrierten VCSEL-Arrays (links) und Foto des Aufbaus (rechts).

tes Verschließen des Kanals deutlich schwieriger. Der beim Befüllen der Kanäle ausgeübte Flüssigkeitsdruck kann bei beiden Materialien unter Umständen sogar zu einer teilweisen Ablösung des Glasdeckels führen. Des Weiteren konnte nicht immer zuverlässig und reproduzierbar der gewünschte kontinuierliche Partikelfluss im Kanal eingestellt werden, da die Fluidikreservoirs zur Einstellung des hydrostatischen Druckunterschieds vergleichsweise klein sind.

Abbildung 5.12 zeigt den experimentellen Aufbau zum Durchführen und Beobachten der Partikelexperimente an den integrierten Fallenmodulen. Über der Halterung für das integrierte Modul befindet sich ein Objektiv zur Vergrößerung. Mittels eines Strahlteilers und der Weißlichtquelle wird das Modul beleuchtet. Mit Hilfe der CCD-Kamera kann das Experiment am Monitor beobachtet werden. Da die integrierten Module Leiterplatten mit makroskopischen Kabeln besitzen, ist eine elektrische Kontaktierung leicht möglich.

5.2.1 Partikelmanipulation mit integrierten Top-Emittern

Wie in Abschnitt 4.2 beispielhaft anhand der Bottom-Emitter gezeigt, sinkt im integrierten Modul die Ausgangsleistung der Laser mit der Betriebsdauer, was mit einer Erwärmung der

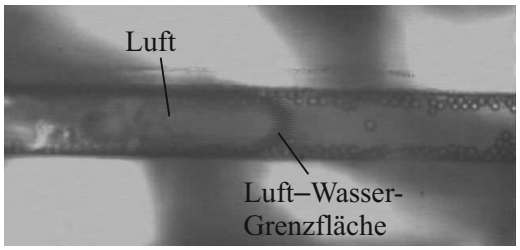


Abbildung 5.13: Die hohen Temperaturen, die während des Laserbetriebs entstehen, sorgen dafür, dass sich Luftblasen ausdehnen und im Kanal ausbreiten.

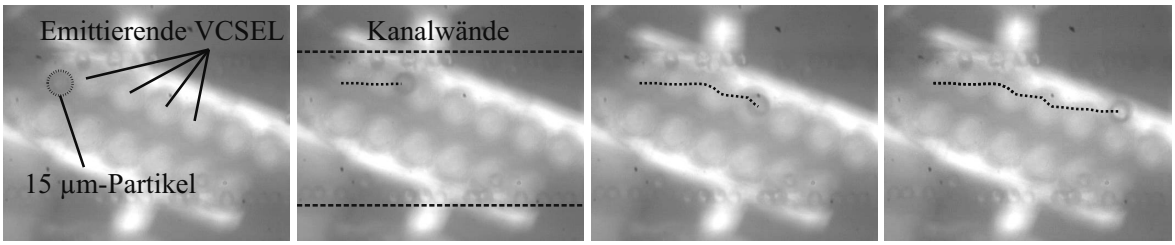


Abbildung 5.14: Schnappschüsse eines Ablenkexperiments mit einem 15 µm großen Polystyrolpartikel, nach [140]. Der Laserchip wurde nach Art von Abb. 3.1 integriert. Das Teilchen bewegt sich von links nach rechts und wird an jedem emittierenden Laser schrittweise von seiner Fließrichtung abgelenkt.

Bauteile in Verbindung steht. Ohne Einsatz einer Wärmesenke im integrierten Modul steigt die Temperatur sogar so stark, dass sich im mikrofluidischen Kanal befindliche Luftblasen schnell ausdehnen. Dieser Effekt ist in Abb. 5.13 deutlich sichtbar. Gezeigt ist ein mikrofluidischer Kanal aus TOPAS® COC, der mit epitaxieseitig emittierenden Laserarrays integriert wurde.

Eine noch stärkere Blasenbildung trat bei den nach dem in Abb. 3.1 gezeigten Ansatz integrierten Laserchips (Top-Emitter-VCSEL-Chip ohne Träger mittels Lötverbindung am mikrofluidischen Chip befestigt) auf, da die entstehenden Temperaturen hier noch höher waren. Trotz der hohen auftretenden Temperaturen und der damit deutlich verringerten verfügbaren optischen Leistungen konnten jedoch auch hier integrierte VCSEL-Arrays erfolgreich zur Partikelmanipulation eingesetzt werden. Abbildung 5.14 zeigt ein Ablenkexperiment mit einem Laserchip, der gemäß Abb. 3.1 integriert wurde. Es ist gezeigt, wie ein 15 µm-Partikel im Kanal mit einer Geschwindigkeit von etwa 10 µm/s fließt und an den einzelnen Lasern des um etwa 20° verkippten Arrays schrittweise nach unten abgelenkt wird. Die gesamte verfügbare optische Leistung betrug in diesem Fall lediglich 5 mW, beziehungsweise 1,25 mW pro Laser.

Abbildung 5.15 zeigt Schnappschüsse eines Ablenkexperiments, das mit einem gemäß Abb. 3.19 integrierten Laserchip ohne zusätzliche Kupferwärmesenke durchgeführt wurde. Ein 10 µm-Teilchen fließt mit einer Geschwindigkeit von etwa 20 µm/s auf das verkippte La-

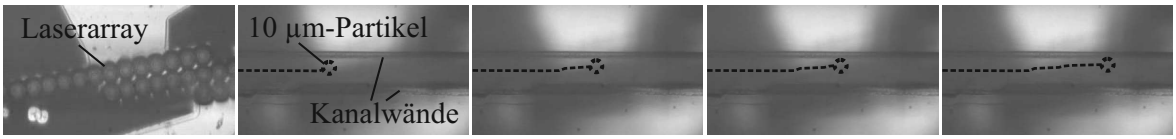


Abbildung 5.15: Schnappschüsse eines Ablenkexperiments mit einem Polystyrolpartikel mit 10 µm Durchmesser. Das Teilchen bewegt sich von links nach rechts und wird schrittweise von seiner Fließrichtung abgelenkt. Ganz links ist die Lage der Laser gezeigt.

serarray zu und wird an den einzelnen Lasern schrittweise nach oben abgelenkt. Aufgrund der hohen auftretenden Temperaturen lag die verfügbare Leistung pro Laser nur bei etwa 1 mW. Während des gesamten Experiments musste außerdem ein konstanter Fluss im Kanal aufrechterhalten werden, um ein gewisses Maß an Entwärmung zu erzielen.

Wie bereits erwähnt, war die Ausbeute bei der Herstellung integrierbarer epitaxieseitig emittierender Laserchips sehr gering. Zusätzlich dazu fielen einige Module nach der Integration mit dem mikrofluidischen Chip aus, unter anderem aufgrund unzureichender elektrischer Kontakte oder weil die mikrofluidischen Chips beim Befüllen der Kanäle zerstört wurden, sodass keine integrierten Top-Emitter mit eingebauten Kupferwärmesenken für Partikelablenkexperimente zur Verfügung standen. Obwohl diese Module teurer in der Herstellung sind, erzielen sie in der Zukunft potentiell sehr gute Ergebnisse in der rein optischen, miniaturisierten Partikelmanipulation.

5.2.2 Partikelmanipulation mit integrierten Bottom-Emittern

Wie zuvor beschrieben, weisen die hergestellten Bottom-Emitter einen niedrigeren thermischen Widerstand als die Top-Emitter auf, sodass sich diese Laser im Betrieb weniger stark erwärmen sollten. Darüber hinaus wurden bei den im Folgenden gezeigten Laserchips bereits Kupferwärmesenken für eine verbesserte Wärmeabfuhr mit in das Modul integriert. Partikelablenkexperimente an Teilchen mit 15 und 10 µm Durchmesser sind in den Abbildungen 5.16 und 5.17 gezeigt. In beiden Experimenten fließen die Partikel mit einer Geschwindigkeit von etwa 20 µm/s von rechts auf die Laseranordnung zu und werden an den einzelnen Lasern schrittweise nach unten abgelenkt. Links in Abb. 5.16 ist außerdem die Lage der Laser im Kanal angedeutet. Die Laser wurden hier knapp unterhalb der Schwelle betrieben und der Infrarotfilter wurde aus dem Strahlengang entfernt, um die Laser sichtbar zu machen.

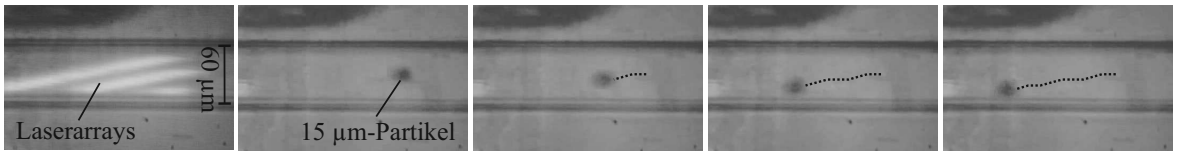


Abbildung 5.16: Schnappschüsse eines Ablenkexperiments mit einem 15 µm großen Polystyrolpartikel. Das Teilchen fließt im Kanal von rechts nach links und wird dabei schrittweise von seiner Fließrichtung abgelenkt. Im linken Bild ist die Lage der Laser angedeutet.

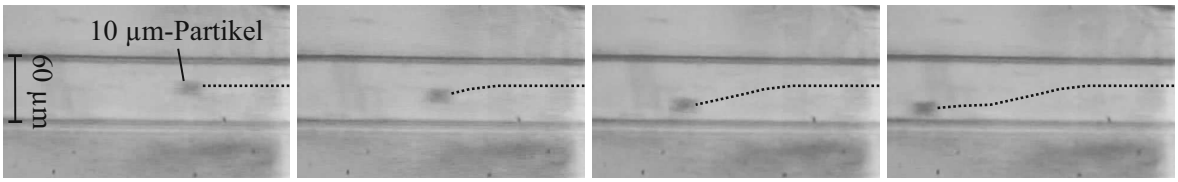


Abbildung 5.17: Experiment zum optischen Ablenken eines Polystyrolpartikels mit 10 µm Durchmesser. Die Schnappschüsse zeigen, wie das Teilchen im Kanal von rechts nach links fließt und dabei schrittweise von seiner Fließrichtung abgelenkt wird.

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Kombination der folgenden drei Gebiete: Mikrofluidik, optische Manipulation und Vertikallaserdioden. Mikrofluidische Plattformen sind bereits seit einigen Jahren ein beliebtes Mittel für den Umgang mit Flüssigkeiten in kleinsten Mengen. Sie erlauben den miniaturisierten, integrierten, parallelisierten und automatisierten Umgang mit biologischen und chemischen Proben. Optische Manipulation ist hier ein weiteres attraktives Mittel, da optische Fallen das gezielte Festhalten und Bewegen von Mikropartikeln ermöglichen. Ein Vorteil liegt in der Vermeidung von Kontamination und mechanischen Instrumenten. Bei Verwendung von Laserquellen im nahen Infrarotbereich ist außerdem die Gefahr der Absorption minimiert. Es liegt nahe, diese beiden Methoden zu vereinen, sodass optische Manipulationsmethoden oft mit der Mikrofluidik kombiniert werden. Mit Hilfe dieser Kombination können einzelne lebende Zellen oder Moleküle festgehalten, abgelenkt oder sortiert werden. Bei der optischen Manipulation werden oft Gas- oder Festkörperlaser eingesetzt, welche mit großen, aufwändigen Aufbauten verbunden sind. Dies widerspricht dem Konzept der Miniaturisierung, welche heutzutage in fast allen Bereichen als das ultimative Forschungsziel gilt. Ein wichtiger Schritt in Richtung Miniaturisierung besteht in der Verwendung kleinerer Laserquellen. VCSEL bieten sich hier aufgrund ihrer geringen Abmessungen an. Sie eröffnen mit ihrer vertikalen Emission außerdem die Möglichkeit, zweidimensionale Anordnungen in verschiedenen Geometrien zu realisieren. Auf diese Weise können vergleichsweise einfach Anordnungen mehrerer optischer Fallen erzeugt werden. Letztendlich können mit VCSELn sogar hochintegrierte optische Fallenmodule anvisiert werden, indem die Laserchips mit mikrofluidischen Chips kombiniert werden. Diese Integration erfordert den Verzicht auf externe Optiken, welcher aufgrund der geringen Strahldivergenz unter Minimierung des Abstands zwischen Lasern und Kanal umgesetzt werden

kann. Dank ihrer geringen Leistungsaufnahme und der niedrigen Herstellungskosten können VCSEL potentiell sogar in tragbare, batteriebetriebene Einwegmodule integriert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zwei verschiedene Ansätze für die Realisierung integrierter optischer Fallen entwickelt. Als Laserquellen für die optischen Fallen waren dabei Vertikallaserdioden vorgesehen, deren Bauteilabstände niedrig gehalten wurden. Auf Basis der eigens dafür entwickelten Herstellungsprozesse wurden epitaxie- und substratseitig emittierende VCSEL-Arrays hergestellt, wobei die Prozesse bereits auf die angestrebte Integrierbarkeit ausgelegt wurden. Diese Laserarrays wurden auf speziell dafür hergestellte Laserchipträger aus Silizium aufgelötet, um so die elektrischen Kontakte der Laser auch nach der Integration mit dem mikrofluidischen Kanal von außen zugänglich zu machen. Dies wurde gewährleistet, indem elektrische Leiterbahnen auf den Trägern strukturiert und mit den Kontakten auf den Laserchips verbunden wurden. Auch mikrofluidische Chips aus dem Polymer PDMS wurden in dieser Arbeit hergestellt, sowie die dazu benötigten Kanalmasterstrukturen. Das spezielle Charakteristikum dieser Fluidikchips lag darin, dass die Kanäle mit besonders dünnem Glas von 30 µm Dicke verschlossen wurden, um so mit den Lasern später möglichst nah an die mikrofluidischen Kanäle zu gelangen. Nach der Herstellung aller benötigten Komponenten erfolgte die Integration von Lasermodul und Fluidikchip.

Die Laserarrays, welche als optische Fallenmuster dienen sollten, wurden vor der Integration umfassend charakterisiert. Untersucht wurden dabei beispielsweise Ausgangsleistung, Emissionsspektrum und Intensitätsverteilung. Diese Vorcharakterisierung dient einer Einschätzung der Arrays, um deren Eignung für den Einsatz im integrierten Fallenmodul zu beurteilen. Dabei zeigte sich unter anderem, dass die pro Laser verfügbare Ausgangsleistung abnimmt, je mehr Laser gleichzeitig betrieben werden. Eine höhere Anzahl an parallel emittierenden Lasern sorgt jedoch in der Regel auch für eine effizientere Partikelmanipulation. Des Weiteren zeigte sich, dass im vorliegenden Fall Bauteile mit 6 und 8 µm aktiven Durchmessern am besten für die angestrebte Anwendung geeignet sein sollten. Im Vergleich zu den Lasern mit 10 µm aktiven Durchmessern bieten sie die Vorteile kleinerer Bauteilabstände und niedrigerer Schwellströme bei vergleichbarer Ausgangsleistung. Auch nach dem Aufbau und der Integration wurden die Laser charakterisiert, unter anderem in Bezug auf ihr thermisches Verhalten. Aufgrund von zunehmender Erwärmung bei kontinuierlichem Betrieb verringerte sich zum Beispiel die Ausgangsleistung der integrierten Laser, je nach Anzahl der Laser im Array um bis zu 25 %.

Im Anschluss an die Charakterisierung wurden verschiedene Experimente durchgeführt. Zunächst wurden in einem makroskopischen Fallenaufbau Polystyrolpartikel mit mehreren Mikrometern Durchmesser manipuliert, und zwar zum einen mittels dicht gepackter VCSEL-

Arrays, zum anderen mit länglichen rechteckigen VCSELn. In integrierten Fallenmodulen wurden weitere Partikelexperimente durchgeführt, indem Teilchen in mikrofluidischen Kanälen durch integrierte VCSEL-Arrays von ihrer Fließrichtung abgelenkt wurden. Eine solche kontinuierliche Ablenkung kann beispielsweise beim Sortieren von Partikeln sehr nützlich sein.

Aufgrund der hohen auftretenden Temperaturen sollte unbedingt die Wärmeentwicklung verringert und die Wärmeabfuhr verbessert werden. Eine geringere Wärmeentwicklung lässt sich erreichen, wenn die Laser bereits im Epitaxieprozess mittels höherer Spiegelreflektivitäten auf einen niedrigeren Schwellstrom hin optimiert werden. Allerdings sorgt eine höhere Reflektivität auch dafür, dass weniger Leistung ausgekoppelt wird. Mit Hilfe von Versuchsreihen könnte hier ein Optimum gefunden werden, um im integrierten Bauteil möglichst viel Leistung zur Verfügung zu haben. Damit ließen sich höhere Fließgeschwindigkeiten und entsprechend größere Durchsätze erzielen. Auch der Kompromiss zwischen möglichst geringer Komplexität (paralleler Betrieb vieler Laser) und andererseits möglichst geringer Erwärmung (Betrieb von wenigen Lasern) ließe sich im Rahmen umfassender Experimente optimieren. Für eine verbesserte Wärmeabfuhr müssten entweder dickere und strukturierte Kupferwärmesenken oder noch effizientere (aber auch deutlich teurere) Wärmesenken wie Diamant, Siliziumcarbid oder Aluminiumnitrid in das Modul eingebracht werden. Alternativ müssten gänzlich neue Methoden zur Realisierung miniaturisierter integrierter optischer Fallen gefunden werden.

Des Weiteren besteht noch Verbesserungspotenzial beim Einprägen des fluidischen Flusses. Da im Hinblick auf die angestrebte Miniaturisierung in dieser Arbeit auf Methoden zur präzisen Dosierung (wie Mikroliter-Spritzenpumpen) verzichtet wurde, erfolgte das Einstellen der Reservoirfüllstände manuell. Der mittels hydrostatischen Druckunterschieds erzeugte Fluss konnte daher nicht immer zuverlässig und reproduzierbar eingestellt werden. In der Zukunft sollten also noch weitere Methoden zur Erzeugung eines fluidischen Flusses untersucht werden. Ein großes Problem stellten außerdem die hydrophoben und damit schwer zu befüllenden PDMS-Kanäle dar. In der Zukunft könnten andere Materialien wie beispielsweise Glas zur Kanalherstellung verwendet werden, um Kanäle ohne hydrophobe Oberflächen zu erhalten.

Ein weiterer Punkt sollte in der Zukunft weiter verfolgt werden: Bei der Herstellung integrierbarer epitaxieseitig emittierender VCSEL-Arrays konnte bisher nur eine sehr geringe Ausbeute erzielt werden, verursacht hauptsächlich durch Risse und Lücken in der elektrischen Passivierung oder in den metallisierten Flächen. Die Passivierungsschicht konnte bereits deutlich verbessert werden, was auch positive Auswirkungen auf die darüberliegende

metallisierte Fläche hatte. Auf längere Sicht könnten jedoch auch hier noch Verbesserungen erzielt werden, indem umfassendere Variationen der Prozessparameter (Lackdicke, Dicke der verwendeten Metallschichten, Ätztiefen) untersucht werden. In den demonstrierten Experimenten konnten rechteckige VCSEL erfolgreich zur Partikelbewegung und -ablenkung eingesetzt werden. In der Zukunft könnten auch diese Laser auf Träger aufgebaut und mit mikrofluidischen Kanälen integriert werden. Dies erfordert jedoch einen angepassten Herstellungsprozess mit einem komplett neuen lithographischen Maskensatz. Es wäre zu untersuchen, ob diese Laser Vorteile gegenüber den dicht gepackten Arrays aufweisen.

Anhang A

Vorversuche zur Laserintegration

Eine der größten Herausforderungen bei der Herstellung von VCSEL-Arrays zur miniaturisierten Partikelmanipulation liegt, wie bereits erwähnt, in ihrer Integrierbarkeit. Der Verzicht auf externe Optiken erfordert einen minimierten Abstand zwischen Lasern und mikrofluidischem Kanal, was jedoch die elektrische Kontaktierung stark erschwert. Der in Abb. 3.1 angedeutete frühere Integrationsansatz gewährleistet nur eine sehr geringe Abfuhr der entstehenden Verlustwärme, sodass das Einbringen einer Wärmesenke unabdingbar war. Dieses Vorhaben stellte sich jedoch als sehr anspruchsvoll heraus. Ein Lasermodul mit Wärmesenke kann aufgrund des erhöhten Gewichts nicht mittels Lötverbindung hängend am Fluidikchip befestigt werden. Zum einen ist die punktuelle Indiumverbindung dafür nicht robust genug. Zum anderen würde jedoch auch bei ausreichend großen Lötflächen das sehr dünne, empfindliche Glas durch die Krafteinwirkung vermutlich Risse bekommen. Daraus folgt, dass die Leiterbahnen nicht über den mikrofluidischen Chip nach außen geführt werden können, sondern auf der Laserchipseite strukturiert werden müssen.

Neben den in dieser Arbeit vorgestellten und umgesetzten Integrationsansätzen für Top- und Bottom-Emitter wurde zuvor eine andere Möglichkeit der Top-Emitter-Integration entwickelt und getestet. In diesem Anhang werden die nicht erfolgreichen Varianten dieses Ansatzes kurz aufgezeigt. Die Grundidee ist in Abb. A.1 gezeigt. Zunächst war vorgesehen, den Laserchip in eine Vertiefung einzubetten, den freien Spalt mit einem isolierenden Material aufzufüllen und mittels Lithographie und Metallisierung Leiterbahnen vom Laserchip über den Spalt nach außen zu führen. Zur Rückseitenkontaktierung sollte der Laserchip auf Kupfer aufgelötet werden.

Die Wärmesenke mit Vertiefung wurde in verschiedenen Varianten umgesetzt. Eine davon bestand in der Verwendung eines Kupferblockes, in dessen Mitte eine Vertiefung gefräst

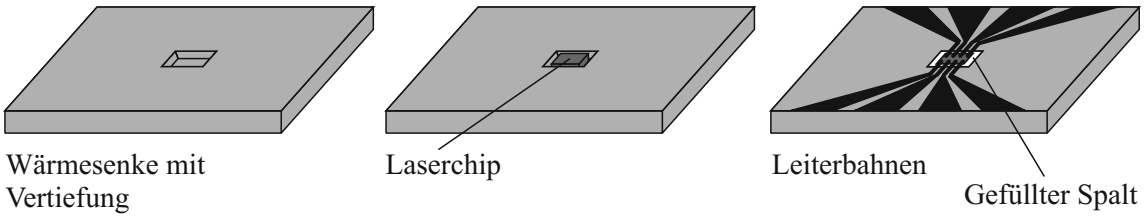


Abbildung A.1: Früherer Integrationsansatz: Der Laserchip wird in eine Wärmesenke mit Vertiefung gesetzt, der Spalt wird aufgefüllt. Danach wird der elektrische Kontakt über Leiterbahnen nach außen geführt.

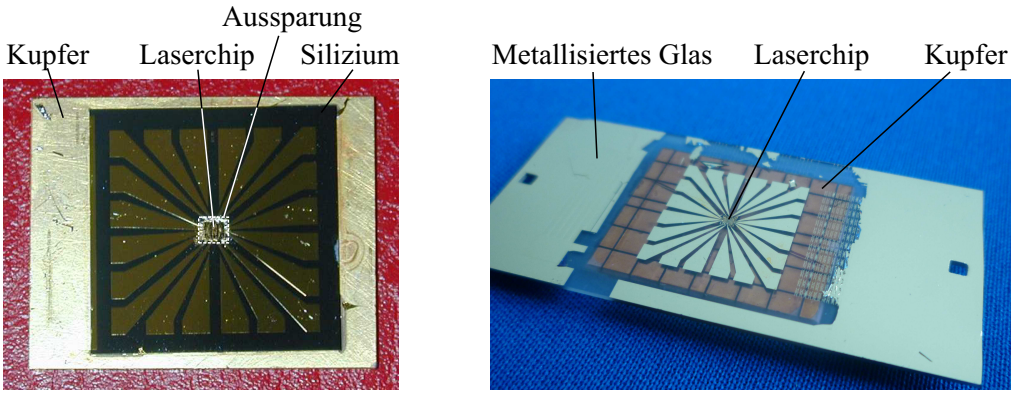


Abbildung A.2: Links: Kupferwärmesenke mit aufgelötetem Laserchip und Silizium mit Leiterbahnen. Rechts: Laserchip auf gerillter Kupferwärmesenke und Glas mit Leiterbahnen.

wurde. Da dieser Integrationsansatz Leiterbahnen auf der Oberseite der Wärmesenke vorsah, war hier eine zuverlässige elektrische Passivierung notwendig. Alle Versuche zum Aufbringen einer isolierenden Beschichtung schlugen jedoch fehl, da mit keinem der verwendeten dielektrischen Materialien (Polyimid[1], Siliziumdioxid, Aluminiumoxid) eine ausreichende Haftung auf Kupfer erzielt werden konnte. In einer zweiten Variante wurde der Laserchip auf eine flache Kupferwärmesenke gelötet, auf welche Silizium mit einer Aussparung aufgeklebt wurde. Das Silizium wurde auf Laserchipdicke gedünnt. In der dritten Variante wurden statt Silizium gedünnte Objektträger aus Glas mit einer Aussparung verwendet. Die letzten beiden Varianten sind in Abb. A.2 zu sehen, wobei im rechten Bild für den Ansatz mit gedünntem Glas eine gerillte Kupferwärmesenke verwendet wurde. Diese Rillen sollten die thermische Ausdehnung des Kupfers verringern, erschwerten jedoch ein homogenes Aufkleben des Glases.

Das Hauptproblem beim Auffüllen des Spalts bestand vor allem darin, das Füllmaterial genau richtig zu dosieren, um es mit einer Toleranz von etwa $\pm 5\,\mu m$ an die Laserhöhe zu bringen. Ein zu niedriger Füllstand führt dazu, dass aufgrund der starken Topologie kei-

[1] Fujifilm Electronic Materials Manufacturer (“FFEM”), Durimide® 7505

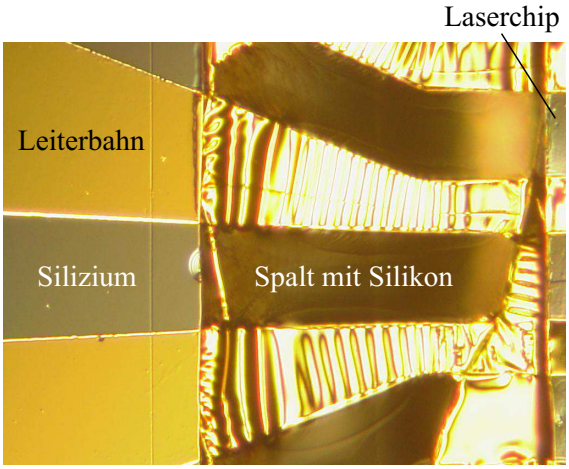


Abbildung A.3: Mit Silikon gefüllter Spalt, über den Leiterbahnen gelegt wurden. Die Leiterbahnen haften nicht am Silikon und lösen sich ab.

ne Lithographie zur Leiterbahnerzeugung durchgeführt werden kann. Ist der Spalt zu hoch gefüllt, erschwert das ebenfalls die Lithographie. Außerdem kann in diesem Fall der mikrofluidische Chip nicht nah genug an den Laserchip gebracht werden. Zum Auffüllen des Spalts wurden ebenfalls verschiedene Materialien verwendet: Polyimid, Silikon[2], ein Zwei-Komponentenkleber[3] und ein mit Mikropartikeln versetzter Zwei-Komponentenkleber[4]. Aufgrund von erhöhten Temperaturen, die bei der Prozessierung auftraten, ergab sich eine unterschiedlich starke Ausdehnung der verschiedenen Komponenten, sodass sich das Spaltmaterial teilweise ablöste. Dieses Problem trat auch bei dem mit Partikeln gefüllten Kleber auf, obwohl dieser eine bessere Stabilität bei Verformung zeigte.

Bei der nachfolgenden Strukturierung der Leiterbahnen trat ein weiteres Problem auf: Zusätzlich zu den starken Höhenunterschieden stellte sich heraus, dass die Metallisierung (in diesem Fall Nickel und Gold) auf keinem der Spaltfüllmaterialien haftete, sodass der elektrische Kontakt nicht nach außen geführt werden konnte. Dies ist beispielhaft in Abb. A.3 gezeigt. Hier wurde der Laserchip auf eine flache Kupferwärmesenke aufgelötet, darauf wurde ein Siliziumstück mit einer Aussparung geklebt. Der Spalt wurde hier mit Silikon aufgefüllt. Es ist zu erkennen, dass die Metallisierung der aufgebrachten Leiterbahnen nicht auf dem Silikon haftet und sich ablöst.

Da sich ein zufriedenstellendes Auffüllen des Spalts mit anschließender Prozessierung von Leiterbahnen trotz umfassender Versuche als nicht überwindbares Hindernis herausstellte, wurde diese Möglichkeit der Integration nach umfangreichen Experimenten schließlich verworfen. Daraufhin wurden die in dieser Arbeit gezeigten Integrationsmöglichkeiten entwickelt.

[2]Momentive Performance Materials, IVS4312, Zwei-Komponenten-Silikon
[3]EPOXY TECHNOLOGY (EPO-TEK®), 353ND, Zwei-Komponenten Hochtemperatur-Epoxid
[4]EPO-TEK®, H74F, Zwei-Komponenten-Epoxid, gefüllt mit Partikelgröße $\leq 20\,\mu m$

Anhang B

Verwendete Messaufbauten

Im Folgenden werden die wichtigsten Messaufbauten beschrieben, die zur Charakterisierung der hergestellten Laserarrays eingesetzt wurden, vor allem zur Untersuchung der Ausgangsleistung und des Laserintensitätsprofils. Insbesondere beinhaltet dies einen Aufbau zur Messung der betriebsstromabhängigen Spannung und Ausgangsleistung, die Möglichkeit zur Aufnahme optischer Spektren sowie Aufbauten zur Bestimmung der Nah- und Fernfeldintensität.

B.1 LIV-Messungen und optische Emissionsspektren

Der Aufbau zur Durchführung der sogenannten LIV (Leistung (L)–Strom (I)–Spannung (V))-Messungen ist in Abb. B.1 gezeigt. Dabei handelt es sich um ein typisches Verfahren zur Charakterisierung von Laserdioden. Die Messungen werden in einem horizontalen Aufbau durchgeführt, wobei die zu vermessende Probe mittels Vakuumansaugung vertikal auf einem dicken Kupferblock befestigt ist. Daneben befinden sich Nadeln, von denen je nach Probe eine oder zwei mit Hilfe von Manipulatoren auf die Probe aufgesetzt werden können. Bei Verwendung von nur einer Nadel wird der negative Kontakt über den Kupferblock und die Probenrückseite realisiert. Zwei Strahlteiler, eine Lampe und eine CCD-Kamera bilden ein System, mit dem die Laser in einem angeschlossenen Monitor betrachtet werden können. Die verwendeten Geräte sind über GPIB (engl. General Purpose Interface Bus) mit dem Computer verbunden und werden durch ein LabVIEW[1]-Programm angesteuert. Mittels der Stromquelle[2] wird ein fester Strom eingeprägt, und die anliegende Laserspannung wird

[1] National Instruments, *LabVIEW™*, Version 6.1, 2001
[2] ILX Lightwave LDC–3724B Laser Diode Controller

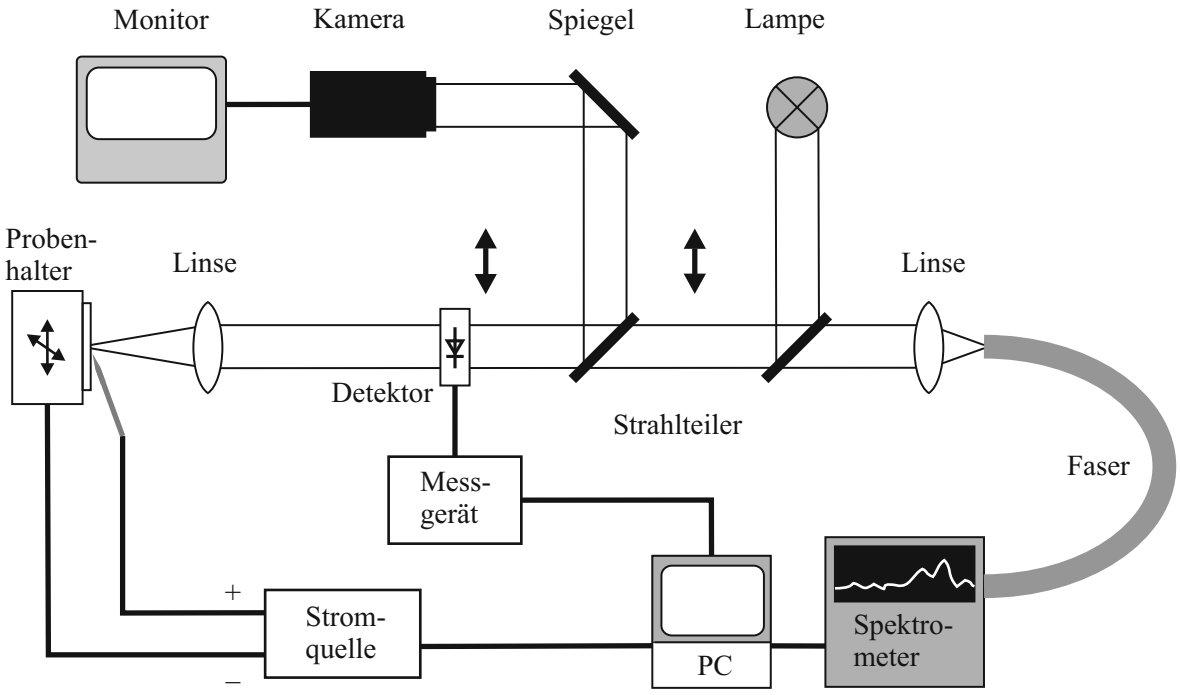


Abbildung B.1: Messaufbau für LIV-Messungen und zur Aufnahme des Laserspektrums.

gemessen. Die optische Ausgangsleistung, die von den Lasern emittiert wird, kann mittels eines verschiebbaren Detektorfingers[3] gemessen werden, der mit einem Leistungsmessgerät[4] verbunden ist. Zur Aufnahme einer Laser-Ausgangskennlinie werden Punkt für Punkt Spannung und Ausgangsleistung gemessen, während der eingeprägte Strom schrittweise erhöht wird.

Einige Komponenten des in Abb. B.1 gezeigten Messaufbaus sind verschiebbar. Werden der Fingerdetektor und die Strahlteiler aus dem Strahlengang entfernt, kann der Ausgangsstrahl eines Lasers in eine Glasfaser eingekoppelt werden. Auf diese Weise lässt sich das optische Emissionsspektrum dieses Lasers bei einem festen Betriebsstrom mit einem Spektrometer[5] betrachten. Die auf diese Weise durchgeführten Messungen werden ebenfalls mittels GPIB ausgelesen.

[3] Newport 818-ST Silicon Photodetector
[4] Newport 840-C Handheld Optical Powermeter
[5] ANDO Spectrum Analyzer AQ 6317

B.2 Nahfeldmessungen

Eine sogenannte Nahfeldmessung dient zur Bestimmung des Laserstrahlprofils und wird in unmittelbarer Nähe der Laserfacette durchgeführt. Der dazu verwendete Messaufbau ist schematisch in Abb. B.2 dargestellt. Die zu untersuchende Probe wird mittels Vakuumansaugung horizontal auf einem Kupferblock befestigt. Ähnlich wie bei dem Aufbau zur Durchführung von LIV-Messungen können die Laserdioden auch hier mittels Nadeln elektrisch kontaktiert werden. Mit Hilfe einer Stromquelle wird ein fester Betriebsstrom eingeprägt. Die Spitze einer einmodigen Glasfaser, die mit einer Linse und antireflektierender Beschichtung versehen ist, wird direkt über die Laseroberseite gebracht. Mittels hochpräziser Piezoaktuatoren wird diese Glasfaser in sehr kleinen Schritten (kleinstmögliche Auflösung 250 nm) bewegt, bis insgesamt eine Fläche von bis zu mehreren hundert Quadratmikrometern abgedeckt wird. An jeder Position wird eine Messung mit einem schnellen Multiwellenlängenmessgerät[6] durchgeführt. Alle Wellenlängen sowie die entsprechenden Intensitäten werden detektiert. Aus allen Einzelmessungen ergibt sich damit eine orts- und intensitätsaufgelöste Verteilung für jede auftretende Wellenlänge beziehungsweise für die auftretenden Moden [141]. Alternativ kann auch die gesamte Intensitätsverteilung des Ausgangsstrahls überlagert dargestellt werden.

B.3 Fernfeldmessungen

Abbildung B.3 zeigt eine schematische Ansicht des Aufbaus, der zur Messung der Fernfeldintensitätsverteilung verwendet wurde. Die VCSEL-Probe wird über Vakuumansaugung vertikal auf einem Kupferblock befestigt, der gleichzeitig als Rückseitenkontakt dient. Die Laseroberseite wird mittels einer Nadel kontaktiert. Ein System aus Objektiv (Linse, Position A), Beleuchtung, Strahlteiler, Spiegel, Kamera und Monitor ermöglicht eine Beobachtung der Laser zur Justage und Kontaktierung. Nach der Justage wird das Objektiv aus dem Strahlengang entfernt (Position B). Über dem zu vermessenden Laser ist ein rotierbarer Arm befestigt, an dessen Ende sich hinter einer etwa $0,6$ mm breiten Schlitzapertur eine Siliziumphotodiode mit integriertem Verstärker befindet. Ihr Abstand zum Laser beträgt etwa 23 cm, sodass sich eine theoretische Winkelauflösung von etwa $0,15°$ ergibt. Ein Potentiometer an dem Arm ermöglicht eine genaue Bestimmung des aktuellen Schwenkwinkels. Sowohl das Potentiometer als auch die Photodiode sind über einen Analog-Digital-Wandler

[6] Hewlett Packard Multi Wavelength Meter 86120B

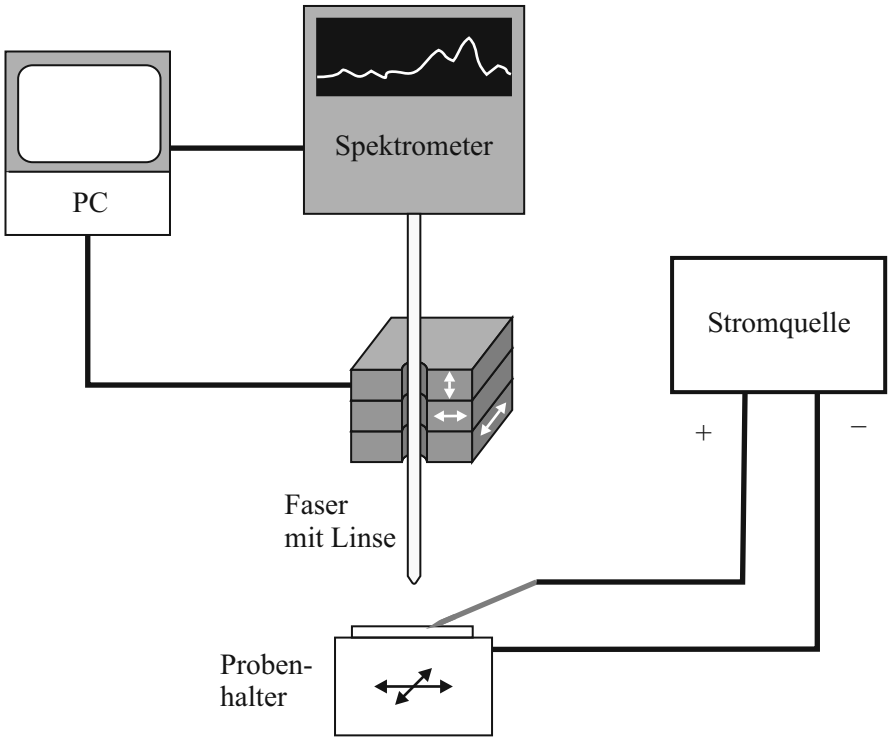


Abbildung B.2: Messaufbau zur Aufnahme des wellenlängenaufgelösten Laserstrahlprofils in unmittelbarer Nähe der Laserfacette (Nahfeld).

mit einem Computer verbunden, sodass eine winkelabhängige Intensitätsverteilung (Fernfeld) aufgenommen werden kann.

Aus der damit erhaltenen winkelabhängigen Intensitätsverteilung kann der Fernfeldwinkel Θ_{FF} bestimmt werden. Als Θ_{FF} wird in dieser Arbeit der Winkel definiert, bei dem die Laserintensität auf die Hälfte des maximalen Wertes abgefallen ist (FWHM, full width half maximum). Mit Hilfe der Näherung $\Theta_{FF,FWHM} \approx \sqrt{2\ln 2}\frac{\lambda}{\pi w_0}$ [84] (unter Annahme eines gaußschen Laserstrahls) kann aus dem Fernfeldwinkel ein Wert für den Strahlparameter w_0 abgeschätzt werden.

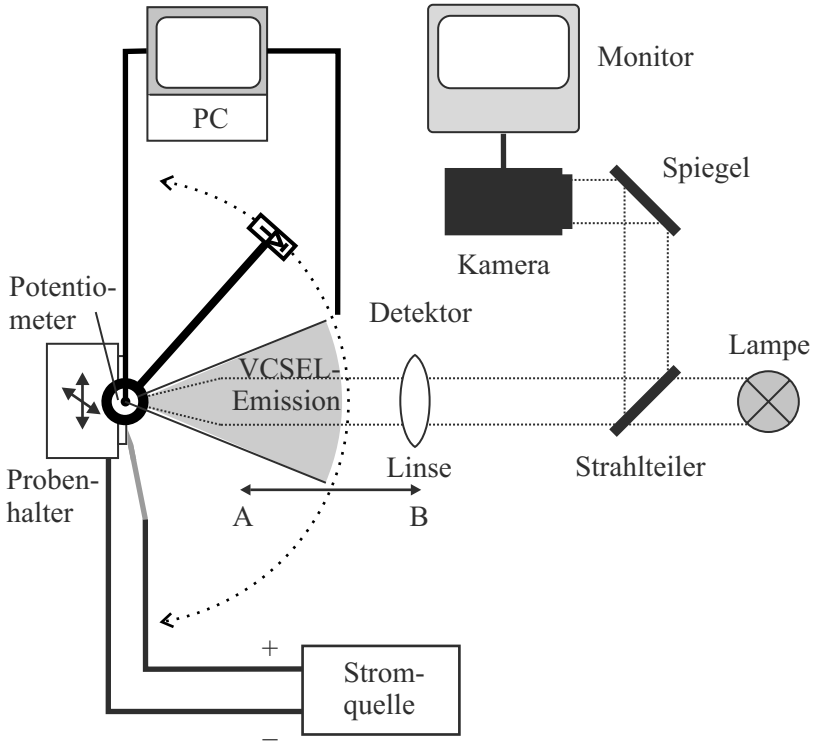


Abbildung B.3: Schematischer Aufbau zur Messung der Fernfeldintensität.

Anhang C

VCSEL-Schichtstrukturen

Dieses Kapitel enthält die ausführlichen Schichtstrukturen der hergestellten Top- und Bottom-Emitter-Laser. Die Schichtfolgen sind jeweils in Wachstumsrichtung vom Substrat ab gezeigt. Zu allen Schichten sind Materialzusammensetzung, Schichtdicke, Dotiertyp und -konzentration aufgeführt. Zusätzlich ist außerdem die aktuelle Gesamtdicke der gewachsenen Schichten enthalten.

C.1 Top-Emitter mit Antiphasenschicht, M04_048

Material	Dicke (nm)	Gesamtdicke (nm)	Dotierung (cm^{-3})
GaAs	$500,0$	$500,0$	$n^+, 1,7 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,20}Ga_{0,80}As$	$49,1$	$549,1$	$n^+, 1,4 \cdot 10^{18}$ $\rightarrow 2,5 \cdot 10^{18}$
$\downarrow 38 \times$			
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$ $\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$12,4$		$n^+, 2,3 \cdot 10^{18}$ $\rightarrow 2,7 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$ $\rightarrow Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$19,2$		$n^+, 2,7 \cdot 10^{18}$ $\rightarrow 3,1 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$29,7$		$n^+, 3,1 \cdot 10^{18}$ $\rightarrow 1,7 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$ $\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$19,2$		$n^+, 1,7 \cdot 10^{18}$ $\rightarrow 1,4 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$ $\rightarrow Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$12,4$		$n^+, 1,4 \cdot 10^{18}$ $\rightarrow 1,3 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,20}Ga_{0,80}As$	$36,8$		$n^+, 1,4 \cdot 10^{18}$ $\rightarrow 2,5 \cdot 10^{18}$
$\uparrow$		$5474,1$	

Material	Dicke (nm)	Gesamtdicke (nm)	Dotierung (cm^{-3})
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$12,4$	$5486,5$	$n^+, 2,3 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 2,7 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$19,2$	$5505,6$	$n^+, 2,7 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,90}Ga_{0,10}As$			$\rightarrow 3,1 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$29,7$	$5535,3$	$n^+, 3,1 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 1,3 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$19,2$	$5554,5$	$n^+, 3,1 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 1,3 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$12,4$	$5566,9$	$n^+, 1,3 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,27}Ga_{0,73}As$			$\rightarrow n, 3,1 \cdot 10^{17}$
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$42,6$	$5609,5$	$n, 3,1 \cdot 10^{17}$
			$\rightarrow 1,1 \cdot 10^{17}$
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$45,7$	$5655,2$	
$\downarrow 2 \times$			
GaAs	$7,9$		
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$9,9$		
$\uparrow$		$5691,0$	
GaAs	$7,9$	$5698,9$	
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$46,4$	$5745,3$	
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$24,9$	$5770,2$	$p, 3,6 \cdot 10^{16}$
			$\rightarrow p^+ 1,2 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$60,3$	$5830,5$	$p^+, 1,2 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 1,8 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$19,2$	$5849,7$	$p^+, 1,8 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,90}Ga_{0,10}As$			$\rightarrow p^{++} 1,1 \cdot 10^{19}$
AlAs	$32,0$	$5881,7$	$p^{++}, 1,2 \cdot 10^{19}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$19,2$	$5900,8$	$p^{++}, 1,1 \cdot 10^{19}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow p^+ 1,8 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$31,0$	$5931,8$	$p^+, 1,8 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$19,2$	$5951,0$	$p^+, 1,8 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,90}Ga_{0,10}As$			$\rightarrow 2,1 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$29,7$	$5980,7$	$p^+, 2,1 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 3,0 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$19,2$	$5999,8$	$p^+, 3,0 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 2,6 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$12,4$	$6012,2$	$p^+, 1,8 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,27}Ga_{0,73}As$			$\rightarrow 1,6 \cdot 10^{18}$

Material	Dicke (nm)	Gesamtdicke (nm)	Dotierung (cm^{-3})
$\downarrow 23 \times$			
$Al_{0,20}Ga_{0,80}As$	$36,8$		$p^+, 1,7 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$12,4$		$p^+, 1,6 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 1,8 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$19,2$		$p^+, 1,8 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,90}Ga_{0,10}As$			$\rightarrow 2,2 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$29,7$		$p^+, 2,2 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 3,0 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$19,2$		$p^+, 3,0 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 4,0 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$12,4$		$p^+, 4,0 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,27}Ga_{0,73}As$			$\rightarrow 1,6 \cdot 10^{18}$
$\uparrow$		$8993,2$	
$Al_{0,20}Ga_{0,80}As$	$28,2$	$9021,4$	$p^+, 1,7 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 3,9 \cdot 10^{18}$
GaAs	$53,2$	$9074,6$	$p^+, 4,9 \cdot 10^{18}$
GaAs	$29,0$	$9103,6$	$p^{++}, 8,2 \cdot 10^{19}$
			$\rightarrow 1,6 \cdot 10^{20}$

C.2 Bottom-Emitter, M07_050

Material	Dicke (nm)	Gesamtdicke (nm)	Dotierung (cm^{-3})
GaAs	$206,7$	$206,7$	$n^+, 1,7 \cdot 10^{18}$
AlAs	$100,0$	$306,7$	$n^+, 4,5 \cdot 10^{18}$
GaAs	$99,9$	$406,6$	$n^+, 1,7 \cdot 10^{18}$
AlAs	$100,0$	$506,6$	$n^+, 4,5 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,20}Ga_{0,80}As$	$36,0$	$552,6$	$n^+, 1,4 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 2,5 \cdot 10^{18}$
$\downarrow 23 \times$			
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$12,4$		$n^+, 2,3 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 2,6 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$19,2$		$n^+, 2,6 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,90}Ga_{0,10}As$			$\rightarrow 3,0 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$29,7$		$n^+, 3,0 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 1,7 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$19,2$		$n^+, 1,7 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 1,5 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$12,4$		$n^+, 1,5 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,27}Ga_{0,73}As$			$\rightarrow 1,3 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,20}Ga_{0,80}As$	$36,8$		$n^+, 1,4 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 2,5 \cdot 10^{18}$
$\uparrow$		$3533,5$	

Material	Dicke (nm)	Gesamtdicke (nm)	Dotierung (cm^{-3})
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$12,4$	$3545,9$	$n^+, 2,3 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 2,6 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$19,2$	$3565,1$	$n^+, 2,6 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,90}Ga_{0,10}As$			$\rightarrow 3,0 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$29,7$	$3594,7$	$n^+, 3,0 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$19,2$	$3613,9$	$n^+, 3,0 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 1,3 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$12,3$	$3626,2$	$n^+, 1,3 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow n, 3,7 \cdot 10^{17}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$42,6$	$3668,9$	$n, 3,7 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 1,3 \cdot 10^{17}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$25,6$	$3694,5$	
$\rightarrow Al_{0,27}Ga_{0,73}As$			
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$5,0$	$3699,5$	
$Al_{0,20}Ga_{0,80}As$	$9,9$	$3709,4$	
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$5,0$	$3714,3$	
$\downarrow 2 \times$			
GaAs	$7,9$		
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$9,9$		
$\uparrow$		$3750,1$	
GaAs	$7,9$	$3758,0$	
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$5,0$	$3763,0$	
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$41,3$	$3804,3$	
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$24,8$	$3829,1$	$p, 6,2 \cdot 10^{16}$
			$\rightarrow p^+, 1,4 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$61,4$	$3890,5$	$p^+, 1,4 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,80}Ga_{0,20}As$			$\rightarrow 1,9 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,98}Ga_{0,02}As$	$32,0$	$3940,4$	$p^{++}, 1,2 \cdot 10^{19}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$19,2$	$3959,6$	$p^{++}, 1,1 \cdot 10^{19}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow p^+ 1,9 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$31,0$	$3990,5$	$p^+, 1,9 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$19,2$	$4009,7$	$p^+, 1,9 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,90}Ga_{0,10}As$			$\rightarrow 2,1 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$29,7$	$4039,4$	$p^+, 2,1 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 3,0 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$19,2$	$4058,6$	$p^+, 3,0 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 2,6 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$12,4$	$4071,0$	$p^+, 1,9 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,27}Ga_{0,73}As$			$\rightarrow 1,6 \cdot 10^{18}$

Material	Dicke (nm)	Gesamtdicke (nm)	Dotierung (cm^{-3})
$\downarrow 38 \times$			
$Al_{0,20}Ga_{0,80}As$	$36,8$		$p^+, 1,8 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,27}Ga_{0,73}As$	$12,4$		$p^+, 1,6 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 1,9 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$19,2$		$p^+, 1,9 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,90}Ga_{0,10}As$			$\rightarrow 2,2 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$29,7$		$p^+, 2,2 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 3,0 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,90}Ga_{0,10}As$	$19,2$		$p^+, 3,0 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,47}Ga_{0,53}As$			$\rightarrow 4,0 \cdot 10^{18}$
$Al_{0,47}Ga_{0,53}As$	$12,4$		$p^+, 4,0 \cdot 10^{18}$
$\rightarrow Al_{0,27}Ga_{0,73}As$			$\rightarrow 1,6 \cdot 10^{18}$
$\uparrow$		$8996,0$	
$Al_{0,20}Ga_{0,80}As$	$29,9$	$9025,9$	$p^+, 1,8 \cdot 10^{18}$
			$\rightarrow 3,9 \cdot 10^{18}$
GaAs	$20,0$	$9045,9$	$p^+, 4,9 \cdot 10^{18}$
GaAs	$30,0$	$9075,9$	$p^{++}, 8, \cdot 10^{19}$
			$\rightarrow 1,6 \cdot 10^{20}$

Anhang D

Maskenlayouts

D.1 Maskenlayout zur Top-Emitter-Prozessierung

Alle Maskenstrukturen für die Herstellung der Top-Emitter-Arrays befinden sich auf einer Drei-Zoll-Maske (*GROOVE TRAP*), die in neun Felder unterteilt ist. Um eine Übersicht über die realisierten VCSEL-Anordnungen zu geben, ist beispielhaft eine Einheitszelle aus einem Feld der Maske gezeigt (Abb. D.1). In diesem Feld werden die Bondmetallflächen sowie eine Beschriftung der Laserchips strukturiert. Die aktiven Durchmesser der Bauteile in der ersten Spalte betragen 6 µm, in der zweiten 8 µm und in der dritten 10 µm. Diese Werte entsprechen Mesadurchmessern von 22, 24 und 26 µm[1] beziehungsweise Lasermittelpunktsabständen von 24, 26 und 28 µm[2]. Die Innendurchmesser der p-Kontakt-Ringe betragen 11, 13 und 15 µm. In den ersten fünf Reihen sind Laser mit Oberflächenrelief vorgesehen, in der untersten Reihe befinden sich Standardbauteile. Die verschiedenen Arrays unterscheiden sich hauptsächlich in den Verkippungswinkeln der linearen Arrays und damit in der Anzahl an Lasern pro Linie.

[1] Die Mesadurchmesser der VCSEL-Arrays mit überlappenden Mesen sind leicht reduziert. Sie betragen $21,5$, $23,5$ und $25,5$ µm.

[2] Bei den Arrays mit überlappenden Mesen betragen die Abstände lediglich 21, 23 und 25 µm.

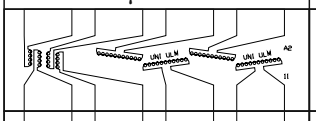
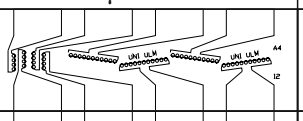
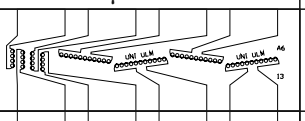
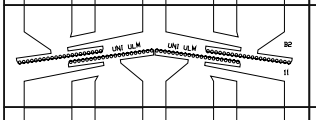
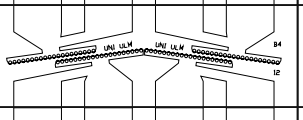
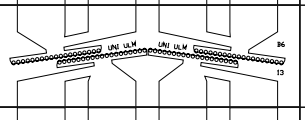
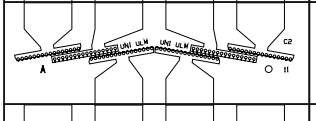
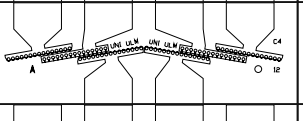
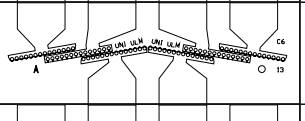
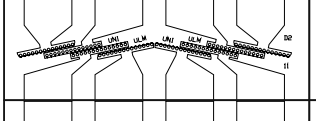
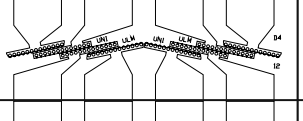
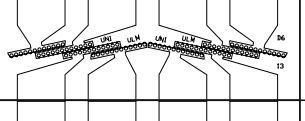
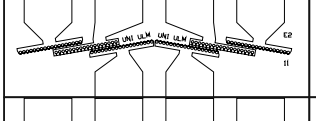
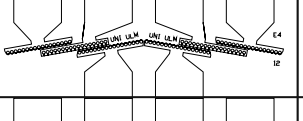
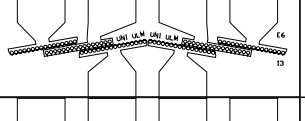
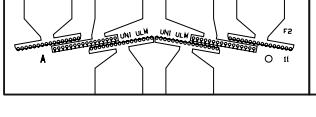
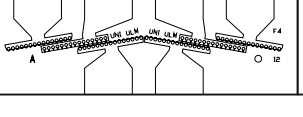
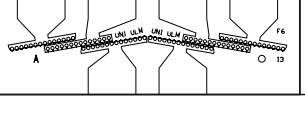
22 µm Mesa D_{act} = 6 µm 3,4 µm Relief 24 µm Pitch	24 µm Mesa D_{act} = 8 µm 4,6 µm Relief 26 µm Pitch	26 µm Mesa D_{act} = 10 µm 5,7 µm Relief 28 µm Pitch	
			Relief 4 x 4, 4 x 11 Laser 8°
			Relief 4 x 21/20/19 Laser 8°
			Relief 6 x 16/15/14 Laser 10°
			Relief 6 x 14/13/12 Laser 12°
			Relief 6 x 18/17/16 Laser 10°, Pitch 21/23/25
			Standard 6 x 16/15/14 Laser 10°

Abbildung D.1: Übersicht über eine Einheitszelle in einem der zur Herstellung der Top-Emitter-Arrays verwendeten Maskenfelder.

D.2 Maskenlayout zur Bottom-Emitter-Prozessierung

Alle Maskenstrukturen für die Herstellung der Bottom-Emitter-Arrays befinden sich auf einer Drei-Zoll-Maske (*FLIP TRAP*), die in neun Felder unterteilt ist. In Abb. D.2 ist eine Einheitszelle aus einem Feld dieser Maske gezeigt. Die aktiven Durchmesser der Bauteile im ersten und zweiten Feld betragen 6 µm (16 µm Mesadurchmesser), im dritten, vierten und sechsten Feld 8 µm (18 µm Mesadurchmesser) und im fünften 10 µm (20 µm Mesadurchmesser). Die verschiedenen Arrays unterscheiden sich außerdem in den Verkippungswinkeln der linearen Arrays und in der Anzahl an Lasern pro Linie. Auf dieser Maske sind keine Laser mit Oberflächenrelief vorgesehen.

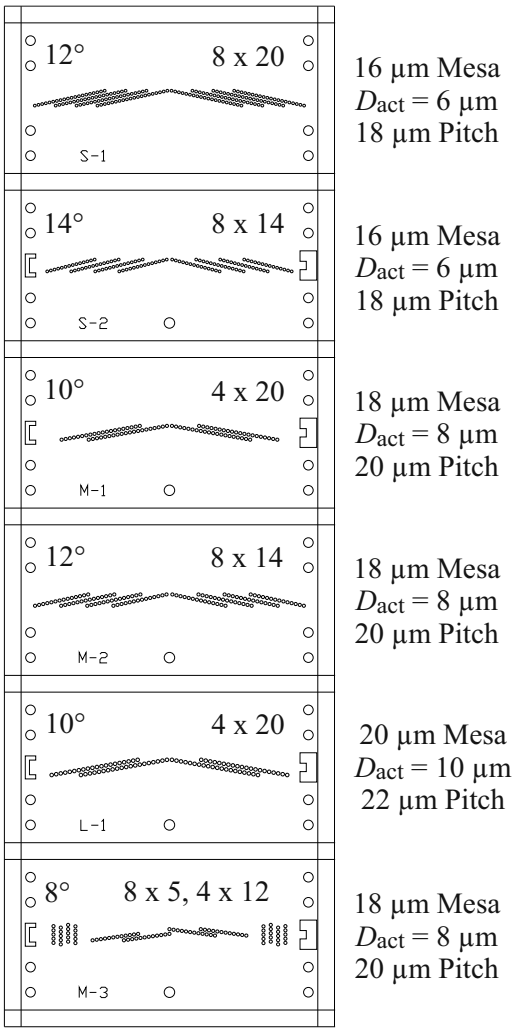


Abbildung D.2: Übersicht über eine Einheitszelle aus einem Feld der zur Herstellung der Bottom-Emitter-Arrays verwendeten Maske.

D.3 Maskenlayout zur Prozessierung von Chipträgern für Top-Emitter

Bei der Herstellung der Siliziumträger für die epitaxieseitig emittierenden Laserchips ist nur eine einzige Maske notwendig. Eine Übersicht über diese Maske ist in Abb. D.3 gezeigt. Auf einer Probe werden zehn Strukturen erzeugt, die nach der Prozessierung vereinzelt werden. Die Leiterbahnen führen von der Mitte nach außen. An ihren Enden können Bonddrähte befestigt werden. In der Mitte der Strukturen werden später mittels einer Schattenmaske rechteckige Indiumflächen aufgedampft, auf welche dann die Laserchips aufgelötet werden.

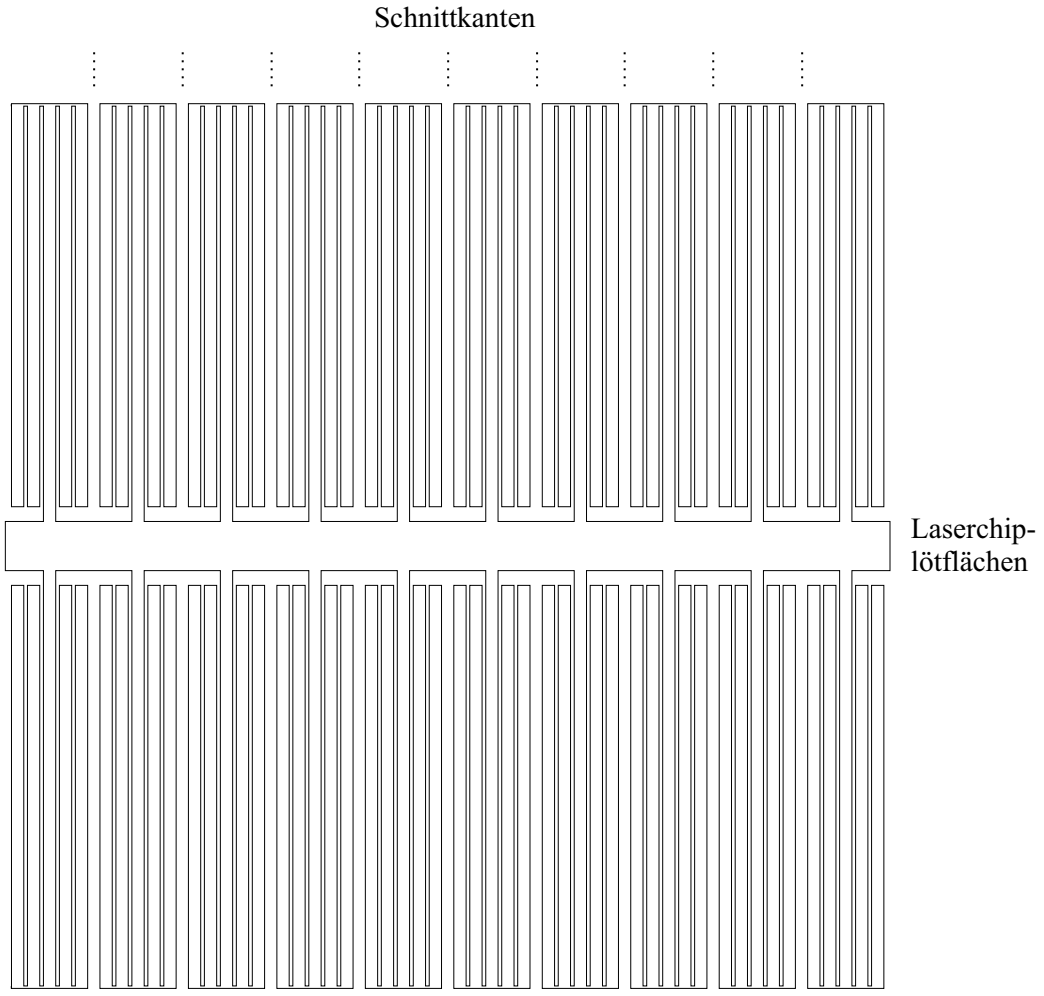


Abbildung D.3: Übersicht über die Fotomaske zur Strukturierung der Leiterbahnen auf Chipträgern für Top-Emitter-VCSEL-Arrays.

D.4 Maskenlayout zur Prozessierung von Chipträgern für Bottom-Emitter

Bei der Herstellung der Siliziumträger für die substratseitig emittierenden Laserchips werden im ersten lithographischen Schritt die Leiterbahnen erzeugt. Eine Übersicht über diese Maske ist in Abb. D.4 gezeigt. Auf einer Probe werden drei Reihen mit jeweils 18 Strukturen erzeugt, die nach der Prozessierung vereinzelt werden. Gekennzeichnet sind die Bondflächen, auf denen die Bonddrähte angebracht werden. Am anderen Ende der Träger werden strukturierte Indiumflächen aufgebracht, auf welche die Laserchips später kopfüber aufgelötet werden. Zur Strukturierung dieser Lötflächen, zum Aufbringen einer Passivierung und für Diffusionsbarrieren werden im weiteren Verlauf der Prozessierung zusätzliche Fotomasken benötigt.

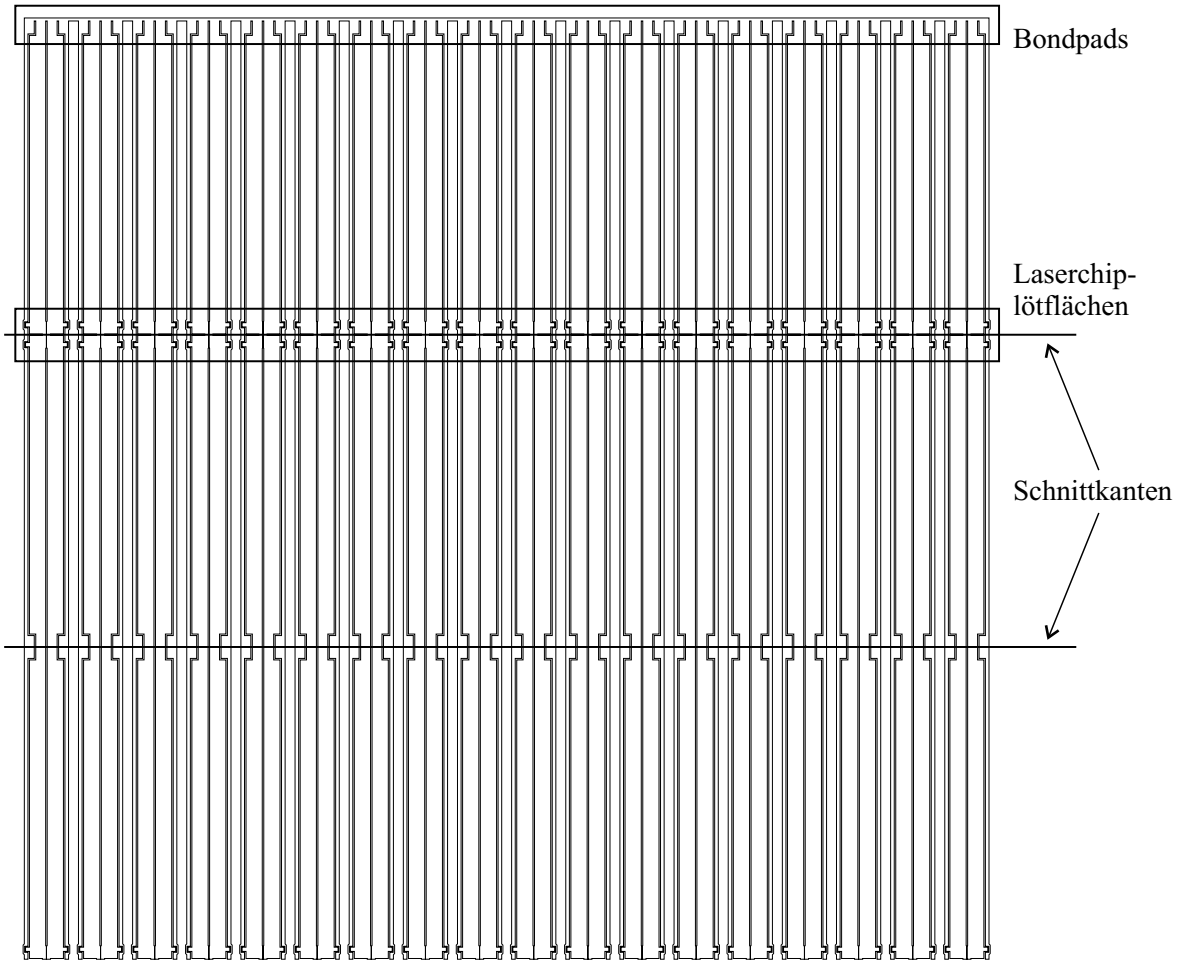


Abbildung D.4: Übersicht über eine Fotomaske zur Herstellung der strukturierten Chipträger für Bottom-Emitter-VCSEL-Arrays.

D.5 Maskenlayout für mikrofluidische Kanalstrukturen

Bei der Herstellung der Masterwafer für die mikrofluidischen Chips werden inverse Kanalstrukturen in einem dicken Fotolack erzeugt. Eine Skizze der erzeugten Kanalstruktur ist in Abb. D.5 gezeigt. Der Kanal besteht aus einem Einlass, einer Y-Verzweigung und zwei Auslässen.

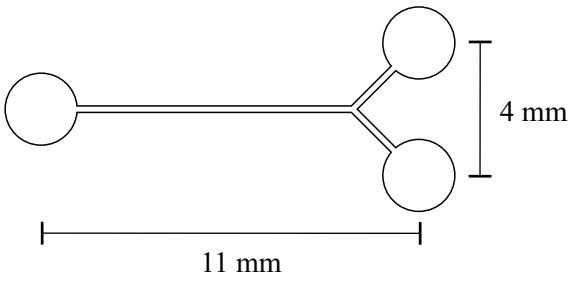


Abbildung D.5: Skizze der Maske zur Erzeugung der Kanalmasterstrukturen.

Anhang E

Prozessprotokolle

E.1 Prozessierung von Top-Emitter-VCSEL-Arrays

Im Folgenden werden ausführlich die Prozessschritte aufgezeigt, die bei der Herstellung integrierbarer dicht gepackter epitaxieseitig emittierender VCSEL-Arrays mit Oberflächenrelief eingesetzt werden. Alle Maskenstrukturen für die Top-Emitter-Arrays befinden sich auf einer Drei-Zoll-Maske, die in neun Felder unterteilt ist. Um eine Übersicht über die realisierten VCSEL-Anordnungen zu geben, ist in D.1 eine Einheitszelle der Maske gezeigt. Die aktiven Durchmesser der Bauteile betragen 6, 8 und 10 µm. Bei den Lasern mit Oberflächenrelief werden Lasermesa und Relief bereits im ersten Schritt definiert, sodass sie optimal zueinander justiert sind. Sofern nicht anders angemerkt, werden die lithographischen Belichtungsschritte mit einem Maskenjustier- und Belichtungsgerät (MJB3) durchgeführt, dessen Belichtungswellenlänge bei etwa 320 nm liegt.

Basic Cleaning

◦	Cleaning	Acetone (5 min), Isopropanol (5 min)
◦	Drying	Hotplate, 120°C, 15 min

p-Ring and Relief Definition

◦	Spin Coating	PMGI SF 11, 2000 rpm, 40 s, Prog. 2
◦	Prebake	Hotplate, 220°C, 5 min
◦	Spin Coating	AZ 1512 HS, 6000 rpm, 40 s, Prog. 6
◦	Prebake	Hotplate, 90°C, 10 min
◦	Exposure	12 mW/cm^2, 12 s

	Mask: GROOVE TRAP, Field: PMGI MESA POS
○ Development	AZ 726 MIF, 14 s
○ Flood Exposure	DUV, 75 min
○ Flood Exposure	12 mW/cm^2, 30 s
○ Development	AZ 726 MIF, 20–25 s
	Check with a microscope

Etching of the Surface Relief

○ O_2 Plasma	3.5 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
○ Citric Acid	$C_6H_8O_7$: H_2O 1 : 1 (prepared the previous day)
Preparation	H_2O_2 : Citric acid 1 : 30 (stir 1 min, leave 4 min)
○ HCl Dip	HCl : H_2O 1 : 1, 15 s (meanwhile)
○ Etching	Etch antiphase layer
	Etch rate $\approx$ 1.1 nm/s

p-Ring Metalization

○ Spin Coating	TI 35 ES, 6000 rpm, 40 s, Prog. 6
○ Prebake	Hotplate, 90°C, 3 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 0.75 min
	Mask: GROOVE TRAP, Field: P EVAP COVER
○ Delay	15 min
○ Reverse Bake	Hotplate, 125°C, 2 min
○ Flood Exposure	12 mW/cm^2, 3 min
○ Development	AZ 726 MIF, 15–20 s
	Check with a microscope
○ O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
○ HCl Dip	HCl : H_2O 1 : 1, 30 s
○ Evaporate	Ti (20 nm) – Pt (50 nm) – Au (150 nm)
○ Lift-Off	MP (>100°C)
○ Cleaning	Acetone, Isopropanol

Antiphase Layer Removal for Standard Devices

○ Spin Coating	AZ 1512 HS, 6000 rpm, 40 s, Prog. 6
○ Prebake	Hotplate, 90°C, 10 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 14 s

	Mask: GROOVE TRAP, Field: LENS RELIEF
○ Development	AZ 726 MIF, 14 s
	Check with a microscope
○ O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
○ Citric Acid	$C_6H_8O_7$: H_2O 1 : 1 (prepared the previous day)
Preparation	H_2O_2 : Citric acid 1 : 30 (stir 1 min, leave 4 min)
○ HCl Dip	HCl : H_2O 1 : 1, 15 s (meanwhile)
○ Etching	Etch antiphase layer
	Etch rate $\approx$ 1.1 nm/s
○ Resist Removal	Acetone, Isopropanol

Mesa Etching and Oxidation

○ Spin Coating	TI 35 ES, 6000 rpm, 40 s, Prog. 6
○ Prebake	Hotplate, 90°C, 3 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 0.5 min
	Mask: GROOVE TRAP, Field: LENS ALL
○ Delay	15 min
○ Development	AZ 726 MIF, 25–30 s
	Check with a microscope
○ Flood Exposure	12 mW/cm^2, 3 min
○ Hardbake	Hotplate, 140°C, 2 min
○ Etching	RIE, Program *P03-01*
	35 W, 20°C, 10 sccm $SiCl_4$, 5 mTorr
	$\approx$ 60 min; etch through all mirror layers
○ O_2 Plasma	4 min, 20% O_2, 10% CF_4, 33.3% RF (100 W)
○ Resist Removal	MP (hot), $\geq$ 1 h
	Soft ultrasonic $\approx$ 10 min
○ Cleaning	MP (new), Acetone, Isopropanol
○ Cleaving	Cleave oxidation dummy / dummies
○ Preparation	Acetone, Isopropanol
	Keep sample in Isopropanol until oxidation
○ HF Dip	0.1% HF, 5 s
○ Oxidation	Determine offset and rate by dummy oxidation
	Check aperture with infrared microscope

Mesa Passivation

○ Cleaning	Acetone, Isopropanol
○ Drying	Hotplate, 120°C, 15 min
○ Spin Coating	Polyimide 7505, 5000 rpm, 40 s, Prog. 5
○ Prebake	Hotplate, 100°C, 5 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 15 s
	Mask: GROOVE TRAP, Field: POLYIMIDE I
○ Delay	15 min
○ Development	HTR-D2, 30 s, stop with Isopropanol
	Check with a microscope
○ Hardbake	Ramp 100°C–300°C, 20°C increase every 3 min
	1 h at 300°C
	OPTO ANNEALER Program *POLY3*

Etching of the Bonding Grooves

○ Spin Coating	AZ 1512 HS, 6000 rpm, 40 s, Prog. 6
○ Prebake	Hotplate, 90°C, 10 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 14 s
	Mask: GROOVE TRAP, Field: GROOVE ETCH
○ Development	AZ 726 MIF, 15 s
	Check with a microscope
○ Etching	$H_2SO_4 : H_2O_2 : H_2O$, 1 : 6 : 40, $\approx$ 35 min
	Etch rate $\approx$ 1.1 µm/min
○ Resist Removal	MP, Acetone, Isopropanol

Groove Passivation

○ Cleaning	Acetone, Isopropanol
○ Drying	Hotplate, 120°C, 15 min
○ Spin Coating	Polyimide 7505, 2500 rpm, 40 s, Prog. 14
○ Prebake	Hotplate, 100°C, 5 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 15 s
	Mask: GROOVE TRAP, Field: POLYIMIDE II
○ Delay	15 min
○ Development	HTR-D2, 30 s, stop with Isopropanol
	Check with a microscope
○ Hardbake	Ramp 100°C–300°C, 20°C increase every 3 min

	1 h at 300°C
	OPTO ANNEALER Program *POLY3*

Bondpads

○ Spin Coating	AZ nLOF 2070, 8000 rpm, 40 s
○ Prebake	Hotplate, 90°C, 5 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 10 s
	Mask: BONDPADS
○ Post Exposure Bake	Hotplate, 110°C, 90 s
○ Development	AZ 826 MIF, 150 s
	Check with a microscope
○ O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
○ Evaporate	Ni (100 nm) – Au (50 nm) – Ni (100 nm) – Au (100 nm) – Ti (20 nm) – Pt (50 nm) – Au (150 nm), rotating
○ Lift-Off	MP (>100°C)
○ Cleaning	Acetone, Isopropanol

Sample Thinning, n-Contact, and Chip Separation

○ Polishing	Thin wafer to $\approx$ 200 µm thickness
○ Cleaning	Acetone, Isopropanol
○ HCl Dip	HCl : H_2O 1 : 1, 20 s
○ Evaporate	Ge (17 nm) – Au (50 nm) – Ni (10 nm) – Au (150 nm)
○ Annealing	OPTO ANNEALER, Program *ABE40A*
○ Chip Separation	Saw: Disco Abrasive Systems
	Thin sawing blade
	Chip dimensions: 1800 $\times$ 600 µm^2

E.2 Prozessierung von Bottom-Emitter-VCSEL-Arrays

Alle Maskenstrukturen für die Bottom-Emitter-Arrays befinden sich auf einer Drei-Zoll-Maske, die in neun Felder unterteilt ist. In D.2 ist eine Einheitszelle aus dieser Maske gezeigt. Die aktiven Durchmesser der Bauteile betragen 6, 8 und 10 µm. Die Prozessschritte, die für die Herstellung integrierbarer dicht gepackter substratseitig emittierender VCSEL-Arrays notwendig sind, werden im Folgenden ausführlich beschrieben. Sofern nicht anders angemerkt, werden die lithographischen Belichtungsschritte mit einem Maskenjustier- und Belichtungsgerät (MJB3) durchgeführt, dessen Belichtungswellenlänge bei etwa 320 nm liegt.

Basic Cleaning

○ Cleaning	Acetone (warm, 5 min), Isopropanol (5 min)
○ Drying	Hotplate, 120°C, 15 min

p-Contact

○ Spin Coating	AZ 5214 E, 6000 rpm, 40 s, Prog. 6
○ Prebake	Hotplate, 90°C, 5 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 14 s
	Mask: FLIP TRAP, Field: METAL MESA
○ Reverse Bake	Hotplate, 113°C, 90 s
○ Flood Exposure	12 mW/cm^2, 1.5 min
○ Development	AZ 726 MIF, 60 s
	Check with a microscope
○ O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
○ HCl Dip	HCl : H_2O 1 : 1, 30 s
○ Evaporate	Ti (20 nm) – Pt (50 nm) – Au (150 nm)
○ Lift-Off	MP (>100°C)
○ Cleaning	Acetone, Isopropanol

Mesa Etching and Oxidation

○ Etching	RIE, Program *P03-01*
	35 W, 20°C, 10 sccm $SiCl_4$, 5 mTorr
	≈ 40 min
○ Cleaving	Cleave oxidation dummy / dummies
○ Preparation	Acetone, Isopropanol

	Keep sample in Isopropanol until oxidation
◦ HF Dip	0.1% HF, 5 s
◦ Oxidation	Determine offset and rate by dummy oxidation
	Check aperture with infrared microscope

n-Contact

◦ Spin Coating	AZ nLOF 2070, 8000 rpm, 40 s, Prog. 8
◦ Prebake	Hotplate, 90°C, 5 min
◦ Exposure	12 mW/cm^2, 10 s
	Mask: FLIP TRAP, Field: N-CONTACT
◦ Post Exposure Bake	Hotplate, 110°C, 90 s
◦ Development	AZ 826 MIF, 150 s
	Check with a microscope
◦ O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
◦ HCl Dip	HCl : H_2O 1 : 1, 15 s
◦ Evaporate	Ge (17 nm) – Au (50 nm) – Ni (10 nm) – Au (150 nm)
◦ Lift-Off	MP (>100°C)
◦ Cleaning	Acetone, Isopropanol
◦ Annealing	Rapid Thermal Annealer, Program *CJ.4*

n-Vias

◦ Spin Coating	AZ nLOF 2070, 4000 rpm, 40 s, Prog. 4
◦ Prebake	Hotplate, 90°C, 5 min
◦ Exposure	12 mW/cm^2, 10 s
	Mask: FLIP TRAP, Field: N-VIA
◦ Post Exposure Bake	Hotplate, 110°C 90 s
◦ Development	AZ 826 MIF, 150 s
	Check with a microscope
◦ O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
◦ Gold Electroplating	pH $\approx$ 7.95–8.05, 0.45 V, $\approx$ 20 min
◦ Resist Removal	MP (>100°C), 30 min
	Check with a microscope
◦ Cleaning	Acetone, Isopropanol

Passivation

○	Drying	Hotplate, 120°C, 15 min
○	Spin Coating	Polyimide 7505, 4000 rpm, 40 s, Prog. 4
○	Prebake	Hotplate, 100°C, 5 min
○	Exposure	12 mW/cm^2, 20 s
		Mask: FLIP TRAP, Field: POLYIMIDE MESA / N-VIA
○	Delay	15 min
○	Development	HTR-D2, 30 s, stop with Isopropanol
		Check with a microscope
○	Hardbake	Ramp 100°C–300°C, 20°C increase every 3 min
		1 h at 300°C
		OPTO ANNEALER Program *POLY3*

Sample Thinning and Chip Separation

○	Polishing	Thin wafer to $\approx$ 150 µm thickness
○	Cleaning	Acetone, Isopropanol
○	Chip Separation	Saw: Disco Abrasive Systems
		Thin sawing blade
		Chip dimensions: 1500 $\times$ 800 µm^2

E.3 Prozessierung von Chipträgern für Top-Emitter-VCSEL

Die Herstellung der Siliziumträger für die epitaxieseitig emittierenden Laserchips wird im Folgenden erläutert. Das Substratmaterial besteht aus niederresistivem Silizium mit einer Dicke von etwa 380 µm. Das Aufsputtern der Isolationsschicht erfolgt in einer speziellen Sputteranlage des Instituts für Optoelektronik („Miss Pinky“). In Abschnitt D.3 ist die Maske zur Erzeugung der Leiterbahnen gezeigt. Für die gesamte Prozessierung der Top-Emitter-Chipträger genügt eine Fotomaske, da das Indium mittels einer Schattenmaske strukturiert wird.

Basic Cleaning of Silicon

○	Cleaning 1	$H_2O_2 : H_2SO_4$ 1 : 1, 125°C, 10 min
○	Cleaning 2	HF 2%, 30 s

Seed Structure

○ Isolation Layer	Sputtering: 100 nm Al_2O_3
○ Spin Coating	AZ 5214 E, 3000 rpm, 40 s, Prog. 3
○ Prebake	Hotplate, 90°C, 5 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 15 s
	Mask: GROOVE TRAP, Field: FANOUT TRACKS
○ Reverse Bake	Hotplate, 113°C, 90 s
○ Flood Exposure	12 mW/cm^2, 1.5 min
○ Development	AZ 726 MIF, 60 s
	Check with a microscope
○ O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
○ Evaporate	Ti (30 nm) – Au (30 nm)
○ Lift-Off	MP (>100°C)
○ Cleaning	Acetone, Isopropanol
○ Drying	Hotplate, 120°C, 5 min

Electroplating

○ Spin Coating	AZ 5214 E, 2000 rpm, 40 s, Prog. 2
○ Prebake	Hotplate, 90°C, 5 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 17 s
	Mask: GROOVE TRAP, Field: FANOUT TRACKS
○ Reverse Bake	Hotplate, 113°C, 90 s
○ Flood Exposure	12 mW/cm^2, 1.5 min
○ Development	AZ 726 MIF, 60 s
	Check with a microscope
	Check resist thickness (nom. 2 µm)
○ O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
○ Gold Electroplating	pH ≈ 7.95–8.05, 0.45 V, ≈ 20 min
	Check gold thickness (nom. 1.8 µm)
○ Resist Removal	MP (warm)
○ Cleaning	Acetone, Isopropanol

Carrier Separation and Indium Pads

○ Sawing	Thin sawing blade
○ Cleaning	Acetone, Isopropanol
○ Drying	Hotplate, 120°C, 10 min

○ Evaporate	In (5–6 µm)
	Use evaporation mask holder

E.4 Prozessierung von Chipträgern für Bottom-Emittier-VCSEL

Im Folgenden wird die Herstellung der Siliziumträger für die substratseitig emittierenden Laserchips gezeigt. Das Substratmaterial besteht aus niederresistivem Silizium mit einer Dicke von etwa 380 µm. Das Aufsputtern der Isolationsschicht erfolgt auch hier in der Sputteranlage des Instituts für Optoelektronik. Eine Übersicht über die Fotomaske, die im ersten Belichtungsschritt verwendet wird, ist in Abschnitt D.4 gezeigt.

Basic Cleaning of Silicon

○ Cleaning 1	$H_2O_2 : H_2SO_4$ 1 : 1, 125°C, 10 min
○ Cleaning 2	HF 2%, 30 s

Seed Structure

○ Isolation Layer	Sputtering: 100 nm Al_2O_3
○ Spin Coating	AZ 5214 E, 3000 rpm, 40 s, Prog. 3
○ Prebake	Hotplate, 90°C, 5 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 15 s
	Mask: FANOUT TRACKS
○ Reverse Bake	Hotplate, 113°C, 90 s
○ Flood Exposure	12 mW/cm^2, 1.5 min
○ Development	AZ 726 MIF, 60 s
	Check with a microscope
○ O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
○ Evaporate	Ti (30 nm) – Au (30 nm)
○ Lift-Off	MP (>100°C)
○ Cleaning	Acetone, Isopropanol
○ Drying	Hotplate, 120°C, 5 min

Electroplating

○ Spin Coating	AZ 5214 E, 2000 rpm, 40 s, Prog. 2

○ Prebake	Hotplate, 90°C, 5 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 17 s
	Mask: FANOUT TRACKS
○ Reverse Bake	Hotplate, 113°C, 90 s
○ Flood Exposure	12 mW/cm^2, 1.5 min
○ Development	AZ 726 MIF, 60 s
	Check with a microscope
	Check resist thickness (nom. 2 µm)
○ O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
○ Gold Electroplating	pH ≈ 7.95–8.05, 0.45 V, ≈ 20 min
	Check gold thickness (nom. 1.8 µm)
○ Resist Removal	MP (warm)
○ Cleaning	Acetone, Isopropanol
○ Drying	Hotplate, 120°C, 10 min

Passivation

○ Cleaning	Acetone, Isopropanol
○ Drying	Hotplate, 120°C, 10 min
○ Spin Coating	Polyimide 7505, 6000 rpm, 40 s, Prog. 6
○ Prebake	Hotplate, 100°C, 5 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 15 s
	Mask: POLYIMIDE
○ Delay	15 min
○ Development	HTR-D2, 30 s, stop with Isopropanol
	Check with a microscope
○ Hardbake	OPTO ANNEALER Program *ABE35*

Diffusion Barrier

○ Spin Coating	AZ 5214 E, 2000 rpm, 40 s, Prog. 2
○ Prebake	Hotplate, 90°C, 5 min
○ Exposure	12 mW/cm^2, 17 s
	Mask: POLYIMIDE
○ Reverse Bake	Hotplate, 113°C, 90 s
○ Flood Exposure	12 mW/cm^2, 1.5 min
○ Development	AZ 726 MIF, 60 s
	Check with a microscope

		Check resist thickness (nom. 1.5 µm)
◦	O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
◦	Evaporate	Ti (5 nm) – Pt (20 nm) – Au (20 nm)
◦	Lift-Off	MP (>100°C)
◦	Cleaning	Acetone, Isopropanol
◦	Drying	Hotplate, 120°C, 5 min

Indium Solder Bumps and Carrier Separation

◦	Spin Coating	AZ nLOF 2070, 1500 rpm, 40 s, Prog. 14
◦	Prebake	Hotplate, 90°C, 5 min
◦	Exposure	12 mW/cm^2, 9 s
		Mask: INDIUM BUMPS
◦	Post Exposure Bake	Hotplate, 110°C, 90 s
◦	Development	AZ 826 MIF, 150 s
		Check with a microscope
◦	O_2 Plasma	2 min, 10% O_2, 0.1 Torr, 33.3% RF (100 W)
◦	Evaporate	In (5–6 µm)
◦	Lift-Off	MP (>100°C)
◦	Cleaning	Acetone, Isopropanol
◦	Sawing	Thin sawing blade

E.5 Prozessierung von Masterwafern und mikrofluidischen Chips

Wie bereits erwähnt, erfordert die Herstellung mikrofluidischer Chips mittels Weichlithographie einen Masterwafer, welcher mehrmals verwendet werden kann. Als Substratmaterial dient ebenfalls Silizium, allerdings muss hier das Material nicht elektrisch isolierend sein. Nach dem Abziehen des PDMS vom Masterwafer werden die Mikrokanäle mit einem Glassubstrat verschlossen. Für einfache Versuche im makroskopischen optischen Fallenaufbau kann dazu 100 oder 130 µm dickes Glas verwendet werden. Für den Einsatz im integrierten optischen Fallenmodul muss die Glasdicke jedoch auf 30 µm reduziert werden.

Basic Cleaning of Silicon

◦	Cleaning 1	H_2O_2 : H_2SO_4 1 : 1, 125°C, 10 min
◦	Cleaning 2	HF 2%, 30 s

Resist Bars for Channel Structures

○ Spin Coating	SU-8 50, 3000 rpm, 40 s, Prog. 3
○ Prebake	Hotplate, 65°C, 5 min, then 95°C, 21 min
	Adjust temperature, leave sample
○ Exposure	405 nm, 12 mW/cm^2, 7 $\times$ 5 s
	Mask: CHANNEL; 30 s delay between exposures
○ Post Exposure Bake	Hotplate, 65°C, 1 min, then 95°C, 5 min
	Adjust temperature, leave sample
○ Development	mr-Dev 600, 4 min, stop with Isopropanol (1 min)
	Check with a microscope

PDMS Preparation

○ Mixing	Fill PDMS Base into form, control weight
	Add PDMS Curing Agent (weight: 1/10 of PDMS Base weight) with pipet
○ Outgassing	Vacuum, 20 min
	Open valve slowly

PDMS Molding

○ Preparation	Place master wafer in pouring form
	Place handle bars for the reservoirs
○ Pouring	Pour PDMS over master wafer
○ Curing	Oven, 65°C, 1 h
○ Delay	$\approx$ 12 h
○ Separation	Release PDMS from master wafer
	Cut out microfluidic chip with scalpel
○ Cleaning	Isopropanol (5 s)

Channel Sealing

○ Glass Cleaning	Acetone (2 min), Isopropanol (2 min)
○ O_2 Plasma	PDMS and glass surface
for Sealing	30 s, 10% O_2, 0.1 Torr, 20% RF (60 W)
○ Sealing	Join PDMS and glass surface
	Press cautiously

Anhang F

Index mathematischer Symbole und Abkürzungen

A	Exemplarischer Strahl zur Beschreibung der optischen Falle
A_{Fl}	Querschnittsfläche der Flüssigkeitssäule
α	Intensitätsabsorptionskoeffizient
α_{act}	Intensitätsabsorptionskoeffizient für intrinsische Verluste im aktiven Bereich
α_{GaAs}	Konstante zur Berechnung der temperaturabhängigen Bandlückenreduzierung
α_{i}	Intensitätsabsorptionskoeffizient für intrinsische Verluste
α_{pas}	Intensitätsabsorptionskoeffizient für intrinsische Verluste im passiven Bereich
B	Exemplarischer Strahl zur Beschreibung der optischen Falle
b	Charakteristische Kanallänge
β_{GaAs}	Konstante zur Berechnung der temperaturabhängigen Bandlückenreduzierung
c	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum: $2,9979246 \cdot 10^{-8}$ m/s
c_1	Temperaturabhängiger Parameter bei der Oxidationsreaktion
c_2	Temperaturabhängiger Parameter bei der Oxidationsreaktion
D_{act}	Aktiver Durchmesser
d_{act}	Dicke des aktiven Gebiets
D_{lat}	Laterale Ausdehnung
d_{ox}	Oxidationstiefe
dp/dx	Druckunterschied entlang der Fließrichtung
Δh	Höhendifferenz von Flüssigkeitssäulen
$\Delta\lambda$	Wellenlängenänderung
$\Delta\lambda_{\mathrm{DBR}}$	Breite des Stopbands
$\Delta\lambda_{\mathrm{FP}}$	Longitudinaler Modenabstand im Fabry–Pérot-Resonator
Δm	Massendifferenz von Flüssigkeitssäulen

ΔP	Abfall der optischen Leistung
ΔT_{in}	Änderung der internen Lasertemperatur
ΔV	Volumendifferenz von Flüssigkeitssäulen
E_{A}	Aktivierungsenergie
E_λ	Wellenlängenabhängige Extinktion
η_{c}	Konversionseffizienz
η_{d}	Differentieller Quantenwirkungsgrad
η_{Fl}	Viskosität einer Flüssigkeit
η_{I}	Strominjektionseffizienz
F_A	Durch den Strahl A verursachte Kraft
F_B	Durch den Strahl B verursachte Kraft
F_{Fl}	Durch Flüssigkeitssäule verursachte Gewichtskraft
F_{G}	Gradientenkraft in transversaler Richtung
F_{S}	Streukraft
g	Optischer Gewinnkoeffizient
g_{grav}	Gravitationskonstante
g_{th}	Schwellgewinn
γ	Ausbreitungskonstante
Γ_{r}	Relativer Füllfaktor
h	Plancksche Konstante
I	Strom
$\mathcal{I}$	Intensität
I_{th}	Schwellstrom
k_{B}	Boltzmann-Konstante: $8,6173324 \cdot 10^{-5}$ eV/K
L	Resonatorlänge
L_{eff}	Effektive Länge der Kavität
λ	Wellenlänge
λ_{B}	Braggwellenlänge
λ_m	Wellenlänge der Mode m
m	Index zur Kennzeichnung der Modenordnung, $m \in \mathbb{N}$
M_{b}	Anzahl der Spiegelschichten im unteren Bragg-Reflektor
M_{t}	Anzahl der Spiegelschichten im oberen Bragg-Reflektor
n	Ladungsträgerdichte
$\bar{n}$	Brechungsindex
$\bar{n}_{\mathrm{c}}$	Brechungsindex des umgebenden Mediums
N_{F}	Fresnelzahl

$\bar{n}_{\mathrm{g}}$	Gruppenindex
$\bar{n}_{\mathrm{H}}$	Hoher Brechungsindex
$\bar{n}_{\mathrm{L}}$	Niedriger Brechungsindex
n_{t}	Transparenzladungsträgerdichte
$\bar{n}_{\mathrm{s}}$	Brechungsindex des Substrats
ν	Frequenz
P	(Optische) Leistung
P_{diss}	Verlustleistung
P_{el}	Eingeprägte elektrische Leistung
p_{Fl}	Flüssigkeitsdruck
P_{max}	Maximale Ausgangsleistung
P_{rel}	Relative Leistung einer Mode bei Nahfeldmessung
π	Kreiszahl
q	Elementarladung: $1,602 \cdot 10^{-19}$ C
Q_{G}	Gütefaktor zur Beschreibung der Gradientenkraft
Q_{S}	Gütefaktor zur Beschreibung der Streukraft
R	Durchschnittlicher Intensitätsreflektivitätsfaktor beider Laserspiegel
$\mathcal{R}$	Fresnelkoeffizient für Intensitätsreflexion
R_{b}	Reflektivität des unteren DBRs
R_{d}	Differentieller Widerstand
R_{t}	Reflektivität des oberen DBRs
R_{Th}	Thermischer Widerstand
r_1	Amplitudenreflexionsfaktor des ersten Laserspiegels
r_2	Amplitudenreflexionsfaktor des zweiten Laserspiegels
Re	Reynoldszahl
ρ	Dichte
σ_{ox}	Oxidationsrate
σ_{Th}	Wärmeleitfähigkeit
σ_0	Präexponentieller Faktor
T	Temperatur
$\mathcal{T}$	Fresnelkoeffizient für Intensitätstransmission
T_{hs}	Wärmesenkentemperatur
t_{ox}	Oxidationszeit
T_{ro}	Temperatur, bei der das thermische Überrollen einsetzt
τ	Totzeit bei der Oxidation
Θ_{i}	Einfallswinkel des exemplarischen Laserstrahls auf ein Partikel

Θ_r	Winkel des am Partikel gebrochenen exemplarischen Laserstrahls
Θ_FF	Fernfeldwinkel (FWHM)
U	Spannung
v	Fließgeschwindigkeit
v_x	Fließgeschwindigkeit entlang der x-Achse
W_g	Bandlückenenergie
W_0	Bandlückenenergie bei 0 K
w_0	Strahlradius in der Strahltaille
x	Länge in x-Richtung
y	Länge in y-Richtung

AlAs	Aluminiumarsenid
AlGaAs	Aluminiumgalliumarsenid
CCD	Charge-Coupled Device
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
COC	Cyclo-Olefin-Copolymer
DBR	Distributed Bragg Reflector
DNS	Desoxyribonukleinsäure
DUV	Deep Ultra Violet; tieferer ultravioletter Wellenlängenbereich
FWHM	Full Width Half Maximum
GaAs	Galliumarsenid
GPC	Generalized Phase Contrast
GPIB	General Purpose Interface Bus
HF	Hochfrequenz-Wechselspannung
HOT	Holographic Optical Tweezers
KIT	Karlsruher Institut für Technologie
LED	Light-Emitting Diode
LIV	Licht (L)–Strom (I)–Spannung (V)
LP	Linear polarisiert
LTRS	Laser tweezers Raman spectroscopy
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MP	1-Methyl-2-Pyrrolidon
µTAS	Mikrototalanalysensystem
Nd:YAG	Neodym-dotiertes Yttrium-Aluminium-Granat
PC	Polycarbonat
PDMS	Polydimethylsiloxan

PET	Polyethylen-Terephthalat
PMGI	Polydimethylglutarimid
PMMA	Polymethyl-Methacrylat
REM	Rasterelektronenmikroskop
RIE	Reactive Ion Etching
RNS	Ribonukleinsäure
SLM	Spatial Light Modulator
UV	Ultra Violet; ultravioletter Wellenlängenbereich
VCSEL	Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser
WDM	Wavelength Division Multiplex

Eigene Veröffentlichungen und Konferenzbeiträge

1. R. Michalzik, A. Kroner, A. Bergmann, and F. Rinaldi, "VCSEL-based optical trapping for microparticle manipulation" (invited), in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XIII*, K.D. Choquette, C. Lei (Eds.), Proc. SPIE 7229, pp. 722908-1–13, 2009.

2. A. Gadallah, A. Bergmann, and R. Michalzik, "High-power single-higher-order-mode VCSELs for optical particle manipulation", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IV*, K.P. Panajotov, M. Sciamanna, A.A. Valle, R. Michalzik (Eds.), Proc. SPIE 7720, pp. 77201Y-1–10, 2010.

3. A. Bergmann, A. Kroner, and R. Michalzik, "Towards VCSEL-based integrated microfluidic sorting systems", in Proc. (CD ROM), *1st EOS Conference on Optofluidics, EOSOF 2011*, paper 4285, two pages. Munich, Germany, May 2011.

4. A. Bergmann, D. Wahl, and R. Michalzik, "Integration of VCSEL-based optical traps with microfluidic channels", in Digest *10th Int. Symposium on Scanning Probe Microscopy & Optical Tweezers in Life Sciences*, optical tweezers poster P4, two pages. Berlin, Germany, Oct. 2011.

5. W. Schwarz, A. Bergmann, A.J. Márquez del Pino, D. Wahl, D. Rimpf, T. Mappes, and R. Michalzik, "Towards a laser-integrated module for marker-free sorting of micrometer-sized particles in microfluidic channels", in *Biophotonics: Photonic Solutions for Better Health Care III*, J. Popp, W. Drexler, V.V. Tuchin, D.L. Matthews (Eds.), Proc. SPIE 8427, pp. 84270U-1–9, 2012.

6. A. Bergmann, N.I. Khan, J.A. Martos Calahorro, D. Wahl, and R. Michalzik, "Hybrid integration approach of VCSELs for miniaturized optical deflection of microparticles", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics V*, K.P. Panajotov, M. Sciamanna, A.A. Valle, R. Michalzik (Eds.), Proc. SPIE 8432, pp. 843204-1–12, 2012.

7. A. Bergmann, J.A. Martos Calahorro, A. Hein, D. Wahl, and R. Michalzik, "Miniaturized sorting by optical lattices based on integrated vertical-cavity laser diodes", in Proc. (CD ROM), *2nd EOS Conference on Optofluidics, EOSOF 2013*, paper 1569714187, two pages. Munich, Germany, May 2013.

8. A. Bergmann, A. Hein, and R. Michalzik, "Vertical-cavity surface-emitting laser arrays for miniaturized integrated optical lattice modules", in Online Digest *Conf. on Lasers and Electro-Optics Europe, CLEO/Europe 2013*, paper CB-8.6-THU, one page. Munich, Germany, May 2013.

9. N.I. Khan, A. Bergmann, and R. Michalzik, "Fabrication of integration-capable surface-relief VCSEL arrays for miniaturized optical manipulation of microparticles", in Proc. *2nd Int. Conf. on Advances in Electr. Engin., ICAEE*, pp. 368–373. Dhaka, Bangladesh, Dec. 2013.

10. M.B. Sanayeh, A. Bergmann, and R. Michalzik, "Simultaneous optical manipulation of multiple particles inside microfluidic channels using one rectangular-shaped VCSEL", in *Biophotonics: Solutions for Better Health Care III*, J. Popp, V.V. Tuchin, D.L. Matthews, F.S. Pavone (Eds.), Proc. SPIE 9129, pp. 91292O-1–7, 2014.

11. N.I. Khan, A. Bergmann, and R. Michalzik, "Miniaturized VCSEL modules for optical manipulation of microparticles", in Proc. *8th Int. Conf. on Electr. and Computer Engin., ICECE*, pp. 246–249. Dhaka, Bangladesh, Dec. 2014.

Literaturverzeichnis

[1] H.P. Le, "Progress and trends in ink-jet printing technology", *J. Imaging Sci. Technol.*, vol. 42, pp. 49–62, 1998.

[2] S.C. Terry, J.H. Jerman, and J.B. Angell, "A gas chromatographic air analyzer fabricated on a silicon wafer", *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 26, pp. 1880–1886, 1979.

[3] A. Ashkin, "Acceleration and trapping of particles by radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 24, pp. 156–159, 1970.

[4] K. Dholakia, P. Reece, and M. Gu, "Optical micromanipulation", *Chem. Soc. Rev.*, vol. 37, pp. 42–55, 2008.

[5] K. Iga, F. Koyama, and S. Kinoshita, "Surface emitting semiconductor lasers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, pp. 1845–1855, 1988.

[6] D. Sands, *Diode Lasers*. London: Institute of Physics Publishing, 2005.

[7] 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, K.D. Choquette (Eds.), Proc. SPIE 6132, pp. 613208-1–11, 2006.

[8] R. Szweda, "VCSEL applications diversify as technology matures", *III-Vs Rev.*, vol. 19, pp. 34–38, 2006.

[9] J.M. Ostermann, F. Rinaldi, P. Debernardi, and R. Michalzik, "VCSELs with enhanced single-mode power and stabilized polarization for oxygen sensing", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 17, pp. 2256–2258, 2005.

[10] G. Totschnig, M. Lackner, R. Shau, M. Ortsiefer, J. Rosskopf, M.C. Amann, and F. Winter, "High-speed vertical-cavity surface-emitting laser (VCSEL) absorption spectroscopy of ammonia (NH_3) near 1.54 µm", *Appl. Phys. B*, vol. 76, pp. 603–608, 2003.

[11] J. Chen, A. Hangauer, R. Strzoda, and M.C. Amann, "VCSEL-based calibration-free carbon monoxide sensor at 2.3 µm with in-line reference cell", *Appl. Phys. B*, vol. 102, pp. 381–389, 2011.

[12] K. Svoboda and S.M. Block, "Biological applications of optical forces", *Annu. Rev. Biophys. Biomol. Struct.*, vol. 23, pp. 247–285, 1994.

[13] J.C. Maxwell, *A treatise on electricity and magnetism*. Oxford: Clarendon Press, 1873.

[14] P. Debye, "Der Lichtdruck auf Kugeln von beliebigem Material", *Annalen der Physik*, vol. 335, pp. 57–136, 1909.

[15] A. Ashkin, "Optical levitation by radiation pressure", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 19, pp. 283–285, 1971.

[16] A. Ashkin and J.M. Dziedzic, "Optical levitation of liquid drops by radiation pressure", *Science*, vol. 187, pp. 1073–1075, 1975.

[17] A. Ashkin and J.M. Dziedzic, "Optical levitation in high vacuum", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, pp. 333–335, 1976.

[18] A. Ashkin, "Trapping of atoms by resonance radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 40, pp. 729–732, 1978.

[19] A. Ashkin, "Applications of laser radiation pressure", *Science*, vol. 210, pp. 1081–1088, 1980.

[20] A. Ashkin, J.M. Dziedzic, J.E. Bjorkholm, and S. Chu, "Observation of a single-beam gradient force optical trap for dielectric particles", *Opt. Lett.*, vol. 11, pp. 288–290, 1986.

[21] A. Ashkin and J.M. Dziedzic, "Optical trapping and manipulation of viruses and bacteria", *Science*, vol. 235, pp. 1517–1520, 1987.

[22] A. Ashkin, J.M. Dziedzic, and T. Yamane, "Optical trapping and manipulation of single cells using infrared laser beams", *Nature*, vol. 330, pp. 769–771, 1987.

[23] A. Ashkin and J.M. Dziedzic, "Optical trapping and manipulation of single living cells using infra-red laser beams", Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie, vol. 93, pp. 254–260, 1989.

[24] R. Huber, S. Burggraf, T. Mayer, S.M. Barns, P. Rossnagel, and K.O. Stetter, "Isolation of hyperthermophilic archaeum predicted by in situ RNA analysis", *Nature*, vol. 376, pp. 57–58, 1995.

[25] P.N. Prasad, *Introduction to Biophotonics*. Hoboken: John Wiley and Sons, 2003.

[26] A. Ashkin, "Forces of a single-beam gradient laser trap on a dielectric sphere in the ray optics regime", *Biophys. J.*, vol. 61, pp. 569–582, 1992.

[27] A. Kroner, *VCSEL-Based Optical Trapping Systems for Microfluidic Applications*. Dissertation, Faculty of Engineering and Computer Sciences of Ulm University. Göttingen: Cuvillier Verlag, 2011.

[28] A. Ashkin, "History of optical trapping and manipulation of small-neutral particles, atoms, and molecules", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 6, pp. 841–856, 2000.

[29] C. Xie, M.A. Dinno, and Y. Li, "Near-infrared Raman spectroscopy of single optically trapped biological cells", *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 249–251, 2002.

[30] J. Chan, A. Esposito, C. Talley, C. Hollars, S. Lane, and T. Huser, "Reagentless identification of single bacterial spores in aqueous solution by confocal laser tweezers Raman spectroscopy", *Anal. Chem.*, vol. 76, pp. 599–603, 2004.

[31] D. Petrov, "Raman spectroscopy of optically trapped particles", *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, vol. 8, pp. S139–S156, 2007.

[32] K. Schütze, I. Becker, K.-F. Becker, S. Thalhammer, R. Stark, W.M. Heckl, M. Böhm, and H. Pösl, "Cut out or poke in – the key to the world of single genes: laser micromanipulation as a valuable tool on the look-out for the origin of disease", *Genetic Analysis: Biomolecular Engineering*, vol. 14, pp. 1–8, 1997.

[33] Y. Tadir, W.H. Wright, O. Vafa, L.H. Liaw, R. Asch, and M.W. Berns, "Micromanipulation of gametes using laser microbeams", *Hum. Reprod.*, vol. 6, pp. 1011–1016, 1991.

[34] Y. Cui and C. Bustamante, "Pulling a single chromatin fiber reveals the forces that maintain its higher-order structure", *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, vol. 97, pp. 127–132, 2000.

[35] Y. Arai, R. Yasuda, K. Akashi, Y. Harada, H. Miyata, K. Kinosita, Jr., and H. Itoh, "Tying a molecular knot with optical tweezers", *Nature*, vol. 399, pp. 446–448, 1999.

[36] M.D. Wang, H. Yin, R. Landick, J. Gelles, and S.M. Block, "Stretching DNA with optical tweezers", *Biophys. J.*, vol. 72, pp. 1335–1346, 1997.

[37] K. Svoboda, C.F. Schmidt, B.J. Schnapp, and S.M. Block, "Direct observation of kinesin stepping by optical trapping interferometry", *Nature*, vol. 365, pp. 721–727, 1993.

[38] M. Nishiyama, H. Higuchi, and T. Yanagida, "Chemomechanical coupling of the forward and backward steps of single kinesin molecules", *Nature Cell Biology*, vol. 4, pp. 790–797, 2002.

[39] J. Guck, R. Ananthakrishnan, T.J. Moon, C.C. Cunningham, and J. Käs, "Optical deformability of soft biological dielectrics", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 5451–5454, 2000.

[40] A. Ashkin and J.M. Dziedzic, "Radiation pressure on a free liquid surface", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 30, pp. 139–142, 1973.

[41] S. Chu, L. Hollberg, J.E. Bjorkholm, A. Cable, and A. Ashkin, "Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 55, pp. 48–51, 1985.

[42] S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, "Experimental observation of optically trapped atoms", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 57, pp. 314–317, 1986.

[43] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell, "Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor", *Science*, vol. 269, pp. 198–201, 1995.

[44] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle, "Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 75, pp. 3969–3973, 1995.

[45] Y. Tanaka, A. Murakami, Y. Kinouchi, and H. Misawa, "On-demand micro droplets manipulation system using laser trapping", *Electron. Lett.*, vol. 39, pp. 1023–1024, 2003.

[46] K. Visscher, S.P. Gross, and S.M. Block, "Construction of multiple-beam optical traps with nanometer-resolution position sensing", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 2, pp. 1066–1976, 1996.

[47] J. Liang, R.N. Kohn, Jr., M.F. Becker, and D.J. Heinzen, "Homogeneous one-dimensional optical lattice generation using a digital micromirror device-based high-precision beam shaper", *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS*, vol. 11, pp. 023002-1–8, 2012.

[48] R.W. Applegate, Jr., J. Squier, T. Vestad, J. Oakey, and D.W.M. Marr, "Optical trapping, manipulation, and sorting of cells and colloids in microfluidic systems with diode laser bars", *Optics Express*, vol. 12, pp. 4390–4398, 2004.

[49] M. Reicherter, T. Haist, E.U. Wagemann, and H.J. Tiziani, "Optical particle trapping with computer-generated holograms written on a liquid-crystal display", *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 608–610, 1999.

[50] J.E. Curtis, B.A. Koss, and D.G. Grier, "Dynamic holographic optical tweezers", *Opt. Commun.*, vol. 207, pp. 169–175, 2002.

[51] B. Sun, Y. Roichmann, and D.G. Grier, "Theory of holographic optical trapping", *Optics Express*, vol. 16, pp. 15765–15776, 2008.

[52] R.P. Trivedi, T. Lee, K.A. Bertness, and I.I. Smalyukh, "Three dimensional optical manipulation and structural imaging of soft materials by use of laser tweezers and multimodal nonlinear microscopy", *Optics Express*, vol. 18, pp. 27658–27669, 2010.

[53] P.J. Rodrigo, V.R. Daria, and J. Glückstad, "Real-time interactive optical micromanipulation of a mixture of high- and low-index particles", *Optics Express*, vol. 12, pp. 1417–1425, 2004.

[54] L. Paterson, E. Papagiakoumou, G. Milne, V. Garcés-Chávez, A. Riches, and K. Dholakia, "Cell sorting in a static optical potential landscape", in *Optical Trapping and Optical Micromanipulation II*, K. Dholakia, G.C. Spalding (Eds.), Proc. SPIE 5930, pp. 59301M-1–8, 2005.

[55] W. Mu, Z. Li, L. Luan, P. West, H. Kyriazes, G.C. Spalding, G. Wang, A. Feinerman, and J.B. Ketterson, "Force measurement and optical assisted particle separation in an optical standing wave", in *Optical Trapping and Optical Micromanipulation IV*, K. Dholakia, G.C. Spalding (Eds.), Proc. SPIE 6644, pp. 66440R-1–8, 2007.

[56] Y. Sun, L. Ong, and X.-C. Yuan, "Composite-microlens-array-enabled microfluidic sorting", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, pp. 141108-1–3, 2006.

[57] A.R. Hawkins and H. Schmidt, *Handbook of Optofluidics*. Boca Raton: CRC Press, Taylor & Francis Group, 2010.

[58] K.E. Petersen, "Silicon as a mechanical material", *Proc. IEEE*, vol. 70, no. 5, pp. 420–457, 1982.

[59] W.-C. Tian and E. Finehout, *Microfluidics for Biological Applications*. New York: Springer Verlag, 2008.

[60] P.A. Tipler, *Physik*. Heidelberg: Spektrum Akademischer Verlag, 1994.

[61] J.M.K. Ng, I. Gitlin, A.D. Stroock, and G.M. Whitesides, "Components for integrated poly(dimethylsiloxane) microfluidic systems", *Electrophoresis*, vol. 23, pp. 3461–3473, 2002.

[62] M. Velderrain, October 10, 2010, *Silicone encapsulants: advantages for CPV applications*. Available: http://www.solarnovus.com/silicone-encapsulants-advantages-for-cpv-applications_N1461.html [Online, download September 20, 2013].

[63] M. Ozkan, M. Wang, C. Ozkan, R. Flynn, A. Birkbeck, and S. Esener, "Optical manipulation of objects and biological cells in microfluidic devices", *Biomed. Microdevices*, vol. 5, pp. 61–67, 2003.

[64] T. Suhara, "Integrated Optics", chap. 5 in *Comprehensive Microsystems*, vol. 3, Y.B. Gianchandani, O. Tabata, H. Zappe (Eds.), pp. 165–198, Amsterdam: Elsevier, 2008.

[65] A. Lau, L. Lee, and J. Chan, "An integrated optofluidic platform for Raman-activated cell sorting", *Lab Chip*, vol. 8, pp. 1116–1120, 2008.

[66] D. Hoffmann, J. Justice, B. Corbett, and M. Loughran, "Integration of red VCSEL in a versatile microchip for encoding and subsequent detection of encoded beads", in *Microfluidics, BioMEMS, and Medical Microsystems V*, I. Papautsky, W. Wang (Eds.), Proc. SPIE 6465, pp. 64650K-1–7, 2007.

[67] W. Schwarz, A. Bergmann, A.J. Márquez del Pino, D. Wahl, D. Rimpf, T. Mappes, and R. Michalzik, "Towards a laser-integrated module for marker-free sorting of micrometer-sized particles in microfluidic channels", in *Biophotonics: Photonic Solutions for Better Health Care III*, J. Popp, W. Drexler, V.V. Tuchin, D.L. Matthews (Eds.), Proc. SPIE 8427, pp. 84270U-1–9, 2012

[68] A. Fu, H.-P. Chou, C. Spence, F. Arnold, and S. Quake, "An integrated microfabricated cell sorter", *Anal. Chem.*, vol. 74, pp. 2451–2457, 2002.

[69] L. Huang, E. Cox, R. Austin, and J. Sturm, "Continuous particle separation through deterministic lateral displacement", *Science*, vol. 304, pp. 987–990, 2004.

[70] P. Dittrich and P. Schwille, "An integrated microfluidic system for reaction, high-sensitivity detection, and sorting of fluorescent cells and particles", *Anal. Chem.*, vol. 75, pp. 5767–5774, 2003.

[71] S. Fiedler, S. Shirley, T. Schnelle, and G. Fuhr, "Dielectrophoretic sorting of particles and cells in a microsystem", *Anal. Chem.*, vol. 70, pp. 1909–1915, 1998.

[72] C. Church, J. Zhu, J. Nieto, G. Keten, and E. Ibarra, "Continuous particle separation in a serpentine microchannel via negative and positive dielectrophoretic focusing", *J. Micromech. Microeng.*, vol. 20, pp. 065011-1–6, 2010.

[73] D.R. Gossett, W.M. Weaver, A.J. Mach, S.C. Hur, H.T.K. Tse, W. Lee, H. Amini, and D. Di Carlo, "Label-free cell and sorting in microfluidic channels", *Anal. Bioanal. Chem.*, vol. 397, pp. 3249–3267, 2010.

[74] C.H. Chen, S.H. Cho, F. Tsai, A. Erten, and Y.-H. Lo, "Microfluidic cell sorter with integrated piezoelectric actuator", *Biomed. Microdevices*, vol. 11, pp. 1223–1231, 2009.

[75] M.P. MacDonald, G.C. Spalding, and K. Dholakia, "Microfluidic sorting in an optical lattice", *Nature*, vol. 426, pp. 421–424, 2003.

[76] K. Ladavac, K. Kasza, and D.G. Grier, "Sorting mesoscopic objects with periodic potential landscapes: optical fractionation", *Phys. Rev. E*, vol. 70, pp. 010901-1–4, 2004.

[77] P.T. Korda, M.B. Taylor, and D.G. Grier, "Kinetically locked-in colloidal transport in an array of optical tweezers", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 89, pp. 128301-1–4, 2002.

[78] C. Jensen-McMullin, H. Lee, and E. Lyons, "Demonstration of trapping, motion control, sensing and fluorescence detection of polystyrene beads in a multi-fiber optical trap", *Optics Express*, vol. 13, pp. 2634–2642, 2005.

[79] S. Kühn, P. Measor, E. Lunt, A. Hawkins, and H. Schmidt, "Particle manipulation with integrated optofluidic traps", in Digest *IEEE/LEOS Summer Topical Meeting on Optofluidics*, pp. 187–188, 2008.

[80] S. Cran-McGreehin, K. Dholakia, and T. Krauss, "Monolithic integration of microfluidic channels and semiconductor lasers", *Optics Express*, vol. 14, pp. 7723–7729, 2006.

[81] E. Ata, A.L. Birkbeck, M. Ozkan, C.S. Ozkan, R. Flynn, M. Wang, and S. Esener, "Optical manipulation of objects in microfluidic devices", *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol. 729, pp. 9–15, 2002.

[82] B. Shao, S. Zlatanovic, M. Ozkan, A.L. Birkbeck, and S.C. Esener, "Manipulation of microspheres and biological cells with multiple agile VCSEL traps", *Sensors and Actuators B*, vol. 113, pp. 866–874, 2006.

[83] A.L. Birkbeck, R.A. Flynn, M. Ozkan, D. Song, M. Gross, and S.C. Esener, "VCSEL arrays as micromanipulators in chip-based biosystems", *Biomed. Microdevices*, vol. 5, pp. 47–54, 2003.

[84] R. Michalzik, "VCSEL Fundamentals", chap. 2 in *VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, R. Michalzik (Ed.), pp. 19–75, Berlin: Springer Verlag, 2013.

[85] H.A. Macleod, *Thin-Film Optical Filters*, 3rd edition. Bristol/Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2001.

[86] R. Michalzik, *Modellierung und Design von Laserdioden mit Vertikalresonator*. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm. Düsseldorf: VDI Verlag, 1996.

[87] K.J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik*, 2. Auflage. Berlin: Springer Verlag, 1992.

[88] F.A. Kish, S.J. Carraci, N. Holonyak, Jr., J.M. Dallesasse, K.C. Hsieh, M.J. Ries, S.C. Smith, and R.D. Burnham, "Planar native oxide index guided AlGaAs-GaAs quantum well heterostructure lasers", in *Appl. Phys. Lett.*, vol. 59, pp. 1755–1757, 1991.

[89] H. Unold, *Mode Control in Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Diodes*. Dissertation, Faculty of Engineering Science of Ulm University. Aachen: Shaker Verlag, 2004.

[90] R. Michalzik and K.J. Ebeling, "Operating Principles of VCSELs", chap. 3 in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices*, H. Li, K. Iga (Eds.), pp. 3–30, Berlin: Springer Verlag, 2003.

[91] L.A. Coldren and E.R. Hegblom, "Fundamental Issues in VCSEL Design", chap. 2 in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers – Design, Fabrication, Characterization, and Applications*, C. Wilmsen, H. Temkin, L.A. Coldren (Eds.), pp. 32–67, Cambridge: Cambridge University Press, 1999.

[92] Y.P. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors", *Physica*, vol. 34, pp. 149–154, 1967.

[93] K. Kasahara, "Optical Interconnection Applications and Required Characteristics", chap. 10 in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers – Design, Fabrication, Characterization, and Applications*, C. Wilmsen, H. Temkin, L.A. Coldren (Eds.), pp. 348–372, Cambridge: Cambridge University Press, 1999.

[94] A.V. Krishnamoorthy, K.W. Goossen, L.M.F. Chirovsky, R.G. Rozier, P. Chandramani, W.S. Hobson, S.P. Hui, J. Lopata, J.A. Walker, and L.A. D'Asaro, "16 $\times$ 16 VCSEL array flip-chip bonded to CMOS VLSI circuit", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp. 1073–1075, 2000.

[95] M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, R. Michalzik, U. Martin, H.J. Unold, and K.J. Ebeling, "High-power VCSEL's: single devices and densely packed 2-D-arrays", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 5, pp. 495–502, 1999.

[96] Z. Wang, Y. Ning, Y. Zhang, J. Shi, X. Zhang, L. Zhang, W. Wang, D. Liu, Y. Hu, H. Cong, L. Qin, Y. Liu, and L. Wang, "High power and good beam quality of two-dimensional VCSEL array with integrated GaAs microlens array", *Optics Express*, vol. 18, pp. 23900–23905, 2010.

[97] R.A. Morgan, K. Kojima, L.E. Rogers, G.D. Guth, R.E. Leibenguth, M.W. Focht, M.T. Asom, T. Mullally, and W.A. Gault, "Progress and properties of high-power coherent vertical cavity surface emitting laser arrays", in *Laser Diode Technology and Applications V*, D. Renner (Ed.), Proc. SPIE 1850, pp. 100–108, 1993.

[98] P.L. Gourley, M.E. Warren, G.R. Hadley, G.A. Vawter, T.M. Brennan, and B.E. Hammons, "Coherent beams from high efficiency two-dimensional surface-emitting semiconductor laser arrays", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, pp. 890–892, 1991.

[99] M. Orenstein, A.C. Von Lehmen, C. Chang-Hasnain, N.G. Stoffel, J.P. Harbison, and L.T. Florez, "Matrix addressable vertical cavity surface emitting laser array", *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 437–438, 1991.

[100] R.A. Morgan, G.D. Guth, C. Zimmer, R.E. Leibenguth, M.W. Focht, J.M. Freund, K.G. Glogovsky, T. Mullally, F.F. Judd, and M.T. Asom, "Two-dimensional matrix addressed vertical cavity top-surface emitting laser array display", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 913–915, 1994.

[101] A.C. Von Lehmen, C. Chang-Hasnain, J. Wullert, L. Carrion, N. Stoffel, L. Florez, and J. Harbison, "Independently addressable InGaAs/GaAs vertical-cavity surface-emitting laser arrays", *Electron. Lett.*, vol. 27, pp. 583–584, 1991.

[102] B. Möller, E. Zeeb, T. Hackbarth, and K.J. Ebeling, "High speed performance of 2-D vertical-cavity laser diode arrays", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 6, pp. 1056–1058, 1994.

[103] R.A. Flynn, A.L. Birkbeck, M. Gross, M. Ozkan, B. Shao, M.M. Wang, and S.C. Esener, "Parallel transport of biological cells using individually addressable VCSEL arrays as optical tweezers", *Sens. Actuators*, vol. B 87, pp. 239–243, 2002.

[104] B. Shao, S. Zlatanovic, and S.C. Esener, "Microscope-integrated micromanipulator based on multiple VCSEL traps", in *Optical Trapping and Optical Micromanipulation*, K. Dholakia, G.C. Spalding (Eds.), Proc. SPIE 5514, pp. 62–72, 2004.

[105] Y. Ogura, F. Sumiyama, T. Kawakami, and J. Tanida, "Manipulation of DNA molecules using optical techniques for optically assisted DNA computing", in *Nanoengineering: Fabrication, Properties, Optics, and Devices*, E.A. Dobisz, L.A. Eldada (Eds.), Proc. SPIE 5515, pp. 100–108, 2004.

[106] Y. Ogura, K. Watanabe, and J. Tanida, "Parallel translation of microscopic objects in three-dimensional traps by sequential change of emitting vertical-cavity surface-emitting lasers", *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 45, pp. 2603–2605, 2006.

[107] C.L. Chua, R.L. Thornton, and D.W. Treat, "Planar laterally oxidized vertical-cavity lasers for low-threshold high-density top-surface-emitting arrays", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 9, pp. 1060–1062, 1997.

[108] S.-Y. Hu, J. Ko, E.R. Hegblorn, and L.A. Coldren, "Multimode WDM optical data links with monolithically integrated multiple-channel VCSEL and photodetector arrays", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, pp. 1403–1414, 1998.

[109] Y. Uchiyama, T. Kondo, K. Takeda, A. Matsutani, T. Uchida, T. Miyamoto, and F. Koyama, "1.2 μm band GaInAs/GaAs high-density multiple-wavelength vertical cavity surface emitting laser array", *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 44, pp. L214–L215, 2005.

[110] H. Roscher, F. Rinaldi, and R. Michalzik, "Small-pitch flip-chip-bonded VCSEL arrays enabling transmitter redundancy and monitoring in 2-D 10-Gbit/s space-parallel fiber transmission", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 13, pp. 1279–1289, 2007.

[111] A.-S. Gadallah, A. Bergmann, and R. Michalzik, "High-power single-higher-order-mode VCSELs for optical particle manipulation", in *Semiconductor Lasers and Laser Dynamics IV*, K. Panajotov, M. Sciamanna, A.A. Valle (Eds.), Proc. SPIE 7720, pp. 77201Y-1–10, 2010.

[112] S. Gronenborn, T. Schwarz, P. Pekarski, M. Miller, H. Mönch, and P. Loosen, "Optical modes in a rectangular VCSEL resonator with properties of both Gaussian and Fourier modes", in *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 48, pp. 1040–1044, 2012.

[113] S.P. Hegarty, G. Huyet, J.G. McInerney, and K.D. Choquette, "Pattern formation in the transverse section of a laser with a large Fresnel number", in *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, pp. 1434–1437, 1999.

[114] A.-S. Gadallah, *Advancements in VCSEL Technology: Transverse Mode Control and Matrix-Addressable 2-D Arrays*. Dissertation, Faculty of Engineering and Computer Sciences of Ulm University, 2010.

[115] M.J. Madou, *Fundamentals of Microfabrication: The Science of Miniaturization*, 2nd edition. Boca Raton: CRC Press, 2002.

[116] MicroChemicals, *Lithografie. Theorie und Anwendungen von Fotolacken, Entwicklern, Ätzchemikalien und Lösemitteln.* Broschüre, 2007.

[117] 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, pp. 195–200, 1983.

[118] I. Kardosh, *Verbesserung der Emissionseigenschaften substratseitig emittierender Vertikallaserdioden.* Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften und Informatik der Universität Ulm, 2011.

[119] B. Gaida, *Einführung in die Galvanotechnik*, 6. Auflage. Saulgau: Eugen G. Leuze Verlag, 1988.

[120] D.J. Stirland and B.W. Straughan, "A review of etching and defect characterisation of gallium arsenide substrate material", *Thin Solid Films*, vol. 31, pp. 139–170, 1976.

[121] R. Williams, *Modern GaAs Processing Methods*, Boston: Artech House, 1990.

[122] 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, pp. 3134–3136, 1997.

[123] B.E. Deal and A.S. Grove, "General relationship for the thermal oxidation of silicon", *J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 3770–3778, 1965.

[124] 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, pp. 1898–1900, 1996.

[125] M. Grabherr, *Oberflächenemittierende Leistungsdiodenlaser mit Vertikalresonator.* Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm. Aachen: Shaker Verlag, 2000.

[126] K.D. Choquette, K.M. Geib, C.I.H. Ashby, R.D. Twesten, O. Blum, H.Q. Hou, D.M. Follstaedt, B.E. Hammons, D. Mathes, and R. Hull, "Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 3, pp. 920–924, 1997.

[127] P.-C. Ku and C.J. Chang-Hasnain, "Thermal oxidation of AlGaAs: modeling and process control", *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. 39, pp. 577–585, 2003.

[128] K.D. Choquette, K.M. Geib, H.C. Chui, B.E. Hammons, H.Q. Hou, T.J. Drummond, and R. Hull, "Selective oxidation of buried AlGaAs versus AlAs layers", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 1385–1387, 1996.

[129] M. Osiński, T. Svimonishvili, G.A. Smolyakov, V.A. Smagley, P. Maćkowiak, and W. Nakwaski, "Temperature and thickness dependence of steam oxidation of AlAs in cylindrical mesa structures", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 13, pp. 687–689, 2001.

[130] D.L. Huffaker, L.A. Graham, H. Deng, and D.G. Deppe, "Sub-40 μA continuous-wave lasing in an oxidized vertical-cavity surface-emitting laser with dielectric mirrors", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, pp. 974–976, 1996.

[131] M. Miller, M. Grabherr, R. King, R. Jäger, R. Michalzik, and K.J. Ebeling, "Improved output performance of high-power VCSELs", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 7, pp. 210–216, 2001.

[132] W. Glaser, *Photonik für Ingenieure*, Berlin: Verlag Technik GmbH, 1997.

[133] A. Larsson and J.S. Gustavsson, "Single-Mode VCSELs", chap. 4 in *VCSELs – Fundamentals, Technology and Applications of Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers*, R. Michalzik (Ed.), pp. 119–144, Berlin, Heidelberg: Springer Verlag, 2013.

[134] H. Roscher and R. Michalzik, "Fabrication-efficient flip-chip-bondable 850-nm VCSELs with an X-shaped vertical cavity", *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 19, pp. 1700810, 2013.

[135] R.J. Klein Wassink, *Weichlöten in der Elektronik*. Saulgau: Eugen G. Leuze Verlag, 1991.

[136] MicroChem. *Data sheet NANO™ SU-8, Negative tone photoresist formulations 50–100*. Available: http://microchem.com/pdf/SU8_50-100.pdf [Online, download September 20, 2013].

[137] Norland Products. *Norland optical adhesive 68*. Available: https://www.norlandprod.com/adhesives/noa 68.html [Online, download July 3, 2013]

[138] F. Sumiyama, Y. Ogura, and J. Tanida, "Stacking and translation of microscopic particles by means of 2 × 2 beams emitted from a vertical-cavity surface-emitting laser array", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, pp. 2969–2971, 2003.

[139] F. Sumiyama, Y. Ogura, and J. Tanida, "Fabrication of three-dimensional microscopic structure by VCSEL array trapping", in *Optical Trapping and Optical Micromanipulation*, K. Dholakia, G.C. Spalding (Eds.), Proc. SPIE 5514, pp. 379–386, 2004

[140] R. Michalzik, A. Kroner, A. Bergmann, and F. Rinaldi, "VCSEL-based optical trapping for microparticle manipulation", in *Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XIII*, K.D. Choquette, C. Lei (Eds.), Proc. SPIE 7229, pp. 7229-1–13, 2009.

[141] K. Faltin, *Untersuchungen zur Nahfeldverteilung von Transversalmoden in Laserdioden mit Vertikalresonator*. Dissertation, Fakultät für Ingenieurwissenschaften der Universität Ulm. Aachen: Shaker Verlag, 1999.

– Die Danksagung wurde aus Gründen des Datenschutzes entfernt –

– Der Lebenslauf wurde aus Gründen des Datenschutzes entfernt –