

# Entwicklung und Charakterisierung von Hochleistungslaserdioden bei 980 nm Wellenlänge

Dissertation zur Erlangung des  
naturwissenschaftlichen Doktorgrades  
der Bayerischen Julius - Maximilians - Universität Würzburg



vorgelegt von  
Wolfgang Zeller  
aus Dinkelsbühl

Würzburg 2011

Eingereicht am: 25. Februar 2011  
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. A. Forchel  
2. Gutachter: Prof. Dr. J. Geurts  
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. A. Forchel  
2. Prüfer: Prof. Dr. J. Geurts  
3. Prüfer: Prof. Dr. W. Kinzel  
im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 17. Oktober 2012

Doktorurkunde ausgehändigt am: 24. Oktober 2012

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Allgemeine theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1	Grundlagen von Halbleiterlasern . . . . .	5
2.1.1	Optische Interbandübergänge . . . . .	6
2.1.2	Das aktive Medium . . . . .	8
2.1.3	Materialverstärkung . . . . .	9
2.1.4	Ratengleichungen und optische Verstärkung . . . . .	10
2.2	Aufbau von Halbleiterlasern . . . . .	13
2.2.1	Vertikalstruktur . . . . .	13
2.2.2	Der Stegwellenleiter . . . . .	15
2.2.3	Der Resonator . . . . .	15
2.3	Laser mit verteilter Rückkopplung . . . . .	16
2.3.1	Indexkopplung . . . . .	17
2.3.2	Verstärkungskopplung . . . . .	18
2.3.3	Komplexe Kopplung . . . . .	18
<b>3</b>	<b>Prozessierung der Laserdioden</b>	<b>21</b>
3.1	Wesentliche Prozessschritte . . . . .	21
3.1.1	Lithographie . . . . .	21
3.1.2	Trockenätzen . . . . .	22
3.2	Prozessablauf . . . . .	23
<b>4</b>	<b>Charakterisierung von Halbleiterlasern</b>	<b>27</b>
4.1	Laserkennlinien . . . . .	27
4.1.1	Spannungs-Strom-Kennlinie . . . . .	27
4.1.2	Lichtleistungs-Strom-Kennlinie . . . . .	28
4.1.3	Kennlinienmessung . . . . .	29
4.2	Laserspektrum . . . . .	30

---

4.2.1	Spektrale Lage der Emission . . . . .	30
4.2.2	Spektrenmessung . . . . .	30
4.3	Laserfernfeld . . . . .	31
4.3.1	Fernfeldwinkel . . . . .	31
4.3.2	Fernfeldmessung . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Hochleistungslaserdioden</b>	<b>35</b>
5.1	Standard DFB-Laser . . . . .	35
5.1.1	Allgemeine Parameter . . . . .	35
5.1.2	COD . . . . .	39
5.2	Der COD-Prozess . . . . .	40
5.3	Facetten-Vergütung . . . . .	41
5.4	Reduzierung der Leistungsdichte . . . . .	43
5.4.1	Optimierung der transversalen Laserstruktur . . . . .	45
5.4.2	Optimierung der lateralen Laserstruktur . . . . .	51
5.5	Prozessierung von Lasern mit Taperstrukturen . . . . .	57
5.6	Laser mit asymmetrischem Wellenleiter . . . . .	59
5.6.1	Allgemeine Parameter . . . . .	59
5.6.2	COD . . . . .	61
5.6.3	Fernfelder . . . . .	62
5.7	Laser mit asymmetrischem Wellenleiter und Taperstrukturen . . . . .	64
5.7.1	Allgemeine Parameter . . . . .	64
5.7.2	COD . . . . .	68
5.7.3	Fernfelder . . . . .	73
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung - Summary</b>	<b>77</b>
<b>A</b>	<b>Laserfernfelder</b>	<b>83</b>
<b>B</b>	<b>Probenaufbau</b>	<b>85</b>
<b>C</b>	<b>Simulationsprogramm</b>	<b>89</b>
	<b>Veröffentlichungsverzeichnis</b>	<b>95</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>99</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>107</b>

---

<b>Lebenslauf</b>	<b>109</b>
<b>Versicherung an Eides statt</b>	<b>110</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Halbleiterlaserdioden sind heutzutage nicht mehr wegzudenkende Schlüsselemente in einer Vielzahl von Anwendungen, die sich von der Telekommunikation über Unterhaltungselektronik, Materialbearbeitung und Medizintechnik bis hin zu äußerst empfindlichen Analysesystemen für Industrie, Forschung und Raumfahrt erstrecken.

Während für einige Anwendungen wie z.B. CD-Spieler die spektrale Breite des vom Laser emittierten Lichts nicht von zentraler Bedeutung ist, sind für viele Einsatzbereiche wie z. B. Datenübertragung, Messtechnik, Frequenzverdopplung und Gassensorik Laser erforderlich, die nur eine longitudinal Lichtmode emittieren. Je nach Anwendung werden unterschiedliche Zielwellenlängen benötigt. Im Falle der Gassensorik beispielsweise liegen viele Absorptionsbanden, und damit die benötigten Emissionswellenlängen, im nahen und mittleren infraroten Spektralbereich. Um diesen weiten Wellenlängenbereich abzudecken werden unterschiedliche Materialsysteme eingesetzt. Gebräuchlich sind z. B. GaAs/AlGaAs, InGaSb/GaSb und InGaAsP/InP. Einmodige Emission kann durch das Einbringen eines wellenlängenselektiven Filters in den Laserresonator erreicht werden. Übliche Bauformen sind Laser mit Braggspiegeln (DBR<sup>1</sup>), bei denen ein Gitter mit einem schmalbandigen Reflektionsprofil im Anschluss an den laseraktiven Bereich implementiert wird, sowie Laser mit einem dem aktiven Bereich überlagerten (DFB<sup>2</sup>) Gitter [Koy81, Kam01b]. Man spricht daher auch von Lasern mit externer bzw. verteilter Rückkopplung.

DFB-Laserdioden basieren im Allgemeinen auf einem Verfahren dem ein epitaktischer Überwachsschritt zu Grunde liegt. Durch den Einsatz von metallischen DFB Gittern, die lateral zum Wellenleitersteg (RWG<sup>3</sup>) angeordnet sind, lässt sich dieser äußerst kritische Prozessschritt vermeiden. Stattdessen wird das Gitter erst nach dem Ätzen des RWG

---

<sup>1</sup> *Distributed Bragg Reflector*

<sup>2</sup> *Distributed Feedback*

<sup>3</sup> *Ridge Waveguide*

definiert und die Probe planarisiert, ohne dass ein weiterer Überwachsprozess notwendig wäre.

Grundsätzlich wird die Ausgangsleistung von Halbleiterlaserdioden von zwei verschiedenen Effekten limitiert, zum einen dem thermischen Überrollen, zum anderen dem so genannten katastrophalen optischen Schaden (COD<sup>4</sup>). Der Einfluss von thermischem Überrollen kann durch optimierte Montage der Bauteile, beispielsweise epi-side down Aufbau oder die Wahl von Gehäusen mit hoher thermischer Leitfähigkeit, verringert werden. Zudem können die Laser für viele Anwendungen in gepulstem Modus betrieben werden, so dass die thermische Last sehr stark abnimmt. COD hingegen kann nicht durch ein bloßes Umsteigen auf gepulsten Betrieb vermieden werden, auch wenn die Leistung, bei der COD eintritt eine gewisse Abhängigkeit von der Länge der Strompulse zeigt. Tatsächlich tritt COD sogar oft erst im gepulsten Betrieb auf, da die hohen Leistungsdichten die einem COD vorausgehen im Dauerstrich (CW<sup>5</sup>) Betrieb oft nicht erreicht werden [Zie08].

COD wird durch einen sich selbst verstärkenden Absorptionsprozess verursacht, der letztendlich zum Schmelzen der Laserfacette führt. Da die Rekombination von Oberflächenladungsträgern einer der Hauptgründe für das Aufheizen der Laserfacetten ist [Rin03], ist deren Zustand ein äußerst wichtiger Parameter für die mit einer Laserdiode erreichbaren Ausgangsleistungen [Nak85, Sch94, Zie09]. Der zweite Effekt, der zum Aufheizen der Laserfacetten führt, ist die Absorption von stimulierter Emission. Dabei wirken räumlich sehr begrenzte Bereiche der Laserfacette, in welchen die Nahfeldintensität lokale Maxima erreicht, als Keimzellen, von denen ausgehend sich der COD ausbreitet [Zie08, Zie09]. Daher ist es essentiell, sehr hohe Facettenleistungsdichten zu vermeiden um Laserdioden mit hohen COD-Schwellen herstellen zu können.

Obzwar es DFB-Laserdioden mit Ausgangsleistungen von mehreren hundert Milliwatt gibt [Wen06, Kle07], sind DFB-Laserdioden mit lateralen Metallgittern aufgrund ihrer konzeptbedingt schmalen Stege, welche die optische Mode auf eine sehr kleine Fläche konzentrieren, bislang auf Ausgangsleistungen von typischerweise unter 100 mW beschränkt.

Eine Möglichkeit die Lichtleistungsdichte auf den Laserfacetten zu verringern ist der Einsatz von Lasern mit einer sehr dicken Wellenleiterschicht (LOC<sup>6</sup>). Aufgrund der größeren Wellenleiterdimension sowie des damit einhergehenden größeren Abstands der aktiven Schicht vom Stegwellenleiter kann sich das Licht sowohl in vertikaler als auch

---

<sup>4</sup> *Catastrophic Optical Damage* manchmal auch COMD von *Catastrophic Optical Mirror Damage*

<sup>5</sup> *Continuous Wave*

<sup>6</sup> *Large Optical Cavity*



in horizontaler Richtung deutlich weiter ausbreiten. Gleichzeitig bedingt der große Abstand zwischen aktiver Schicht und Stegwellenleiter aber auch einen nur unzureichenden Überlapp zwischen der Lichtmode und einem lateralen DFB-Gitter, so dass die Seitenmodenunterdrückung des Lasers drastisch reduziert wird.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein vollkommen neues Konzept entwickelt, das sehr hohe COD-Schwellen bei gleichzeitig schmalen Fernfeldern ermöglicht. Hierzu wurde zum einen ein Epitaxiedesign entworfen, welches sich durch eine dicke, asymmetrische Wellenleiterschicht auszeichnet. Zum anderen wurde die Geometrie der RWG angepasst: Der RWG besteht aus einem modenselektiven Bereich, in welchem die Lichtmode an das laterale DFB-Gitter koppelt und einem Bereich ohne Gitter, in welchem die Stegbreite in Richtung der Facetten sukzessive verringert wird, so dass sich die Lichtmode im Bereich der Facetten vollständig in den LOC Wellenleiter ausbreitet. Dadurch wird die Leistungsdichte sehr stark reduziert, so dass wesentlich höhere Ausgangsleistungen ermöglicht werden. Zudem sind die resultierenden Fernfelder der getaperten<sup>7</sup> Laser deutlich schmaler als die von herkömmlichen RWG-DFB Laserdioden, was die Einkopplung des Lichts in optische Systeme wie Linsen und Glasfasern signifikant vereinfacht.

Im folgenden Kapitel wird auf einige wichtige Grundlagen von Halbleiterlasern eingegangen. Im Anschluss daran werden die wichtigsten Technologieschritte sowie die verschiedenen Stadien der Halbleiterprozessierung vorgestellt. Das vierte Kapitel behandelt verschiedene, für die Charakterisierung der Laser wichtige, Eigenschaften, zudem werden die verwendeten Messaufbauten präsentiert. Im darauf folgenden Kapitel wird sowohl auf die im Rahmen der Arbeit entwickelten neuen Epitaxie- und Strukturierungskonzepte als auch auf die damit erzielten Ergebnisse eingegangen, bevor im letzten Kapitel eine Zusammenfassung der Arbeit erfolgt.

---

<sup>7</sup> engl. to taper = sich verjüngen



# Kapitel 2

## Allgemeine theoretische Grundlagen

Schon der Begriff *Laser*<sup>1</sup> impliziert, dass es sich um ein Bauelement handelt, in dem Licht durch stimulierte Emission verstärkt wird. Um die nutzbare Lichtleistung zu erhöhen, ist es notwendig aus dem bloßen Verstärkungssystem einen Oszillator zu machen, also einen Teil der Energie in das System zurückzukoppeln und damit Selbsterregung auszulösen. Mithilfe eines Resonators können nun bestimmte Wellenlängen selektiv verstärkt werden. Jedes Lasersystem besteht also aus einem optisch aktiven Material, in dem stimulierte Emission möglich ist und einer Anordnung, die die Rückkopplung der Strahlung ins verstärkende Material erlaubt.

Die prinzipiellen Funktionsweisen dieser Grundbausteine eines jeden Lasers sollen im Folgenden erläutert werden.

### 2.1 Grundlagen von Halbleiterlasern

Seitdem im Jahre 1962 die ersten Halbleiter- oder Diodenlaser vorgestellt wurden [Hal62, Hol62, Nat62, Qui62] sind kontinuierlich neue Formen entwickelt worden, z. B. vertikal emittierende Laser (VCSEL<sup>2</sup>) [Sod79, Iga84], Quantenkaskadenlaser (QCL<sup>3</sup>) [Kaz71, Fai94] sowie die eingangs erwähnten DBR- [Koy81] und DFB-Laser [Kog72, Kam99, Kam01b]. Für die vorliegende Arbeit wurde ausschließlich auf das Konzept der DFB-Laser, genauer gesagt DFB-Laser mit lateraler Rückkopplung, zurückgegriffen.

So verschieden all diese Laser auch sind, beruhen sie doch alle auf ähnlichen Grundlagen, welche im Folgenden erläutert werden.

---

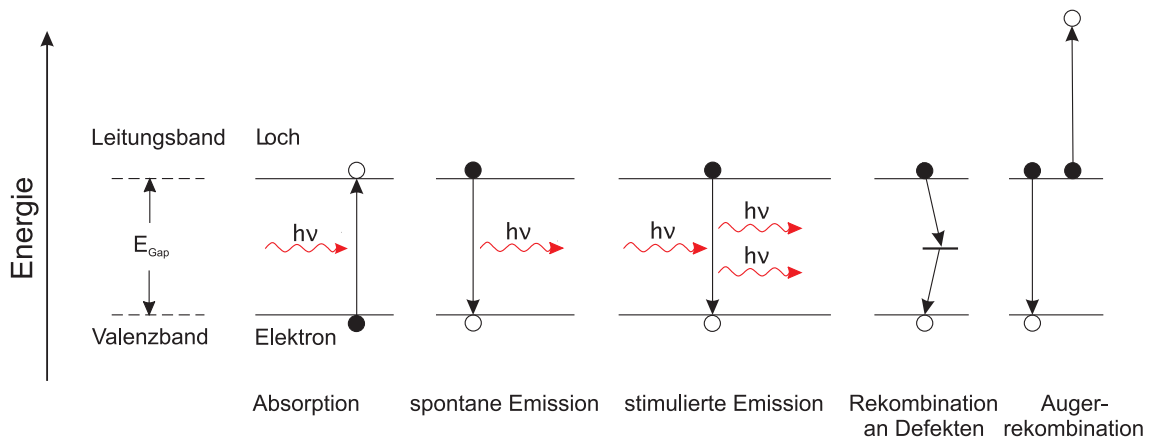
<sup>1</sup> *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*

<sup>2</sup> *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*

<sup>3</sup> *Quantum Cascade Laser*

### 2.1.1 Optische Interbandübergänge

Da es sich bei Halbleitern nicht um isolierte Atome sondern um Kristallstrukturen handelt, ergeben sich nicht wie bei Atomen einzelne diskrete Energiezustände sondern Energiebänder, die durch eine Bandlücke getrennt sind. Energieaufnahme und -abgabe sind hier mit Übergängen von Elektronen zwischen Leitungs- und Valenzband verbunden. Für die Beschreibung der Lasereigenschaften von wesentlicher Bedeutung sind die Überlegungen EINSTEINS zu Absorption und Emission von Strahlung [Ein16]. Während es nämlich nur eine Art der Absorption gibt, kann Emission auf zwei unterschiedliche Arten erfolgen (siehe Abbildung 2.1).



**Abbildung 2.1:** Darstellung der verschiedenen Interbandübergänge in Halbleitern.

Bei der Absorption eines Photons wird ein Elektron vom Valenzband auf ein energetisch höheres Niveau im Leitungsband gehoben, das Photon wird dabei vernichtet. Ohne jede äußere Beeinflussung wird das Elektron nach einer mittleren Verweildauer  $\tau_{sp}$  unter Emission eines Lichtquants wieder ins Valenzband zurückkehren. Die bei diesem Prozess der spontanen Emission entstehenden Photonen sind hinsichtlich Richtung und Phase voneinander unabhängig, das so entstehende Licht ist also inkohärent. In einem äußeren Strahlungsfeld kann die Rückkehr ins Valenzband jedoch auch durch Photonen mit geeigneter Frequenz stimuliert werden. Hierbei entsteht ein zweites Photon, welches die gleiche Frequenz hat und sowohl richtungs- als auch phasengleich mit dem ersten schwingt. Es wird also kohärente Strahlung emittiert. Die so induzierten Photonen können wiederum weitere Elektron-Loch Rekombinationen stimulieren. Von den beiden Emissionsprozessen eignet sich also nur die stimulierte Emission zur Verstärkung kohärenter optischer Strahlung.

Da die Absorption von Photonen das Lichtfeld im Laser schwächt, ist eine Nettoverstärkung im Resonator nur möglich, wenn die sogenannte *Inversionsbedingung* erfüllt wird. Hierbei gilt

$$E_{FC} - E_{FV} > h\nu > E_{Gap} \quad (2.1)$$

wobei  $E_{FC}$  und  $E_{FV}$  die Quasiferminiveaus in Leitungs- und Valenzband und  $E_{Gap}$  die Breite der Bandlücke sind [Ber61]. D. h., dass sich im Gegensatz zum thermischen Grundzustand nun mehr Elektronen im Leitungs- als im Valenzband befinden. Folglich ist für ein Photon im Resonator die Wahrscheinlichkeit durch stimulierte Emission weitere Photonen zu erzeugen höher als jene, selbst absorbiert zu werden; eine kohärente Verstärkung der umlaufenden Lichtmode durch stimulierte Emission ist möglich. Um diesen Zustand zu erreichen, genügt beim Halbleiterlaser das Anlegen einer hinreichend großen äußeren Spannung in Durchlassrichtung der Diode. Dadurch fließen Elektronen und Löcher in den p-n Übergang, was zu einer Verschiebung der Fermi-niveaus führt<sup>4</sup>. Da nun Elektronen im Leitungs- und Löcher im Valenzband existieren, entsteht Besetzungsinversion. Neben Absorptionsverlusten muss die stimulierte Emission auch noch durch Auskopplung von Licht aus dem Resonator entstehende Verluste ausgleichen. An hoch- oder teilverspiegelten Facetten in den Resonator zurück reflektiertes Licht durchläuft die Laserkavität ein weiteres Mal. Ein einzelnes Photon kann so auf mehreren Resonatorumläufen zur stimulierten Emission kohärenter Strahlung beitragen, bevor es den Laser schließlich verlässt.

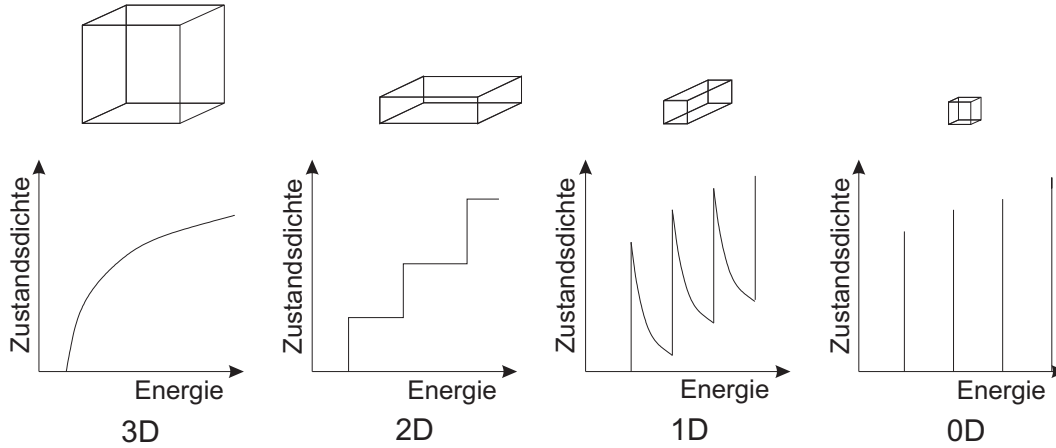
Solange der durch den p-n Übergang fließende Strom kleiner als die Transparenzstromdichte  $J_{tr}$  ist, kommt es in der Kavität nur zu spontaner Emission. Erst bei Erreichen von  $J_{tr}$  sind die Wahrscheinlichkeiten für Absorption und stimulierte Emission identisch. Der Schwellenstrom  $I_S$  ist schließlich groß genug, um auch noch Umlaufverluste zu kompensieren und der Laser beginnt mittels stimulierter Emission kohärentes Licht zu emittieren. Eine weitere Stromerhöhung führt zu einem linearen Anstieg der Ausgangsleistung des Lasers. Da oberhalb der Laserschwelle alle zusätzlich zur Verfügung stehenden Ladungsträger stimuliert rekombinieren, bleibt der Beitrag der spontanen Emission zur Gesamtleistung konstant. Aufgrund dieses konstanten Anteils inkohärenter Strahlung kann das von einem Halbleiterlaser emittierte Licht niemals vollständig kohärent sein.

---

<sup>4</sup> Dieser Vorgang wird auch *pumpen* genannt. Prinzipiell lassen sich Halbleiterlaser auch optisch pumpen. Grundlage hierfür ist die in Abbildung 2.1 gezeigte Absorption von Photonen.

### 2.1.2 Das aktive Medium

Schon seit längerem kommen bei Halbleiterlasern hauptsächlich Quantenfilme und Quantenpunktschichten als verstärkende Medien zum Einsatz, da solche niederdimensionalen Strukturen entscheidende Vorteile gegenüber Volumenmaterial bieten:



**Abbildung 2.2:** Zustandsdichte von drei-, zwei-, ein- und nulldimensionalen Halbleiterstrukturen. Zweidimensionale Strukturen bezeichnet man als Quantenfilme, während eindimensionale Quantendrähte und nulldimensionale Quantenpunkte genannt werden.

- Aus dem kleineren Volumen der aktiven Zone ergibt sich eine Verringerung der zum Erreichen der Inversion nötigen Ladungsträgeranzahl und damit eine niedrigere Laserschwelle.
- In Abbildung 2.2 ist der Verlauf der Zustandsdichte für Strukturen unterschiedlicher Dimensionalität, vom Volumenmaterial bis hin zum Quantenpunkt, dargestellt. Wird die Dicke der Strukturen in einer oder mehreren Dimensionen so weit reduziert, dass sie der de-Broglie Wellenlänge vergleichbar wird (etwa 5 - 10 nm) kommt es zu einer Quantisierung der Wellenfunktionen der Ladungsträger, die Energieniveaus werden mithin diskretisiert. Wie man der Abbildung entnehmen kann, stehen dadurch bei niederdimensionalen Strukturen bereits an der Bandkante sehr viele Zustände zur Verfügung, das Band muss also nicht erst wie beim Volumenmaterial aufgefüllt werden um eine hinreichend hohe Besetzungsdichte zu erreichen. Dadurch kann die zum Anschwingen des Lasers nötige Verstärkung viel schneller erreicht werden, die Laserschwelle sinkt. Aufgrund ihrer deltafunktionsartigen Zustandsdichte muss bei nulldimensionalen Systemen, also Quantenpunkten, ähnlich wie beim Gaslaser nur ein Zustand gepumpt werden, sie stellen somit

den Idealfall dar. Da in einem Ensemble von Quantenpunkten allerdings immer Größenschwankungen auftreten, kann dieser Idealfall in der Praxis nicht erreicht werden [Kam01a].

- Die zur Inversion nötige Ladungsträgerdichte wird durch die Aufhebung der Löcherentartung reduziert.
- Das Absinken der thermischen Verteilung der Ladungsträger auf die unterschiedlichen Zustände mit der Strukturdimensionalität geht einher mit einer Zunahme der Temperaturstabilität der Laser [Ara82].
- Der mit einem Materialsystem realisierbare Wellenlängenbereich lässt sich durch den Einsatz nicht gitterangepasster Materialien vergrößern [Kre02]. Bei deren Verwendung als niederdimensionales aktives Medium kann die Verspannung aufgrund der geringen Schichtdicke nicht relaxieren. Die Kristallqualität bleibt somit erhalten.

Da sie relativ einfach herzustellen sind, sind Quantenfilme seit geraumer Zeit die am häufigsten eingesetzte Variante niederdimensionaler Strukturen. Seit einigen Jahren wird auch verstärkt auf Quantenpunkte [Max98] gesetzt. Da niederdimensionale Strukturen nur über ein geringes aktives Volumen verfügen ist der Überlapp der Lichtmode mit dem aktiven Bereich und damit die modale Verstärkung auch bei hoher Materialverstärkung oftmals gering. Daher besteht die aktive Zone meist aus mehreren Quantenfilm- oder Quantenpunktschichten.

### 2.1.3 Materialverstärkung

Die Materialverstärkung ist eine Funktion von Temperatur, Ladungsträgerdichte und Wellenlänge. Als Maß für die Verstärkung dient der auf eine Längeneinheit bezogene Materialverstärkungskoeffizient  $g$ .

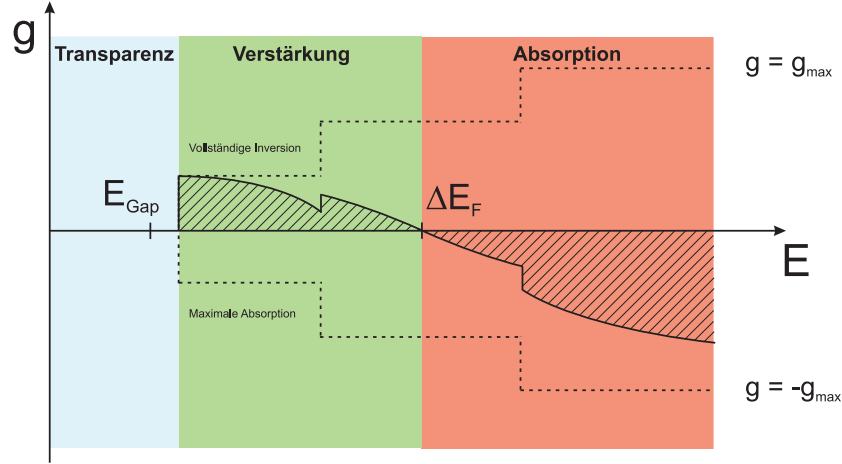
Dessen Verlauf im Falle eines Quantenfilms ist in Abbildung 2.3 zu sehen. Da innerhalb der Bandlücke keine Zustände existieren, auf die Ladungsträger gehoben werden könnten, ist das Material für Energien kleiner  $E_{Gap}$  transparent <sup>5</sup>.

Für Energien im Bereich  $E_{Gap} < E < E_{FC} - E_{FV}$  ist der Verstärkungskoeffizient positiv, es kann also stimulierte Emission auftreten. Für Energien, die größer sind als

---

<sup>5</sup> Aufgrund der Quantisierung der Energieniveaus im Quantenfilm muss zusätzlich noch die Quantisierungsenergie berücksichtigt werden.

die Differenz der Quasiferminiveaus wird  $g$  negativ, die Strahlung wird vom Material absorbiert.



**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung des Verlaufs des Verstärkungskoeffizienten eines Quantenfilms als Funktion der Energie für maximale Absorption, teilweise und vollständige Inversion. Unterhalb der Bandlücke  $E_{Gap}$  (plus Quantisierungsenergie) ist das Material transparent. Danach folgt der Bereich teilweiser Inversion, der sich bis zum Abstand der Quasiferminiveaus  $\Delta E_F$  erstreckt. Strahlung in diesem Energiebereich wird vom Material verstärkt. Darüber wird Strahlung vom Material absorbiert.

Die energetische Breite  $\Delta E$  des Materialverstärkungsspektrums ist demnach:

$$\begin{aligned} \Delta E &= (E_{FV} - E_{FC}) - E_{Gap} \\ &= (E_{FC} - E_C) + (E_V - E_{FV}) \end{aligned} \quad (2.2)$$

### 2.1.4 Ratengleichungen und optische Verstärkung

Um einen Laser zu beschreiben muss man sowohl die Ladungsträgerdichte  $N$  als auch die Photonendichte  $N_P$  im Resonator betrachten. Mittels der so genannten Ratengleichungen können die zeitlichen Änderungen von  $N$  und  $N_P$  dargestellt werden. Für die Ladungsträgerdichte gilt:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{eV} - \frac{N}{\tau} - gv_G N_P \quad (2.3)$$



Hierbei steht  $\frac{\eta_i I}{eV}$  für die Anzahl der Ladungsträger mit der Elementarladung  $e$ , die pro Zeiteinheit in das aktive Medium mit Volumen  $V$  injiziert werden.  $\eta_i$  ist die interne Quanteneffizienz und gibt an, welcher Anteil der Ladungsträger vom Gesamtstrom  $I$  die aktive Schicht erreicht.

Die Verluste durch spontane Emission, nichtstrahlende Rekombination und Leckströme werden mit Hilfe der Zerfallskonstanten  $\tau$  durch  $\frac{N}{\tau}$  ausgedrückt.

Die stimulierte Emission schließlich wird durch den Term  $gv_G N_P$  dargestellt. Hierbei ist  $v_G$  die Gruppengeschwindigkeit der Photonen im Halbleiter und  $g$  der Verstärungskoeffizient.

Für die Photonendichte gilt:

$$\frac{dN_P}{dt} = \Gamma g v_G N_P + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_P}{\tau_P} \quad (2.4)$$

$\Gamma g v_G N_P$  steht für den Anteil der Photonen, die durch stimulierte Emission im aktiven Medium verstärkt werden. Der *Füllfaktor*  $\Gamma$  gibt an, welcher Anteil des Modenvolumens mit der aktiven Schicht wechselwirken kann.

$\Gamma \beta_{sp} R_{sp}$  ist der Anteil an spontaner Emission  $R_{sp}$ , welcher zum Laserbetrieb beiträgt, wobei  $\beta_{sp}$  der Anzahl der spontan emittierten Photonen entspricht, die in die Lasermode einkoppeln<sup>6</sup>.

$\tau_P$  gibt die durchschnittliche Verweildauer eines Photons in der Laserkavität an.

Wie bereits erwähnt, werden beim Halbleiterlaser die Spaltfacetten als Spiegel verwendet, um das erzeugte Licht ins aktive Medium zurückzukoppeln. Wie im Vorangehenden beschrieben, wird die im Fabry-Pérot Resonator umlaufende Lichtwelle einerseits durch stimulierte Emission verstärkt, andererseits wird ein Teil durch verschiedene Verlustprozesse vernichtet. Darüber hinaus wird ein Teil der Lichtleistung an den Facetten ausgekoppelt. Um den Laserbetrieb zu gewährleisten, muss die Verstärkung mindestens so groß wie die Verluste im Laser (zu denen auch die Auskopplung zählt) sein. Sobald die Lichtmode nach einem vollständigen Umlauf in einem Resonator der Länge  $L$  dieselbe Intensität wie davor hat, wenn also gilt  $I(2L) = I(0)$  ist die Laserschwelle erreicht. Diese so genannte Schwellenbedingung kann dargestellt werden als

$$I(2L) = R_1 R_2 e^{2L(g_{mod} - \alpha_i)} I(0) \quad (2.5)$$

<sup>6</sup> Für herkömmliche Fabry-Pérot Laser ist  $\beta_{sp}$  sehr klein ( $\beta_{sp} < 10^{-4}$ ).

mit  $R_1$  und  $R_2$  als Spiegelreflektivitäten, der modalen Schwellenverstärkung  $g_{mod} = \Gamma g_s$  und den durch Absorption und Streuverluste bedingten internen Verlusten  $\alpha_i$ .

Aufgelöst nach  $g_{mod}$  ergibt sich

$$g_{mod} = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left( \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (2.6)$$

Der zweite Summand kann als Term für die Spiegelverluste  $\alpha_{sp}$  identifiziert werden. Diese sind einfach zu berechnen, da nur die Länge  $L$  der Kavität sowie die Facettenreflektivitäten bekannt sein müssen. Ohne Facettenvergütung ergibt sich für den Halbleiter-Luft-Übergang nach der Fresnelschen Formel

$$R = \frac{(n_{eff} - 1)^2}{(n_{eff} + 1)^2} \quad (2.7)$$

eine Reflektivität von ca. 30 %. Aufgrund der hohen Verstärkung in der aktiven Zone ist diese Reflektivität ausreichend hoch um die Aufrechterhaltung des Laserbetriebs zu gewährleisten. Um eine höhere Reflektivität zu erreichen und die Facetten vor Degradation zu schützen, können diese noch zusätzlich verspiegelt werden. Meist wird asymmetrisch verspiegelt, um die Emission auf eine Facette zu konzentrieren (siehe auch Abschnitt 5.3) [Ett78].

Da oberhalb der Schwelle die Verstärkung  $g$  und die Ladungsträgerdichte  $N$  konstant sind, wird eine Erhöhung der Ladungsträgerinjektion durch stimulierte Emission sofort kompensiert. Eine Stromerhöhung über die Laserschwelle hinaus führt also zu einer direkten Zunahme der Lichtleistung des Lasers:

$$P_{opt} = \eta_d \frac{h\nu}{e} (I - I_S) \quad (2.8)$$

$\eta_d$  wird als differentieller Wirkungsgrad des Lasers bezeichnet. Er lässt sich mit Hilfe von Gleichung 2.8 aus der Steigung  $dP/dI$  der Lichtleistungskennlinie bestimmen und beschreibt die Anzahl der Photonen, die pro in den Resonator injiziertem Ladungsträger den Laser verlassen.

$$\eta_d = \eta_i \left( \frac{\alpha_{sp}}{\alpha_i + \alpha_{sp}} \right) = \frac{e}{h\nu} \frac{dP}{dI} \quad (2.9)$$

## 2.2 Aufbau von Halbleiterlasern

Wie einleitend erwähnt, besteht jeder Laser im Wesentlichen aus einem optischen Resonator, in dem Licht durch stimulierte Emission verstärkt wird. Auch Halbleiterlaser folgen diesem Prinzip. Grundsätzlich bestehen sie aus einem aktiven Material, das durch zwei Spiegel begrenzt wird, die die entstehenden Photonen z. T. in die aktive Zone zurückreflektieren. Eine solche Anordnung wird auch als Fabry-Pérot (FP) Resonator bezeichnet. Der Aufbau und die wichtigsten Eigenschaften solcher Fabry-Pérot Laser werden anhand des Stegwellenleiterlasers erläutert, der allen in dieser Arbeit noch zu besprechenden Laserarten zugrunde liegt.

Der geometrische Aufbau eines RWG-Lasers ist in Abbildung 2.4 zu sehen. Bei den meisten heutzutage hergestellten Lasern besteht die aktive Zone aus einem oder mehreren Quantenfilmen bzw. einer oder mehreren Schichten von Quantenpunkten, eingebettet in einen epitaktisch gewachsenen und geätzten Wellenleiter mit gespaltenen Facetten [Col95, Ebe98].

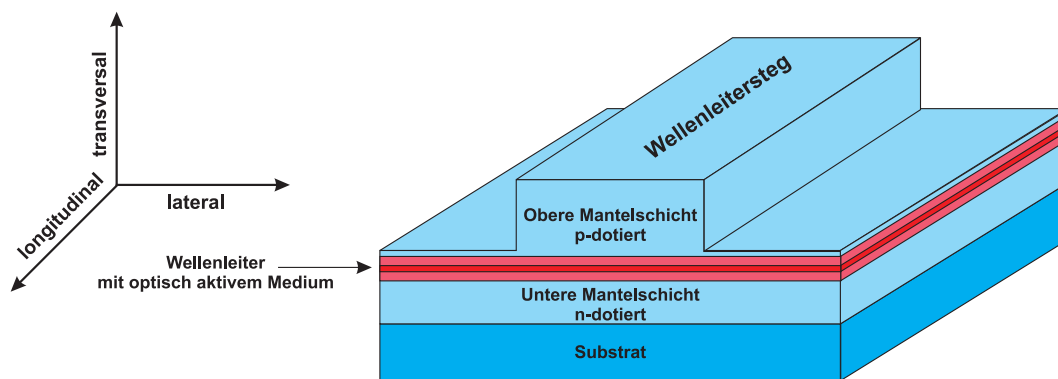
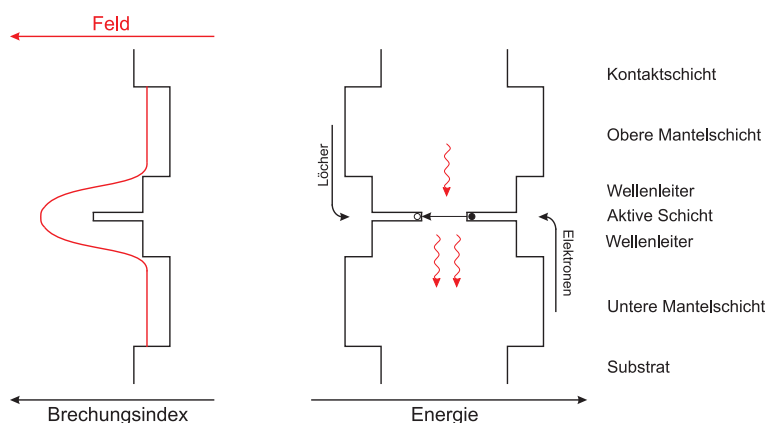


Abbildung 2.4: Geometrischer Aufbau eines Stegwellenleiterlasers.

### 2.2.1 Vertikalstruktur

In seiner einfachsten Form besteht ein Halbleiterlaser im Grunde nur aus einem hochdotierten pn-Übergang mit undotierter Grenzschicht. Die Grenzschicht besitzt eine geringere Bandlücke als die umgebenden Schichten und wird als aktive Zone bezeichnet, da in diesem Bereich die Licht erzeugende Ladungsträgerrekombination stattfindet. Wird eine externe Spannung  $U_{ext}$  in Durchlassrichtung an dem Übergang angelegt, diffundieren Elektronen und Löcher in die aktive Zone. Da das entstehende Licht nur innerhalb der aktiven Zone zur weiteren Verstärkung beitragen kann, muss es in transversaler Richtung

in der Ebene der aktiven Schicht geführt werden. Dies geschieht mittels eines Filmwellenleiters, in dessen Zentrum sich die aktive Schicht befindet, oben und unten umgeben von zwei sogenannten Mantelschichten (siehe Abbildung 2.4). Theoretisch wären Quantenfilme bzw. Quantenpunkte aufgrund ihres im Vergleich zur Mantelschicht höheren Brechungsindex in der Lage, die propagierende Welle zu führen. Da sie jedoch nur wenige Nanometer dick sind, würde sich der Großteil der Mode in die Mantelschichten ausbreiten und somit nicht im Quantenfilm verstärkt werden. Aus diesem Grund wird die optisch aktive Schicht in Materialien, deren Brechungsindex zwischen jenen von aktiver Schicht und Mantelschichten liegt, den sogenannten *Wellenleiter*, eingebettet. Durch den Brechungsindexunterschied wird das Licht im Wellenleiter geführt. Ein Maß für den Anteil der Lichtmode, welcher tatsächlich mit der aktiven Zone wechselwirken kann, ist der in Abschnitt 2.1.4 eingeführt Füllfaktor  $\Gamma$ . Der sich für die propagierende Mode ergebende effektive Brechungsindex liegt zwischen jenen des Wellenleiters und der Mantelschichten.



**Abbildung 2.5:** Darstellung von Brechungsindexprofil und Bandkantenverlauf senkrecht zur Schichtstruktur.

In Abbildung 2.5 sind der sich aus der Schichtstruktur ergebende Brechungsindex- und Bandkantenverlauf entlang der transversalen Laserachse dargestellt. Um Ladungsträger gezielt injizieren zu können, sind die Mantelschichten unterschiedlich dotiert. Über einen Kontakt an der Oberseite des Steges können Löcher, über einen auf der Substratunterseite Elektronen injiziert werden. Aufgrund des energetischen Profils relaxieren die Ladungsträger in den von der aktiven Schicht gebildeten Quantentopf, um dort durch stimulierte Emission zu rekombinieren. Aufgrund des getrennten Einschlusses der Lichtmode einerseits und der Ladungsträger andererseits nennt man solche Strukturen auch

SCH-<sup>7</sup> oder auch, im Falle einer kontinuierlichen Brechungsindexvariation, GRINSCH-Wellenleiter<sup>8</sup>. Ein Beispiel für einen in dieser Arbeit verwendeten Wellenleiter wäre eine aktive Schicht aus mehreren InGaAs-Quantenfilmen, die in GaAs-Schichten eingebettet sind, umgeben von Wellenleiter- und Mantelschichten bestehend aus AlGaAs (siehe Anhang B).

### 2.2.2 Der Stegwellenleiter

In transversaler Richtung wird das Licht also allein durch die unterschiedlichen Brechungsindizes der verschiedenen Materialschichten geführt<sup>9</sup>. Um es auch in lateraler Richtung zu führen, wird in die p-dotierte obere Mantelschicht ein Steg geätzt, man spricht daher von einem *Stegwellenleiter*. Die Ladungsträger werden durch den Stegwellenleiter injiziert und erfahren so eine laterale Führung. In Abbildung 2.6 ist zu sehen, wie der Strompfad im Material durch die Stegstruktur eingegrenzt wird. Da der effektive Brechungsindex auch von der Ladungsträgerdichte im Lasermaterial abhängt, kommt es zusätzlich noch zur Ausbildung eines stromabhängigen Brechungsindexprofils in der aktiven Zone, so dass nicht nur die Ladungsträger sondern auch die optische Mode vom Stegwellenleiter geführt wird. Dominiert wird die Führung der optischen Mode jedoch wiederum durch das ortsabhängige Brechungsindexprofil, welches durch die unterschiedlichen Werte von  $n_1$  im Bereich des Steges und  $n_2$  im umgebenden Material entsteht. Die berechnete laterale Feldverteilung einer TE-Mode<sup>10</sup> ist in Abbildung 2.6 für eine Struktur mit  $2\ \mu\text{m}$  breitem Stegwellenleiter dargestellt.

### 2.2.3 Der Resonator

Um in einem Resonator der Länge  $L$  konstruktiv interferieren zu können, muss sich die Phase der longitudinalen Mode bei einem Umlauf um ein ganzzahliges Vielfaches von  $2\pi$  ändern. Die sich ausbildenden stehenden Wellen können durch folgende Beziehung

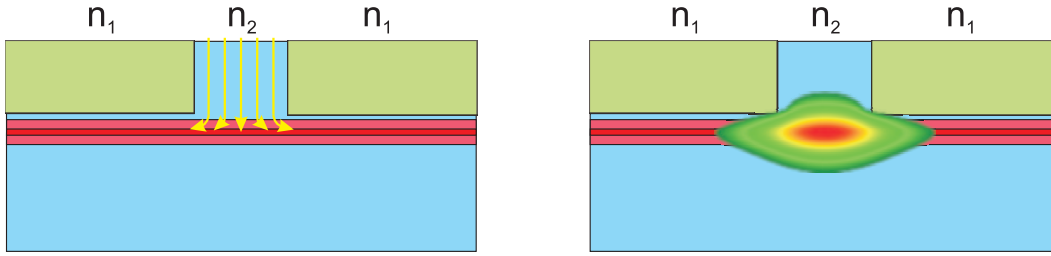
---

<sup>7</sup> *Separate Confinement Heterostructure*

<sup>8</sup> *Graded Index Separate Confinement Heterostructure*

<sup>9</sup> Für die Brechungsindizes der in dieser Arbeit verwendeten Halbleiterschichten (InGaAs, AlGaAs, GaAs) ergeben sich für den hier relevanten Wellenlängenbereich Werte von etwa 3.2 - 3.6.

<sup>10</sup> Das im Halbleiter emittierte Licht kann grundsätzlich verschiedene Polarisierungen haben. So wird zwischen transversal elektrisch (TE) und transversal magnetisch (TM) polarisiertem Licht unterschieden. Bei TE-Polarisation liegt der  $\mathbf{E}$ -Feld Vektor in der Ebene der aktiven Schicht, bei TM-Polarisation in jener senkrecht dazu. In tensil verspannten Quantenfilmen wird die TM-Mode begünstigt, da Übergänge zwischen Elektronen und leichten Löchern dominieren. Bei den in dieser Arbeit verwendeten kompressiv verspannten Quantenfilmen hingegen überwiegen die Übergänge zwischen Elektronen und schweren Löchern, so dass es zur Ausprägung einer TE-Mode kommt.



**Abbildung 2.6:** Eingrenzung des Strompfads im Stegwellenleiter (links) sowie Feldverteilung der TE-Mode (rechts) in einem  $2\ \mu\text{m}$  breiten Steg.

beschrieben werden:

$$L = m \frac{\lambda_{0,m}}{2n_{eff}} \quad (2.10)$$

Hierbei gibt  $m$  die Wellenordnung an. Da  $m$  nur ganzzahlige Werte annehmen kann und zusätzlich nur jene Wellenlängen anschwingen, für die die Verstärkung groß genug ist, hat die *Phasenbedingung* eine Diskretisierung des Laserspektrums zur Folge. Für zwei benachbarte FP-Moden beträgt der Abstand

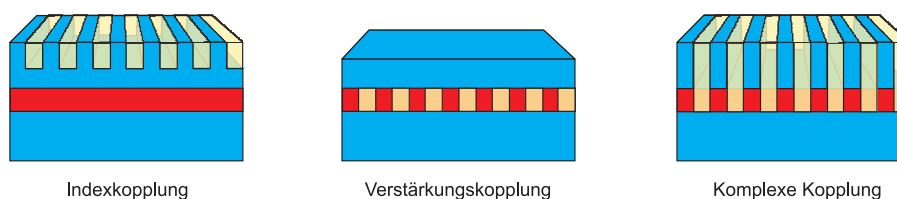
$$\Delta\lambda_{FP} \approx \frac{\lambda_0^2}{2n_{gr,eff}L} \quad (2.11)$$

wenn  $n_{gr,eff}$  der effektive Brechungsindex der Wellengruppe ist. Da dieser typischerweise 20-30% höher liegt als der effektive Brechungsindex [Col95], ergibt sich für die im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Laser bei einer Kavitätslänge von  $1500\ \mu\text{m}$  und einer Wellenlänge von  $980\ \text{nm}$  ein typischer FP-Modenabstand von ca.  $0.08\ \text{nm}$ . Da das Verstärkungsspektrum um mehrere Größenordnungen breiter ist, kann im FP-Laser eine Vielzahl von longitudinalen Moden anschwingen. Für die Selektion nur einer Mode wird auf die in Abschnitt 2.3 vorgestellten Methoden zurückgegriffen.

## 2.3 Laser mit verteilter Rückkopplung

Ein Fabry-Pérot Resonator allein erlaubt noch keine longitudinale Modenselektion. Um diese zu ermöglichen wurden verschiedene Methoden wie z. B. Laser mit externer Kavität, DBR-Spiegeln und DFB-Gittern, entwickelt. Einen guten Überblick bietet z. B. [Mor97]. Bei den für diese Arbeit hergestellten Lasern kam ausschließlich das Prinzip der DFB-Laser mit lateraler Gitterkopplung zum Einsatz.

Die grundlegende Idee auf der ein DFB-Laser beruht, ist eine periodische Modulation des effektiven Brechungsindex entlang der longitudinalen Achse. Dies wird erreicht durch eine Gitterstruktur mit vom Halbleitermaterial verschiedenem komplexen Brechungsindex. Abhängig davon, ob der Realteil, der Imaginärteil oder beide Anteile des Brechungsindex  $n$  variiert werden, unterscheidet man verschiedene Kopplungsmechanismen: Bei der sogenannten Indexkopplung wird der reale Teil des Brechungsindex  $n_r$  moduliert, während bei der Verstärkungskopplung die durch den imaginären Teil des Brechungsindex  $n_i$  beschriebene Verstärkung  $g$  moduliert wird. Im Falle einer Kombination beider Kopplungsarten spricht man von komplex gekoppelten Lasern (siehe Abbildung 2.7).



**Abbildung 2.7:** Schematische Darstellung der verschiedenen Kopplungsarten.

### 2.3.1 Indexkopplung

Wie in Abbildung 2.7 schematisch angedeutet, wird bei der Indexkopplung im Allgemeinen ein Gitter oberhalb der aktiven Zone strukturiert. Ist die Struktur so ausgelegt, dass ein Überlapp der Lichtmode mit der Gitterstruktur erfolgt, führt die so bewirkte periodische Änderung des effektiven Brechungsindex zu einer Reflektivität, die mit Hilfe der Fresnelschen Formel beschrieben werden kann:

$$R \approx \left( \frac{n_{2,eff} - n_{1,eff}}{n_{2,eff} + n_{1,eff}} \right)^2 \quad (2.12)$$

Aufgrund der sehr geringen Änderung des effektiven Brechungsindex hat ein einzelner Indexsprung kaum Auswirkungen auf die Rückkopplung. Da es über die gesamte Resonatorlänge aber zu mehreren tausend solcher Indexsprünge kommt, stellt sich letztlich doch eine hinreichend große Gesamtreflektion ein, um eine Modenselektion zu ermöglichen. Dabei gilt für die resultierende Bragg-Wellenlänge folgender Zusammenhang:

$$\lambda_{Bragg} = 2n_{eff} \frac{\Lambda}{m} \quad (2.13)$$

Hierbei steht  $\Lambda$  für die Gitterperiode und  $m$  für die Gitterordnung. Es ist demzufolge möglich, über die Wahl der Gitterperiode  $\Lambda$  die Emissionswellenlänge an eine beliebige spektrale Position im Verstärkungsbereich des Lasers zu legen. Bei rein indexgekoppelten Lasern kommt es allerdings zur Ausbildung von zwei Moden symmetrisch zur Bragg-Wellenlänge. Durch die zufällige Phasenlage der Facetten zum Gitter wird eine dieser Moden bevorzugt [Chi73, Mat84]. Die Bragg-Mode selbst existiert nicht, da die Phasenbedingung für sie nicht erfüllt wird.

### 2.3.2 Verstärkungskopplung

Im Gegensatz zur Indexkopplung beruht die Verstärkungskopplung auf einer räumlichen Modulation der Verstärkung  $g$  (vgl. Abbildung 2.7). Anders als bei reiner Indexkopplung existiert die Bragg-Mode im Fall von Verstärkungskopplung und erfährt die stärkste Absenkung der Schwellenverstärkung aller existierenden Moden, so dass sie bevorzugt anschwingt. Die Lage der Emissionswellenlänge ist somit alleine durch die Geometrie des strukturierten Gitters bestimmt und nicht von zusätzlichen Parametern wie der Phasenlage der Laserfacetten abhängig.

### 2.3.3 Komplexe Kopplung

Wie eingangs erwähnt wird eine Kombination von Index- und Verstärkungskopplung als komplexe Kopplung bezeichnet. Die Kopplungsstärke  $\kappa$  ergibt sich damit als Summe der beiden Kopplungsmechanismen:

$$\kappa = \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff}} + i \frac{\Delta g}{\pi} \quad (2.14)$$

Wie auch im Falle der Indexkopplung, existiert bei Vorliegen von komplexer Kopplung die Bragg-Mode nicht. Die für Indexkopplung typische Entartung der Fundamentalmode wird allerdings durch den Einfluss der Verstärkungskopplung aufgehoben, so dass auch ohne den Einfluss der Facetten eine Modenselektion stattfindet. Sowohl verstärkungs- wie auch komplex gekoppelte DFB-Laser sind im Hinblick auf Eigenschaften wie Monomodigkeit und Modenstabilität [Bor93, Li92, Par97], Empfindlichkeit gegenüber Rück-

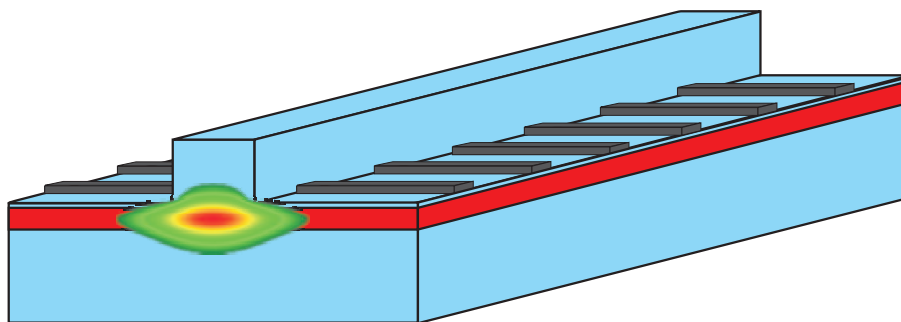


reflektion in die Laserkavität [Nak91, Chu96] und Modulationsverhalten [Lu93, Low93] rein indexgekoppelten Lasern überlegen.

Herkömmliche DFB-Laser werden meist so hergestellt, dass die Epitaxie beim Erreichen der aktiven Zone unterbrochen wird, um das DFB-Gitter lithographisch zu definieren. Nach dem Ätzen des Gitterprofils wird dann mit der Epitaxie fortgefahren. Aufgrund der möglichen Entstehung von Defekten in unmittelbarer Nähe der aktiven Zone bzw. der Gefahr von Oxidbildung bei aluminiumhaltigen Heterostrukturen stellt dieses Vorgehen einen äußerst kritischen Prozessschritt dar.

Um dem vorzubeugen wurde am Lehrstuhl für Technische Physik der Universität Würzburg ein Verfahren zur Herstellung von DFB-Lasern entwickelt, das gänzlich ohne eine Unterbrechung der Epitaxie auskommt und somit das Risiko von Defektbildung während der Gitterdefinition eliminiert [Kam99].

Bei den so erzeugten DFB-Lasern handelt es sich um herkömmliche RWG-Laser, welche durch ein zu beiden Seiten des Steges definiertes laterales Gitter ergänzt wurden. (siehe Abbildung 2.8).



**Abbildung 2.8:** Aufbau eines DFB-Lasers mit lateraler Gitterkopplung. Das evaneszente Feld der optischen Mode koppelt mit den Stegen des lateralen Metallgitters.

Die Kopplung erfolgt über das evaneszente Feld der optischen Mode. Da sowohl der Real- als auch der Imaginärteil des Brechungsindex variiert werden, kommt es zu komplexer Kopplung, allerdings dominiert der Anteil der Verstärkungskopplung. Die Kopplungskonstante  $\kappa$  ist proportional zum Produkt aus dem Füllfaktor des Gitters und der Absorption des Gittermaterials. Der Füllfaktor ist der Überlapp der evaneszenten Mode mit dem Gitter, der wiederum von der Breite des Lasersteges und der Entfernung des Rückkopplungsgitters von der aktiven Zone abhängt. Im Vergleich mit anderen Verfahren, bei denen die Kopplung näher an oder sogar in der aktiven Schicht stattfindet, ergibt sich ein nur relativ kleiner Füllfaktor im Bereich von  $10^{-4}$ . Dies kann jedoch

durch den Einsatz von Metallgittern kompensiert werden, die aufgrund ihres hohen imaginären Brechungsindex einen sehr hohen Absorptionskoeffizienten von mehr als  $10^5$  besitzen. Typische Werte für  $\kappa$  liegen zwischen 50 und  $300 \text{ cm}^{-1}$  [Kam01a]. Bei den während dieser Arbeit hergestellten Lasern kam Chrom als Gittermaterial zum Einsatz, dessen Absorptionskoeffizient bei einer Wellenlänge von  $0.98 \mu\text{m}$  im Bereich von  $4.6 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$  liegt. Unter Berücksichtigung der Design-Parameter lässt sich so abschätzen, dass die Kopplungskonstante der untersuchten Laser im Bereich von  $100 \text{ cm}^{-1}$  liegt. Dieses Verfahren kommt mittlerweile bei den verschiedensten Materialsystemen zum Einsatz [Ble01, Leg99, Seu04].

# Kapitel 3

## Prozessierung

In diesem Kapitel sollen die verschiedenen Methoden und Prozessschritte vorgestellt werden, die bei der Herstellung von later gekoppelten DFB-Lasern zum Einsatz kommen. Dazu soll zuerst kurz auf die wesentlichen Prozessschritte optische Lithographie, Elektronenstrahl-Lithographie und Trockenätzen eingegangen werden. Danach wird anhand eines DFB-Lasers der Gesamt Ablauf der Laserprozessierung erläutert. Die für die Herstellung der neu entwickelten Laser nötigen Abweichungen und Neuentwicklungen werden in Kapitel 5.5 präsentiert.

### 3.1 Wesentliche Prozessschritte

Drei wesentliche Prozessschritte bei der Herstellung von Halbleiterlasern mit Stegwellenleiter und Rückkopplungsgittern sind die Definition großer Strukturen mittels optischer Lithographie, die Definition kleiner Strukturen durch Elektronenstrahl-Lithographie und das Formen der Strukturen mittels Ätzprozessen.

#### 3.1.1 Lithographie

Grundlage aller Fertigungsprozesse ist das Aufbringen von Strukturen auf die Probe. Für gewöhnlich wird hierzu zunächst die Probenoberfläche belackt. Meist wird die Lackschicht mittels Spin-Coating aufgebracht. Neben der Zeit sind die wesentlichen Parameter hierbei die Viskosität des Lacks und die Umdrehungsgeschwindigkeit der Zentrifuge.

Es stehen nun vielerlei Methoden zur Verfügung um den Lack zu strukturieren. Normalerweise wird er mit Elektronen oder Photonen beschossen, um eine chemische Veränderung hervorzurufen. Je nachdem ob Positiv- oder Negativlack verwendet wird, werden langkettige Molekülverbindungen im Lack aufgebrochen oder gebildet, so dass bei der

nachfolgenden Entwicklung unbelichtete oder belichtete Lackbereiche zurück bleiben.

Will man große Strukturen im Bereich oberhalb von 1  $\mu\text{m}$  Ausdehnung definieren, greift man meist auf die optische Lithographie zurück. Hierbei wird der Lack mit einer intensiven Lichtquelle (z. B. Hg-UV-Lampe) bestrahlt, während die nicht zu bestrahlenden Flächen der Probe mit einer optischen Maske abgedeckt werden. Bei den im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Laser wurden beispielsweise die Kontaktstrukturen auf diese Weise definiert.

Während sich die optische Lithographie für die Übertragung von Strukturgrößen im Mikrometerbereich auf die Probe sehr gut eignet, muss man für kleinerer Strukturen im Bereich von nur wenigen 10 nm bis hin zu mehreren 100 nm auf die Elektronenstrahl-Lithographie ausweichen<sup>1</sup>. Diese funktioniert prinzipiell ähnlich, nur wird der Lack hier nicht mit Photonen beschossen, sondern ein hochenergetischer<sup>2</sup> Elektronenstrahl mäanderförmig über die Probe geführt. Der minimale Strahldurchmesser der zur Verfügung stehenden Anlage betrug 2 nm.

Oft soll die in den Lack geschriebene Struktur in das Halbleitermaterial übertragen werden. Dazu wird zunächst ein Maskenmaterial auf den strukturierten Lack aufgebracht und danach der Lack mittels eines Lift-Off Prozesses entfernt. In jenen Bereichen, in denen das Maskenmaterial nicht direkt auf die Probenoberfläche sondern auf den Lack aufgebracht wurde, wird es mit diesem entfernt. Die auf der Probe zurückbleibende Ätzmaske ist also das Negativ der ursprünglichen Lackstruktur.

### 3.1.2 Trockenätzen

Grundsätzlich können die in der Halbleitertechnologie angewandten Ätzprozesse in Nass- und Trockenätzverfahren eingeteilt werden. Nassätzen ist ein hoch selektiver Vorgang, da er auf der chemischen Reaktion der Ätzlösung mit dem Halbleiter beruht. Um die Ätztiefe hinreichend genau kontrollieren zu können<sup>3</sup>, ist es notwendig eine Schicht mit wesentlich geringerer Ätzrate, eine so genannte Ätzstoppschicht, ins Material einzubauen. Ein Nachteil des nasschemischen Ätzens ist der Mangel anisotroper Ätzlösungen für manche Materialien. Zudem resultiert nasschemisches Ätzen oftmals in trapezförmigen Querschnitten der geätzten Strukturen.

---

<sup>1</sup> Durch den Einsatz von extrem ultravioletter Strahlung sind ähnliche Auflösungen mittlerweile auch mit optischer Lithographie möglich. Das Verfahren ist jedoch mit erheblichem Aufwand verbunden und wird hauptsächlich für Massenproduktion im Bereich der Chipherstellung verwendet.

<sup>2</sup> Die Beschleunigungsspannung bewegt sich im Bereich von 100 kV.

<sup>3</sup> Da die Gitterkopplung vom Abstand des Gitters zur aktiven Zone abhängt, ist die Ätztiefe bei der Strukturierung des Stegwellenleiters von fundamentaler Bedeutung.

Da diese Nachteile beim Trockenätzen nicht auftreten und diese Methode zudem eine sehr genaue Strukturierung des Halbleiters erlaubt, kommt sie in der Praxis sehr häufig zum Einsatz. Beim reaktiven Ionenätzen beispielsweise wird das Halbleitermaterial einerseits durch chemisch aktive Radikale, andererseits durch den Beschuss mit chemisch inerten Ionen abgetragen. Dieser zusätzlichen physikalischen Ätzkomponente sind hohe Aspektverhältnisse und Flankensteilheiten zu verdanken. Die Stege der für diese Arbeit prozessierten Laser wurden mit einem Argon-Chlor-Gemisch geätzt, was hochgradige Anisotropie und glatte Flanken erlaubt. Dadurch sind die Streuverluste des umlaufenden Lichts sehr gering.

## 3.2 Prozessablauf

Im Folgenden werden die wichtigsten Stadien im Verlauf der Laserherstellung präsentiert. Der gesamte Ablauf ist in den Abbildungen 3.1 - 3.3 zusammengefasst, alle im Text geklammert angegebenen Buchstaben beziehen sich auf die Teilbilder dieser Grafiken.

Zunächst wird aus der Epitaxiescheibe ein Teilstück herausgespalten. Dabei ist es wichtig auf die Orientierung des Materials zu achten, zum einen um glatte Bruchkanten entlang der Kristallachsen zu erhalten, zum anderen, weil Lasereigenschaften wie z. B. die Laserschwelle und die Lage des Verstärkungsmaximums, bei einigen Materialsystemen von der Orientierung beeinflusst werden können [Wan01, Ukh02].

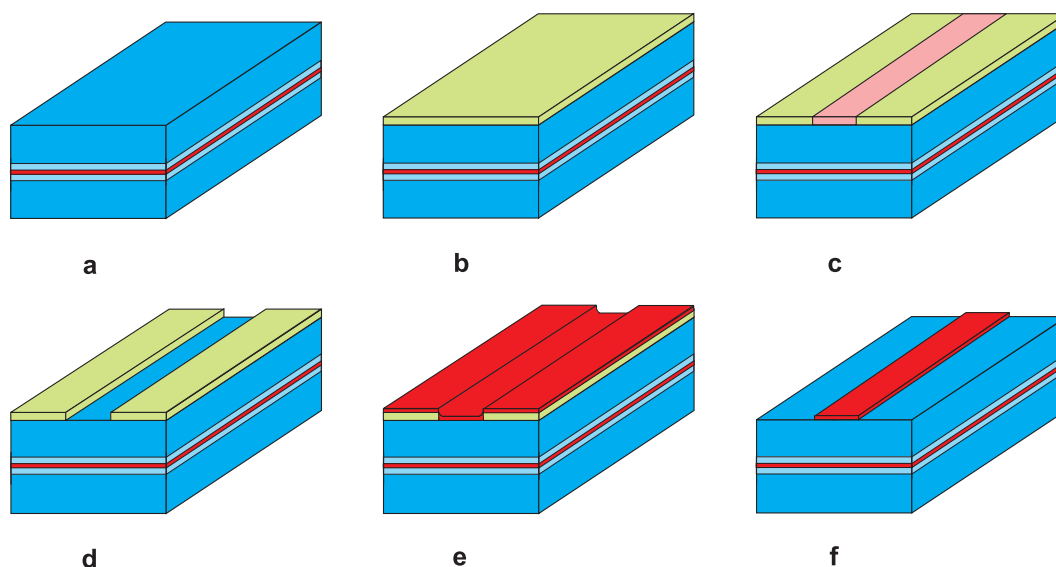
Um eventuell noch auf der Probenoberfläche haftende organische Verschmutzungen zu beseitigen, wird die Probe in Dichlormethan, Aceton und Methanol gereinigt (a).

Die Stegwellenleiter werden mittels optischer Lithographie definiert. Hierzu wird zunächst ein optischer Positivlack auf die Probenoberfläche aufgebracht (b).

Eine Schattenmaske wird auf die Probe gelegt und der Lack einer UV-Bestrahlung ausgesetzt (c). Die belichteten Bereiche werden in einer Entwicklungslösung entfernt (d).

Die nach dem Entwickeln evtl. noch auf der Probenoberfläche verbliebenen Lackreste werden durch das Zünden eines  $O_2$  Plasmas über der Probe (dieser Vorgang wird auch *Veraschen* genannt) entfernt. Danach werden  $BaF_2$  und Cr aufgedampft, die als Ätzmaske dienen (e).

Anschließend wird die Probe in ein Ultraschall-Lösungsmittelbad getaucht. In diesem so genannten Lift-Off Prozess werden der noch auf der Probe befindliche Lack und die darauf haftende  $BaF_2$ /Cr-Schicht entfernt, es befindet sich anschließend nur noch die  $BaF_2$ /Cr Stegätzmaske auf der Probenoberfläche (f).



**Abbildung 3.1:** Prozessschritte a-f.

Die Stege werden durch einen Trockenätzprozess unter Verwendung eines Cl-Ar Plasmas definiert. Dieser Prozess hat einen sehr hohen physikalischen Ätzanteil, so dass nahezu senkrechte Ätzflanken entstehen (g).

Die Probe wird mit einer ca. 150 nm dicken PMMA-Schicht<sup>4</sup> belackt (h).

Die Definition der Gittergeometrie erfolgt in der Elektronenstrahl-Lithographie-Anlage. Dabei werden die gewünschten Gitterstrukturen mit dem Elektronenstrahl in die PMMA-Schicht belichtet. Die belichteten Bereiche werden anschließend wiederum in einer Entwicklungslösung entfernt (i).

Nach dem Entwickeln wird die Gitterstruktur durch Aufdampfen von ca. 30 nm Chrom realisiert. Das noch auf der Probe befindliche PMMA sowie das darauf haftende Chrom werden durch einen erneuten Lift-Off-Schritt im Ultraschallbad entfernt, zurück bleiben die Gitterstege (j).

Um die Probe zu planarisieren wird anschließend ein Polymer (BCB<sup>5</sup>) aufgebracht und ausgehärtet (k).

Die BCB-Schicht ist höher als das Niveau der Stegoberfläche, so dass sich eine annähernd planare Oberfläche bildet. Durch Veraschen in einem  $\text{CHF}_3/\text{O}_2$  Plasma werden das Polymer und der Stegwellenleiter auf das selbe Niveau gebracht (l).

Die in Teilschritt (e) aufgebrachte Ätzmaske aus  $\text{BaF}_2$  und Cr wird mit Wasser in

<sup>4</sup> Polymethylmethacrylat

<sup>5</sup> Benzocyclobuthen

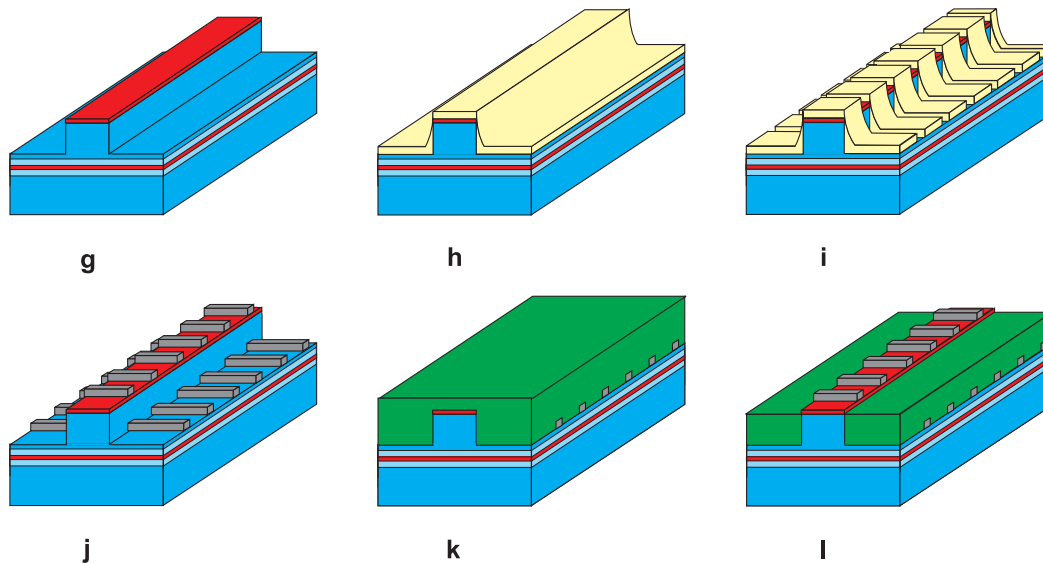


Abbildung 3.2: Prozessschritte g-l.

einem Ultraschallbad abgelöst, dadurch werden auch die noch auf dem RWG haftenden Chromstege entfernt (m).

Die p-Kontakte bestehen aus drei verschiedenen Schichten, Titan (ca. 10 nm), Platin (ca. 40 nm) und Gold (ca. 200 nm) und werden durch Aufdampfen auf der Probe deponiert (n). Das Platin dient als Diffusionssperre zwischen der Titanschicht, die den eigentlichen Kontakt zum Halbleiter darstellt, und der Goldkontaktschicht.

Für die Strukturierung der p-Kontakte wird erneut eine Lackschicht aufgebracht. Da die p-Kontakte vergleichsweise große Strukturen sind, können sie mittels optischer Lithographie belichtet werden. Anschließend wird der entwickelte Lack abgelöst (o).

Der noch auf der Ti/Pt/Au-Schicht befindliche Lack dient als Maske für einen Sputterprozess, mit welchem die Kontaktschicht außerhalb der belackten Bereiche wieder entfernt wird (p).

Danach wird der Lack wieder abgelöst, so dass nur die nun definierte Kontaktstruktur auf der Probenoberfläche zurück bleibt (q)<sup>6</sup>.

Bevor im letzten Schritt der n-Kontakt bestehend aus Au/Ge (ca. 40 nm), Nickel (ca. 20 nm) und Gold (ca. 50 nm) auf der Probenunterseite aufgebracht wird (r), wird die Probe noch abgedünnt. Da das Halbleitersubstrat mit  $10^{18}$  Dotieratomen pro  $\text{cm}^3$  relativ niedrig dotiert ist, wird der n-Kontakt noch in einem Ofen einlegiert. Dabei dringt ein

<sup>6</sup> Gegebenenfalls kann auf den später zu kontaktierenden Flächen galvanisch eine dickere Goldschicht aufgebracht werden. Hierzu wird ebenfalls optischer Lack als Maske verwendet.

Teil des Germaniums ins Substrat ein und wirkt dort als n-Dotierstoff. So wird ein hoch dotierter Substratbereich geschaffen, der den Übergangswiderstand zwischen Metall und Halbleiter stark reduziert.

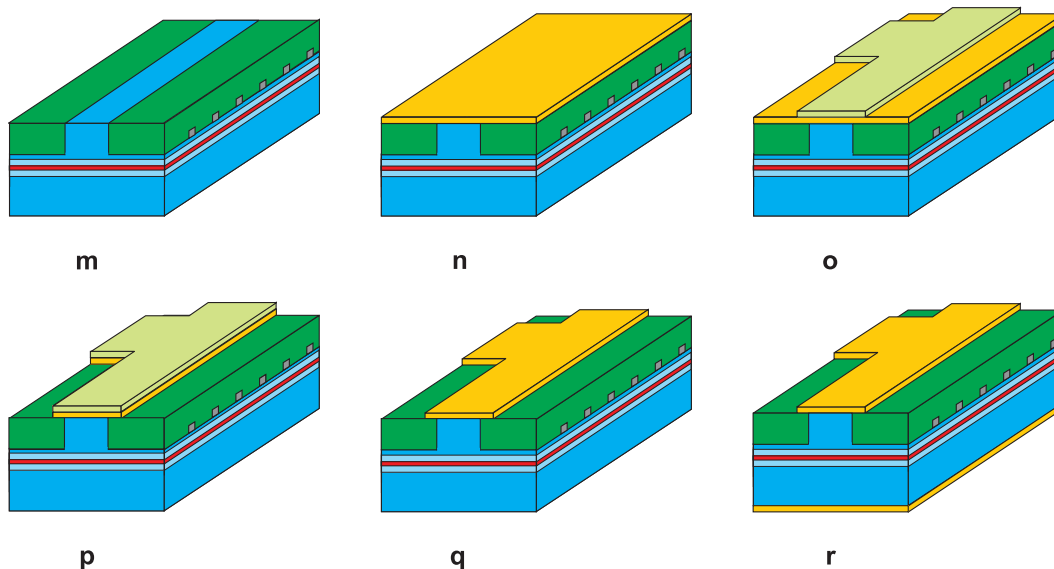


Abbildung 3.3: Prozessschritte m-r.

Zuletzt müssen die Laser noch vereinzelt werden, um sie charakterisieren zu können. Dazu wird mit der Diamantnadel eines automatischen Ritzers der Rand der Probe angeritzt. Übt man leichten Druck auf die Probe aus, bricht sie beginnend am Ritz entlang einer Kristallebene. Die resultierende Bruchkante ist atomar glatt und kann deswegen als Resonatorspiegel dienen. Ist eine andere als die sich so ergebende Reflektivität von etwa 30 % gewünscht, können die Facetten noch verspiegelt werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Laserdioden erfordern einen in einigen Teilschritten abweichenden Prozessablauf. Die wichtigsten Abweichungen werden in Kapitel 5.5 erläutert.



# Kapitel 4

## Charakterisierung von Halbleiterlasern

An dieser Stelle soll kurz auf einige der für die Charakterisierung der Laser wichtigen Kenngrößen und deren Messung eingegangen werden. Für die Charakterisierung der Laser kamen verschiedene Messapparaturen zum Einsatz. Im Folgenden werden diese präsentiert und die jeweilige Funktionsweise schematisch dargestellt. Da die Lasereigenschaften wesentlich von der Betriebstemperatur abhängen, wurden mit Hilfe eines Peltier-Elements alle Messungen bei konstanter Temperatur vorgenommen, welche im Allgemeinen 23 °C betrug.

### 4.1 Laserkennlinien

#### 4.1.1 Spannungs-Strom-Kennlinie

Aus der Spannungs-Strom-Kennlinie können sowohl die Einsatzspannung  $U_0$  als auch absoluter ( $R$ ) und differentieller ( $R_{diff}$ ) Widerstand bestimmt werden. Wie im linken Teil von Abbildung 4.1 zu erkennen ist, wird die am Laser abfallende Spannung  $U$  über den injizierten Strom  $I$  aufgetragen. Oberhalb des Schwellenstroms  $I_S$  ist der Spannungsverlauf linear, da die Ladungsträgerdichte im Laser konstant bleibt.

Mithilfe des absoluten Widerstands  $R$  lässt sich bei gegebener Lichtleistung  $P$  die thermische Leistung des Lasers abschätzen.  $R$  ergibt sich aus dem Quotienten der am Laser abfallenden Spannung  $U$  und dem Strom  $I$ . Die Steigung der  $U$ - $I$ -Kennlinie im linearen Bereich ist u.a. ein Maß für den Schichtwiderstand und die Güte der Metall-Halbleiter

Kontakte<sup>1</sup> und wird als differentieller Widerstand  $R_{diff}$  bezeichnet. Die Einsatzspannung  $U_0$  ergibt sich aus der graphischen Extrapolation des linearen Spannungsanstiegs.

### 4.1.2 Lichtleistungs-Strom-Kennlinie

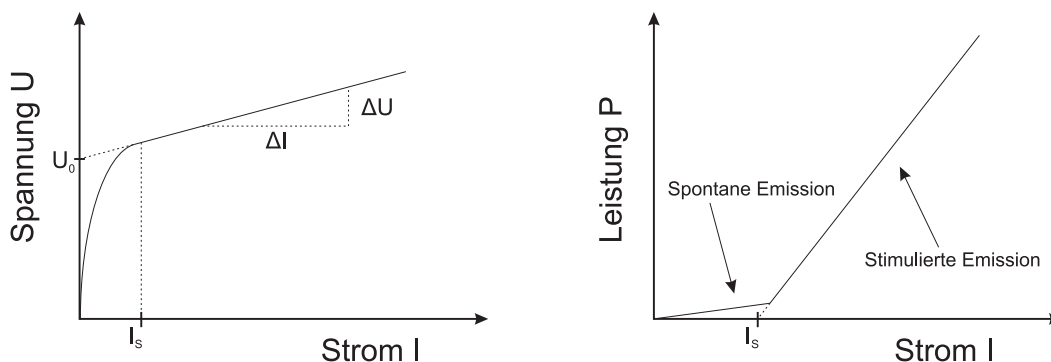
Trägt man, wie rechts in Abbildung 4.1 dargestellt, die optische Ausgangsleistung  $P$  über den injizierten Strom  $I$  auf, spricht man von der Lichtleistungs-Strom Kennlinie des Lasers. Das unterhalb der Laserschwelle  $I_S$  erzeugte Licht ist auf spontane Emission zurückzuführen, oberhalb der Laserschwelle wird durch stimulierte Emission zusätzlich kohärentes Licht generiert. Da alle zusätzlichen Ladungsträger stimuliert rekombinieren, bleibt der Anteil der spontanen Emission oberhalb von  $I_S$  konstant.

Die Laserschwelle  $I_S$  ergibt sich aus der Verlängerung der steileren Geraden. Proportional zur Steigung dieser Geraden ist die differentielle Quanteneffizienz  $\eta_d$ .

$$\eta_d = \frac{e}{h\nu} \frac{dP}{dI}, \quad \text{für } I > I_S \quad (4.1)$$

Im Folgenden wird statt der Quanteneffizienz lediglich die Steigung  $dP/dI$  angegeben.

Wird der Strom so lange erhöht, bis es zu einem durch COD bedingten abrupten Leistungseinbruch kommt, bezeichnet man die korrespondierende Leistung als COD-Schwelle.

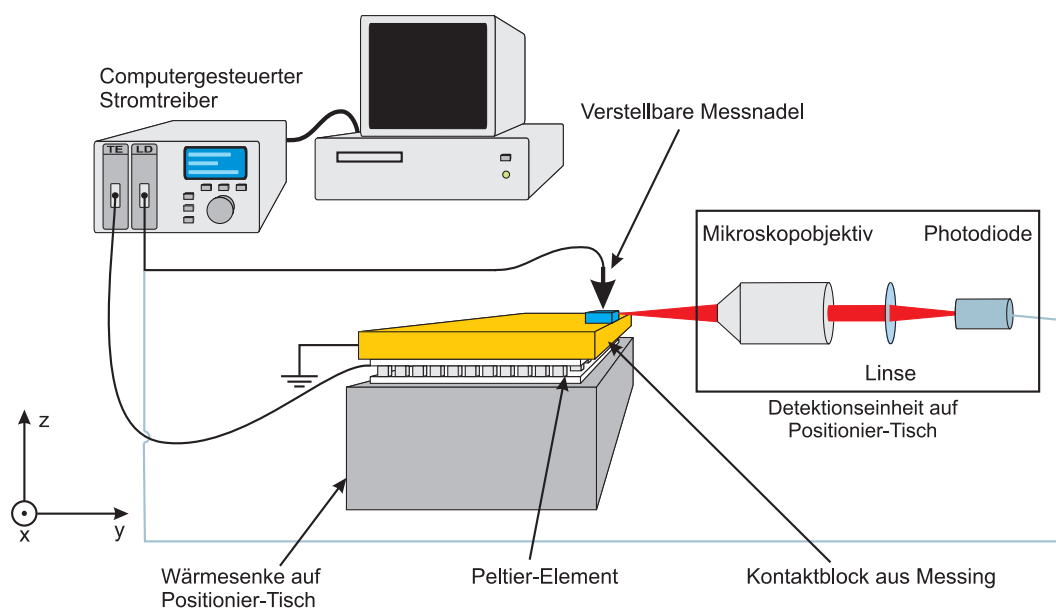


**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung von Spannungs-Strom (links) und Leistungs-Strom-Kennlinien (rechts) einer Laserdiode.

<sup>1</sup> Neben dem n-Kontakt beeinflussen z. B. auch die Materialdotierung und die Anzahl und Güte der Heteroschnittgrenzflächen den differentiellen Widerstand der Struktur.

### 4.1.3 Kennlinienmessung

Die Spannungs-Strom- und Lichtleistungs-Strom-Kennlinien werden im Zuge eines Messvorgangs an einem Messplatz aufgenommen, welcher in Abbildung 4.2 zu sehen ist. Die Laserbarren werden auf den als n-Kontakt dienenden Messingblock gelegt und ihre Oberseite mittels von Hand justierbarer Messnadeln kontaktiert<sup>2</sup>. Die Temperatur, bei der gemessen werden soll, kann über das unter dem Messingblock liegende Peltier-Element eingestellt werden. Das emittierte Licht wird durch ein Mikroskopobjektiv und eine Sammellinse auf eine Photodiode gelenkt, die die Lichtleistung detektiert. Die am Laser abfallende Spannung wird intern in der Stromquelle bestimmt. Der durch den Laser fließende Strom wird kontinuierlich erhöht und für jeden Messpunkt sowohl der Spannungsabfall als auch die Ausgangsleistung aufgezeichnet.



**Abbildung 4.2:** Schematische Darstellung des Kennlinienmessplatzes. Das Licht wird mit einem Mikroskopobjektiv kollimiert und anschließend mittels einer Linse auf eine Photodiode fokussiert. Der Photostrom wird ausgewertet und an die Messsoftware weitergegeben.

Im Falle gepulster Messungen wird ähnlich verfahren. Allerdings wird in diesem Fall ein anderer Lasertreiber verwendet, welcher gepulste Stromsignale mit den jeweils gewünschten Parametern generieren kann. Die Leistungs-Detektion kann auf zwei Arten erfolgen: Im ersten Fall wird die Leistung mittels eines Powermeters ausgelesen. Da der

<sup>2</sup> Auch bereits aufgebaute Laser können so gemessen werden. Sie werden, je nach Art des verwendeten Gehäuses, entweder auf einen Kupferblock montiert und der p-Pin direkt kontaktiert, oder direkt an den Messingblock geschraubt.

verwendete Detektor keine zeitaufgelösten Messungen ermöglicht, wird lediglich die integrierte Leistung angezeigt. Um auf die tatsächliche Pulsleistung zu kommen, muss der so genannte Duty-Cycle, d. h. der Zeitanteil im Messintervall, während dem tatsächlich Strom am Laser anliegt, berücksichtigt werden. Alternativ kann mit einem schnellen Detektor gemessen werden, dessen Signal mit einem Oszilloskop aufgenommen wird. Ein für solche Anwendungen optimiertes Messprogramm kann nach erfolgter Kalibrierung die jeweilige Pulsleistung auslesen und aufzeichnen.

## 4.2 Laserspektrum

### 4.2.1 Spektrale Lage der Emission

Um ein optisches Bauteil vollständig zu charakterisieren, ist es unerlässlich, auch dessen Spektralverhalten zu untersuchen. Das wichtigste Charakteristikum eines Lasers ist seine Emissionswellenlänge. Indem man Emissionsspektren wie jenes in Abbildung 4.3 für unterschiedliche Parameter aufnimmt, lassen sich Aussagen über verschiedene Eigenschaften des Lasers wie etwa Temperatur- und Stromabhängigkeit der Wellenlänge treffen.

Das Ziel bei der Herstellung von DFB-Lasern ist monomodige Emission, wie sie in Abbildung 4.3 zu sehen ist. Das Intensitätsverhältnis der höchsten und zweithöchsten Mode wird als Seitenmodenunterdrückungsverhältnis (SMSR<sup>3</sup>) bezeichnet und ist ein wichtiges Güte Merkmal von Laserdioden. Üblicherweise wird das Verhältnis nicht linear, sondern logarithmisch in einer Dezibelskala angegeben.

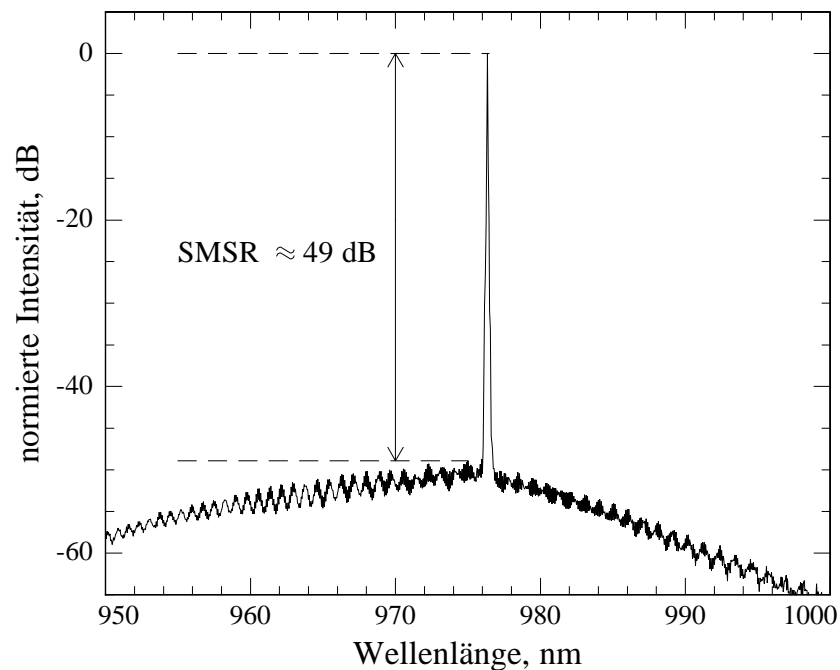
### 4.2.2 Spektrenmessung

Das Spektrum eines Lasers wird dadurch gewonnen, dass die Lichtintensität in Abhängigkeit der Wellenlänge bestimmt wird. Zu diesem Zweck gibt es verschiedenste Messapparaturen, die sich hinsichtlich Messbereich und Messdauer unterscheiden. Im Rahmen dieser Arbeit kam ein handelsüblicher optischer Spektrumanalysator zur Anwendung.

Wie Abbildung 4.4 zeigt, befindet sich der Laser auf einem temperaturgeregelten Messtisch und wird genauso kontaktiert wie bei der Kennlinienmessung. Das Laserlicht wird in die mit dem optischen Spektrumanalysator verbundene Glasfaser eingekoppelt. Zu diesem Zweck wird die Faser einfach im Abstand von einigen Dutzend Mikrometern

---

<sup>3</sup> *Side Mode Suppression Ratio*



**Abbildung 4.3:** Emissionsspektrum eines lateral gekoppelten InGaAs/AlGaAs Quantenfilm Lasers mit einem SMSR von 48.9 dB.

vor der Auskoppelfacetten platziert und ihre Position solange optimiert, bis das Signal maximal ist.

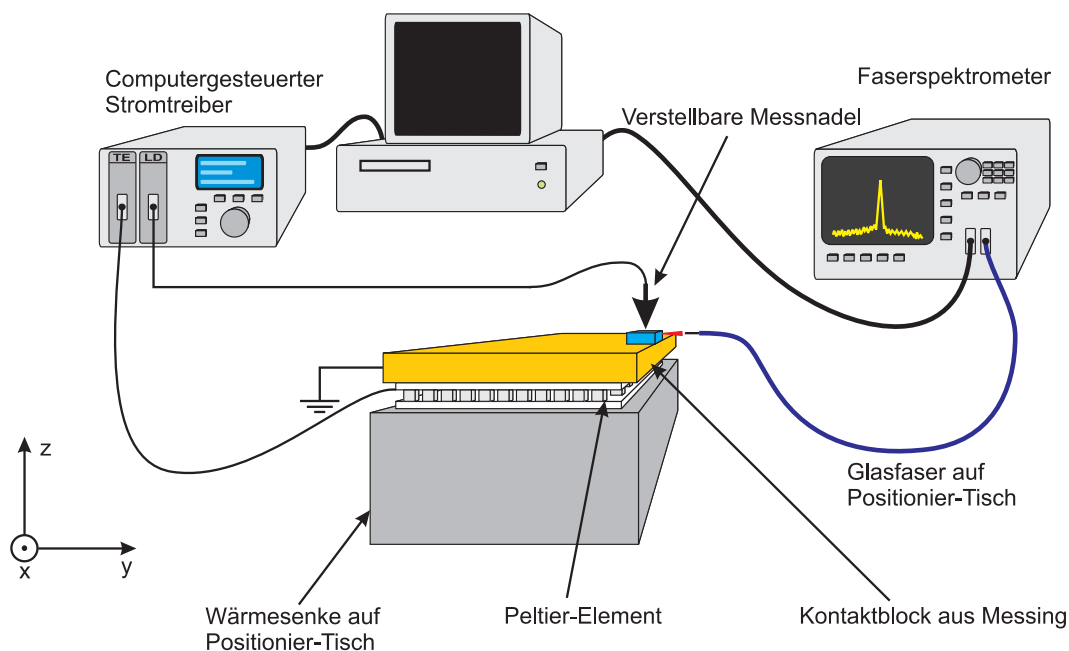
Die Spektrenmessung kann auf diese Weise sowohl im CW- als auch im Pulsbetrieb durchgeführt werden.

## 4.3 Laserfernfeld

### 4.3.1 Fernfeldwinkel

Eine weitere wichtige Kenngröße von Halbleiterlasern ist deren Strahlprofil. Um dieses quantitativ zu erfassen, wird meist die winkelabhängige Intensitätsverteilung bzw. deren Halbwertsbreite (FWHM<sup>4</sup>) in lateraler und transversaler Richtung angegeben. Hierbei wird die transversale Verteilung hauptsächlich von den Dimensionen der Schichtstruktur, die laterale hingegen von der lateralen Strukturierung des Wellenleitersteges bestimmt. Weitergehende Informationen hierzu finden sich in Anhang A.

<sup>4</sup> Full Width Half Maximum



**Abbildung 4.4:** Schematische Darstellung des Spektrenmessplatzes. Das Licht wird mit einer Glasfaser gesammelt und an ein Faserspektrometer weitergeleitet, das gemessene Signal anschließend von einer Messsoftware verarbeitet.

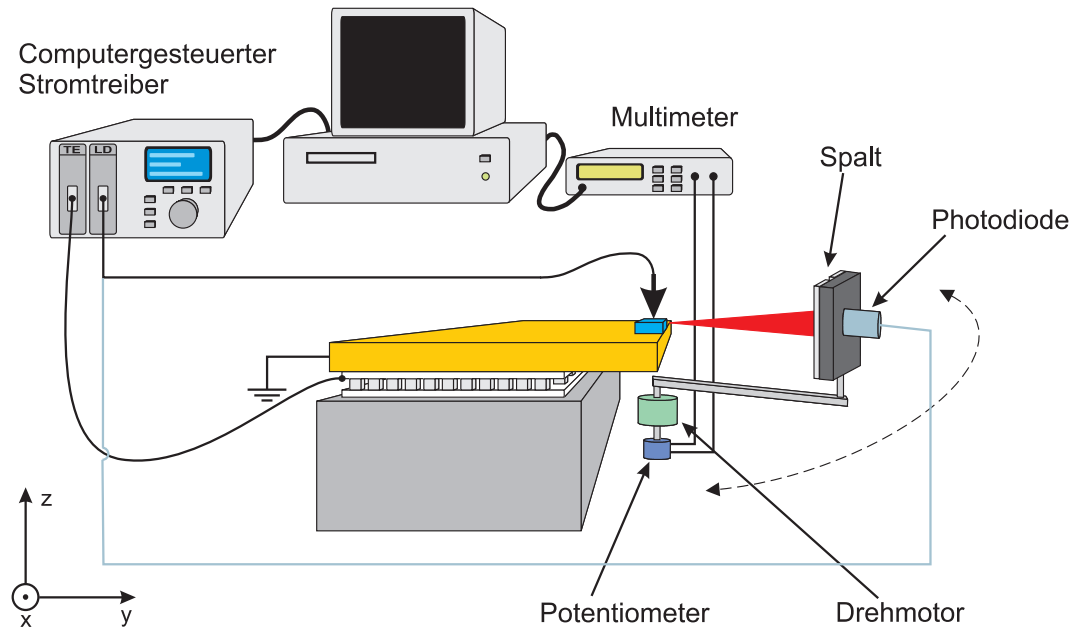
### 4.3.2 Fernfeldmessung

Zur Aufnahme der Laserfernfelder werden die Laser wiederum auf bzw. an einem temperaturgeregelten Messingblock befestigt. Vor den Lasern wird ein auf einer Kreisbahn beweglicher Leistungsdetektor positioniert und justiert. Um eine ausreichende Winkelauflösung zu erreichen ist zwischen Laser und Detektor eine verstellbare Schlitzblende positioniert (vgl. Abbildung 4.5).

Der Detektor kann mittels eines Motors auf einer Kreisbahn vor dem Laser bewegt werden. Seine momentane Position wird dabei über ein Potentiometer ausgelesen und an ein Messprogramm weitergegeben. Auf diese Weise ist es möglich, ein winkelabhängiges Intensitätsprofil in lateraler Richtung aufzunehmen. Um das transversale Fernfeld eines Lasers zu messen, stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung:

Ist die Laserdiode auf einem c-mount montiert, kann sie um  $90^\circ$  gedreht und die Fernfelder so direkt aufgenommen werden. Alternativ kann ein Beamprofiler eingesetzt werden. Dabei handelt es sich um einen Detektor vor dem eine Schlitzblende rotiert. Mit Hilfe des Beamprofilers kann die Intensitätsverteilung in lateraler und transversaler Richtung während einer Messung aufgenommen werden. Um zu winkelabhängigen Wer-

ten zu gelangen, muss die Messung über eine vorher erfolgte Fernfeldmessung kalibriert werden. Diese Messmethode kam vornehmlich bei im Ganzen auf c-mount montierten Laserbarren zum Einsatz, da in diesem Fall nach einer  $90^\circ$  Drehung die Laser nicht mehr einzeln kontaktiert werden können.



**Abbildung 4.5:** Schematische Darstellung des Fernfeld-Messplatzes. Über einen Drehmotor kann die hinter einer Spaltblende montierte Photodiode vor dem Laser geschwenkt werden, ihre Position kann mittels eines Drehpotentiometers und eines Multimeters ausgelesen werden.





# Kapitel 5

## Hochleistungslaserdioden

Ziel dieser Arbeit war es, Laserdioden zu entwickeln, die signifikant höhere monomodi-ge Ausgangsleistungen als herkömmliche lateral gekoppelte DFB-Laser ermöglichen. Hierzu wurden sowohl im Bereich des Epitaxiedesigns als auch in jenem der lateralen Strukturierung neue Designs und Verfahren erarbeitet, welche im Folgenden vorgestellt werden.

### 5.1 Standard DFB-Laser

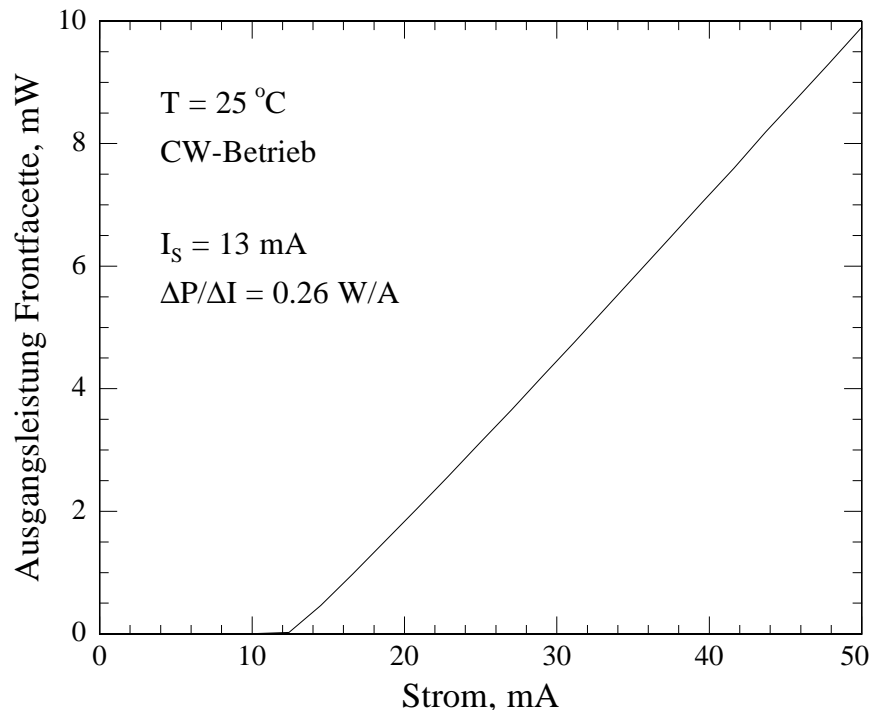
Als Referenz für alle nachfolgenden Variationen von Transversal- und Lateral-Design der Laserdioden wurden zunächst Laser mit herkömmlicher Epitaxie und dem Referenz-Lateral-Design hergestellt und charakterisiert. Die genauen Schichtfolgen dieser und aller weiteren Proben sind Anhang B zu entnehmen.

#### 5.1.1 Allgemeine Parameter

##### 5.1.1.1 Kennlinie

Abbildung 5.1 zeigt die Lichtleistungskennlinie eines auf  $1200 \mu\text{m}$  Länge gespaltenen DFB-Lasers. Diese Kennlinie wurde aufgenommen bevor der Laser verspiegelt wurde, so dass Vergleiche mit anderen Proben ohne Einfluss der jeweiligen Verspiegelung möglich sind. Die Messung wurde bei  $25 \text{ }^\circ\text{C}$  bis zu einem Maximalstrom von  $50 \text{ mA}$  durchgeführt. Der Schwellenstrom des unverspiegelten Lasers beträgt  $13 \text{ mA}$ , für die Effizienz  $\Delta P/\Delta I$  ergibt sich ein Wert von  $0.26 \text{ W/A}$  je Facette. Zieht man die Tatsache in Betracht, dass sich die Ausgangsleistung bei unverspiegelten Facetten gleichmäßig auf diese verteilt, ist die Gesamteffizienz dieses Lasers also  $0.52 \text{ W/A}$ . Für den Fall eines idealen Bauteils ohne jegliche Verluste kann unter Zuhilfenahme von Gleichung 4.1 eine maximale Effizienz von

1.27 W/A ermittelt werden. Die Abweichung der an den realen Bauteilen ermittelten Werte von diesem Idealwert ist durch eine Vielzahl von Verlustfaktoren bedingt, die sich in geometrische Verluste, Absorptionsverluste und Spiegelverluste einteilen lassen.

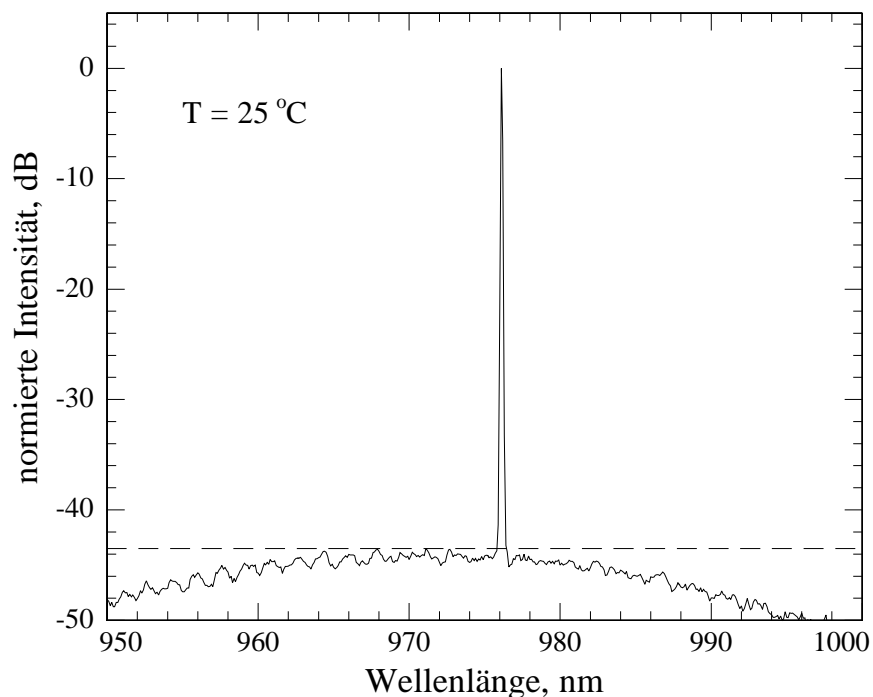


**Abbildung 5.1:** *Leistungskennlinie eines 1200  $\mu\text{m}$  langen DFB-Lasers mit Standard-design. Der unverspiegelte Laser weist einen Schwellenstrom in Höhe von 13 mA sowie eine Effizienz von 0.26 W/A je Facette auf.*

### 5.1.1.2 Spektrales Verhalten

Das spektrale Verhalten wurde anhand eines verspiegelten DFB-Lasers mit einer Gitterperiode von 147.48 nm untersucht. Bei einer Temperatur von 25 °C und einem Strom von 80 mA liegt die Emissionswellenlänge bei 976.1 nm (siehe Abbildung 5.2), das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis beträgt 43 dB. Der effektive Brechungsindex kann aus Gitterperiode und Emissionswellenlänge berechnet werden und beträgt bei Lasern auf diesem Material 3.31.

Aufgrund des direkt proportionalen Zusammenhangs zwischen effektivem Brechungsindex und Emissionswellenlänge wird die spektrale Lage der Emission durch externe Manipulationen des Brechungsindex beeinflusst. Je nach Anwendungsbereich sind solche

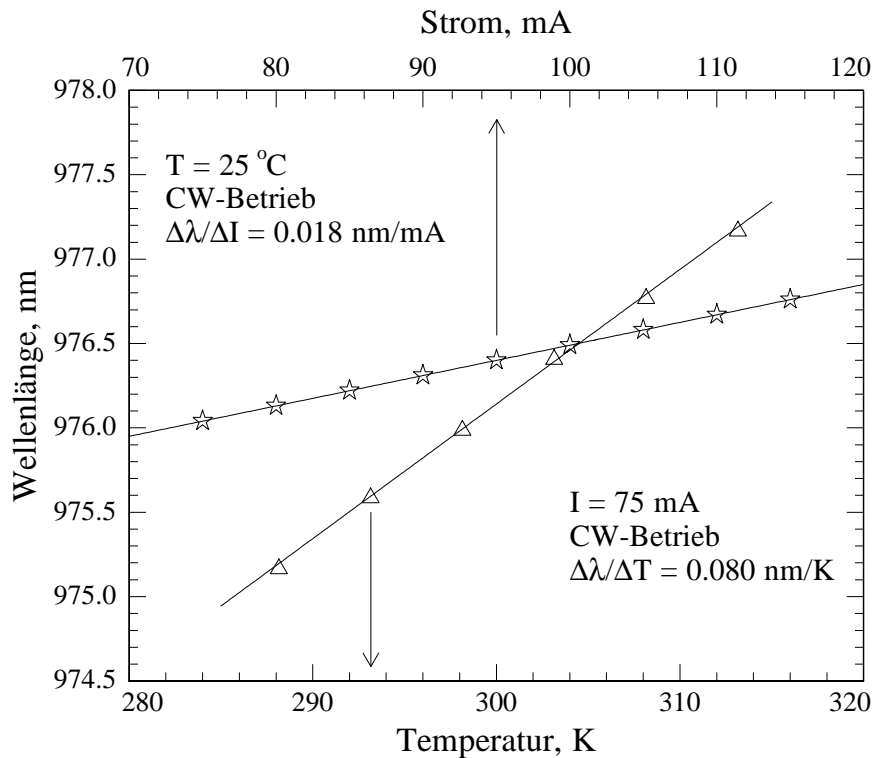


**Abbildung 5.2:** *Emissionsspektrum eines 1200  $\mu\text{m}$  langen Lasers mit herkömmlicher Epitaxie- und Lateralstruktur. Bei einer Temperatur von 25  $^{\circ}\text{C}$  und einem Betriebsstrom von 80 mA liegt das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis bei 43 dB, die Emissionswellenlänge beträgt 976.1 nm.*

Änderungen der Emissionslage des Lasers erwünscht, um beispielsweise Absorptionslinien von Gasen zu überstreichen, oder aber unerwünscht, wie z. B. im Fall von Pump Laserdioden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Strom- und Temperaturabhängigkeit der Emissionswellenlänge der Laser untersucht. Diese beruhen im Wesentlichen auf zwei Effekten, nämlich der Änderung der Ladungsträgerdichte (Plasma-Effekt [Ben90]) und der Änderung der Lasertemperatur [Woo92]. Allerdings ist der durch die Änderung der Ladungsträgerdichte erzielte Effekt deutlich geringer als der durch die bei Stromerhöhung ebenfalls auftretende Temperaturzunahme bedingte, so dass letztlich in beiden Fällen eine Zunahme der Lasertemperatur für das Schieben der Wellenlänge verantwortlich ist.

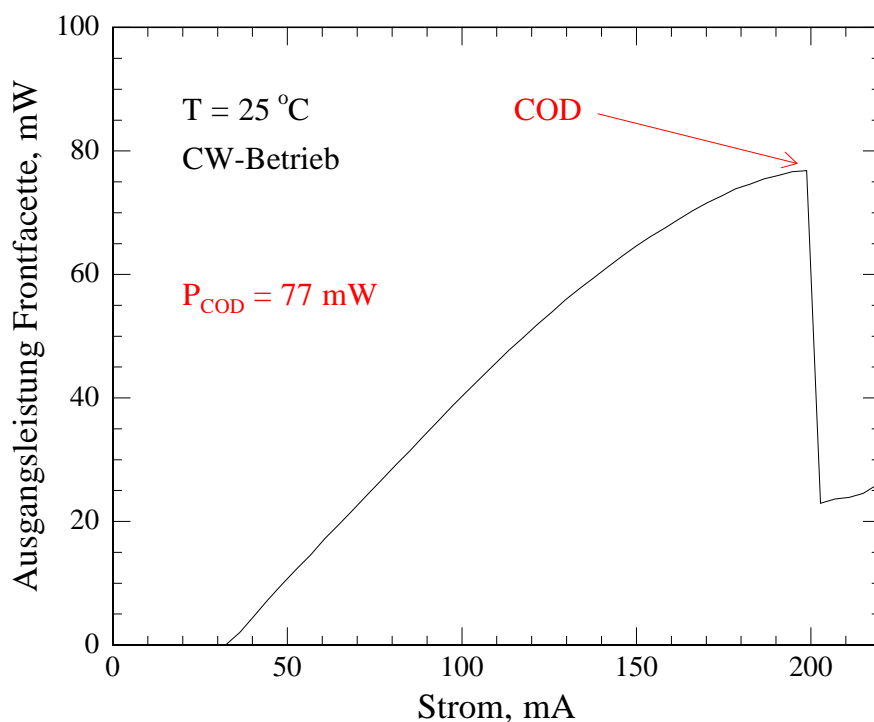
Um die Stromabhängigkeit der Emissionswellenlänge zu ermitteln, wurde bei einer konstanten Temperatur von 25  $^{\circ}\text{C}$  in 5 mA Schritten eine Stromserie von 75 bis 115 mA aufgezeichnet. Analog hierzu wurde die Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge ermittelt. Bei einem konstanten Strom von 75 mA wurden die bei Temperaturen zwischen 15 und 40  $^{\circ}\text{C}$  erzielten Emissionswellenlängen aufgezeichnet, wobei der Temperaturunterschied zwischen den einzelnen Messungen jeweils 5  $^{\circ}\text{C}$  betrug. Die Ergebnisse dieser

beiden Messungen sind in Abbildung 5.3 dargestellt. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, ergab sich in beiden Fällen jeweils eine lineare Abhängigkeit der Wellenlänge. Die sich aus den Ausgleichsgeraden ergebenden Werte sind  $\Delta\lambda/\Delta I = 0.018 \text{ nm/mA}$  für die Stromabhängigkeit sowie  $\Delta\lambda/\Delta T = 0.080 \text{ nm/K}$  im Falle der Temperaturabhängigkeit. Bildet man in Gleichung 2.13 die Ableitung nach  $dT$ , so erhält man bei bekannter Gitterperiode  $\Lambda$  und Gitterordnung  $m$  unter Berücksichtigung des bekannten Wertes für  $\Delta\lambda/\Delta T$  von  $0.080 \text{ nm/K}$  die Temperaturabhängigkeit des effektiven Brechungsindex. In diesem Fall ergibt sich so für  $dn_{eff}/dT$  ein Wert von  $2.71 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ . Die Stromabhängigkeit der Lasertemperatur  $\Delta T/\Delta I$  kann unter der Annahme, dass die durch die Änderung der Ladungsträgerdichte verursachte Brechungsindexänderung gegenüber der thermisch induzierten vernachlässigbar ist, bestimmt werden. Sie ergibt sich aus dem Quotienten von  $\Delta\lambda/\Delta I$  und  $\Delta\lambda/\Delta T$  zu  $0.225 \text{ K/mA}$ . Hieraus kann nun der thermische Widerstand  $\Delta\lambda/\Delta P$  bestimmt werden. Dieser beträgt  $0.177 \text{ K/mW}$ .



**Abbildung 5.3:** Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von Temperatur (Dreiecke) und Betriebsstrom (Sterne). Die sich aus den Ausgleichsgeraden ergebenden Werte für  $\Delta\lambda/\Delta T$  bzw.  $\Delta\lambda/\Delta I$  sind  $0.080 \text{ nm/K}$  sowie  $0.018 \text{ nm/mA}$ .

## 5.1.2 COD



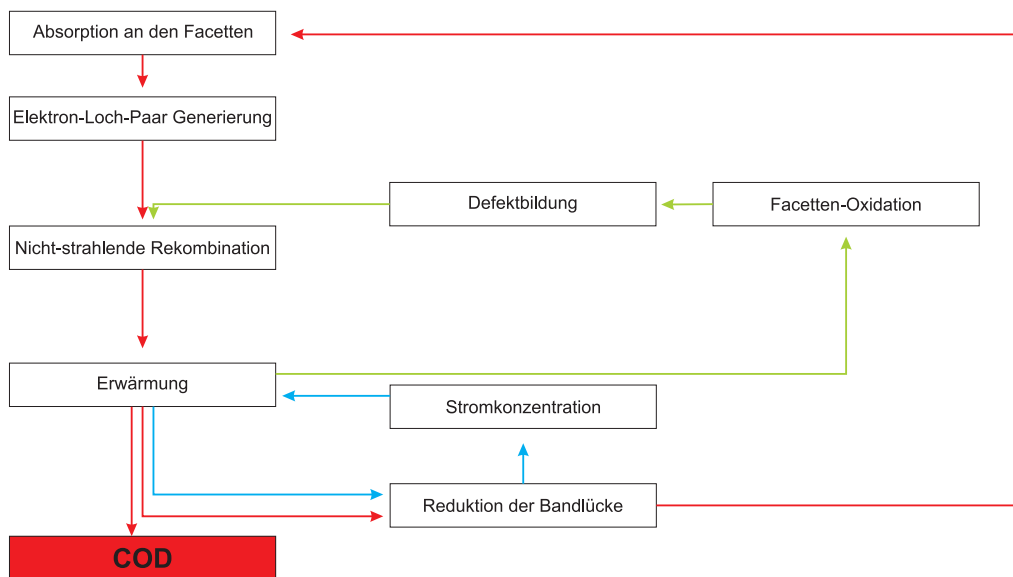
**Abbildung 5.4:** *Leistungskennlinie eines 1500  $\mu\text{m}$  langen Referenz-DFB-Lasers mit 2.0  $\mu\text{m}$  breitem Wellenleitersteg. Bei einer Leistung von 77 mW ist der durch COD bedingte abrupte Einbruch der Ausgangsleistung zu erkennen.*

Abbildung 5.4 zeigt die Lichtleistungskennlinie eines 1500  $\mu\text{m}$  langen Lasers mit vergüteten Facetten (10% und 90%) und 2.0  $\mu\text{m}$  breitem Wellenleitersteg. Deutlich zu erkennen ist das Einsetzen des thermischen Überrollens bei einem Strom von etwa 125 mA sowie der durch COD bedingte Einbruch bei einer Ausgangsleistung von 77 mW. Die Leistungsdichte, die bei Halbleiterlasern auf AlGaAs-Basis zum Aufschmelzen der Facetten und damit zum COD führt, liegt im Bereich von 10 MW/cm<sup>2</sup>. Die für dieses Design durchgeführten Simulationsrechnungen lassen eine COD-Schwelle im Bereich von 80 mW erwarten. Dieser Wert wird durch die Messung bestätigt.

## 5.2 Der COD-Prozess

Die beiden wichtigsten Effekte, die die Ausgangsleistung kantenemittierender Halbleiterlaser limitieren, sind das durch Überhitzen der Bauteile hervorgerufene so genannte thermische Überrollen sowie COD. Da das thermische Überrollen zum einen durch Optimierungen im Bereich der Lasermontage stark verbessert werden kann und zum anderen durch gepulsten Betrieb der Laser oftmals komplett umgangen wird, stellt der auch im Pulsbetrieb der Laserdioden auftretende COD die beherrschende Limitierung für Hochleistungslaser mit Ausgangsleistungen im Bereich mehrerer hundert Milliwatt oder mehr dar.

Die Ursachen von COD waren im Laufe der vergangenen drei Jahrzehnte Gegenstand vieler Untersuchungen [Hen79, Tod86, Bru90, Che93, Sch94, Cob07]. Der tatsächliche COD-Prozess ist ein Überhitzen der Laserfacette aufgrund hoher Leistungsdichten. Ursache dafür ist ein Zusammenwirken verschiedener thermischer und chemischer Prozesse, die während des Laserbetriebs an der Facette ablaufen. Diese Effekte verstärken sich selbst, die Zusammenhänge sind in Abbildung 5.5 dargestellt.



**Abbildung 5.5:** Mechanismus der Facetten-Degradation.

An der Facette von Laserdioden können aufgrund der Brechung der Kristallsymmetrie auch Zustände innerhalb der Bandlücke existieren. Folglich kommt es dort zu einer Absorption von Licht bei der Elektron-Loch-Paare generiert werden. Diese rekombinieren strahlungslos, wodurch die Temperatur an der Laserfacette ansteigt. Dies wiederum resultiert in einer Verkleinerung der Bandlücke, so dass mehr Licht absorbiert werden

kann. Schließlich wird die Schmelztemperatur des Halbleitermaterials erreicht und es kommt zum COD. Gleichzeitig läuft ein weiterer Prozess ab, welcher den Mechanismus verstärkt: Die steigende Temperatur begünstigt die Oxidation der Facette, was wiederum zu einer Zunahme von Defektstellen und damit erhöhter nicht-strahlender Rekombination führt. Dieser photo-gestützte Oxidationsprozess kann als Injektion von Defekten in die aktive Zone des Lasers verstanden werden [Fuk91].

Um Halbleiterlaser auch bei hohen Ausgangsleistungen betreiben zu können, müssen daher Wege gefunden werden, diese Prozesse zu unterbinden oder wenigstens so weit wie möglich hinauszuzögern. Dies ist Gegenstand der vorliegenden Arbeit. Im Folgenden werden herkömmliche Lösungsansätze beschrieben. Anschließend werden die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Konzepte vorgestellt.

### 5.3 Facetten-Vergütung

Das übliche Vorgehen besteht darin, die Facetten der Laser mit Vergütungsschichten zu versehen. Aufgrund des Brechungsindexsprungs an der Halbleiter-Luft Grenzfläche weisen zunächst beide Facetten eine Reflektivität von etwa 30 % auf. Das bedeutet, dass an der Rückfacette 50 % der Lichtleistung emittiert werden und somit für die Anwendung nicht zur Verfügung stehen. Daher wird bei Laserdioden zur Konzentration der Emission auf eine Facette immer eine Facettenvergütung durchgeführt. Dabei werden dünne Schichten dielektrischer Materialien auf die Facetten aufgebracht<sup>1</sup> um die Reflektivität der jeweiligen Facette zu beeinflussen. In Abbildung 5.6 ist dargestellt, wie sich die an der Frontfacette emittierte Leistung in Abhängigkeit der Facettenreflektivitäten verändert<sup>2</sup>. Dabei genügt die Leistungsverteilung folgender Bedingung [Ham91],

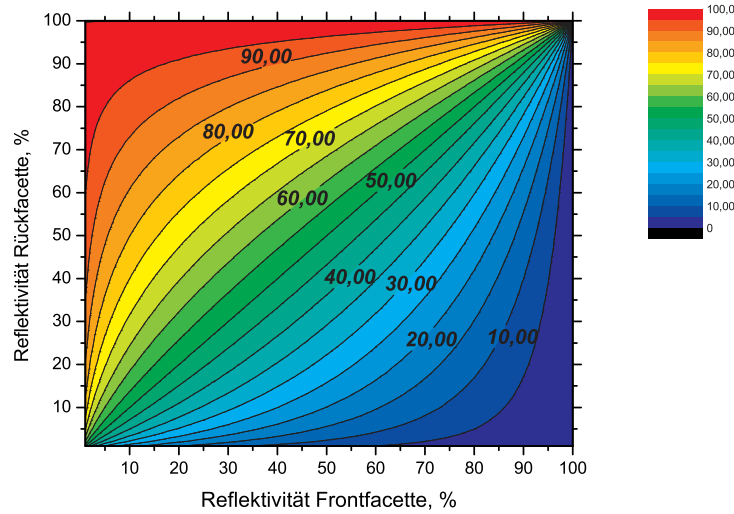
$$\frac{P_{AR}}{P_{HR}} = \frac{\sqrt{R_{HR}}(1 - R_{AR})}{\sqrt{R_{AR}}(1 - R_{HR})} \quad (5.1)$$

wobei  $P_{AR}$  und  $P_{HR}$  die an der nieder- bzw. hochreflektierenden Facette emittierte Leistung und  $R_{AR}$  und  $R_{HR}$  die jeweilige Facettenreflektivität bezeichnen.

Dabei ist zu beachten, dass die für den COD verantwortliche Leistung nicht die ausgekoppelte (und damit messbare) Ausgangsleistung  $P_{out}$  alleine ist, sondern die gesamte an der Facette ankommende Leistung  $P_{int}$ . Diese ist die Summe aus einfallender und

<sup>1</sup> Dies kann mit Hilfe verschiedener Verfahren geschehen; üblich sind thermisches oder Elektronenstrahl-Verdampfen sowie Sputterprozesse.

<sup>2</sup> Zudem ändert sich durch Verspiegelung auch die gesamte vom Laser emittierte Leistung.



**Abbildung 5.6:** Aus der Frontfacette ausgekoppelter Anteil der Gesamtleistung in Abhängigkeit der Facettenreflektivitäten.

reflektierter Leistung und hängt somit vom Reflexionsvermögen  $R$  der Facette wie folgt ab [Mos91]:

$$\frac{P_{int}}{P_{out}} = \frac{1 + R}{1 - R} \quad (5.2)$$

Bei gleichbleibender Nutzleistung lässt sich die interne Laserleistung bei einer Entspiegelung der Frontfacette ( $R=0.05$  statt  $R=0.3$ ) somit um mehr als 40 % reduzieren.

Die aufgetragenen Facettenvergütungen erfüllen allerdings nicht nur diese Zwecke. Vielmehr dienen sie auch der Passivierung der Facetten und ermöglichen es so, die COD-Schwelle der Laserfacette zu beeinflussen [Tu96]. Dabei wird die Halbleiteroberfläche versiegelt und so Oxidationsprozesse, die eine wesentliche Rolle beim Auftreten von COD spielen, unterbunden [Res05, Sil05]. Außerdem kann im Rahmen des Passivierungsprozesses die Zustandsdichte von Störstellen an den Grenzflächen der Laserfacette reduziert oder zumindest stabilisiert werden [Res05]. Hierzu wurden im Laufe der letzten Jahre verschiedenste Prozesse entwickelt [Gas92, Hir00, Kaw01, Res03, Sil03]. Entscheidend für deren Güte ist die Anzahl von Störstellen, die unter der Passivierungsschicht eingeschlossen werden. Um diese zu reduzieren wird die Zeit, die die gespaltenen Facetten außerhalb des Vakuums verbringen verkürzt. Außerdem können verschiedene Reini-



gungsschritte durchgeführt werden, bevor die Passivierungsschicht aufgebracht wird.

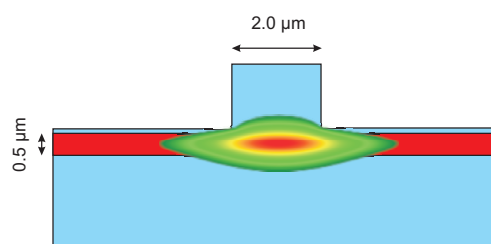
## 5.4 Reduzierung der Leistungsdichte

Einen weitaus elementareren Ansatz stellt das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Verfahren dar. Anstatt die durch die sehr hohen Leistungsdichten verursachten Degradationsprozesse zu unterbinden, wird die Leistungsdichte selbst reduziert<sup>3</sup>. Hierzu wurden zwei wesentliche Änderungen im Laserdesign vorgenommen. Zum einen wurde der Aufbau der Epitaxie selbst verändert, zum anderen die laterale Strukturierung des Stegwellenleiters. Beide Änderungen beeinflussen die Nahfeldverteilung der Lasermode, welche die für die Facettenleistungsdichte ausschlaggebende Größe ist.

Um die verschiedenen im Folgenden präsentierten Ansätze im Hinblick auf das COD-Verhalten quantitativ vergleichen zu können, wird die *effektive Modenfläche*  $A_{eff}$  eingeführt. Diese ist als das auf die maximale Leistung  $P_{max}$  normierte Flächenintegral der Leistung  $P$  definiert:

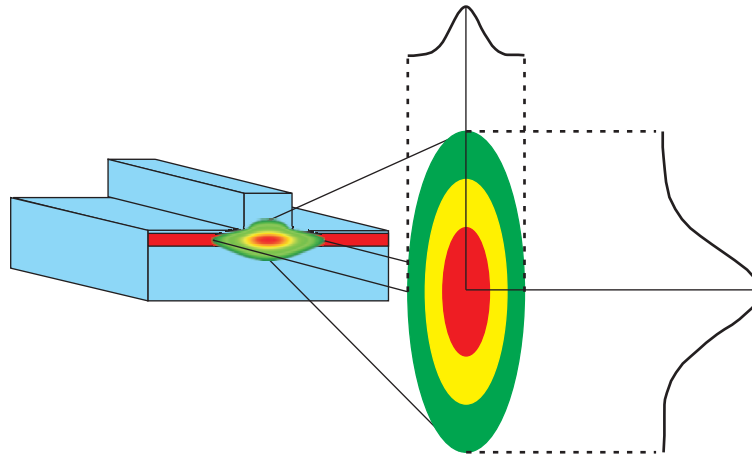
$$A_{eff} = \frac{\int P \cdot df}{P_{max}} \quad (5.3)$$

Wesentlich einfacher zu messen ist allerdings die Fernfeldcharakteristik. Da diese über eine Fouriertransformation mit der Nahfeldverteilung verknüpft ist, können Fernfeldmessungen auch dazu dienen, Aussagen über das Nahfeld der Laserdioden zu erhalten. Die zugrunde liegenden theoretischen Prinzipien werden in Anhang A näher erläutert.



**Abbildung 5.7:** Berechnetes Nahfeld eines Stegwellenleiterlasers mit einer Stegbreite von  $2.0 \mu\text{m}$  und einer transversalen Ausdehnung des Wellenleiters von  $0.5 \mu\text{m}$ .

<sup>3</sup> Was natürlich mit allen vorher genannten Verfahren kombiniert werden kann, um die Stabilität der Laserdioden noch weiter zu verbessern.



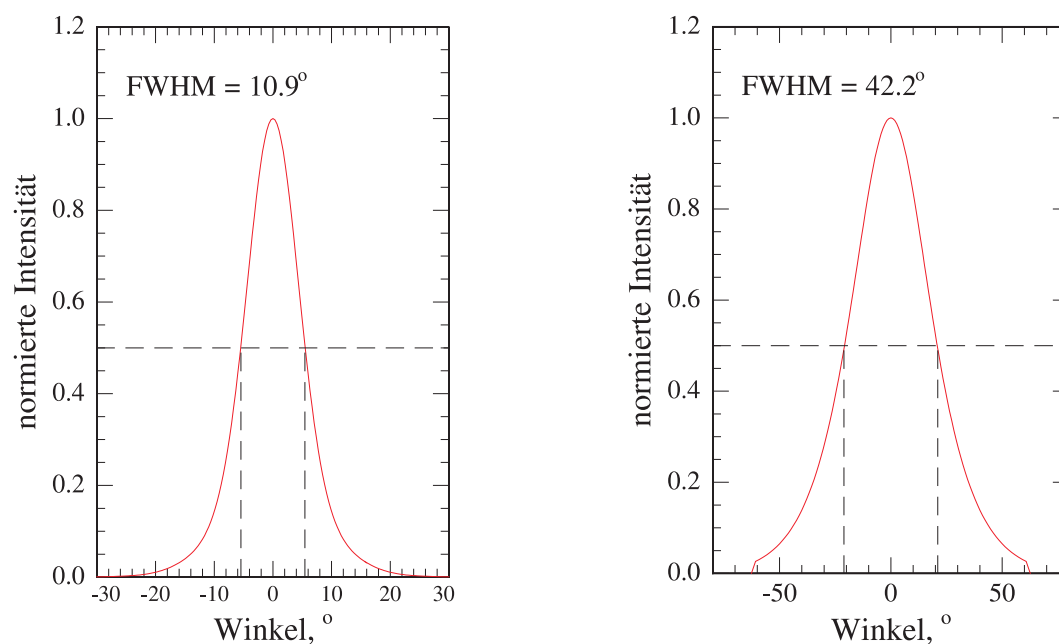
**Abbildung 5.8:** Schematische Darstellung des elliptischen Fernfeldes eines Stegwellenleiterlasers.

Abbildung 5.7 zeigt die berechnete<sup>4</sup> Nahfeldverteilung auf der Facette eines Lasers mit  $2.0\ \mu\text{m}$  breitem Stegwellenleiter und  $0.5\ \mu\text{m}$  dicker Wellenleiterschicht. Bei einer Wellenlänge von  $980\ \text{nm}$  beträgt der Brechungsindexkontrast zwischen Wellenleiter und Mantelschicht etwa  $0.16$ . Aufgrund der unterschiedlich starken Lokalisation der Lichtmode in lateraler und transversaler Richtung ergibt sich ein elliptisches Fernfeld, dessen Öffnungswinkel senkrecht zur Schichtfolge um einen Faktor zwei bis vier größer ist als parallel dazu<sup>5</sup>. Dies ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

Abbildung 5.9 zeigt Schnitte in horizontaler und vertikaler Richtung durch das simulierte Fernfeld des Lasers, dessen Nahfeld in Abbildung 5.7 zu sehen ist. Die Halbwertsbreiten betragen  $10.9^\circ$  in lateraler und  $42.2^\circ$  in transversaler Richtung. Abbildung 5.10 zeigt die an einem der Referenz-Laser tatsächlich gemessenen Fernfelder. Die Werte der Halbwertsbreiten von  $9.8^\circ$  in lateraler und  $41.5^\circ$  in transversaler Richtung stimmen sehr gut mit den von der Simulation vorhergesagten Werten überein. Eng einher mit der Ausprägung der Fernfelder geht die erreichbare Effizienz bei der Einkopplung des Lichts in optische Systeme wie z. B. Glasfasern. Aufgrund des stark elliptischen Fernfeldes ermöglichen Standard-Laser mit der hier gezeigten Fernfeldcharakteristik bei Einkopplung in runde Glasfasern ohne spezielle Optiken Kopplungseffizienzen von typischerweise deutlich unter  $50\ \%$ . Im vorliegenden Fall konnten  $35\ \%$  des vom Laser an einer Facette emittierten Lichts nach Einkopplung in eine Glasfaser an deren Ende gemessen werden. Hierzu wurde der auf ein Gehäuse aufgebaute Laser fixiert und eine Faser vom Typ

<sup>4</sup> Alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen wurden mit dem in Anhang C beschriebenen Simulationsprogramm durchgeführt.

<sup>5</sup> Daher spricht man von *fast* bzw. *slow axis* für transversale und laterale Richtung.



**Abbildung 5.9:** Berechnete Fernfelder des Lasers aus Abbildung 5.7 in lateraler (links) und transversaler (rechts) Richtung.

SMF28 mit einer kommerziellen Faserkopplungsanlage so positioniert, dass die an ihrem Ende gemessene Lichtleistung maximal war. Dieser Wert wurde mit dem Ergebnis einer Freistrahlmessung verglichen.

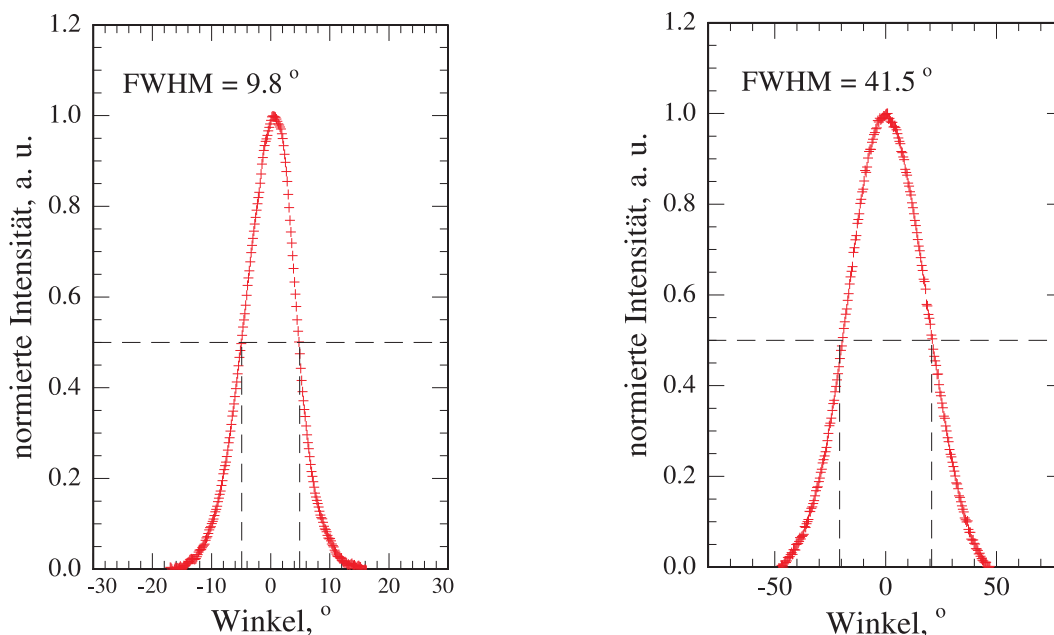
### 5.4.1 Optimierung der transversalen Laserstruktur

Um die Leistungsdichte zu reduzieren, muss also die effektive Modenfläche erhöht werden. In erster Linie ist die Nahfeldverteilung der Lasermode durch die beiden Parameter Schicht- und Steggeometrie bestimmt. Von besonderer Bedeutung ist die Dicke des Schichtwellenleiters. Bei Standardstrukturen bewegt sich diese im Bereich weniger hundert Nanometer<sup>6</sup>. Durch die Ausdehnung auf  $2\text{--}3\ \mu\text{m}$  erhält man einen LOC-Wellenleiter.

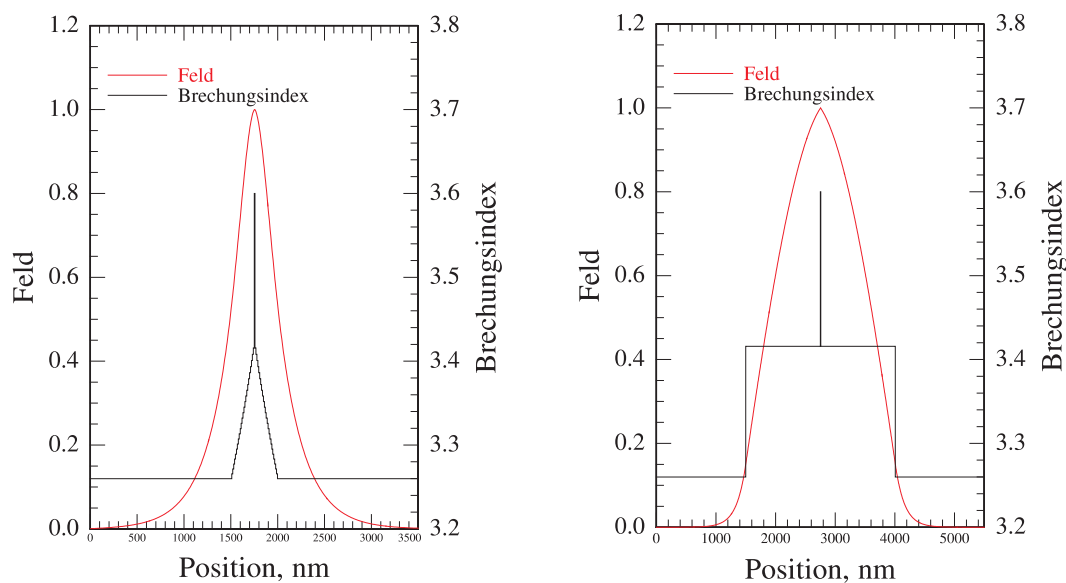
Abbildung 5.11 stellt einen Schnitt durch die Feldverteilung im Wellenleiter für eine Standardstruktur mit  $0.5\ \mu\text{m}$  dickem GRINSCH Wellenleiter und einer LOC mit  $2.5\ \mu\text{m}$  dickem<sup>7</sup> Wellenleiter gegenüber. Hieraus ist leicht ersichtlich, dass die Mode den dickeren

<sup>6</sup> Die Dimensionen sind stark wellenlängenabhängig. Als Faustregel kann gelten, dass die Wellenleiterdicke etwa der doppelten Wellenlänge des Laserlichts im Halbleitermaterial entspricht.

<sup>7</sup> Aufgrund des zur aktiven Schicht hin ansteigenden Brechungsindexprofils eines GRINSCH-Wellenleiters ist die Mode in der Mitte des Wellenleiters stark lokalisiert, was ihrer Ausbreitung über eine große Fläche entgegenwirkt. Daher ist es im Fall einer LOC nicht sinnvoll einen GRINSCH-Wellenleiter einzusetzen.



**Abbildung 5.10:** Gemessene Fernfelder eines Lasers mit Standard-Design. Die Halbwertsbreiten betragen  $9.8^\circ$  (lateral) bzw.  $41.5^\circ$  (transversal).

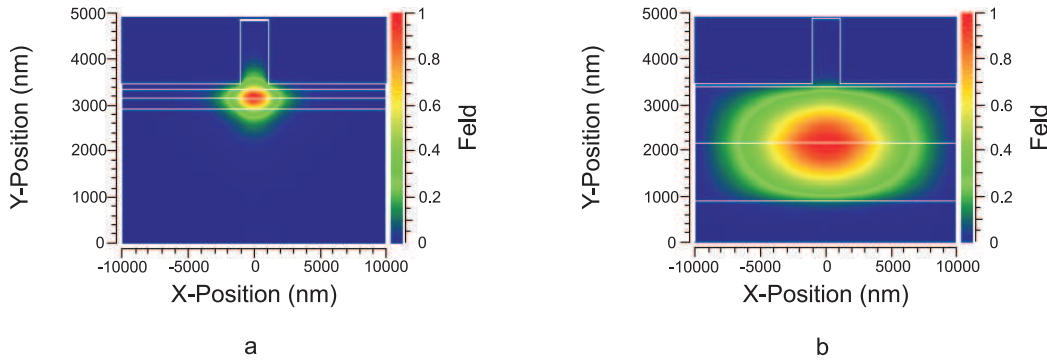


**Abbildung 5.11:** Berechnete transversale Feldverteilung in  $0.5 \mu\text{m}$  Standard Wellenleiter und  $2.5 \mu\text{m}$  LOC.

Wellenleiter der LOC vollkommen ausfüllt und folglich in transversaler Richtung weniger stark lokalisiert ist.

Durch den größeren Abstand der Lasermode vom Wellenleitersteg ergibt sich auch eine deutliche schwächere laterale Führung, so dass sich die Mode parallel zur aktiven

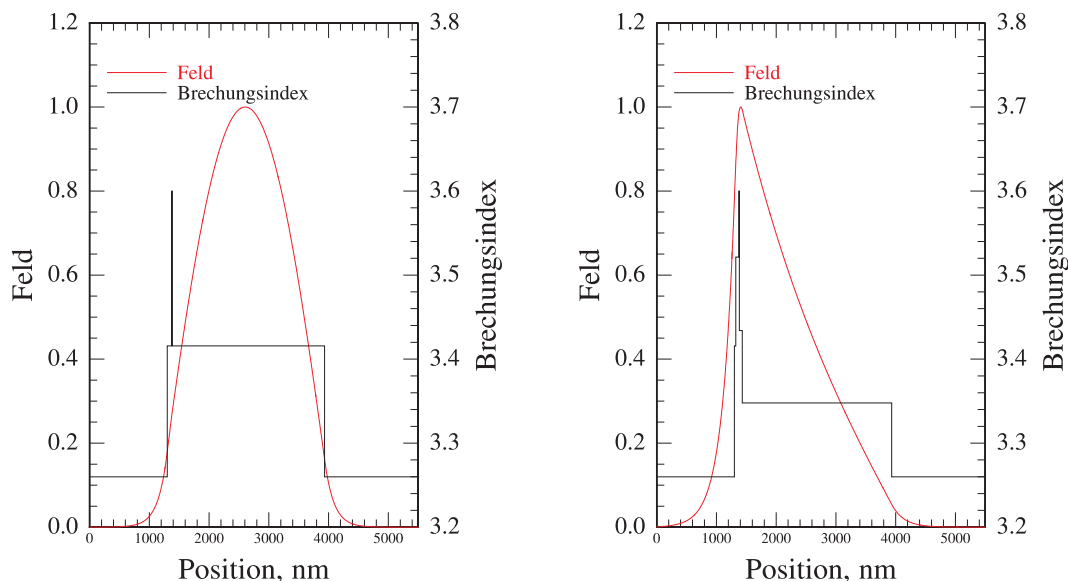
Schicht weiter ausdehnt. Abbildung 5.12 zeigt Simulationen der Nahfeldverteilungen von Standard- und LOC-Struktur. Die zugehörigen Werte für  $A_{eff}$  sind  $0.80 \mu\text{m}^2$  respektive  $8.95 \mu\text{m}^2$ . Durch den Einsatz einer LOC-Struktur kann die effektive Modenfläche also um einen Faktor von 11 erhöht werden.



**Abbildung 5.12:** Nahfeldverteilungen für eine Standard-Struktur (a) und eine LOC-Struktur mit  $2.5 \mu\text{m}$  dicker Wellenleiterschicht (b). Die effektive Modenfläche der LOC-Struktur ist mit  $8.95 \mu\text{m}^2$  ca. 11 mal größer als die der Standardstruktur ( $0.80 \mu\text{m}^2$ ).

Im Falle lateral gekoppelter DFB-Laser ergibt sich bei der Verwendung von LOC Strukturen allerdings ein gravierender Nachteil: Durch den um einen Faktor vier bis sechs größeren Abstand der aktiven Schicht zum modenselektiven DFB Gitter reduziert sich der Überlappfaktor drastisch. Dies geht einher mit Einbußen im Seitenmodenunterdrückungsverhältnis bis hin zum vollständigen Verlust der Gitterkopplung. Um dies zu verhindern, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neuartiges Konzept für das Schichtdesign von Halbleiterlasern entwickelt welches ein kleines transversales Fernfeld mit guter Gitterkopplung vereinbart und, zusammen mit den in Abschnitt 5.4.2 vorgestellten Änderungen der Stegeometrie, zum Patent angemeldet.

Im Vergleich zu einer herkömmlichen LOC-Struktur wurde die Lage der aktiven Schicht verändert. Anstatt, wie im Falle des Standard-Designs und auch der LOC üblich, in der Mitte des Schichtwellenleiters wurde sie nur wenige Dutzend Nanometer unterhalb der Oberkante desselben platziert. Wie dem linken Teil von Abbildung 5.13 zu entnehmen ist, führt dies allein allerdings noch nicht dazu, dass sich die Lage der Mode deutlich ändert. Erst durch das Absenken des Brechungsindex im unteren Wellenleiterteil und eine gleichzeitigen Erhöhung desselben im oberen Bereich des Wellenleiters tritt der gewünschte Effekt ein. Der rechte Teil von Abbildung 5.13 zeigt den transversalen Feldverlauf der Lichtmode in einer solchen asymmetrischen LOC Struktur. Es ist deutlich zu sehen, dass das Feld nun an der Oberkante des Schichtwellenleiters konzentriert ist.



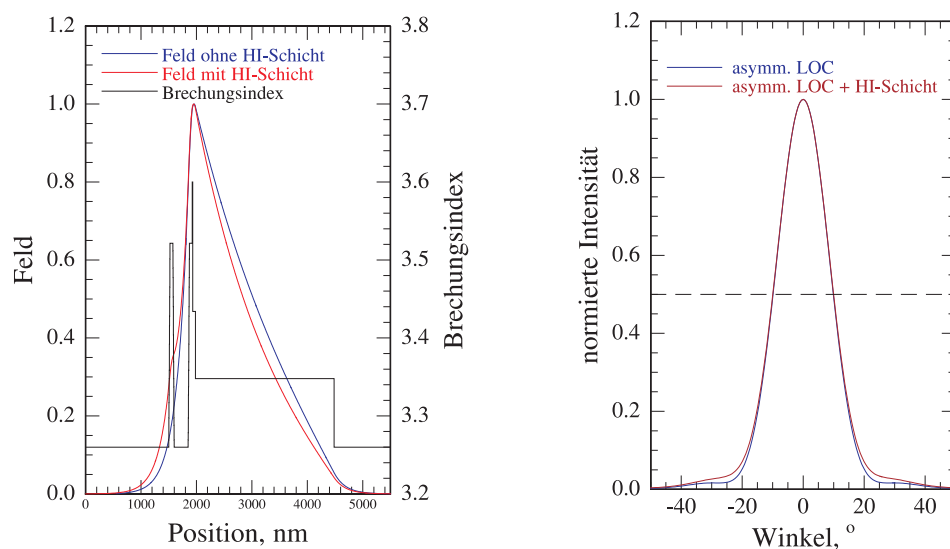
**Abbildung 5.13:** *Feldverlauf in einem asymmetrischen Wellenleiter mit LOC. Links ist der Verlauf für den Fall einer asymmetrisch positionierten aktiven Schicht dargestellt. Der Verlauf unter zusätzlicher Anpassung der Brechungsindizes im Wellenleiter ist rechts dargestellt.*

Insbesondere der Ausläufer des Feldes oberhalb der aktiven Schicht gewährleistet eine deutlich bessere Gitterkopplung als beim bloßen LOC-Material. Der weit in den Unterteil des Wellenleiters hineinragende Ausläufer der Feldverteilung garantiert eine nach wie vor deutlich geringere transversale Lokalisation der Lichtmode, was zu ähnlich schmalen transversalen Fernfeldern wie im LOC-Design führt.

Schließlich wurde noch eine weitere Modifikation der Schichtstruktur eingeführt. Da das Maximum der Feldstärke beim asymmetrischen Design zwar an den oberen Rand des Wellenleiters verlagert ist, dort aber steil abfällt, kann dies weiterhin zu Problemen in Hinsicht auf eine ausreichende Gitterkopplung der Bauteile führen. Eine Möglichkeit ausreichend hohe Gitterkopplung zu gewährleisten wäre, den Stegwellenleiter sehr nahe an die Oberkante des Schichtwellenleiters heran zu ätzen. Aufgrund von möglichen Schwankungen in der Ätzrate und Inhomogenitäten im Ätzprofil birgt diese Vorgehensweise allerdings ein nicht unerhebliches Risiko, den Wellenleiter während des Ätzschrittes zu beschädigen, was negative Folgen wie etwa eine verringerte Lebensdauer der Laser oder im Extremfall einen Totalausfall der Bauteile haben kann.

Durch das Einbringen einer Materialschicht mit hohem Brechungsindex (HI-Schicht) in die obere Mantelschicht der Laserstruktur, kann die Feldverteilung etwas in Richtung dieser Schicht verformt werden (vgl. Abbildung 5.14). Da sich die Veränderung

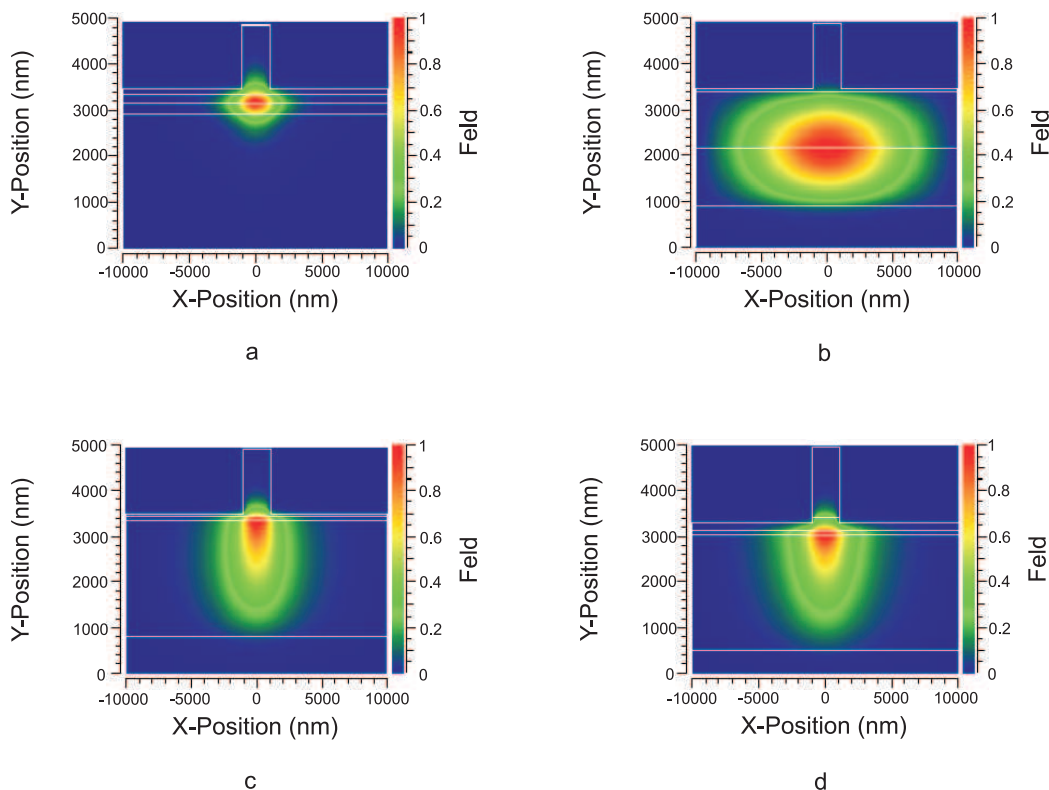
der Feldverteilung vor allem in Bereichen abseits des Intensitätsmaximums bemerkbar macht (siehe auch Abbildung 5.15 c und d), wird das Fernfeld nur am Rand marginal beeinflusst. Die Halbwertsbreite dagegen ändert sich nicht.



**Abbildung 5.14:** Vergleich der Feldverläufe für Schichtstruktur ohne (blaue Linie) und mit (rote Linie) HI-Struktur in der oberen Mantelschicht (links). Durch die HI-Schicht ergibt sich ein Abflachen im Feldabfall im Bereich des höheren Brechungsindex. Rechts sind die transversalen Fernfelder für eine asymmetrische LOC mit (rot) und ohne (blau) HI-Schicht zu sehen. Sie unterscheiden sich nur im Bereich der Ausläufer.

Abbildung 5.15 zeigt einen Vergleich der Nahfeldverteilungen der verschiedenen vorgestellten Schichtstrukturen unter Annahme eines jeweils  $2.0 \mu\text{m}$  breiten Stegwellenleiters.

Wie Tabelle 5.1 zu entnehmen ist, ergibt sich durch Verwendung einer LOC Struktur eine Verbesserung der effektiven Modenfläche um einen Faktor von etwa 11 auf  $8.95 \mu\text{m}^2$  im Vergleich zu  $0.80 \mu\text{m}^2$  im Fall der Standardstruktur. Wie bereits angesprochen, stellt die Kombination von LOC Design und einer lateralen Kopplungsstruktur eine große Herausforderung dar. Die beiden hier vorgestellten Schichtdesigns asymmetrische LOC und asymmetrische LOC mit HI-Schicht garantieren ebenfalls eine verbesserte effektive Modenfläche von  $2.57$  bzw.  $2.48 \mu\text{m}^2$ . Im Falle einer maximalen Facettenbelastbarkeit von  $10 \text{ MW}/\text{cm}^2$  kommt dies einer COD-Schwelle von etwa  $250 \text{ mW}$  gleich. Diese Zahlen machen deutlich, dass durch die Einführung der neuen Transversalstrukturen die effektive Modenfläche, und damit die COD-Belastbarkeit, im Vergleich zu herkömmlichen Epitaxiedesigns deutlich verbessert werden kann. Durch die Optimierung des Schichtaufbaus ist es zudem möglich, das transversale Fernfeld der Laserdioden und damit auch die Effi-



**Abbildung 5.15:** Übersicht über die Nahfeldverteilungen von Standardstruktur (a), LOC (b), asymmetrischer LOC (c) und asymmetrische LOC mit HI-Schicht (d).

zienz bei Einkopplung in Glasfasersysteme, deutlich zu verbessern (vgl. Abschnitt 5.6.3). Allerdings können für die Facettenbelastbarkeit die extrem hohen Werte, welche mit einer einfachen LOC Struktur theoretisch möglich wären, nicht erreicht werden. Durch die im nächsten Abschnitt beschriebene Anpassung der Lateralstruktur der Laserdioden kann dieses Problem jedoch gelöst werden.

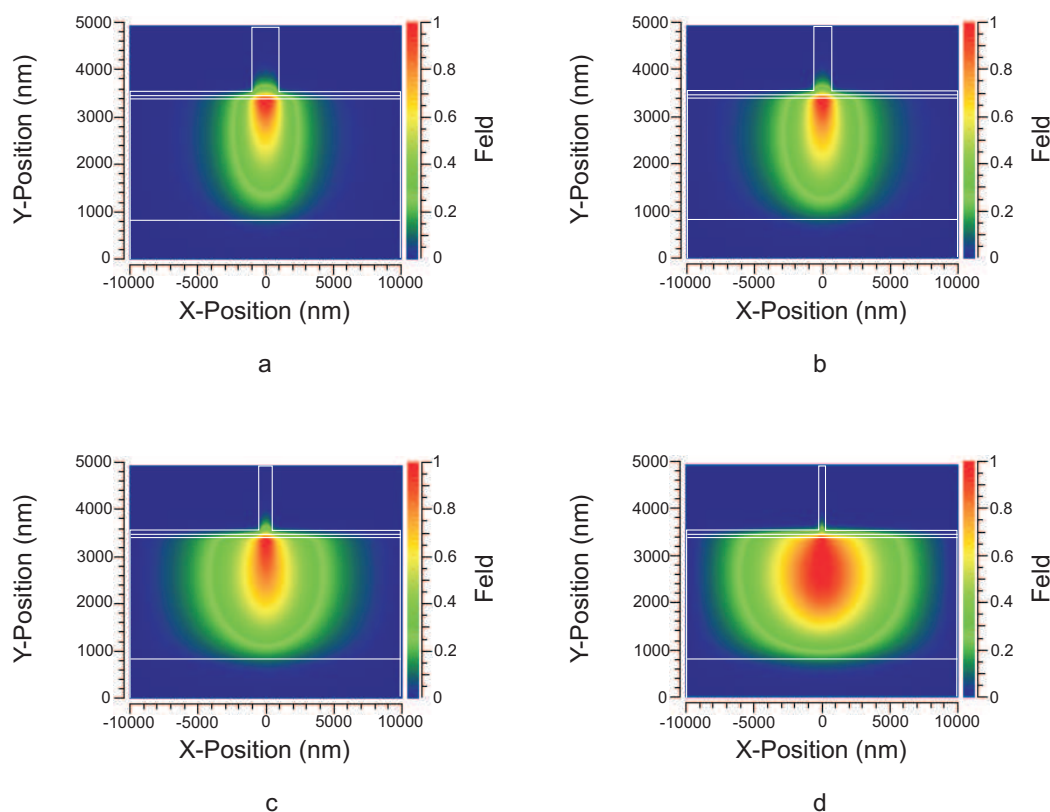
Struktur	$A_{eff}, \mu m^2$	$P_{COD}, mW$
Standardstruktur	0.80	80
LOC	8.95	895
asym. LOC	2.57	257
asym. LOC + HI	2.48	248

**Tabelle 5.1:** Effektive Modenflächen und COD-Schwellen der vorgestellten Schichtstrukturen unter Annahme einer Facettenbelastbarkeit von  $10 \text{ MW/cm}^2$ .



### 5.4.2 Optimierung der lateralen Laserstruktur

Wie in Abbildung 5.15 (b) zu sehen ist, ist das Feld der optischen Mode bei Einsatz einer LOC nahezu ideal über den gesamten Schichtwellenleiter verteilt. Bei einer asymmetrischen LOC hingegen ist die Mode durch die sehr weit oben liegende aktive Schicht und die in diesem Bereich nötigen Brechungsindexanpassungen stärker im oberen Teil des Wellenleiters lokalisiert. Damit geht eine stärkere laterale Lokalisation durch die Führung der Mode im Stegwellenleiter einher (vgl. Kapitel 2.2.2), was eine insgesamt kleinere effektive Modenfläche zur Folge hat (vgl. Abbildung 5.15 (c) und (d)). Durch eine Veränderung der Stegwellenleiterbreite jedoch kann die Position der Mode beeinflusst werden. Dabei wird der Umstand ausgenutzt, dass Licht nur in Strukturen geführt werden kann, die nicht sehr viel kleiner als die Lichtwellenlänge sind. Je schmaler also der Steg wird, desto weiter wandert die Mode in den unteren Teil des Wellenleiters, wo sie sich dann aufgrund der fehlenden Führung über eine größere Fläche verteilt. Abbildung 5.16 zeigt



**Abbildung 5.16:** Nahfeldverteilung eines Lasers mit asymmetrischer LOC für 2.0, 1.5, 1.0 und 0.5  $\mu\text{m}$  Stegbreite.

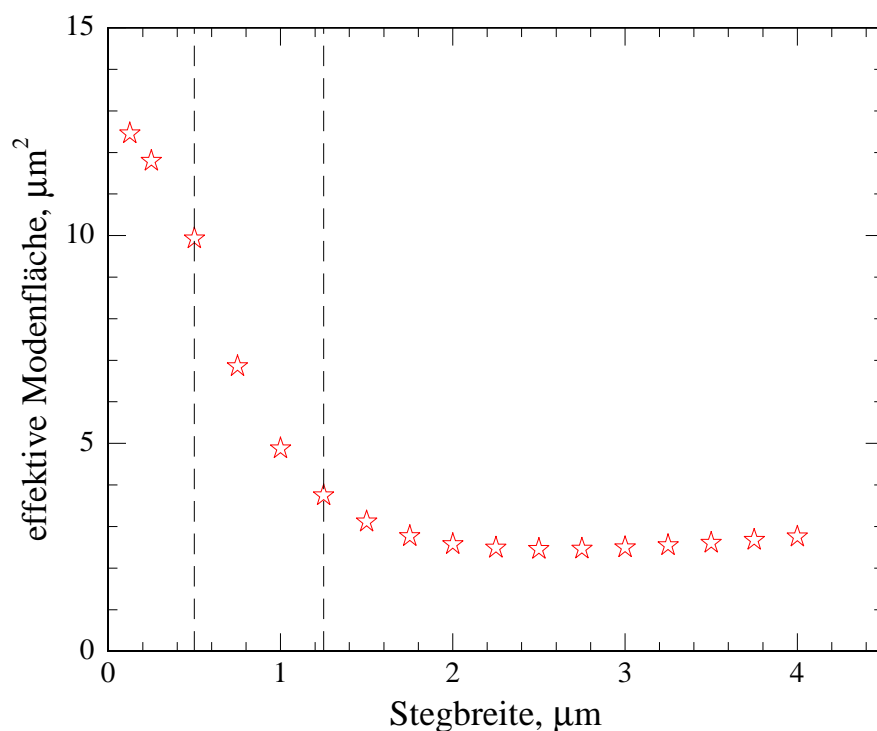
die berechneten Nahfeldverteilungen eines Lasers mit asymmetrischer LOC für Stegbreiten von 2.0, 1.5, 1.0 und 0.5  $\mu\text{m}$ . Mit abnehmender Stegbreite verlagert sich die Mode immer weiter in den unteren Teil des asymmetrischen Wellenleiters. Die dort geringere Führung der Mode durch den RWG und den hohen Brechungsindex der aktiven Schicht ermöglicht eine weite Ausbreitung in lateraler und transversaler Richtung.

Berechnet man die effektiven Modenflächen für einen weiten Bereich von Stegbreiten, ergibt sich eine Kurve (vgl. Abbildung 5.17), deren Minimum bei einer Stegbreite von 2.5  $\mu\text{m}$  liegt. Wird die Stegbreite auf 4.0  $\mu\text{m}$  erhöht, führt dies nur zu einem leichten linearen Anstieg der effektiven Modenfläche um ca. 12 %. Dieser Effekt wird seit einigen Jahren in einer Vielzahl verschiedener Laser zur Anwendung gebracht [Bis09]. Die effektive Modenfläche wächst hierbei mit zunehmender Breite des Stegwellenleiters linear an. Ab einer Stegbreite von mehreren Mikrometern wird allerdings die Ausprägung höherer Lateralmoden begünstigt. Wird die Stegbreite hingegen verringert, kommt es zunächst zu einem langsamen Anstieg. Im Bereich unterhalb von 1.25  $\mu\text{m}$  Stegbreite folgt dann allerdings ein starker Anstieg der effektiven Modenfläche, der bei Stegbreiten unterhalb von etwa 0.4  $\mu\text{m}$  wieder abflacht, da die Mode den Wellenleiter bereits weitgehend ausfüllt. Die entsprechenden effektiven Modenflächen und COD-Schwellen sind in Tabelle 5.2 aufgeführt.

Stegbreite, $\mu\text{m}$	$A_{eff}, \mu\text{m}^2$	$P_{COD}, \text{mW}$	$P_{COD,akt}, \text{mW}$
0.250	11.79	1179	1403
0.500	9.92	992	1052
0.750	6.85	685	717
1.00	4.87	487	503
1.25	3.74	374	388
1.50	3.11	311	321
1.75	2.76	276	283
2.00	2.57	257	263

**Tabelle 5.2:** Effektive Modenflächen und COD-Schwellen für Laser mit asymmetrischer LOC und unterschiedlichen Stegbreiten unter Annahme einer Facettenbelastbarkeit von 10 MW/cm<sup>2</sup>.

Selbst wenn man die Wellenleiterstege aus prozesstechnischen Erwägungen auf eine Mindestbreite von 0.5  $\mu\text{m}$  beschränkt, ist durch die Änderung des Lateraldesigns eine Verbesserung der effektiven Modenfläche um 286 % im Vergleich zur asymmetrischen LOC mit 2.0  $\mu\text{m}$  breitem Stegwellenleiter möglich. Damit wird der Wert der symmetrischen LOC von 8.95  $\mu\text{m}^2$  nicht nur erreicht, sondern sogar um etwa 11 % übertroffen.



**Abbildung 5.17:** Abhängigkeit der effektiven Modenfläche von der Stegbreite. Im Bereich zwischen  $1.25$  und  $0.5 \mu\text{m}$  ist ein starker Anstieg zu erkennen.

Verglichen mit der Standardstruktur, ergibt sich so eine um einen Faktor von 12 verbesserte effektive Modenfläche.

Aufgrund des Bandverlaufs in der Laserstruktur findet die den COD auslösende Lichtabsorption vorwiegend im Bereich der aktiven Schicht statt. Da die Kombination von asymmetrischer LOC und schmalen Wellenleitersteg die vertikale Position der Mode beeinflusst, wird ein Großteil des Lichts allerdings nicht mehr in diesem Bereich geführt, was folglich zu einer weiteren Verbesserung der tatsächlichen COD-Schwelle des Lasers führt. Um zwischen der ohne Berücksichtigung der verschiedenen Absorptionsvermögen allein aus der effektiven Modenfläche berechneten COD-Schwelle  $P_{COD}$  sowie der auf die aktive Schicht bezogenen zu unterscheiden, wird diese als  $P_{COD,akt}$  bezeichnet. Die Werte für beide Größen sind in Tabelle 5.2 aufgeführt. Mit abnehmender Stegbreite entfernt sich das Feldmaximum immer weiter von der aktiven Schicht, was sich an der zunehmenden Differenz der Werte für  $P_{COD}$  und  $P_{COD,akt}$  ablesen lässt. Bei einer Stegbreite von  $0.5 \mu\text{m}$  ergibt sich bereits ein Unterschied von 6.4 %.

Die bislang vorgestellten Werte wurden für vergleichsweise allgemein gehaltene Schicht-

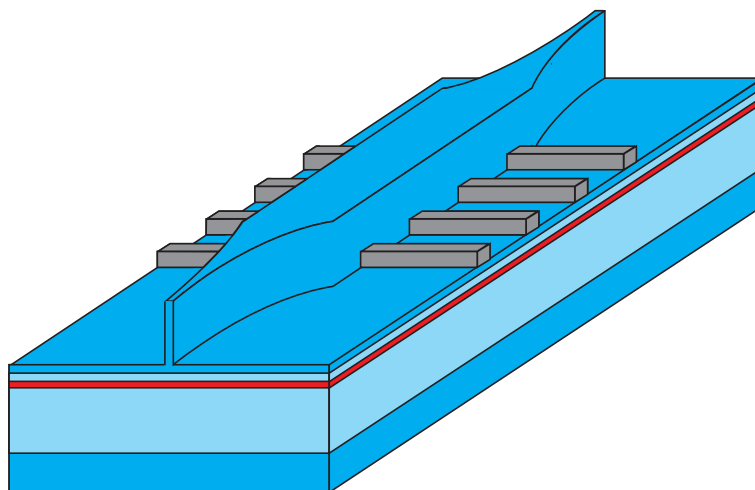
strukturen berechnet, um einen einfachen Vergleich der verschiedenen Konzepte zu ermöglichen. Im konkreten Fall sind durch zusätzliche Optimierung verschiedener Parameter wie Ätztiefe, Aluminiumgehalt der einzelnen Schichten oder Schichtdicken weitere Verbesserungen möglich.

Bei der Anwendung dieses Konzepts muss noch die longitudinale Struktur des Wellenleitersteges bedacht werden. Der intuitive Ansatz, den Steg über die gesamte Länge der Laserdiode nur einige hundert Nanometer breit zu designen ist aus mehreren Gründen nicht praktikabel:

- Durch die Verdrängung der Mode aus dem Bereich der aktiven Schicht wird der modale Überlapp zwischen Lichtmode und aktiver Schicht drastisch verringert, was die Effizienz der Laser zumindest einschränkt und unter Umständen den Laserbetrieb sogar gänzlich unmöglich macht.
- Der Überlapp zwischen der Mode und dem lateralen DFB-Gitter wird ebenfalls äußerst negativ beeinflusst, so dass keine Modenselektion mehr erfolgen kann.
- Die starke Einschnürung des Strompfades bei Kontaktierung eines sehr schmalen Steges und die damit einhergehende Abnahme der elektrisch gepumpten Fläche führt zu einem starken Anstieg des elektrischen Widerstandes.
- Ein nur  $0.5 \mu\text{m}$  breiter, ca.  $2.0 \mu\text{m}$  hoher und viele hundert Mikrometer langer Steg ist mechanisch deutlich instabiler als die ca.  $2 \mu\text{m}$  breiten Standardstrukturen.

Da die Reduzierung der Leistungsdichte nur im Bereich der Laserfacetten notwendig ist, wurde eine Struktur entwickelt, welche aus einem normalen Stegwellenleiter besteht, der sich an den Enden der Kavität verjüngt, so dass die oben beschriebenen Vorteile eines schmalen Lasersteges unter Ausschluss der erwähnten Nachteile genutzt werden können. Das modenselektive DFB-Gitter wurde nur im Bereich konstanter Stegbreite implementiert (siehe Abbildung 5.18).

Dieser Teil des Lasers wirkt wie ein herkömmlicher DFB-Laser. Bewegt sich die umlaufende Lichtmode jedoch in Richtung der Facetten, wird sie durch die Verjüngung des Steges in den unteren Teil des Wellenleiters verdrängt und breitet sich dort über eine größere Fläche aus. Nach der Reflektion propagiert sie wieder zurück in Richtung des breiteren Steges und steigt dabei wieder in Richtung der aktiven Schicht auf. Von ausschlaggebender Bedeutung für die Güte solcher Laser ist dabei der Anteil der Lichtmode, der nach Hin- und Rückpropagation durch den Taper wieder eingekoppelt werden kann, um in der aktiven Schicht verstärkt zu werden. Diese so genannte *Tapereffizienz* kann



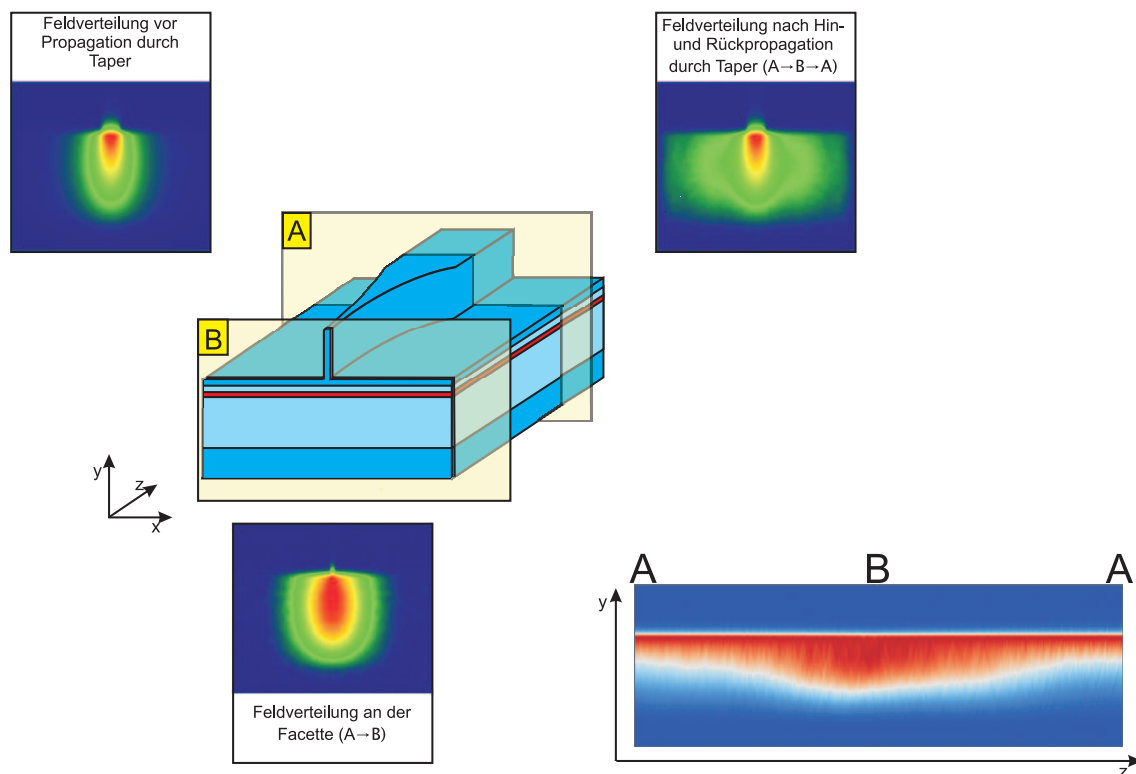
**Abbildung 5.18:** Schematische Darstellung eines Lasers mit asymmetrischer LOC und exponentiell verjüngtem Stegwellenleiter.

mittels BPM Rechnungen<sup>8</sup> simuliert werden. Durch einen Vergleich der Feldverteilungen vor und nach der Propagation lässt sich angeben, welcher Anteil der reflektierten Mode sich mit der ursprünglichen Mode deckt. Die Tapereffizienz hängt stark vom verwendeten Schichtaufbau, sowie der Länge und Art der Verjüngung ab.

Für das in Abbildung 5.19 gezeigte Beispiel einer  $150\ \mu\text{m}$  langen Taperstruktur mit exponentieller Abnahme der Stegbreite von  $2.0$  auf  $0.5\ \mu\text{m}$  wurden die Feldverteilungen im Stegwellenleiter vor Beginn der Propagation durch den Taper (Ebene A), an der Facette (Ebene B) und nach erfolgter Rückpropagation (erneut Ebene A) berechnet. Die Feldverteilungen vor und nach Propagation durch die Taperstruktur sind im Wesentlichen identisch, so dass sich eine Tapereffizienz von ca.  $89\ \%$  ergibt. An der Facette hingegen ist die effektive Modenfläche sehr viel größer als im regulären Stegwellenleiter.

Wie im Teilbild unten rechts deutlich zu sehen ist, breitet sich die Mode während der Propagation in Richtung der Laserfacette in den unteren Wellenleiter aus. Nach der Reflektion an der Laserfacette läuft die Mode nun in entgegengesetzter Richtung durch die Taperstruktur, sieht also eine effektive Zunahme der Stegbreite, was dazu führt, dass sie sich wieder in Richtung des Stegwellenleiters bewegt um schließlich annähernd deckungsgleich am Ausgangspunkt einzutreffen. Die hier vorgestellten Strukturen können also genutzt werden, um mittels einer Kombination von speziellen Transversal- und Lateraldesigns eine deutliche Erhöhung der Facettenbelastbarkeit von Halbleiterlaserdioden zu erreichen.

<sup>8</sup> Beam Propagation Method: Eine Näherungsmethode zur Berechnung von Lichtpropagation in sich langsam verändernden Wellenleitern. Näheres dazu in Anhang C.



**Abbildung 5.19:** Darstellung der Feldverteilung an verschiedenen Punkten der Modenpropagation. Die Feldverteilungen im RWG wurden vor und nach der Propagation durch einen  $150\ \mu\text{m}$  langen Taper sowie an der Facette, d. h. in den beiden Schnittebenen A und B berechnet. Nach der Propagation durch den Taper (A→B) ist die effektive Modenfläche deutlich vergrößert. Die Feldverteilungen vor und nach erfolgter Hin- und Rückpropagation durch die Taperstruktur sind im Wesentlichen deckungsgleich (lediglich der evaneszente Anteil des Feldes ist nach der Propagation deutlich größer), so dass eine Tapereffizienz von ca. 89 % erreicht wird. Rechts unten ist ein Längsschnitt entlang der Propagationsrichtung dargestellt. Deutlich zu erkennen ist, wie die Mode auf dem Weg von A nach B in den Wellenleiter hinab- und auf dem Rückweg wieder auftaucht.

Da sich die Manipulation der Mode auf die Bereiche in der Nähe der Laserfacetten beschränkt, kann für die Modenselektion weiterhin auf das bekannte Konzept der lateralen DFB-Kopplung zurückgegriffen werden. Die Modenselektion erfolgt also im mittleren Bereich der Laserkavität, während die getaperten Randbereiche dazu dienen, die Modenfläche aufzuweiten um einen COD zu verhindern.

## 5.5 Prozessierung von Lasern mit Taperstrukturen

Die Herstellung der getaperten Stegwellenleiter erfordert an einigen Stellen ein vom in Kapitel 3.2 geschilderten Standardprozess abweichendes Verfahren. Dieses wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt. Die wesentlichen Änderungen werden hier kurz vorgestellt, alle im Text geklammert angegebenen Buchstaben beziehen sich auf die Teilbilder der Abbildungen 5.20 - 5.22. Die Reinigung der Probe verläuft analog zu dem in

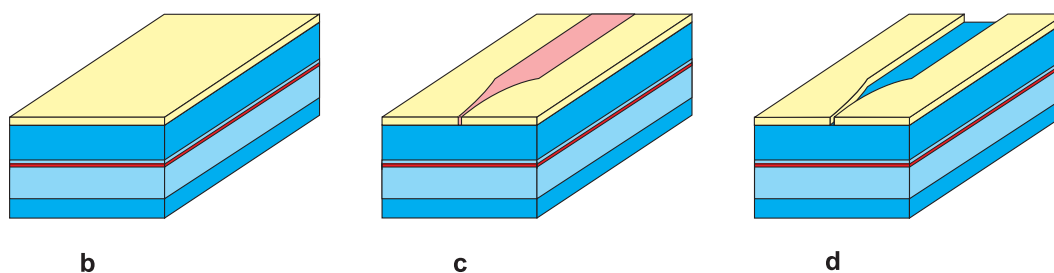


Abbildung 5.20: Prozessschritte b-d.

Abschnitt 3.2 unter (a) vorgestellten Schritt ab. Da die schmalen Taper mit Strukturbreiten von unter 500 nm mit der vorhandenen optischen Belichtungseinheit nicht adäquat realisiert werden konnten, wurde alternativ die Elektronenstrahl-Lithographie-Anlage eingesetzt. Daher wurde für die Definition der Stegwellenleiter im zweiten Prozessschritt statt optischem Positivlack eine dünne PMMA-Schicht auf die Probenoberfläche aufgebracht (b). Die Geometrie der Stegwellenleiter und Taperstrukturen wurde mittels des Elektronenstrahls in das PMMA übertragen (c) und die belichteten Bereiche in einer Entwicklerlösung entfernt (d). Da  $\text{BaF}_2$  eine grobe, granulare Struktur aufweist,

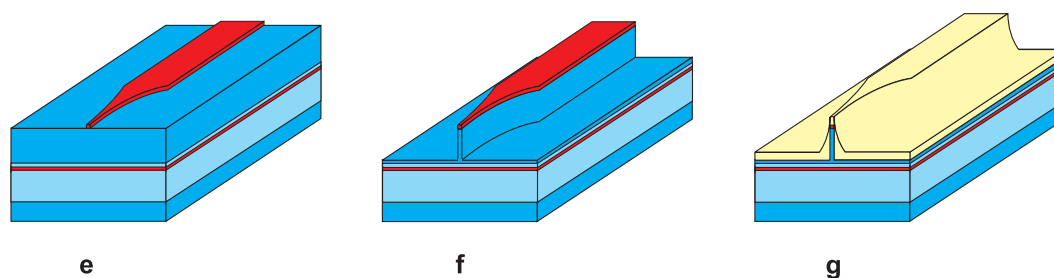
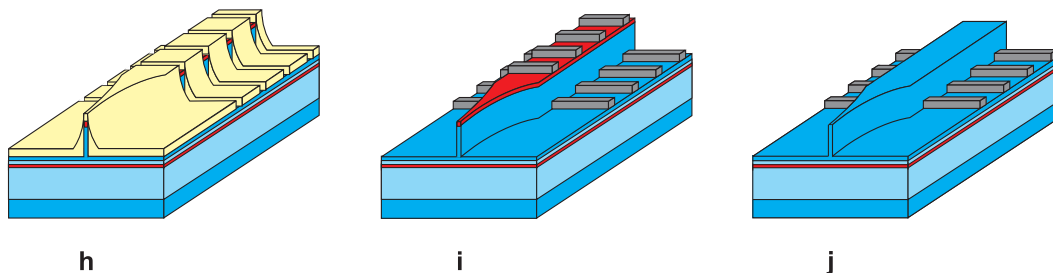


Abbildung 5.21: Prozessschritte e-g.

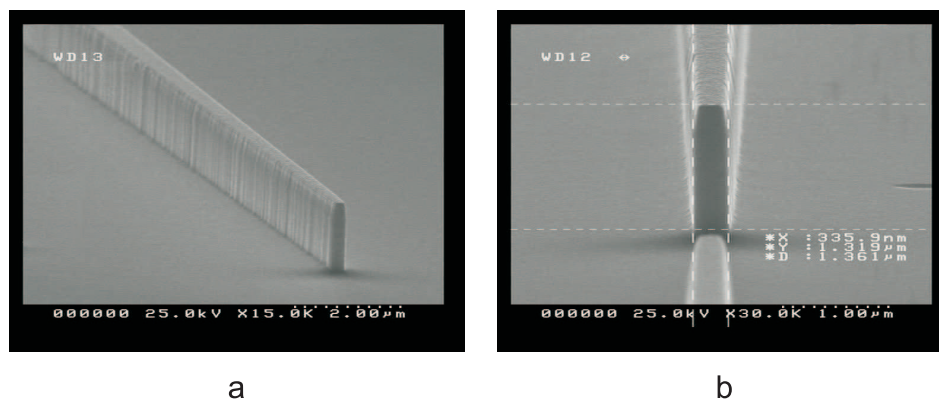
ist es als Bestandteil der Ätzmaske für die getaperten Stegwellenleiter nicht geeignet. Cr wiederum lässt sich nur durch einen aufwändigen Veraschungsschritt wieder von der Probenoberfläche entfernen. Deshalb wurde eine aus Ti und Ni bestehende Ätzmaske

aufgebracht und anschließend das noch vorhandene PMMA mit der darauf haftenden Ti/Ni Maske entfernt (e). Anschließend wurden die Stegstrukturen wie schon beim Standardprozess in einem Cl-Ar Plasma geätzt (f). Abbildung 5.23 zeigt mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM) aufgenommene Bilder der geätzten Taperstrukturen mit einer Endbreite von ca. 340 nm. Für die Gitterbelichtung wurde eine PMMA-Schicht aufgebracht (g). Die Gitterbelichtung erfolgte analog zum Standardprozess. Allerdings



**Abbildung 5.22:** Prozessschritte h-j.

wurden in den getaperten Bereichen der Stegwellenleiter keine Gitterstege definiert (h). Nach dem Aufdampfen des Chroms und dem Lift-Off der PMMA-Schicht bleiben Gitterstege neben und auf dem Stegwellenleiter zurück (i). Da zur Entfernung der Ti/Ni-Ätzmaske 5%-ige Flußsäure verwendet wurde, wurde dieser Schritt vor dem Aufbringen des BCB durchgeführt, um dieses durch die Flußsäure nicht zu schädigen (j). Die weiteren Prozessschritte liefen analog zum Standardprozess.



**Abbildung 5.23:** REM-Aufnahmen einer geätzten Taperstruktur mit einer Endbreite von ca. 340 nm.

Basierend auf den im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Prinzipien wurden verschiedene Laserproben prozessiert und untersucht. Die dabei gewonnenen Ergebnisse sollen im Folgenden vorgestellt werden.



## 5.6 Laser mit asymmetrischem Wellenleiter

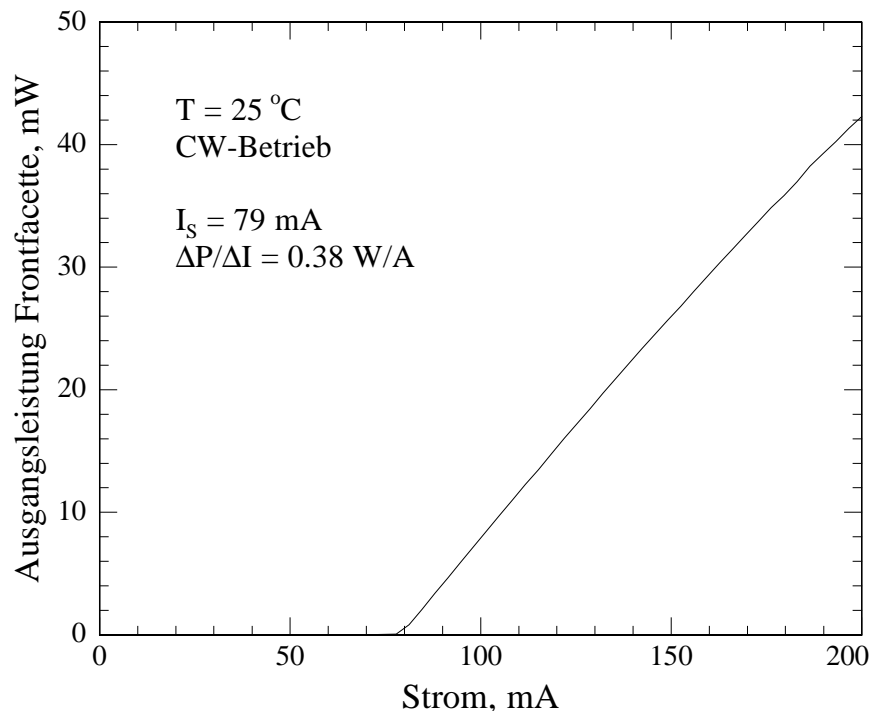
Ausgehend von den in Abschnitt 5.4.1 geschilderten Überlegungen wurde ein Lasersign entwickelt, welches die Optimierung der Laserfernfelder durch die Einführung eines asymmetrischen Schichtwellenleiters ermöglichen sollte. Der genaue Aufbau dieser Struktur ist in Anhang B aufgeführt (Design b). Zudem wurden auch Laser prozessiert, die auf einer Variation dieser Schicht basieren, die über eine HI-Schicht im Wellenleitersteg verfügt (Design c)<sup>9</sup>. Es wurden auf beiden Materialien mehrere Laserproben prozessiert, die sich hinsichtlich des lateralen Designs teilweise unterscheiden. Die Ergebnisse sind im Folgenden dargestellt.

### 5.6.1 Allgemeine Parameter

Zunächst wurde das Material im Hinblick auf allgemeine Laserparameter, im Besonderen die Leistungscharakteristik und das spektrale Verhalten, untersucht. Abbildung 5.24 zeigt die Leistungskennlinie eines Lasers mit unverspiegelten Facetten und einer Länge von 1200  $\mu\text{m}$ . Der Laser zeigt einen Schwellenstrom von 79 mA und eine Effizienz von 0.38 W/A je Facette. Das Spektrum eines solchen Lasers ist in Abbildung 5.25 dargestellt. Bei einer Temperatur von 25 °C und einem Betriebsstrom von 200 mA (Dauerstrichbetrieb) liegt die Emissionswellenlänge bei 980.3 nm, das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis beträgt 40.5 dB. Anhand der Gitterperiode von 145.84 nm lässt sich daraus ein effektiver Brechungsindex von 3.36 ermitteln.

Um die Temperaturabhängigkeit der Emissionswellenlänge beim vorliegenden Material zu ermitteln, wurde bei einem 1200  $\mu\text{m}$  langen DFB-Laser bei einem konstanten Strom von 100 mA die Emissionswellenlänge für verschiedene Temperaturen im Bereich zwischen 15 und 40 °C gemessen. Analog hierzu wurde die Stromabhängigkeit der Wellenlänge ermittelt. Bei einer konstanten Temperatur von 20 °C wurde der Betriebsstrom des Lasers in 12.5 mA Schritten von 50 auf 125 mA erhöht. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 5.26 dargestellt. Wie aus der Abbildung ersichtlich ist, ergeben sich wiederum lineare Abhängigkeiten der Emissionswellenlänge von den Betriebsparametern Strom und Temperatur. Für  $\Delta\lambda/\Delta T$  ergibt sich ein Wert von 0.075 nm/K. Dieser weicht wie erwartet nicht signifikant von dem an der Standardstruktur ermittelten Wert von 0.080 nm/K ab. Im Falle der Stromabhängigkeit ergibt sich aus der Steigung der Geraden ein Wert für  $\Delta\lambda/\Delta I$  von 0.018 nm/mA. Sie weicht also nicht von der bei Standardstrukturen beobachteten ab.

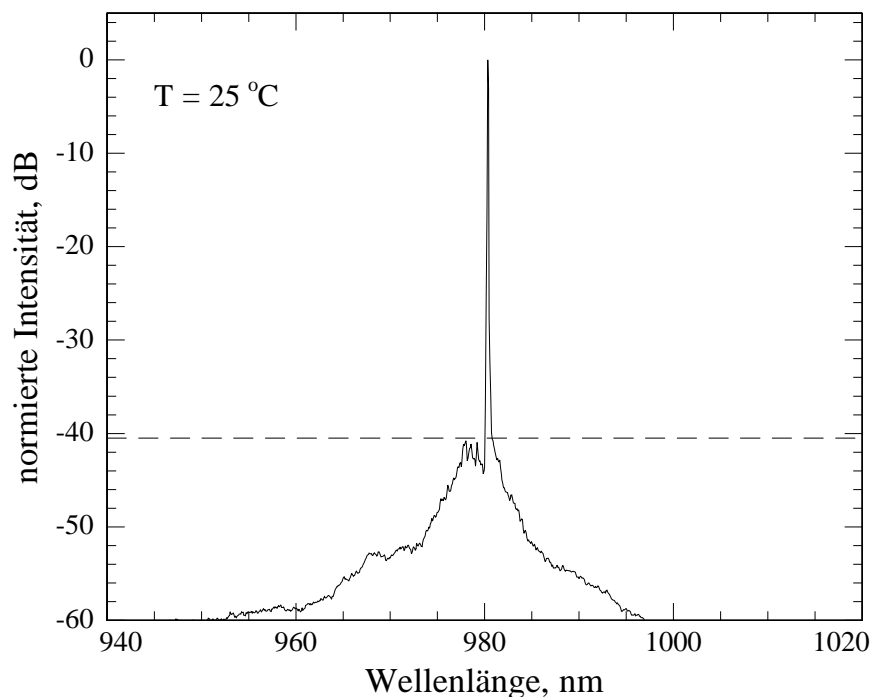
<sup>9</sup> Bei Ergebnissen, die auf diesem Material beruhen, wird im Text gesondert darauf hingewiesen.



**Abbildung 5.24:** Leistungskennlinie eines  $1200 \mu\text{m}$  langen Lasers mit asymmetrischem Wellenleiter. Der Schwellenstrom beträgt  $79 \text{ mA}$ , die Effizienz liegt bei  $0.38 \text{ W/A}$  je Facette.

Aus dem Wert von  $\Delta\lambda/\Delta T$  kann außerdem unter Zuhilfenahme von Gleichung 2.13 die Temperaturdrift des effektiven Brechungsindex bestimmt werden. Die im Vergleich zur Standardstruktur etwas geringere Temperaturabhängigkeit der Wellenlänge spiegelt sich in dem mit  $2.57 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$  um 5.2% geringeren Wert für  $dn_{eff}/dT$  wider.  $\Delta T/\Delta I$  beläuft sich auf  $0.240 \text{ K/mA}$ , der thermische Widerstand liegt mit  $0.188 \text{ K/mW}$  rund 6% höher als bei den Referenz-Lasern mit herkömmlicher Epitaxie.

Da einige der im Folgenden präsentierten Messungen an auf c-mounts aufgebauten Lasern durchgeführt wurden, wurde auch die Stromabhängigkeit der Emissionswellenlänge von aufgebauten Lasern ermittelt. Wie Abbildung 5.27 zu entnehmen ist, wird diese durch die bessere Wärmeabfuhr der aufgebauten Laser deutlich verringert. Für  $\Delta\lambda/\Delta I$  ergibt sich bei aufgebauten Lasern ein Wert von  $0.006 \text{ nm/mA}$ . Die durch den Aufbau drastisch verbesserte Wärmeabfuhr zeigt sich auch im Wert für den thermischen Widerstand der Laser. Dieser konnte um einen Faktor von 3 reduziert werden und liegt bei  $0.067 \text{ K/mW}$ .

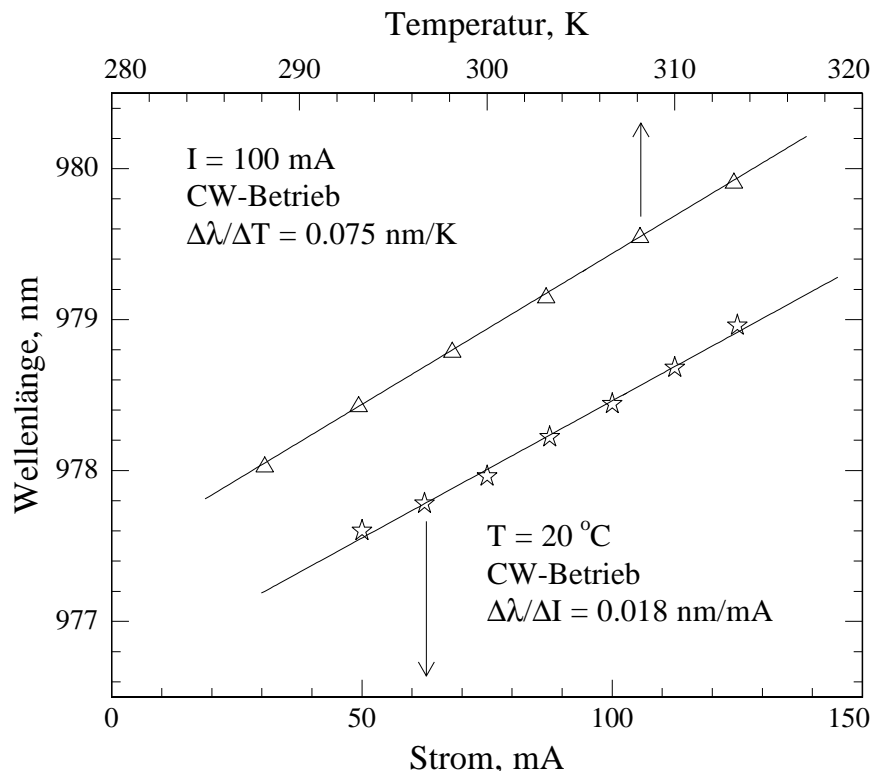


**Abbildung 5.25:** *Emissionsspektrum eines  $1200\ \mu\text{m}$  langen Lasers mit asymmetrischem Wellenleiter. Bei einer Temperatur von  $25\text{ °C}$  und einem Betriebsstrom von  $200\ \text{mA}$  liegt das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis bei  $40,5\ \text{dB}$ , die Emissionswellenlänge beträgt  $980,3\ \text{nm}$ .*

### 5.6.2 COD

Da diese Struktur nur im Hinblick auf die Fernfeldeigenschaften der Laser optimiert wurde, ergibt sich eine relativ kleine effektive Modenfläche von  $0,72\ \mu\text{m}^2$ . Die Stege der  $1500\ \mu\text{m}$  langen Bauteile waren bei einer Breite von  $2,0\ \mu\text{m}$  bis an den Wellenleiter heran geätzt. Abbildung 5.28 zeigt den Verlauf der Leistungskennlinien eines solchen Lasers, der bis zum Einsetzen des COD betrieben wurde. Die Frontfacette des Lasers wurde nicht vergütet. Der Schwellenstrom liegt bei  $40\ \text{mA}$ , die Effizienz des Lasers ist  $0,46\ \text{W/A}$ . Der für COD charakteristische abrupte Leistungseinbruch trat im Dauerstrichbetrieb bei einer Leistung von  $62\ \text{mW}$  auf. Dieser Wert liegt etwas unterhalb der theoretisch erwarteten COD-Schwelle von  $72\ \text{mW}$ . Diese Differenz liegt jedoch im Rahmen der zu erwartenden Ungenauigkeit durch Abweichungen der Facettenbelastbarkeit vom angenommenen Wert sowie durch Abweichungen der tatsächlichen Strukturgeometrie von den in die Berechnung eingeflossenen Daten.

Ebenfalls in Abbildung 5.28 zu sehen ist der Verlauf der Leistungskennlinie dieses

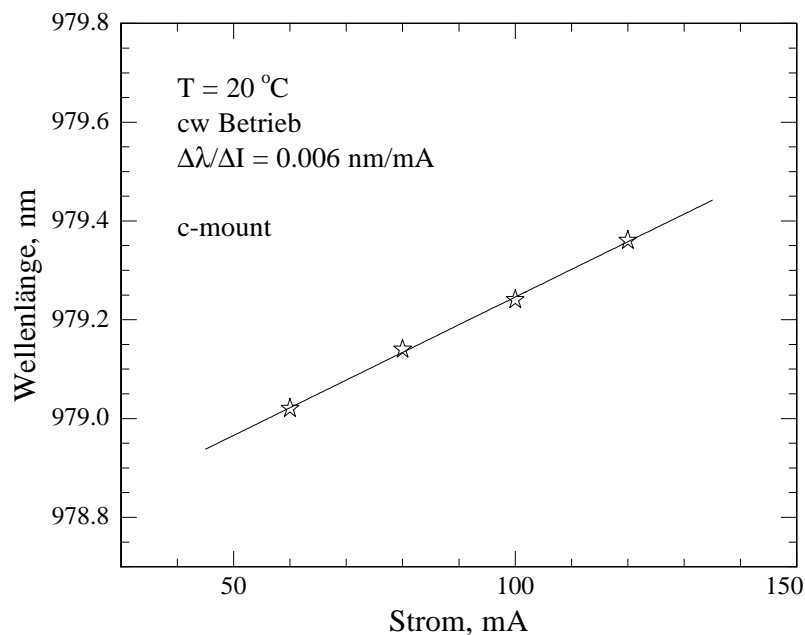


**Abbildung 5.26:** Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von Temperatur (Dreiecke) und Betriebsstrom (Sterne). Die sich aus den Ausgleichsgeraden ergebenden Werte für  $\Delta\lambda/\Delta T$  bzw.  $\Delta\lambda/\Delta I$  sind  $0.075$  nm/K sowie  $0.018$  nm/mA.

Lasers nach dem COD. Die Effizienz des Lasers ist auf 13 % ihres ursprünglichen Wertes abgefallen während der Schwellenstrom um 60 % angestiegen ist. Der Laser erreicht eine maximale Ausgangsleistung von nur noch 8 mW.

### 5.6.3 Fernfelder

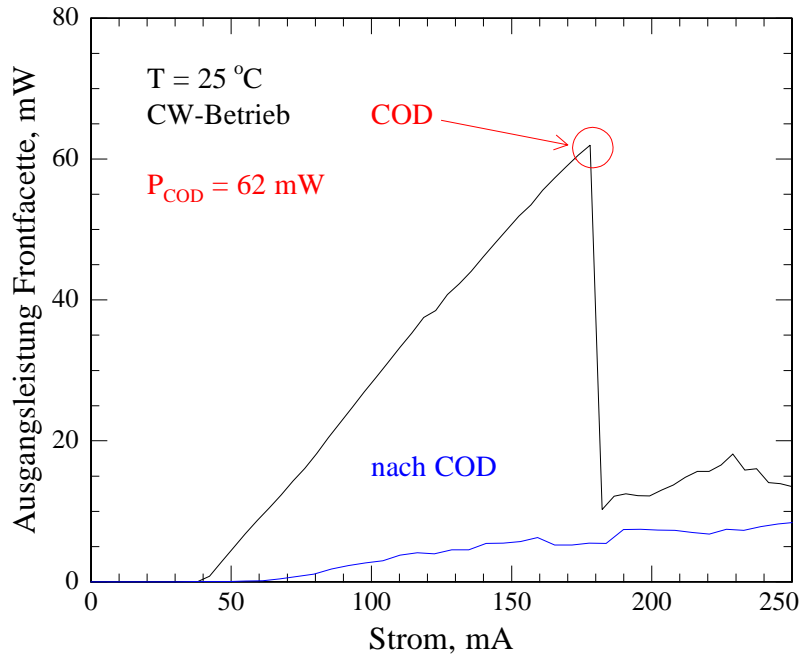
Die Zielsetzung bei der Entwicklung dieser Struktur war in erster Linie die Verbesserung des transversalen Laserfernfeldes. Durch die in transversaler Richtung sehr große Ausdehnung der asymmetrisch aufgebauten Wellenleiterschicht kann die Halbwertsbreite des vertikalen Fernfeldes deutlich reduziert werden. Die erwarteten Fernfeldverteilungen für diese Struktur sind in Abbildung 5.29 dargestellt. Die sich aus der simulierten Feldverteilung ergebenden Fernfelder zeigen Halbwertsbreiten von  $15.3^\circ$  in lateraler und nur  $20.3^\circ$  in transversaler Richtung. Die tatsächlich an Lasern gemessenen Werte stim-



**Abbildung 5.27:** Stromabhängigkeit der Emissionswellenlänge eines  $1200\ \mu\text{m}$  langen Lasers mit asymmetrischem Wellenleiter nach Aufbau auf c-mount. Aufgrund der verbesserten Wärmeabfuhr reduziert sich der Wert von  $\Delta\lambda/\Delta I$  auf  $0.006\ \text{nm/mA}$ .

men äußerst gut mit diesen Werten überein. Für das laterale Fernfeld ergibt sich eine Halbwertsbreite von  $14.0^\circ$ , für das transversale Fernfeld liegt der gemessene Wert bei  $19.0^\circ$  (siehe Abbildung 5.30). Solche Fernfeldverteilungen ermöglichen, wie bereits angesprochen, bessere Kopplungseffizienzen als die breiteren und deutlich astigmatischeren Fernfelder der herkömmlichen Laser. Mit den hier vorgestellten Lasern konnten maximale Kopplungseffizienzen von  $64\ \%$  gemessen werden, was sich äußerst gut mit dem berechneten Wert von  $63\ \%$  deckt.

Die Vor- und Nachteile dieses Ansatzes, eine deutliche Optimierung der Fernfeldcharakteristik ohne Abweichungen vom herkömmlichen Lateraldesign oder Prozesslauf einerseits sowie die weitgehend unveränderte COD-Schwelle andererseits, liegen klar auf der Hand. Asymmetrische LOC-Laser sind damit für solche Anwendungen bestens geeignet, in denen nur die verbesserte Fernfeldeigenschaften im Vordergrund stehen und Ausgangsleistungen von einigen Milliwatt ausreichen. Zudem stellt der Transfer dieser Strukturen in andere, weniger COD anfällige Materialsysteme wie InP kein grundsätzliches Problem dar.



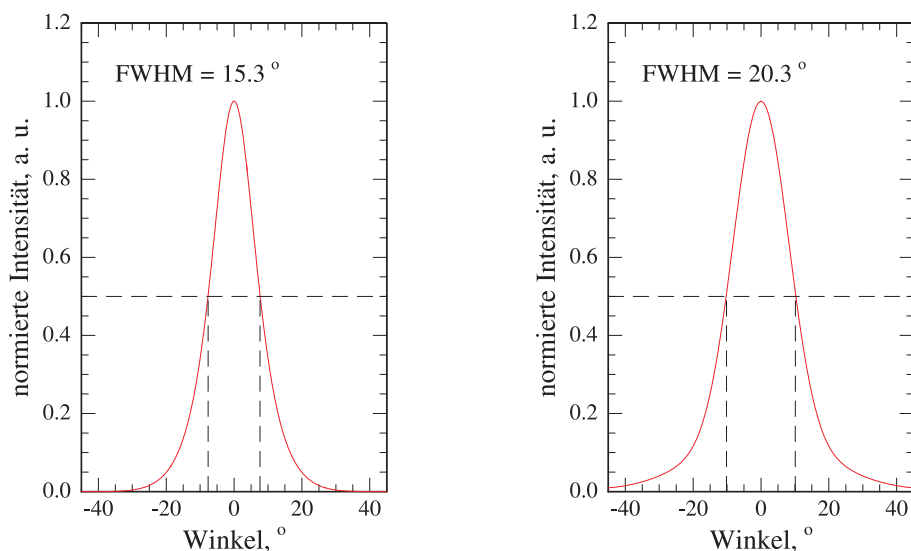
**Abbildung 5.28:** Kennlinien eines  $1500 \mu\text{m}$  langen Lasers mit asymmetrischer LOC und  $2.0 \mu\text{m}$  breitem Stegwellenleiter vor und nach COD. Deutlich zu erkennen ist der durch COD verursachte Einbruch in der Leistungskennlinie bei  $62 \text{ mW}$  Ausgangsleistung. Sowohl Schwellenstrom als auch Effizienz verschlechtern sich deutlich.

## 5.7 Laser mit asymmetrischem Wellenleiter und Taperstrukturen

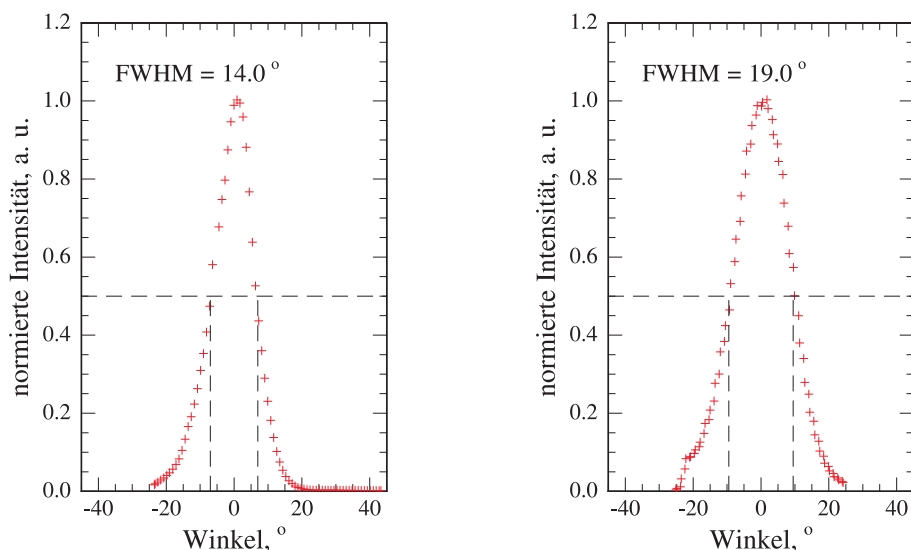
Wie in Abschnitt 5.4.2 dargelegt, kann die effektive Modenfläche von Lasern mit asymmetrischem LOC-Wellenleiter drastisch erhöht werden, indem der Querschnitt der Stegwellenleiter verändert wird. So sind hohe Ausgangsleistungen auch ohne speziell auf Hochleistungsanwendungen abgestimmte Facettenvergütungen möglich.

### 5.7.1 Allgemeine Parameter

Abbildung 5.31 zeigt die Leistungskennlinien von zwei unverspiegelten,  $1200 \mu\text{m}$  langen Lasern. Beide Laser stammten aus dem selben Prozesslauf, allerdings hatte einer einen Standardwellenleitersteg (blaue Linie), der andere weist Taperstrukturen mit einer End-



**Abbildung 5.29:** *Simulierte Fernfelder der asymmetrischen Wellenleiterstruktur. Die Halbwertsbreiten von lateralem (links) und transversalem (rechts) Fernfeld betragen  $15.3^\circ$  bzw.  $20.3^\circ$ .*



**Abbildung 5.30:** *Gemessene Fernfelder in lateraler (links) und transversaler (rechts) Richtung. Die Halbwertsbreiten betragen  $14.0^\circ$  bzw.  $19.0^\circ$ .*

breite von 600 nm auf (rote Linie)<sup>10</sup>.

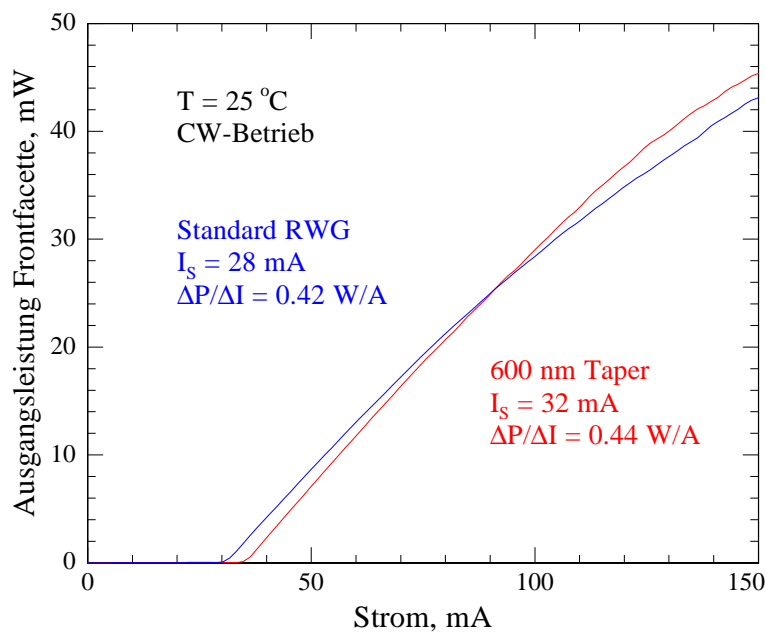
Der Schwellenstrom ist bei dem Laser mit gleichbleibender Stegbreite mit 28 mA etwas geringer als derjenige des Lasers mit 600 nm breiten Tapern. Hierfür gibt es zweierlei

<sup>10</sup> Um die Einflüsse der lateralen Taperstrukturen möglichst unter Ausschluss von prozessbedingten Schwankungen untersuchen zu können, wurden in jedem Prozesslauf auch einige Laser mit herkömmlichen RWG, d. h. Stegen mit gleichbleibender Breite, hergestellt.

Gründe: Zum einen ist der Widerstand in den Taperbereichen aufgrund der geringeren gepumpten Fläche etwas höher, zum anderen wird nicht alles Licht nach dem zweimaligen Durchlaufen der Taperstruktur wieder in den RWG zurückgekoppelt. Beide in Abbildung 5.31 dargestellten Messungen wurden an Lasern mit HI-Schicht im Stegwellenleiter durchgeführt.

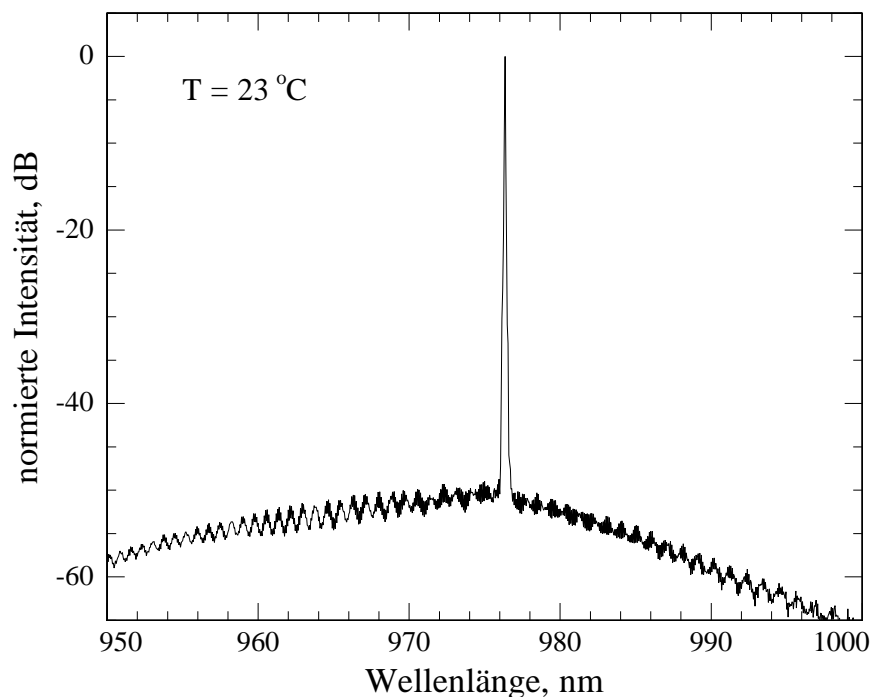
Abbildung 5.32 zeigt das Emissionsspektrum eines  $1200 \mu\text{m}$  langen Lasers mit  $600 \text{ nm}$  breiten Taperstrukturen und verspiegelten Facetten. Auch hierbei handelt es sich um einen Laser mit HI-Schicht im Wellenleitersteg. Bei einer Temperatur von  $23 \text{ }^\circ\text{C}$  liegt das Maximum der Emission bei  $976.35 \text{ nm}$ , das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis beträgt  $48 \text{ dB}$ . Wie nicht anders zu erwarten, hat die laterale Strukturierung keinen signifikanten Einfluss auf die Monomodigkeit der Laserdioden. Der effektive Brechungsindex der Laser beträgt sowohl mit als auch ohne Taperstrukturen  $3.36$ .

Da Laser für Hochleistungsanwendungen meist für den gepulsten Betrieb ausgelegt sind und auch die im Folgenden präsentierten COD-Messungen im gepulsten Modus durchgeführt wurden, wurde das spektrale Verhalten der Laser auch im Pulsbetrieb



**Abbildung 5.31:** *Lichtleistungskennlinien zweier unverspiegelter  $1200 \mu\text{m}$  langer Laser mit HI-Schicht. Laser 1 (blau) hat einen Standardwellenleitersteg. Der Schwellenstrom beträgt  $28 \text{ mA}$ , die Effizienz liegt bei  $0.42 \text{ W/A}$ . Laser 2 (rot) hat eine  $600 \text{ nm}$  breite exponentielle Taperstruktur. Der Schwellenstrom beträgt  $32 \text{ mA}$ , die Effizienz  $0.44 \text{ W/A}$ .*

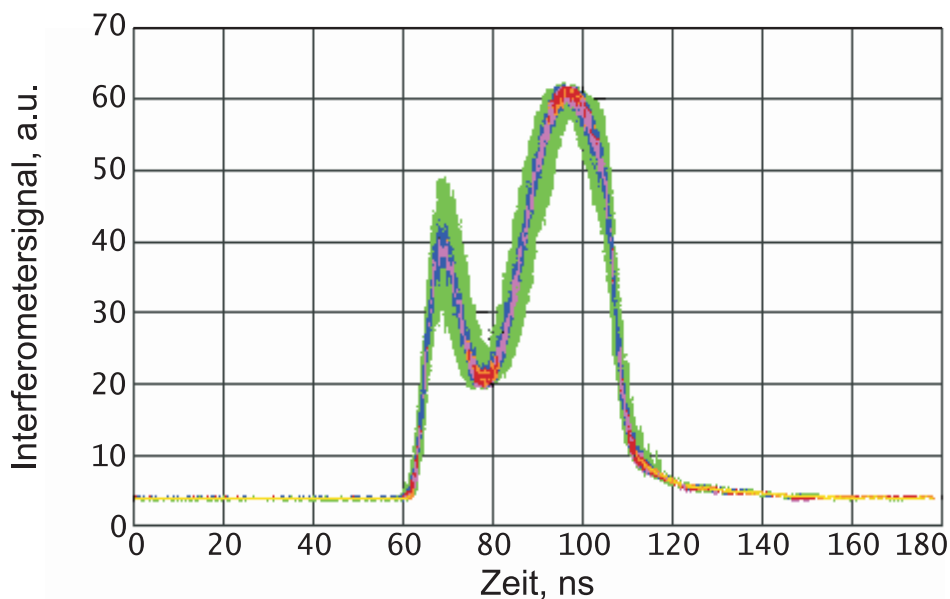




**Abbildung 5.32:** *Emissionsspektrum eines 1200  $\mu\text{m}$  langen Lasers mit 600 nm breiten exponentiellen Taperstrukturen und HI-Schicht. Die Emissionswellenlänge beträgt 976.35 nm, das SMSR liegt bei 48 dB.*

kontrolliert. Um zu überprüfen, wie sich die Laser während des 50 ns langen Pulses spektral verhalten und ob die Laser bei hohen Pulsströmen noch monomodig sind, wurde auf Interferometermessungen zurückgegriffen. Da sich die Wellenlänge aufgrund der Erwärmung während des Pulses leicht verändert, ist es möglich mit einem Michelson-Interferometer ein Signal aufzunehmen. Verschiebt sich die Emissionswellenlänge des Lasers während des Pulses nur kontinuierlich ohne Sprünge aufzuweisen, ergibt sich ein sinusförmiges Signal. Abbildung 5.33 zeigt das Ergebnis einer solchen Messung, wobei die Signale mehrerer tausend Pulse überlagert sind. Die stetige Sinusform zeigt, dass keine Modensprünge während der 50 ns Pulsbetrieb vorliegen. Ebenso können Modensprünge von Puls zu Puls ausgeschlossen werden, da es über die vielen Messungen hinweg ansonsten zu Verschiebungen käme und die Signale nicht deckungsgleich wären.

Ist der Gangunterschied der beiden Interferometerarme bekannt, können aus dem Signal außerdem die Verschiebung der Wellenlänge während des Pulses und daraus wiederum die Intra-Puls-Temperaturerhöhung bestimmt werden. Hierzu muss nur beachtet werden, dass der Gangunterschied  $\Delta d$  der Interferometerarme konstant ist und sich



**Abbildung 5.33:** Überlagerte Interferometersignale. Die stetige Sinusform des Signals während der 50 ns Pulsdauer zeigt, dass kein Modensprung während oder zwischen den einzelnen Strompulse stattfindet.

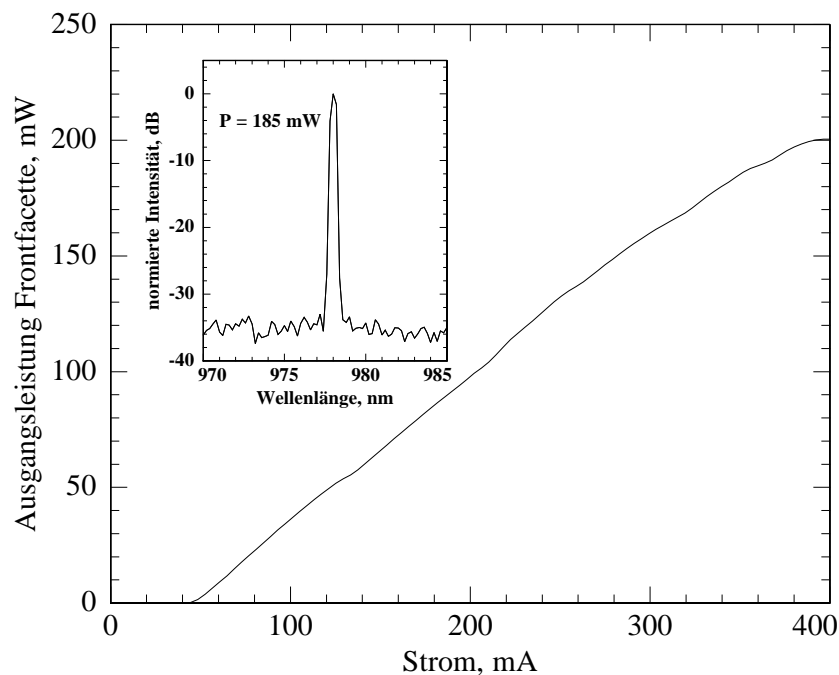
die Wellenlänge des Lichts während des Strompulses ändert. Wenn gilt  $\Delta d \gg \lambda$  genügen kleine Änderungen der Wellenlänge um einen kompletten Sinusdurchgang im Signal zu erhalten. Im Fall eines Gangunterschieds von beispielsweise  $\Delta d = 2$  mm und einer Wellenlänge von  $\lambda = 976$  nm führt eine Wellenlängenänderung von 0.48 nm zu einem vollständigen Signaldurchlauf. Bei dem für diese Untersuchung in Betrieb genommenen Messaufbau betrug der Gangunterschied etwa 4 mm. Der vollständige Sinusdurchlauf in Abbildung 5.33 entspricht also einer Wellenlängenänderung von ca. 0.24 nm. Zusammen mit dem für  $\Delta\lambda/\Delta T$  bekannten Wert von 0.075 nm/K lässt sich so ermitteln, dass sich der Laser während der 50 ns Pulsdauer um etwa 3 K erwärmt.

Messergebnisse zu COD und Fernfeldeigenschaften werden in den folgenden Abschnitten präsentiert.

### 5.7.2 COD

Um die COD-Schwelle der Laser zu bestimmen, wurden diese aufgebaut und an einer Wärmesenke befestigt. Die Messungen wurden zunächst im CW-Betrieb vorgenommen. Eine Lichtleistungskennlinie ist in Abbildung 5.34 dargestellt.

Bei einem Schwellenstrom von 49 mA und einer Effizienz von 0.68 W/A erreicht die mit einer Facettenverspiegelung versehenen Laserdiode eine maximale Ausgangsleistung

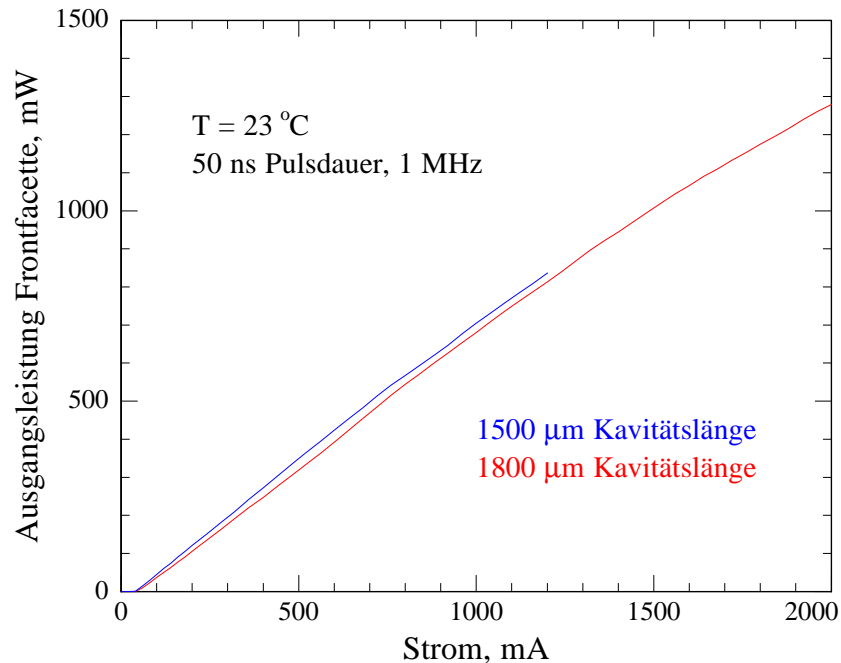


**Abbildung 5.34:** Lichtleistungskennlinie eines  $1800\ \mu\text{m}$  langen Lasers mit asymmetrischem Wellenleiter und Taperstrukturen. Die maximale Lichtleistung beträgt  $200\ \text{mW}$ . Das kleine Bild zeigt ein an diesem Laser bei einer Leistung von  $185\ \text{mW}$  gemessenes Emissionsspektrum. Der Emissionsspeak liegt bei  $978.0\ \text{nm}$ , das SMSR ist  $33\ \text{dB}$ .

von  $200\ \text{mW}$ . Während thermisches Überrollen zu erkennen ist, ist kein COD-bedingter Leistungseinbruch zu beobachten. Die COD-Schwelle konnte nicht erreicht werden, ist demnach aber mindestens 2.5 mal höher als die der herkömmlichen Laserdioden von knapp  $80\ \text{mW}$  (vgl. Abschnitt 5.1.2). Das kleine Bild zeigt die bei einer Lichtleistung von  $185\ \text{mW}$  aufgenommene Emissionscharakteristik dieses Lasers. Die Emissionswellenlänge beträgt  $978.0\ \text{nm}$ , das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis liegt bei  $33\ \text{dB}$ .

Da die COD-Schwelle im CW-Betrieb nicht erreicht werden konnte, wurden die Laser mit Hilfe einer Pulselektronik angesteuert und bei Parametern betrieben, die beim Einsatz von Hochleistungslasern üblich sind. Die Pulsdauer betrug  $50\ \text{ns}$ , die Wiederholrate  $1\ \text{MHz}$ . Der Pulsstrom wurde sukzessive erhöht und für jeden Wert die emittierte Laserleistung mittels eines Leistungsmessgeräts aufgezeichnet.

In Abbildung 5.35 sind zwei im gepulsten Betrieb aufgenommene Lichtleistungskennlinien zu sehen. Es handelt sich hierbei um Kennlinien zweier Laser, mit einer Kavitätslänge von  $1500\ \mu\text{m}$  bzw.  $1800\ \mu\text{m}$ . Lateraldesign und Verspiegelung waren bei beiden

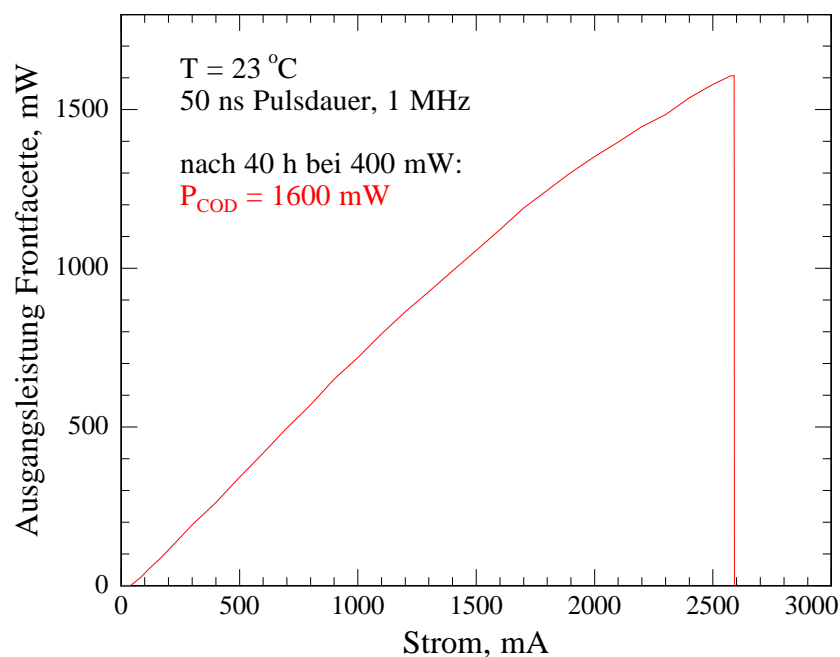


**Abbildung 5.35:** Im Pulsbetrieb aufgenommene Lichtleistungskennlinien von zwei Lasern mit asymmetrischem Wellenleiter und  $0.3 \mu\text{m}$  breiten Tapern. Der  $1500 \mu\text{m}$  lange Laser wurde bis zu maximal  $1200 \text{ mA}$  betrieben, die maximale Ausgangsleistung liegt bei  $850 \text{ mW}$ . Der  $1800 \mu\text{m}$  lange Laser wurde bei maximal  $2000 \text{ mA}$  betrieben. Bei diesem Strom konnte eine Lichtleistung von  $1270 \text{ mW}$  ohne Eintreten von COD gemessen werden.

Lasern identisch, die geätzte Endbreite der  $200 \mu\text{m}$  langen Taper betrug dabei  $0.3 \mu\text{m}$ , die Facettenreflektivitäten von Front- und Rückfacette waren  $5$  respektive  $90 \%$ . Der  $1500 \mu\text{m}$  lange Laser wurde bis zu einem Maximalstrom von  $1200 \text{ mA}$  gemessen. Hierbei erreichte er ohne Anzeichen von COD zu zeigen eine maximale Ausgangsleistung von  $850 \text{ mW}$ . Der  $1800 \mu\text{m}$  lange Laser wurde bis hin zu Strömen von  $2000 \text{ mA}$  betrieben, was einer aus der Frontfacette ausgekoppelten COD-freien Maximalleistung von  $1270 \text{ mW}$  entspricht.

Der betreffende Laser wurde bei einer Leistung von  $400 \text{ mW}$ <sup>11</sup>  $40$  Stunden lang betrieben bevor eine weitere Leistungsmessung vorgenommen wurde. Das Ergebnis dieser erneuten Messung ist in Abbildung 5.36 dargestellt. Der Schwellenstrom blieb unverändert bei  $48 \text{ mA}$ , die Effizienz zeigt einen leichten Anstieg von  $0.70$  auf  $0.74 \text{ W/A}$ . Mit

<sup>11</sup> Diese Leistung liegt bereits weit oberhalb der mit herkömmlichen Laserdesigns erreichbaren COD Schwelle.



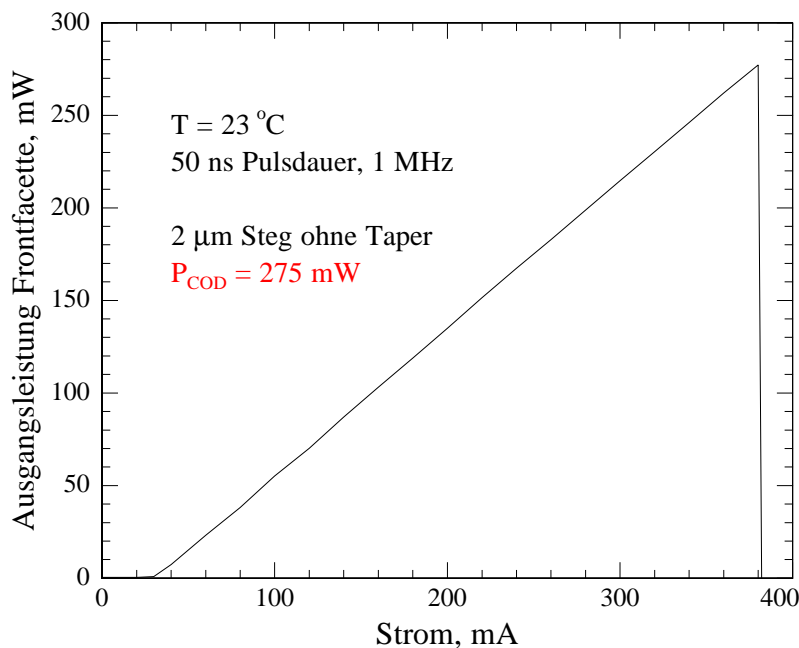
**Abbildung 5.36:** *Lichtleistungskennlinie des 1800  $\mu\text{m}$  langen Lasers aus Abbildung 5.35 gemessen nach 40 Stunden Dauerbetrieb bei 400 mW Ausgangsleistung. Erst durch ein Erhöhen des Betriebsstroms auf 2600 mA konnte ein COD herbeigeführt werden. Die COD-Schwelle beträgt 1600 mW.*

dem Ziel die COD-Schwelle des Bauteils zu ermitteln wurde der Maximalstrom in dieser Messung nochmals erhöht. Oberhalb von etwa 1500 mA zeigt der Laser erste Zeichen von thermischem Überrollen, ein abrupter Leistungseinbruch erfolgt bei einem Betriebsstrom von 2600 mA. Dies entspricht einer COD-Schwelle von 1600 mW.

Ein im selben Prozesslauf hergestellter Laser ohne Taperstrukturen wurde auf die selbe Art und Weise gemessen, um einen möglichst reliablen Referenzwert zu erhalten, der es ermöglicht die Auswirkung der Taperstrukturen auf die COD-Schwelle der Laser zu quantifizieren. Wie in Abbildung 5.37 zu sehen ist, tritt ohne Taperstrukturen an den beiden Kavitätsenden der COD bereits bei einer Leistung von 275 mW auf.

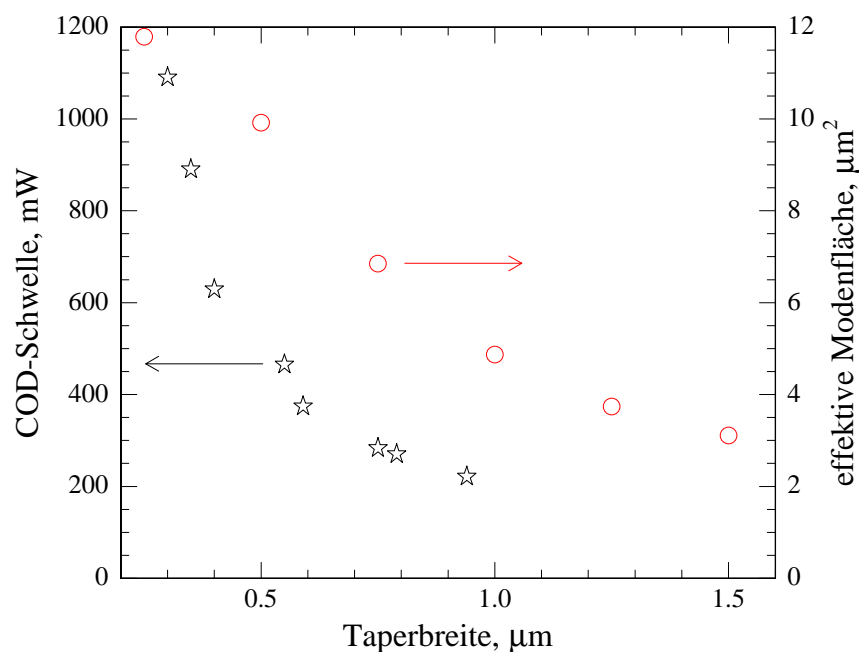
Der Umstand, dass dieser Wert höher als die im CW-Betrieb bestimmten ist, ist der Tatsache geschuldet, dass die COD-Schwelle von Halbleiterlaserdioden mit abnehmender Pulsdauer ansteigt. Dies kann sehr anschaulich dadurch erklärt werden, dass beim Entstehen des COD thermische Effekte eine große Rolle spielen. Diese sind im gepulsten Betrieb von geringerer Bedeutung im Vergleich zum Dauerstrichbetrieb. Nichtsdestotrotz ist die COD-Schwelle der Laser mit getapertem Wellenleitersteg mit 1600 mW etwa 5.8

mal höher als diejenige der Laser ohne optimiertem Lateraldesign.



**Abbildung 5.37:** Lichtleistungskennlinie eines 1800  $\mu\text{m}$  langen Lasers mit asymmetrischem Wellenleiter und konstanter Stegbreite von 2.0  $\mu\text{m}$ . Bei den selben Pulsparametern gemessen wie die getaperten Laser, zeigt das Bauteil mit herkömmlicher Lateralstruktur den COD bereits bei einer Leistung von 275 mW.

Um den qualitativen Zusammenhang zwischen Taperbreite und COD-Schwelle zu beleuchten, wurden die durchschnittlichen COD-Schwellen mehrerer Proben gegen die jeweilige Endbreite der getaperten Stegwellenleiter aufgetragen (siehe Abbildung 5.38). Wie in Abschnitt 5.4 ausgeführt, steigt die effektive Modenfläche bei abnehmender Breite der modenführenden Struktur stark an. In Abbildung 5.38 sind neben den gemessenen COD-Schwellen auch die berechneten effektiven Modenflächen dargestellt. Qualitativ sind die Kurvenverläufe für Messung und Simulation ähnlich, allerdings zeigt sich bei den tatsächlich gemessenen Werten ein sehr viel steilerer Anstieg bei Taperbreiten unterhalb von 0.8  $\mu\text{m}$ , als die Simulationsrechnungen dies erwarten lassen. Die Abweichung zwischen Messung und Simulation lässt sich damit begründen, dass für die Rechnung von rein passiven Strukturen ausgegangen wird. Außerdem ist der Brechungsindex der aktiven Schicht nicht beliebig genau bekannt, so dass dieser zum Zwecke der Simulationsrechnung abgeschätzt werden muss. Taperendbreite und Ätztiefe können bei den gemessenen Lasern etwas von den für die Simulation verwendeten Werten abweichen.



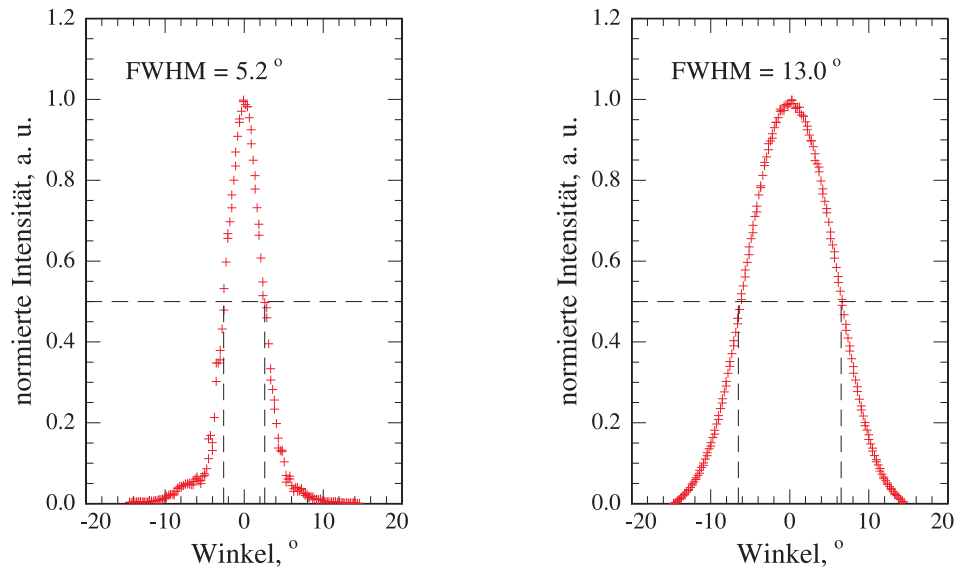
**Abbildung 5.38:** Über mehrere Messungen gemittelte COD-Schwellen sowie simulierte effektive Modenflächen in Abhängigkeit der Taperbreite. Mit abnehmender Endbreite der Taperstrukturen steigt die gemessene COD-Schwelle steil an.

### 5.7.3 Fernfelder

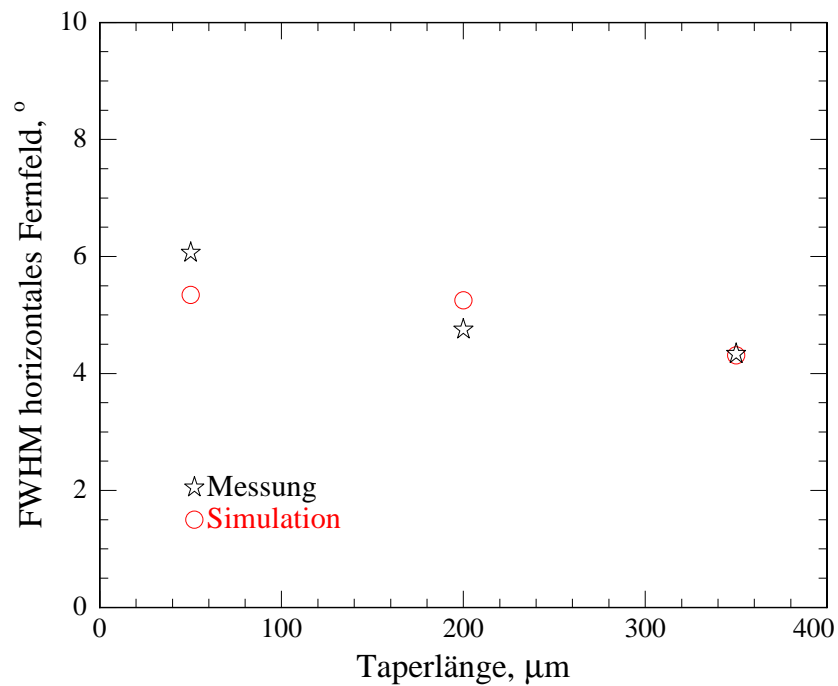
Aufgrund der durch die Taperstruktur bedingten Ausbreitung der Lichtmode in die asymmetrische LOC hinein ändern sich natürlich auch die Fernfelder der Laser bei Einsatz der getaperten RWGs. Im Vergleich zu jenen von Lasern mit gleichbleibend breiten Stegwellenleitern sind die Halbwertsbreiten der Fernfeldverteilungen nochmals reduziert.

Abbildung 5.39 zeigt die gemessenen Fernfeldverteilungen eines  $1800 \mu\text{m}$  langen Lasers mit  $0.4 \mu\text{m}$  breiten und  $200 \mu\text{m}$  langen Taperstrukturen an beiden Kavitätsenden. In lateraler Richtung ergibt sich ein FWHM Wert von nur  $5.2^\circ$ , in transversaler Richtung beträgt die FWHM  $13.0^\circ$ .

Da die Länge der Taperstrukturen bestimmt, wie vollständig sich die Mode in den unteren Wellenleiterbereich ausbreiten kann, wirkt sie sich natürlich auch auf die Fernfelder der Laser aus. Abbildung 5.40 zeigt den simulierten Verlauf der Halbwertsbreite der horizontalen Fernfelder für Laser mit  $400 \text{ nm}$  breiten Taperstrukturen und HI-Schicht in Abhängigkeit von der Taperlänge. Die gemessenen Fernfelder von Lasern mit  $50 \mu\text{m}$ ,  $200 \mu\text{m}$  und  $350 \mu\text{m}$  langen Tapern bestätigen die Vorhersagen. Da sich das Licht in den

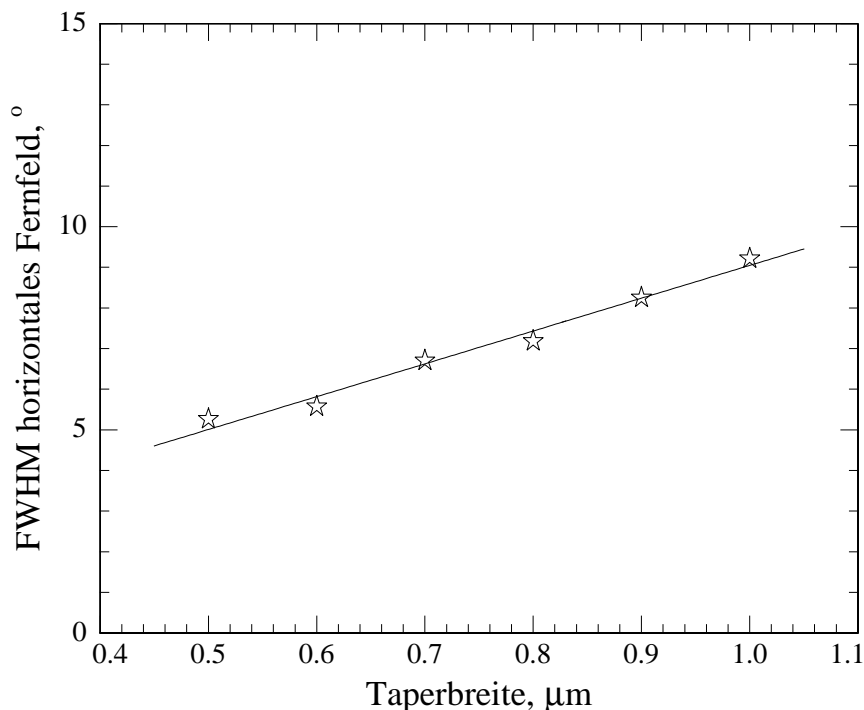


**Abbildung 5.39:** Gemessene Fernfelder eines 1800  $\mu\text{m}$  langen Lasers mit 0.4  $\mu\text{m}$  breiten Taperstrukturen. In lateraler (links) und transversaler (rechts) Richtung betragen die Halbwertsbreiten 5.2° bzw. 13.0°.



**Abbildung 5.40:** Abhängigkeit der horizontalen Fernfelder eines Lasers mit asymmetrischem Wellenleiter und HI-Schicht von der Länge der Taperstrukturen.





**Abbildung 5.41:** *Abhängigkeit der FWHM der horizontalen Laserfernfelder von der Breite der Taperstrukturen. Zwischen 0.5 und 1.0  $\mu\text{m}$  Breite ergibt sich ein direkt proportionaler Zusammenhang zwischen Taperbreite und FWHM.*

längeren Strukturen besser in den Wellenleiter hinab ausbreiten kann, nimmt mit zunehmender Taperlänge die Halbwertsbreite des Laserfernfeldes ab. Die Tatsache, dass für die Simulation mit rein passiven Strukturen gerechnet wird und Effekte wie die Stromabhängigkeit des Brechungsindex und Gewinnführung des Lichts nicht berücksichtigt werden, erklärt die kleinen Abweichungen zwischen den simulierten und gemessenen Werten.

Neben der Taperlänge ist natürlich auch deren Breite ein bestimmender Faktor für die Ausbreitung der Mode im asymmetrischen Wellenleiter. Wiederum wirkt sich dies auf die Fernfelder der Laserdioden aus. Je schmaler der Lasersteg wird, umso stärker ist das Bestreben der Mode in die LOC auszuweichen, was zu schwächerer Lokalisation und folglich schmalere Fernfeldverteilungen führt. Abbildung 5.41 zeigt in Abhängigkeit von der Taperbreite gemessene Halbwertsbreiten der Fernfelder von Lasern mit asymmetrischem LOC Wellenleiter und getaperten Stegwellenleitern. Im Bereich zwischen 0.5  $\mu\text{m}$  und 1.0  $\mu\text{m}$  Taperbreite zeigt sich ein kontinuierlicher Zuwachs der Halbwertsbreiten.



# Kapitel 6

## Zusammenfassung - Summary

### Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung von lateral gekoppelten DFB-Halbleiterlasern für Hochleistungsanwendungen. Besonderes Augenmerk war dabei auf hohe COD-Schwellen und schmale Fernfeldverteilungen gerichtet.

Ausgehend von einem LOC-Design wurden Simulationsrechnungen durchgeführt und ein neues Epitaxiedesign mit einer  $2.5 \mu\text{m}$  dicken LOC in welcher die aktive Schicht asymmetrisch positioniert ist entwickelt. Durch die asymmetrische Anordnung der aktiven Schicht kann die im Falle von lateral gekoppelten DFB-Lasern sehr kritische Kopplung der Lichtmode an das modenselektive Gitter gewährleistet werden. Zudem reichen die Ausläufer der Lichtmode in diesem Design weiter in den Wellenleiter hinab als dies bei herkömmlichen Wellenleitern der Fall ist, so dass sich die Fernfeldeigenschaften der Laser verbessern.

Die Spektren von auf diesem Material prozessierten Laserdioden weisen Seitenmodenunterdrückungsverhältnisse von mehr als 40 dB auf. Der Schwellenstrom eines  $1200 \mu\text{m}$  langen Lasers liegt bei 79 mA, die Effizienz je Facette beträgt 0.38 W/A.

Aufgrund der asymmetrischen LOC weisen die Fernfeldverteilungen dieser Laser Halbwertsbreiten von  $14^\circ$  in lateraler und nur  $19^\circ$  in transversaler Richtung auf. Im Vergleich mit Standardstrukturen konnte die Ausdehnung des transversalen Fernfeldes also um mehr als 50 % reduziert werden. Außerdem ergibt sich eine nahezu runde Abstrahlcharakteristik, was die Einkopplungseffizienz in optische Systeme wie Glasfasern oder Linsen signifikant verbessert. Auch ohne Einsatz spezieller Fasergeometrien wie etwa keilförmig angeschliffenen Fasern konnte so eine äußerst hohe Kopplungseffizienz von 64 % erreicht werden.

Aufgrund der Konzentration der Modenintensität im Bereich der aktiven Schicht ist

die COD-Schwelle der Laser im Vergleich zu Standardstrukturen nicht erhöht. Bei einem 1500  $\mu\text{m}$  langen Laser mit 2.0  $\mu\text{m}$  breitem Wellenleitersteg beträgt sie 62 mW.

Unter Ausnutzung der entwickelten Epitaxiestruktur mit asymmetrischer LOC wurde ein neues Lateraldesign entwickelt. Es handelt sich hierbei um Wellenleiterstege welche im Bereich der Facetten eine Verjüngung aufweisen. Durch diese wird die optische Mode tief in die 2.5  $\mu\text{m}$  dicke Wellenleiterschicht geführt, welche sie in transversaler Richtung komplett ausfüllt. Durch den größeren Abstand der Lasermode vom Wellenleitersteg ergibt sich zudem eine deutliche schwächere laterale Führung, so dass sich die Mode auch parallel zur aktiven Schicht weiter ausdehnt. Die Lichtmode breitet sich folglich über eine deutlich größere Fläche aus, als dies bei einem gleichbleibend breiten Wellenleitersteg der Fall ist. Die somit signifikant kleinere Leistungsdichte auf der Laserfacette ist gleichbedeutend mit einem Anstieg der COD-Schwelle der Laser der im Einzelnen von den jeweiligen Designparametern von Schicht- und Lateralstruktur abhängig ist. Außerdem bewirkt die in lateraler und transversaler Richtung deutlich schwächere Lokalisation der Mode eine weitere Abnahme der Halbwertsbreiten der Laserfernfelder.

Beruhend auf diesem Konzept wurden verschiedene Laser hergestellt und charakterisiert. Die Schwellenströme dieser Bauteile liegen bei 30 mA, die Effizienzen betragen je Facette 0.42 W/A. Das SMSR beträgt bis zu 48 dB.

Durch die im Vergleich zu herkömmlichen Laserstrukturen schwächere Lokalisation der Lichtmode im Bereich der Facetten ergeben sich äußerst schmale Fernfelder. Ein 1800  $\mu\text{m}$  langer Laser, dessen Stegbreite über 200  $\mu\text{m}$  hinweg auf 0.4  $\mu\text{m}$  verringert wurde, zeigt Halbwertsbreiten von 5.2° in lateraler und 13.0° in transversaler Richtung. Damit sind die Fernfelder dieser Laser bedeutend kleiner als die bislang vorgestellter Laserdioden mit LOC [Wen06, Sch10]. Die Geometrie der Taperstrukturen bestimmt, wie vollständig sich die Mode in den unteren Wellenleiterbereich ausbreiten kann und nimmt damit Einfluss auf die Laserfernfelder. Die Halbwertsbreiten zeigen eine indirekt proportionale Abhängigkeit von der Länge der Taperstrukturen, sowie eine direkt proportionale von deren Breite.

Im CW-Modus durchgeführte Messungen an Lasern mit Taperstrukturen zeigen maximale Ausgangsleistung von 200 mW bevor die Laser in thermisches Überrollen übergehen. Bei einer Ausgangsleistung von 185 mW beträgt das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis 33 dB.

Im gepulsten Modus (50 ns Pulsdauer, 1MHz Wiederholungsrate) betriebene Laser zeigen hohe COD-Schwellen von mehreren hundert bis hin zu 1600 mW, die eine deutliche Abhängigkeit von der Endbreite der Taperstrukturen zeigen: Mit abnehmender

Taperbreite ergibt sich eine starke Zunahme der COD-Schwelle. An einem 1800  $\mu\text{m}$  langen Laser mit 200  $\mu\text{m}$  langen Taperstrukturen die eine Endbreite von 0.3  $\mu\text{m}$  aufweisen konnte eine COD-Schwelle von 1.6 W nachgewiesen werden. Die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ausgangsleistungen stellen damit die aktuellen Rekordwerte für DFB Laser dar (vgl. [Wen06, Kle07]). Im Gegensatz zu anderen Ansätzen, die ebenfalls longitudinal und lateral mono-modige DFB-Laser mit hohen Ausgangsleistungen zum Ziel haben, kann jedoch bei dem hier präsentierten Konzept aufgrund des Einsatzes von lateralen DFB-Gittern auf eine Unterbrechung des epitaktischen Wachstums verzichtet werden. Dies vereinfacht die Herstellung der Schichtstrukturen deutlich.

Die hier vorgestellten Konzepte sind mit weiteren üblichen Vorgehensweisen zur Herstellung von Hochleistungslaserdioden, wie z.B. speziellen Facettenreinigungs- und Passivierungsverfahren oder Materialdurchmischung im Facettenbereich, kombinierbar. Zudem kann das hier am Beispiel des InGaAs/AlGaAs Materialsystems entwickelte Konzept auf alle zur Herstellung von Halbleiterlaserdioden üblichen Materialsysteme übertragen werden und eröffnet so eine völlig neue, material- und wellenlängenunabhängige Möglichkeit Abstrahlcharakteristik und Ausgangsleistung von Laserdioden zu optimieren.

## Summary

The primary objective of this work was the development of laterally coupled DFB semiconductor laser diodes for high-power applications. Special attention was turned to high COD thresholds and narrow farfield distributions.

Based on a LOC design, simulations were undertaken and a new epitaxial design was devised featuring an active layer positioned asymmetrically in a LOC with a height of  $2.5 \mu\text{m}$ . This design guarantees good coupling between the light mode and the lateral grating, something that is especially critical in the case of laterally coupled DFB lasers. Furthermore, due to this design the fringes of the light mode extend farther into the waveguide layers than possible in conventional waveguides, thereby improving the farfield characteristics of the devices.

The spectral characteristics of laser diodes based on this material show SMSR of more than 40 dB. The threshold current of a  $1200 \mu\text{m}$  long laser is 79 mA, the slope efficiency amounts to 0.38 W/A per facet.

Due to the asymmetrical LOC the farfield distributions of these laser diodes exhibit FWHM values of  $14^\circ$  in lateral and only  $19^\circ$  in transversal direction. Compared to standard designs the dimension of the transversal farfield could be reduced by more than 50 %, resulting in an almost circular farfield pattern, hence improving the coupling efficiency into optical fibers or lenses significantly. Even without the use of special fiber geometries like lensed or tapered fibers, a very high coupling efficiency of 64 % could be achieved.

Because of the light mode being concentrated mainly around the active layer however, the COD thresholds of these lasers do not show any improvement compared to standard devices. A  $1500 \mu\text{m}$  long device with a ridge waveguide width of  $2.0 \mu\text{m}$  yields a COD threshold of 62 mW.

Based on the developed epitaxial design with an asymmetrical LOC, a new ridge design was devised. It features RWGs that are tapered down to a width of only several hundred nanometers at both ends of the laser cavity. Due to this tapered sections, the optical mode is pushed down into the  $2.5 \mu\text{m}$  thick waveguide, filling it out completely in transversal direction. Because of the increased distance between the lasing mode and the RWG, the lateral mode guiding is also decreased, resulting in an expansion parallel to the epitaxial layers as well. Consequently the light spreads over a significantly larger area than in the case of a RWG of constant width. The thusly reduced power density at the laser facet is tantamount to an increase in COD threshold the extent of which depends on

the particular design parameters of layer and ridge design respectively. Furthermore, the weaker localisation of the light mode causes a further decrease of the farfields' FWHM values.

Various laser diodes based on this concept were manufactured and characterised. The threshold currents of these devices are around 30 mA, the slope efficiencies per facet are 0.42 W/A. The side mode suppression ratios are up to 48 dB.

Due to the localisation of the light mode being weaker than in conventional laser structures, the measured lasers' farfield distributions are very narrow. A 1800  $\mu\text{m}$  long laser with a 2.0  $\mu\text{m}$  wide RWG tapered down to 0.4  $\mu\text{m}$  over a length of 200  $\mu\text{m}$  yields FWHM values of 5.2° in lateral and 13.0° in transversal direction. These values are considerably smaller than those achieved with other laser diodes based on LOC structures presented up to now [Wen06, Sch10]. The layout of the taper structures determines the degree of the spread into the lower waveguide and therefore influences the farfield distributions. The FWHM values show an indirectly proportional dependence on taper length as well as a directly proportional dependence on taper width.

When measured in CW mode, the tapered lasers show a maximum optical output power of 200 mW before exhibiting thermal roll-over. Measured at an output power of 185 mW, the spectral characteristics yield a SMSR of 33 dB.

Operated in pulsed mode (50 ns pulse length, 1 MHz repetition rate), the laser diodes show high COD thresholds of several hundred up to 1600 mW. The COD thresholds exhibit a strong dependence on the taper width viz. a fast increase of COD threshold with decreasing taper width. Data derived from measurements conducted with a 1800  $\mu\text{m}$  long laser that was tapered down to a ridge width of only 0.3  $\mu\text{m}$  over a length of 200  $\mu\text{m}$ , yield a COD threshold of 1.6 W. The output powers that could be achieved during the course of this work currently define the record values for DFB lasers (compare [Wen06, Kle07]). Other approaches aiming at laterally and longitudinally mono-mode high-power DFB lasers are based on an epitaxial overgrowth step. This highly risky procedure could be foregone due to the use of DFB gratings positioned laterally to the RWG.

The concepts presented here are fully compatible with other procedures usually used for manufacturing high power laser diodes with high COD thresholds, such as special facet cleaning and passivation procedures or quantum-well-intermixing. Above all, although the concept developed in this work was based on the InGaAs/AlGaAs material system, it can be transferred to virtually every material system used for the fabrication of semiconductor laser diodes. Thus the presented concept establishes a new way of

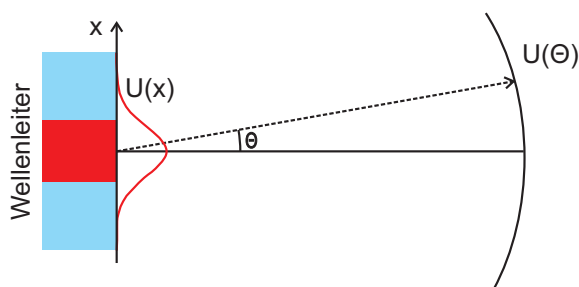
optimizing both farfield and output power of laser diodes that is independent of both material system and emission wavelength.



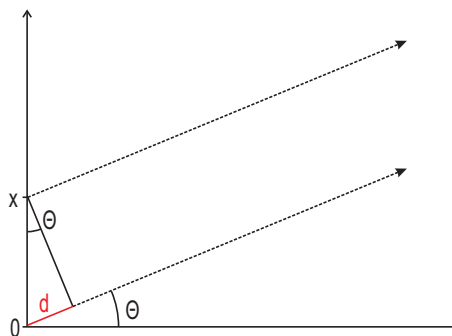
# Anhang A

## Laserfernfelder

Die Abstrahlcharakteristik eines Lasers, also die Information darüber, welche Leistung unter welchem Winkel emittiert wird, wird als Laser-Fernfeld bezeichnet. Im Gegensatz zu den stark kollimierten Strahlen von Gaslasern, ist das Fernfeld von Diodenlasern sehr divergent. Der Grund dafür ist die enge Wellenführung im Laser und das dadurch bedingte starke Aufbeugen der Strahlung im Freiraum (siehe Abbildung A.1).



**Abbildung A.1:** Schematische Darstellung von Nahfeld  $U(x)$  und Fernfeld  $U(\Theta)$  eines Diodenlasers.



**Abbildung A.2:** Gangunterschied  $d$  zweier Strahlen, die von den Punkten  $0$  und  $x$  unter dem Winkel  $\Theta$  emittiert werden.

Mit Hilfe von Verfahren der Beugungstheorie kann das Fernfeld  $U(\Theta)$  aus dem Nahfeld  $U(x)$  eines Lasers berechnet werden. Hierzu werden zwei parallele Strahlen, welche unter einem Winkel  $\Theta$  von der Facette ausgehen betrachtet (vgl. Abbildung A.2).

Der Gangunterschied  $d$  der beiden Strahlen ist dabei

$$d = x \cdot \sin(\Theta) \tag{A.1}$$

die Phasendifferenz  $\Delta\phi$  beträgt folglich

$$\Delta\phi = k \cdot x \cdot \sin(\Theta) \quad (\text{A.2})$$

Da alle von der Facette unter dem Winkel  $\Theta$  ausgehenden Strahlen interferieren, erhält man die gesamte unter diesem Winkel abgestrahlte Amplitude durch Integration über die gesamte Feldverteilung auf der Facette, gewichtet mit dem Faktor  $e^{i\Delta\phi}$ :

$$U(\Theta) = \int_{-\infty}^{\infty} U(x) e^{ikx \sin(\Theta)} dx \quad (\text{A.3})$$

Für kleine Winkel gilt in erster Näherung  $\sin(\Theta) \approx \Theta$ , folglich kann Gleichung A.3 vereinfacht werden zu:

$$U(\Theta) = \int_{-\infty}^{\infty} U(x) e^{ikx\Theta} dx \quad (\text{A.4})$$

Mathematisch betrachtet ist das Fernfeld  $U(\Theta)$  also die Fouriertransformierte der Feldverteilung  $U(x)$  auf der Laserfacette. Um zu berücksichtigen, dass die Abstrahlung unter großen Winkeln kleiner wird, muss ein zusätzlicher Faktor, der so genannte Schrägheitsfaktor, mit einbezogen werden. Dieser entspricht in erster Näherung  $\cos(\Theta)$ . Für eine zweidimensionale Feldverteilung gilt also:

$$U(\Theta_x, \Theta_y) = \cos(\Theta_x) \cdot \cos(\Theta_y) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} U(x, y) e^{ik(x \sin(\Theta_x) + y \sin(\Theta_y))} dx dy \quad (\text{A.5})$$

# Anhang B

## Probenaufbau

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurden mehrere verschiedene Schichtstrukturen verwendet:

**Design a:** Standard 980 nm Struktur für Referenzmessungen

**Design b:** Struktur mit asymmetrischem Wellenleiter

**Design c:** Struktur mit asymmetrischem Wellenleiter und Hochindexschicht

Während **Design a** für Referenzmessungen diente, wurden auf **Design b** und **Design c** Laser mit optimiertem Fernfeld und Laser mit inversen Tapern hergestellt.

Der Schichtaufbau der verschiedenen Strukturen ist in den folgenden Tabellen dargestellt. Anschließend finden sich die leicht vereinfachten Schichtfolgen wie sie für die Simulationsrechnungen verwendet wurden.

## Prozessierte Schichtstrukturen

### Design a:

Schichtdicke	Material	Dotierung	Funktion
350 $\mu\text{m}$	GaAs Substrat	$n=3\cdot 10^{18}$	
500 nm	GaAs	$n=3\cdot 10^{18}$	Pufferschicht
2000 nm	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	$n=1\cdot 10^{18} \rightarrow 5\cdot 10^{17}$	Untere Mantelschicht
250 nm	$\text{Al}_{0.x}\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $x:0.40\rightarrow 0.15$	undotiert	Unterer Wellenleiter
8 nm	InGaAs Quantenpunkte	undotiert	Aktive Schicht
250 nm	$\text{Al}_{0.x}\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ $x:0.15\rightarrow 0.40$	undotiert	Oberer Wellenleiter
1500 nm	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	$p=5\cdot 10^{18} \rightarrow 1\cdot 10^{19}$	Obere Mantelschicht
200 nm	GaAs	$p=1\cdot 10^{19} \rightarrow 1\cdot 10^{20}$	Kontaktschicht

Design b:

Schichtdicke	Material	Dotierung	Funktion
350 $\mu m$	GaAs Substrat	$n=3 \cdot 10^{18}$	
500 nm	GaAs	$n=3 \cdot 10^{18}$	Pufferschicht
20 nm	$Al_x Ga_{1-x} As_{x:0.0 \rightarrow 0.35}$	$n=3 \cdot 10^{18}$	Untere Mantelschicht
1000 nm	$Al_{0.35} Ga_{0.65} As$	$n=3 \cdot 10^{18} \rightarrow 5 \cdot 10^{17}$	
2300 nm	$Al_{0.3} Ga_{0.7} As$	$n=5 \cdot 10^{17} \rightarrow 1 \cdot 10^{17}$	Unterer Wellenleiter
50 nm		$n=1 \cdot 10^{17}$	
50 nm		undotiert	
80 nm	GaAs	undotiert	Aktive Schicht
	InGaAs Quantenpunkte		
	GaAs		
	InGaAs Quantenpunkte		
	GaAs		
	InGaAs Quantenpunkte		
	GaAs		
50 nm	$Al_{0.35} Ga_{0.65} As$	undotiert	Obere Mantelschicht
50 nm		$p=1 \cdot 10^{17}$	
1000 nm		$p=1 \cdot 10^{17} \rightarrow 5 \cdot 10^{18}$	
100 nm		$p=5 \cdot 10^{18} \rightarrow 1 \cdot 10^{19}$	
20 nm		$p=1 \cdot 10^{19}$	
200 nm	GaAs	$p=1 \cdot 10^{19} \rightarrow 1 \cdot 10^{20}$	Kontaktschicht

**Design c:**

Schichtdicke	Material	Dotierung	Funktion
350 $\mu m$	GaAs Substrat	$n=3 \cdot 10^{18}$	
1000 nm	$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$	$n=1 \cdot 10^{18}$	Untere Mantelschicht
2500 nm	$Al_{0.25}Ga_{0.75}As$	$n=1 \cdot 10^{18} \rightarrow 5 \cdot 10^{17}$	Unterer Wellenleiter
50 nm	GaAs	undotiert	Aktive Schicht
	InGaAs Quantenfilm		
	GaAs		
	InGaAs Quantenfilm		
	GaAs		
25 nm	$Al_xGa_{1-x}As$ $x:0.0 \rightarrow 0.35$	undotiert	Oberer Wellenleiter
250 nm	$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$	$p=1 \cdot 10^{17}$	Obere Mantelschicht
25 nm	$Al_xGa_{1-x}As$ $x:0.35 \rightarrow 0.0$	$p=1 \cdot 10^{18}$	Hochindexschicht
50 nm	GaAs	$p=1 \cdot 10^{18}$	
25 nm	$Al_xGa_{1-x}As$ $x:0.0 \rightarrow 0.35$	$p=1 \cdot 10^{18}$	
100 nm	$Al_{0.35}Ga_{0.65}As$	$p=1 \cdot 10^{18}$	Obere Mantelschicht
1300 nm		$p=1 \cdot 10^{18} \rightarrow 5 \cdot 10^{18}$	
100 nm		$p=5 \cdot 10^{18} \rightarrow 1 \cdot 10^{19}$	
150 nm	GaAs	$p=1 \cdot 10^{19} \rightarrow 1 \cdot 10^{20}$	Kontaktschicht

**Simulierte Schichtstrukturen**

**Standarddesign:**

Schichtdicke	Material	Dotierung	Funktion
2000 nm	$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$	$n=1 \cdot 10^{18}$	Untere Mantelschicht
250 nm	$Al_{0.x}Ga_{1-x}As$ $x:0.40 \rightarrow 0.15$	undotiert	Unterer Wellenleiter
8 nm	InGaAs	undotiert	Aktive Schicht
250 nm	$Al_{0.x}Ga_{1-x}As$ $x:0.15 \rightarrow 0.40$	undotiert	Oberer Wellenleiter
1500 nm	$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$	$p=1 \cdot 10^{18}$	Obere Mantelschicht

**LOC-Design:**

Schichtdicke	Material	Dotierung	Funktion
2000 nm	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	$n=1\cdot 10^{18}$	Untere Mantelschicht
1250 nm	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$	$n=1\cdot 10^{17}$	Unterer Wellenleiter
8 nm	InGaAs	undotiert	Aktive Schicht
1250 nm	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$	$p=1\cdot 10^{17}$	Oberer Wellenleiter
1500 nm	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	$p=1\cdot 10^{18}$	Obere Mantelschicht

**asymmetrisches LOC-Design:**

Schichtdicke	Material	Dotierung	Funktion
2000 nm	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	$n=1\cdot 10^{18}$	Untere Mantelschicht
2500 nm	$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$	$n=1\cdot 10^{17}$	Unterer Wellenleiter
50 nm	$\text{Al}_{0.125}\text{Ga}_{0.875}\text{As}$	undotiert	
8 nm	InGaAs	undotiert	Aktive Schicht
50 nm	GaAs	undotiert	Oberer Wellenleiter
25 nm	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$	$p=1\cdot 10^{17}$	Obere Mantelschicht
1300 nm	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	$p=1\cdot 10^{18}$	

**asymmetrisches LOC-Design mit Hochindexschicht:**

Schichtdicke	Material	Dotierung	Funktion
2000 nm	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	$n=1\cdot 10^{18}$	Untere Mantelschicht
2500 nm	$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$	$n=1\cdot 10^{17}$	Unterer Wellenleiter
50 nm	$\text{Al}_{0.125}\text{Ga}_{0.875}\text{As}$	undotiert	
8 nm	InGaAs	undotiert	Aktive Schicht
50 nm	GaAs	undotiert	Oberer Wellenleiter
25 nm	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{x:0.0\rightarrow 0.4}$	undotiert	Obere Mantelschicht
250 nm	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	$p=1\cdot 10^{17}$	
25 nm	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{x:0.4\rightarrow 0.0}$	$p=1\cdot 10^{17}$	HI-Schicht
50 nm	GaAs	$p=1\cdot 10^{17}$	
25 nm	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{x:0.0\rightarrow 0.4}$	$p=1\cdot 10^{17}$	
1500 nm	$\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$	$p=1\cdot 10^{18}$	Obere Mantelschicht

# Anhang C

## Simulationsprogramm

Sämtliche im Rahmen dieser Arbeit vorgenommenen Simulationen wurden mit dem von Dr. Martin Kamp am Lehrstuhl für Technische Physik der Universität Würzburg speziell für Halbleiterlaserdioden entwickelten Simulationsprogramm **LASIM** durchgeführt. Im Folgenden sollen die Algorithmen für die in dieser Arbeit durchgeführten Simulationen kurz vorgestellt werden. Alle Rechnungen wurden für monochromatisches Licht mit der Kreisfrequenz  $\omega$  und dem Wellenvektor im Vakuum  $k_0 = \omega/c$  durchgeführt. Als Ausgangspunkt für die Beschreibung von elektromagnetischen Wellen in einem Medium mit (ortsabhängigem) Brechungsindex  $n$  dient die vektorielle Helmholtz-Gleichung C.1

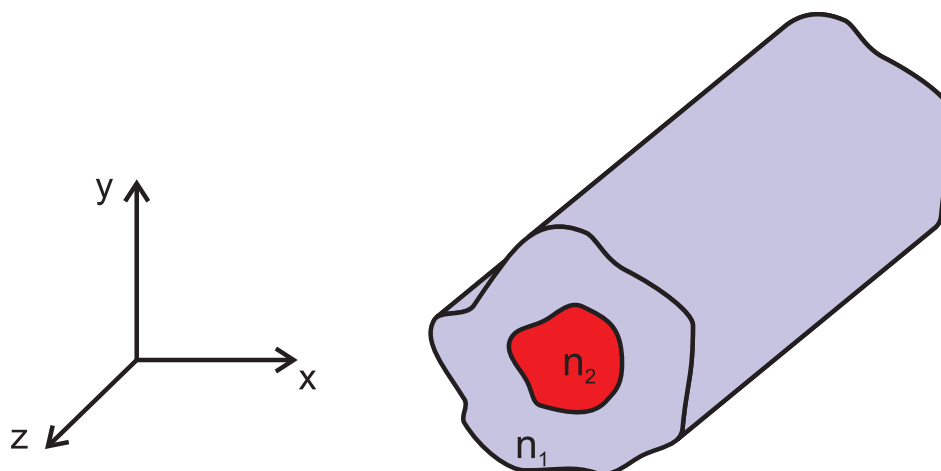
$$\nabla^2 \vec{E} + \nabla \left( \frac{\vec{E} \nabla n^2}{n^2} \right) + k_0^2 n^2 \vec{E} = 0 \quad (\text{C.1})$$

Die Randbedingungen an der Grenzfläche zweier Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex werden durch den zweiten Term berücksichtigt. Dieser ist nur dann ungleich Null, wenn das elektrische Feld eine Komponente senkrecht zur Grenzfläche besitzt und damit nicht stetig ist.

## Eigenmoden von Wellenleitern

Zunächst wird die Berechnung von Wellenleitern mit konstantem Querschnitt, d. h. einer gegebenen Brechungsindexverteilung  $n(x, y)$ , die sich entlang der z-Achse nicht ändert (vgl. Abbildung C.1), betrachtet.

Bei geeigneter Wahl der Brechungsindexverteilung ( $n_2 > n_1$ ) und ausreichender Dicke des Kerns kann der Wellenleiter eine oder mehrere Moden führen, deren elektrisches Feld durch eine Feldverteilung  $\vec{E}(x, y)$  im Querschnitt und eine harmonische Ausbreitung entlang der z-Achse beschrieben wird:



**Abbildung C.1:** Wellenleiter mit konstantem Querschnitt entlang der Ausbreitungsrichtung.

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(x, y)e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (\text{C.2})$$

$\beta$  ist dabei die Ausbreitungskonstante. Der effektive Brechungsindex  $n_{eff}$  der Mode ist  $n_{eff} = \beta/k_0$ , für geführte Moden liegt er zwischen dem kleinsten und größten Brechungsindex des Wellenleiters.

## Schichtwellenleiter

Im Falle eines Schichtwellenleiters hängt der Brechungsindex nur von einer Koordinate ab, d.h. man kann für die Feldverteilung schreiben:

$$\vec{E}(x, y, z) = \vec{E}(y)e^{i(\beta z - \omega t)} \quad (\text{C.3})$$

Einsetzen in die Helmholtz-Gleichung C.1 liefert:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}(y)}{\partial y^2} + \nabla \left( \frac{\vec{E}(y) \nabla n^2(y)}{n^2(y)} \right) + ((k_0 n(y))^2 - \beta^2) \vec{E}(y) = 0 \quad (\text{C.4})$$

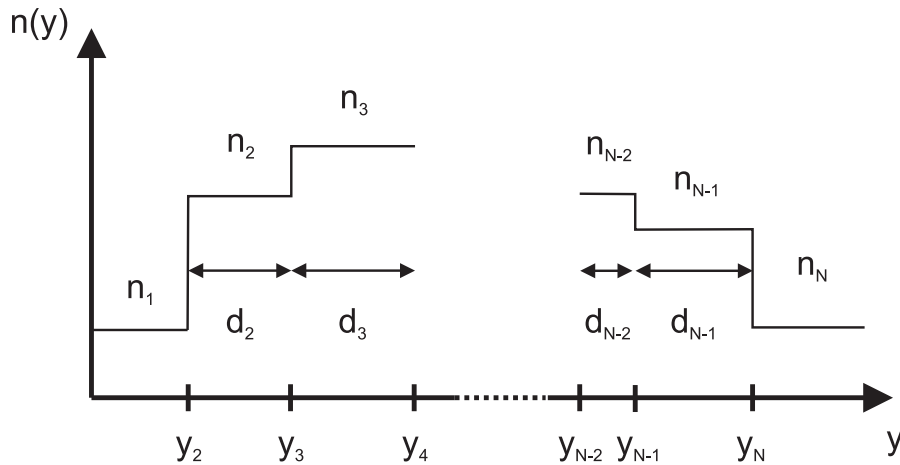
Das elektrische Feld  $\vec{E}$  ist dabei entweder parallel (TE-Mode) oder senkrecht (TM-Mode) zu den Schichten orientiert, d.h. man kann die obige Gleichung zu einer skalaren



Gleichung für nur eine Komponente reduzieren. Für die in dieser Arbeit ausschließlicb betrachteten TE-Moden entfällt der zweite Term in C.4, da das elektrische Feld keine Komponente senkrecht zu den Schichten hat und damit das Skalarprodukt gleich Null wird. Damit ergibt sich folgende Gleichung:

$$\frac{\partial^2 E_x(y)}{\partial y^2} + \left( (k_0 n(y))^2 - \beta^2 \right) E_x(y) = 0 \quad (\text{C.5})$$

Zur Bestimmung von  $E_x$  und  $\beta$  wird ein Transfermatrixalgorithmus verwendet. Der Wellenleiter wird dazu wie in Abbildung C.2 dargestellt in  $N$  Schichten mit konstanten Brechungsindizes  $n_i$  und Dicken  $d_i$  zerlegt. Diese Zerlegung ist entweder schon durch seinen Aufbau gegeben oder wird durch eine treppenförmige Approximation von kontinuierlichen Indexverläufen erreicht. Die beiden äußeren Schichten werden als unendlich ausgedehnt angenommen.



**Abbildung C.2:** Stufenförmiger Verlauf des Brechungsindex im Schichtwellenleiter.

Innerhalb der  $i$ -ten Schicht mit konstantem Brechungsindex  $n_i$  hat Gleichung C.5 die Lösung:

$$E_{x,i} = A_i e^{\kappa_i y} + B_i e^{-\kappa_i y} \quad (\text{C.6})$$

Dabei ist  $\kappa_i = \sqrt{\beta^2 - n_i^2 k_0^2} = k_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_i^2}$

Im Inneren des Wellenleiters ist  $n_i$  im Allgemeinen größer als  $n_{eff}$ , damit wird  $\kappa_i$  imaginär und die Lösungen haben oszillierenden Charakter. Bei geführten Moden klingt

das Feld in den äußersten Schichten des Wellenleiters exponentiell ab, d.h.  $\kappa_i$  muss in diesem Fall reell sein und es ergeben sich die Randbedingungen  $B_1 = 0$  und  $A_N = 0$ .

Kennt man nun die Amplituden  $A_i$  und  $B_i$  am unteren Rand  $y_i$  der  $i$ -ten Schicht, so kann man sie mit Hilfe von Gleichung C.6 auch am oberen Rand  $y_i + d_i$  berechnen. Aus den (von der Polarisation abhängigen) Stetigkeitsbedingungen erhält man daraus die Amplituden am unteren Rand der nächsten Schicht. Diese Änderung der Amplituden beim Übergang von einer Schicht in die nächste kann in einer  $2 \times 2$  Transfermatrix zusammengefasst werden:

$$\begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} = T_{i \rightarrow i+1} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix} \quad (\text{C.7})$$

Die Änderung beim Durchlaufen des gesamten Wellenleiters ergibt sich aus dem Produkt der Matrizen für die einzelnen Schichten. Für die numerische Suche nach geführten Moden wird  $n_{eff}$  auf den maximalen Brechungsindex des Wellenleiter und  $A_1$  auf einen beliebigen Wert gesetzt. Mittels der Transfermatrix berechnet das Programm dann  $A_N$  und  $B_N$ . Nun wird der effektive Index um einen kleinen Betrag (Suchintervall) verkleinert und die Berechnung erneut durchgeführt. Wechselt  $A_N$  im Vergleich zur letzten Rechnung das Vorzeichen, so liegt eine von den Randbedingungen geforderte Nullstelle im Suchintervall. Diese wird durch eine Intervallschachtelung eingegrenzt und so der effektive Index der Mode bestimmt. Die Feldverteilung ergibt sich durch die Auswertung von Gleichung C.6 für den gefundenen Wert von  $n_{eff}$ . Weitere Details zur dieser Methode finden sich in [Ada81].

## Stegwellenleiter

Bei Stegwellenleitern kann im Allgemeinen nicht mehr zwischen TE- und TM Moden unterschieden werden, eine exakte Lösung erfordert die Berechnung der beiden Feldkomponenten  $E_x$  und  $E_y$ . Für viele Geometrien (unter anderem für die in dieser Arbeit untersuchten Stegwellenleiter) dominiert allerdings eine Komponente, man spricht dann von TE- und TM-ähnlichen Moden. Bei der Berechnung kann man sich in diesem Fall in erster Näherung auf die Hauptkomponente beschränken. Für den Fall einer TE-ähnlichen Mode ergibt sich aus dem Ansatz C.3 und der Helmholtzgleichung:

$$\nabla^2 E_x + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{E_x}{n^2} \frac{\partial(n^2)}{\partial x} \right) + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_x = 0 \quad (\text{C.8})$$

Definiert man nun den Operator

$$\hat{H} = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{n^2} \frac{\partial(n^2)}{\partial x} \right) + k_0^2 n^2 \right) \quad (\text{C.9})$$

so kann man Gleichung C.8 in kompakter Form als Eigenwertproblem darstellen:

$$\hat{H} E_x = \beta^2 E_x \quad (\text{C.10})$$

Zur numerischen Lösung des Eigenwertproblems müssen zunächst die Feldverteilung und der Brechungsindexverlauf diskretisiert werden. Dabei wird für das Rechengebiet ein Raster aufgespannt, welches eine endliche (finite) Anzahl von Gitterpunkten aufweist. Die Ableitungen der Werte an den Gitterpunkten können durch Differenzen genähert werden. Für ein Gitter mit M Punkten in horizontaler und N Punkten in vertikaler Richtung wird damit aus Gleichung C.10 eine Matrixgleichung, deren Lösungen M·N dimensionale Eigenvektoren mit dazugehörigen Eigenwerten  $\beta$  sind. Da die Matrix sehr dünn besetzt ist und man meist nur Interesse am größten Eigenwert (d.h. der Fundamentalmode) hat, ist eine direkte Diagonalisierung der Matrix (die alle Eigenwerte und -vektoren liefert) kein guter Ansatz. Stattdessen wird ein iteratives Verfahren verwendet (Potenzmethode [Sch04]), bei dem man in jeder Iteration den Operator auf die Feldverteilung anwendet und die Feldverteilung dann so normiert, dass der größte Wert gleich Eins ist:

$$E'_{x,i+1} = \hat{H} E_{x,i} \quad \text{und} \quad E_{x,i+1} = \frac{E'_{x,i+1}}{\beta_{i+1}^2} \quad (\text{C.11})$$

Dieses Verfahren konvergiert gegen den größten Eigenwert der Matrix und liefert damit die Fundamentalmode des Wellenleiters.

## Modenausbreitung in Wellenleitern

Zur Berechnung der Ausbreitung von Licht in Wellenleitern mit langsam veränderlicher Geometrie wurde das sogenannte beam-propagation Verfahren (BPM) verwendet [Lif03]. Alle Rechnungen wurden mit einer skalaren Feldverteilung durchgeführt, Ausgangspunkt ist damit die skalare Helmholtzgleichung

$$\nabla^2 E + k_0^2 n^2(x, y, z) E = 0 \quad (\text{C.12})$$

Bei der Beschreibung der Feldverteilung teilt man die Variation des Feldes entlang des Wellenleiters in eine langsam veränderliche Komponente  $u(x, y, z)$  und einen schnell oszillierenden Anteil  $e^{i\beta z}$  auf:

$$E(x, y, z) = u(x, y, z) e^{i\beta z} \quad (\text{C.13})$$

Einsetzen in die Helmholtzgleichung liefert:

$$-\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - 2i\beta \frac{\partial u}{\partial z} = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) u + (k_0^2 n^2 - \beta^2) u \quad (\text{C.14})$$

Ändert sich  $u$  nur langsam ist  $|\frac{\partial^2 u}{\partial z^2}| \ll |2\beta \frac{\partial u}{\partial z}|$  [Lif03] und man kann den ersten Term von Gleichung C.14 vernachlässigen:

$$-2i\beta \frac{\partial u}{\partial z} = \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) \right) u \quad (\text{C.15})$$

Ist  $u$  die Mode eines Wellenleiter mit konstantem Querschnitt, so ist die rechte Seite der Gleichung Null und die Mode ändert sich bei Ausbreitung entlang des Wellenleiters nicht. Für Wellenleiter mit veränderlichem Querschnitt kann durch Integration von Gleichung C.15 die Entwicklung der Feldverteilung berechnet werden. Als anfängliche Feldverteilung an der Stelle  $z = 0$  wird die Fundamentalmode des Querschnitts an dieser Stelle gewählt.

# Veröffentlichungsverzeichnis

W. ZELLER, M. LEGGE, A. SOMERS, W. KAISER, J. KOETH AND A. FORCHEL:  
„Singlemode emission at 2  $\mu\text{m}$  wavelength with InP based quantum dash DFB  
lasers,“ *Electronics Letters* **44**(5), 354 - 355 (2008).

W. ZELLER, M. LEGGE, J. SEUFERT, R. WERNER, M. FISCHER AND J. KOETH:  
„Widely tunable laterally coupled distributed feedback laser diodes for multispecies  
gas analysis based on InAs/InGaAs quantum-dash material,“ *Applied Optics* **48**(4),  
B51 - B56, (2008).

W. ZELLER, M. KAMP AND J. KOETH: „High Power DFB Laser Diodes,“ *Proc. SPIE*  
**7583**, 75830R, (2010).

W. ZELLER, M. KAMP, J. KOETH AND L. WORSCHER: „High-power pulsed 976-nm  
DFB laser diodes,“ *Proc. SPIE* **7682**, 76820T (2010).

W. ZELLER , L. NÄHLE, P. FUCHS, F. GERSCHÜTZ, L. HILDEBRANDT AND J.  
KOETH, „DFB lasers between 760 nm and 16  $\mu\text{m}$  for sensing applications,“ *SEN-  
SORS* **10**(3), 2492 - 2510 (2010).

## Patentanmeldungen

W. ZELLER UND J. KOETH, nanoplus GmbH, „DFB Laserdiode mit lateraler Kopplung  
für große Ausgangsleistungen“ zum Patent angemeldet: Deutsches Patentamt DE  
10 2009 019 996.9, Mai 2009.

W. ZELLER UND J. KOETH, nanoplus GmbH, „DFB Laserdiode mit lateraler Kopplung  
für große Ausgangsleistungen“ zum Patent angemeldet: Europäisches Patentamt  
PCT/EP2010/056096, 2010.

## Konferenzbeiträge

- W. ZELLER, M. LEGGE, M. FISCHER, J. SEUFERT AND J. KOETH: „Widely Tunable DFB Laser Diodes for Gas Sensing Applications,“ International Foundation Process Analytical Chemistry (IFPAC) Annual Meeting, Baltimore, USA (2008).
- W. ZELLER, J. KOETH, M. LEGGE, M. FISCHER, J. SEUFERT AND R. WERNER: „Widely Tunable Quantum-Dash DFB Laser Diodes for Multi-Species Gas Analysis,“ Technical Digest - *Laser Applications to Chemical, Security and Environmental Analysis (LACSEA)*, paper LTuA1, St. Petersburg, USA (2008).
- L. NÄHLE, C. ZIMMERMANN, W. ZELLER, K. BRÜCKNER, H. SIEBER, J. KOETH, S. HEIN, S. HÖFLING AND A. FORCHEL: „Widely Tunable Photonic Crystal Coupled Cavity Laser Diodes Based on Quantum-Dash Active Material,“ Conference Proceedings - *International Conference on Indium Phosphide and Related Materials (IPRM)*, pp. 28 - 30, San Jose, USA (2009).
- W. ZELLER, M. LEGGE, M. FISCHER, J. SEUFERT AND J. KOETH: „High Power DFB Laser Diodes for Gas Sensing in Rough Environments,“ Conference Proceedings - *11th International Conference on Infrared Sensors & Systems (IRS<sup>2</sup>)*, pp. 239 - 241, Nürnberg, Germany (2009).
- M. WOLFF, J. KOETH, W. ZELLER AND S. GEBHARDT: „Photonic crystal laser based gas detection,“ Conference Proceedings - *4th EPS-QEOD Europhoton Conference*, paper ThP23, Hamburg, Germany (2010).
- L. HILDEBRANDT, J. KOETH, M. FISCHER, M. LEGGE, J. SEUFERT, K. RÖSSNER, C. ZIMMERMANN AND W. ZELLER: „High Power DFB Laser for Trace Gas Concentration and Precision Metrology,“ OSA Technical Digest - *Optical Sensors*, paper SThD5, Karlsruhe, Germany (2010).
- L. HILDEBRANDT, P. FUCHS, W. ZELLER, L. NÄHLE, CH. ZIMMERMANN AND J. KOETH: „New approaches in structuring frequency selective gratings,“ *International Quantum Cascade Lasers School & Workshop*, Florenz, Italy (2010).
- L. HILDEBRANDT, W. ZELLER, L. NÄHLE, P. FUCHS, CH. ZIMMERMANN AND J. KOETH: „DFB lasers from 760 nm to 3400 nm for sensing applications,“ OSA

*Optics & Photonics Congress: Applied Industrial Optics - Spectroscopy, Imaging and Metrology*, paper PDOTuA2, Tucson, USA (2010).

- L. HILDEBRANDT, W. ZELLER, L. NÄHLE, P. FUCHS, CH. ZIMMERMANN, A. HEGER, M. VON EDLINGER, F. WALTHER AND J. KOETH: „Review: DFB lasers for gas sensing applications,“ GAS2011, Rotterdam, Netherlands (2011).
- L. HILDEBRANDT, W. ZELLER, L. NÄHLE, P. FUCHS, CH. ZIMMERMANN, A. HEGER, M. VON EDLINGER, F. WALTHER AND J. KOETH: „Spektral durchstimmbare DFB Laser für Anwendungen in der Gasmessung - Tunable DFB lasers for gas sensing applications,“ VDI-Fachkonferenz Prozessanalytische Messtechnik in der Chemieindustrie, Frankfurt, Germany (2011).





# Literaturverzeichnis

- [Ada81] M. ADAMS: *An introduction to optical waveguides* (John Wiley and Sons, New York, 1981).
- [Ara82] Y. ARAKAWA and H. SAKAKI: “Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current,” *Applied Physics Letters* **40**(11), 939–941 (1982), URL <http://link.aip.org/link/?APL/40/939/1>.
- [Ben90] B. BENNETT, R. SOREF and J. DELALAMO: “Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP,” *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, 113–120 (1990).
- [Ber61] M. G. A. BERNARD and G. DURAFFOURG: “Laser Conditions in Semiconductors,” *Phys. Status Solidi* **1**(7), 699–703 (1961), URL <http://dx.doi.org/10.1002/pssb.19610010703>.
- [Bis09] D. BISPING, D. PUCICKI, M. FISCHER, J. KOETH, C. ZIMMERMANN, P. WEINMANN, S. HÖFLING, M. KAMP and A. FORCHEL: “GaInNAs-Based High-Power and Tapered Laser Diodes for Pumping Applications,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 968–972 (2009).
- [Ble01] T. BLEUEL, M. MÜLLER and A. FORCHEL: “2- $\mu\text{m}$  GaInSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers,” *IEEE Photonics Technology Letters* **13**(6), 553–555 (2001).
- [Bor93] B. BORCHERT, B. STEGMÜLLER and R. GESSNER: “Fabrication of improved strained quantum-well GaInAlAs gain-coupled DFB lasers,” *Electron. Lett.* **29**, 210–211 (1993).
- [Bru90] H. BRUGGER and P. W. EPPERLEIN: “Mapping of local temperatures on mirrors of GaAs/AlGaAs laser diodes,” *Applied Physics Letters* **56**(11), 1049–1051 (1990), URL <http://link.aip.org/link/?APL/56/1049/1>.

- [Che93] G. CHEN and C. L. TIEN: “Facet heating of quantum well lasers,” *Journal of Applied Physics* **74**(4), 2167–2174 (1993), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/74/2167/1>.
- [Chi73] S. CHINN, J. ROSSI, C. WOLFE and A. MOORADIAN: “Optically pumped room-temperature GaAs lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **9**(2), 294–300 (1973).
- [Chu96] Z. M. CHUANG, C. Y. WANG, W. LIN, H. H. LIAO, J. Y. SU and Y. K. TU: “Very-low-threshold, highly efficient, and low-chirp 1.55- $\mu$ m complex-coupled DFB lasers with a current-blocking grating,” *IEEE Photonics Technol. Lett.* **8**, 1438–1440 (1996).
- [Cob07] R. J. COBLEY, K. S. TENG, M. R. BROWN, S. P. WILKS and P. REES: “Direct real-time observation of catastrophic optical degradation in operating semiconductor lasers using scanning tunneling microscopy,” *Applied Physics Letters* **91**(8), 081119 (2007), URL <http://link.aip.org/link/?APL/91/081119/1>.
- [Col95] L. A. COLDREN and S. W. CORZINE: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (John Wiley and Sons, New York, 1995).
- [Ebe98] K. EBELING: *Integrierte Optoelektronik* (Springer, Berlin, 1998).
- [Ein16] A. EINSTEIN: “Strahlungs-Emission und Absorption nach der Quantentheorie,” *Deutsche Physikalische Gesellschaft* **18**, 318–323 (1916).
- [Ett78] M. ETTENBERG: “A new dielectric facet reflector for semiconductor lasers,” *Applied Physics Letters* **32**(11), 724–725 (1978), URL <http://link.aip.org/link/?APL/32/724/1>.
- [Fai94] J. FAIST, F. CAPASSO, D. L. SIVCO, C. SIRTORI, A. L. HUTCHINSON and A. Y. CHO: “Quantum Cascade Laser,” *Science* **264**(5158), 553–556 (1994), URL <http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/264/5158/553>.
- [Fuk91] M. FUKUDA: *Reliability and Degradation of Semiconductor Lasers and LEDs* (Artech House, London, 1991).

- [Gas92] M. GASSER and E. E. LATTA: "Method for Mirror Passivation of Semiconductor Laser Diodes," U.S. Patent 5 144 634 (1992).
- [Hal62] R. N. HALL, G. E. FENNER, J. D. KINGSLEY, T. J. SOLTYS and R. O. CARLSON: "Coherent Light Emission From GaAs Junctions," *Phys. Rev. Lett.* **9**(9), 366–368 (1962).
- [Ham91] W. A. HAMEL, M. BABELIOWSKY, J. P. WOERDMAN and G. A. ACKET: "Diagnostics of asymmetrically coated semiconductor lasers," *IEEE Photonics Technology Letters* **3**(7), 600–602 (1991).
- [Hen79] C. H. HENRY, P. M. PETROFF, R. A. LOGAN and F. R. MERRITT: "Catastrophic damage of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  double-heterostructure laser material," *Journal of Applied Physics* **50**(5), 3721–3732 (1979), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/50/3721/1>.
- [Hir00] O. HIROTAKA, H. HIDEYOSHI and F. TOSHINARI: "Compound Semiconductor Light Emitting Device," European Patent EP1 006 629 (2000).
- [Hol62] N. HOLONYAK and S. F. BEVACQUA: "COHERENT (VISIBLE) LIGHT EMISSION FROM  $\text{Ga}(\text{As}_{1-x}\text{P}_x)$  JUNCTIONS," *Applied Physics Letters* **1**(4), 82–83 (1962), URL <http://link.aip.org/link/?APL/1/82/1>.
- [Iga84] K. IGA, S. ISHIKAWA, S. OHKOUCI and T. NISHIMURA: "Room-temperature pulsed oscillation of GaAlAs/GaAs surface emitting injection laser," *Applied Physics Letters* **45**(4), 348–350 (1984), URL <http://link.aip.org/link/?APL/45/348/1>.
- [Kam99] M. KAMP, J. HOFMANN, A. FORCHEL, F. SCHÄFER and J. P. REITHMAIER: "Low-threshold high-quantum-efficiency laterally gain-coupled InGaAs/AlGaAs distributed feedback lasers," *Applied Physics Letters* **74**(4), 483–485 (1999), URL <http://link.aip.org/link/?APL/74/483/1>.
- [Kam01a] M. KAMP: *Untersuchung von Halbleiterlasern mit lateral verteilter Rückkopplung*, Dissertation, Universität Würzburg (2001).
- [Kam01b] M. KAMP, J. HOFMANN, F. SCHÄFER, M. REINHARD, M. FISCHER, T. BLEUEL, J. P. REITHMAIER and A. FORCHEL: "Lateral coupling - a material independent way to complex coupled DFB lasers," *Optical Materials* **17**, 19–25 (2001).

- [Kaw01] Z. KAWAZU, Y. TASHIRO, A. SHIMA, D. SUZUKI, H. NISHIGUCHI, T. YAGI and E. OMURA: “Over 200-mW operation of single-lateral mode 780-nm laser diodes with window-mirror structure,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **7**(2), 184–187 (2001).
- [Kaz71] R. F. KAZARINOV and R. A. SURIS: “Possibility of Amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice,” *Sov. Phys. Semicond.* **5**, 707–709 (1971).
- [Kle07] A. KLEHR, H. WENZEL, M. BRAUN, F. BUGGE, J. FRICKE, A. KNAUER and G. ERBERT: “Five-hundred-milliwatts distributed-feedback diode laser emitting at 940 nm,” *Opt. and Laser Technol.* **39**, 333–337 (2007).
- [Kog72] H. KOGELNIK and C. V. SHANK: “Coupled-wave theory of distributed feedback lasers,” *J. Appl. Phys.* **43**, 2327–2335 (1972).
- [Koy81] F. KOYAMA, A. ARAI, Y. SUEMATSU and K. KISHINO: “Dynamic spectral width of rapidly modulated 1.58  $\mu\text{m}$  GaInAsP/InP buried-heterostructure distributed-Bragg-reflector integrated-twin-guide lasers,” *Electronics Letters* **17**(25-26), 938–940 (1981), URL <http://link.aip.org/link/?ELL/17/938/1>.
- [Kre02] R. KREBS, F. KLOPF, J. P. REITHMAIER and A. FORCHEL: “High Performance 1.3  $\mu\text{m}$  Quantum-Dot Lasers,” *Japanese Journal of Applied Physics* **41**(Part 1, No. 2B), 1158–1161 (2002), URL <http://jjap.ipap.jp/link?JJAP/41/1158/>.
- [Leg99] M. LEGGE, G. BACHER, A. FORCHEL, M. KLUDE, M. FEHRER and D. HOMMEL: “Green emitting DFB laser diodes based on ZnSe,” *Electronics Letters* **35**(9), 718–720 (1999), URL <http://link.aip.org/link/?ELL/35/718/1>.
- [Li92] G. P. LI, T. MAKINO, R. MOORE and N. PUETZ: “1.55  $\mu\text{m}$  index gain coupled DFB lasers with strained layer multiquantum-well active grating,” *Electron. Lett.* **28**, 1726–1727 (1992).
- [Lif03] G. LIFANTE: *Integrated Photonics: Fundamentals* (John Wiley and Sons, New York, 2003).

- [Low93] A. LOWERY and D. NOVAK: “Enhanced maximum intrinsic modulation bandwidth of complex-coupled DFB semiconductor-lasers,” *Electron. Lett.* **29**, 461–463 (1993).
- [Lu93] H. LU, S. MCGARRY, G. P. LI and T. MAKINO: “Beyond 20 GHz bandwidth of partly gain-coupled 1.55  $\mu\text{m}$  strained multi-quantum-well DFB lasers,” *Electron. Lett.* **29**, 1369–1370 (1993).
- [Mat84] T. MATSUOKA, H. NAGAI, Y. NOGUCHI, Y. SUZUKI and Y. KAWAGUCHI: “Effect of the Grating Phase at the Cleaved Facet on DFB Laser Properties,” *Japanese Journal of Applied Physics* **23**(Part 2, No. 3), L138–L140 (1984), URL <http://jjap.ipap.jp/link?JJAP/23/L138/>.
- [Max98] M. V. MAXIMOV, Y. M. SHERNYAKOV, A. F. TSATSUL’NIKOV, A. V. LUNEV, A. V. SAKHAROV, V. M. USTINOV, A. Y. EGOROV, A. E. ZHUKOV, A. R. KOVSH, P. S. KOP’EV, L. V. ASRYAN, Z. I. ALFEROV, N. N. LEDENTSOV, D. BIMBERG, A. O. KOSOGOV and P. WERNER: “High-power continuous-wave operation of a InGaAs/AlGaAs quantum dot laser,” *Journal of Applied Physics* **83**(10), 5561–5563 (1998), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/83/5561/1>.
- [Mor97] G. MORTHER and P. VANKWIKELBERGE: *Handbook of Distributed Feedback Laser Diodes* (Artech House, London, 1997).
- [Mos91] A. MOSER: “Thermodynamics of facet damage in cleaved AlGaAs lasers,” *Applied Physics Letters* **59**(5), 522–524 (1991), URL <http://link.aip.org/link/?APL/59/522/1>.
- [Nak85] W. NAKWASKI: “Thermal analysis of the catastrophic mirror damage in laser diodes,” *J. Appl. Phys.* **57**, 2424–2430 (1985).
- [Nak91] Y. NAKANO, Y. DEGUCHI, K. IKEDA, Y. LUO and K. TADA: “Reduction of excess intensity noise induced by external reflection in a gain-coupled distributed feedback semiconductor laser,” *IEEE J. Quant. Electron.* **27**, 1732–1735 (1991).
- [Nat62] M. I. NATHAN, W. P. DUMKE, G. BURNS, J. FREDERICK H. DILL and G. LASHER: “STIMULATED EMISSION OF RADIATION FROM GaAs

- p-n JUNCTIONS,” *Applied Physics Letters* **1**(3), 62–64 (1962), URL <http://link.aip.org/link/?APL/1/62/1>.
- [Par97] C. PARK, J. S. KIM, D. K. OH, D. H. JANG, C. Y. PARK, J. H. AHN, H. M. KIM, H. R. CHOO, H. KIM and K. E. PYUN: “Low-threshold loss coupled laser diode by new grating fabrication technique,” *IEEE Phot. Technol. Lett.* **9**, 22–24 (1997).
- [Qui62] T. M. QUIST, R. H. REDIKER, R. J. KEYES, W. E. KRAG, B. LAX, A. L. MCWHORTER and H. J. ZEIGLER: “SEMICONDUCTOR MASER OF GaAs,” *Applied Physics Letters* **1**(4), 91–92 (1962), URL <http://link.aip.org/link/?APL/1/91/1>.
- [Res03] P. RESSEL, G. ERBERT, G. BEISTER, C. DZIONK and G. TRÄNKLE: “Simple but effective passivation process for the mirror facets of high-power semiconductor diode lasers,” in “2003 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe, 2003. CLEO/Europe.”, 145 (2003).
- [Res05] P. RESSEL, G. ERBERT, U. ZEIMER, K. HÄUSLER, G. BEISTER, B. SUMPFF, A. KLEHR and G. TRÄNKLE: “Novel passivation process for the mirror facets of Al-free active-region high-power semiconductor diode lasers,” *IEEE Photonics Technology Letters* **17**(5), 962–964 (2005).
- [Rin03] F. RINNER, J. ROGG, M. T. KELEMEN, M. MIKULLA, G. WEIMANN, J. W. TOMM, E. THAMM and R. POPRAWA: “Facet temperature reduction by a current blocking layer at the front facets of high-power InGaAs/AlGaAs lasers,” *J. Appl. Phys.* **93**, 1848–1850 (2003).
- [Sch94] R. SCHATZ and C. G. BETHEA: “Steady state model for facet heating leading to thermal runaway in semiconductor lasers,” *Journal of Applied Physics* **76**(4), 2509–2521 (1994), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/76/2509/1>.
- [Sch04] H. SCHWARZ and N. KÖCKLER: *Numerische Mathematik* (Teubner, Stuttgart, 2004).
- [Sch10] C. SCHULTZ, P. CRUMP, H. WENZEL, O. BROX, F. BUGGE and G. ERBERT: “Narrow Vertical Far-Field 975-nm Broad-Area DFB Lasers for Wide Temperature Range Operation,” *IEEE Phot. Technol. Lett.* **21**, 593–595 (2010).

- [Seu04] J. SEUFERT, M. FISCHER, M. LEGGE, J. KOETH, R. WERNER, M. KAMP and A. FORCHEL: “DFB laser diodes in the wavelength range from 760 nm to 2.5  $\mu\text{m}$ ,” *Spectrochimica Acta Part A* **60**(14), 3243–3247 (2004).
- [Sil03] C. SILFVENIUS, P. BLIXT, C. LINDSTRÖM and A. FEITISCH: “Native-nitride passivation eliminates facet failure,” *Laser Focus World* **39**(11), 69–73 (2003).
- [Sil05] C. SILFVENIUS, Y. SUN, P. BLIXT, C. LINDSTROEM and A. O. FEITISCH: “Nitride facet passivation raises reliability, COMD, and enables high-temperature operation of InGaAsP, InGaAs, and InAlGaAs lasers,” in M. S. ZEDIKER (Hrsg.), “Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series,” Vol. 5711 of *Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference*, 189–200 (2005).
- [Sod79] H. SODA, K. IGA, C. KITAHARA and Y. SUEMATSU: “GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers,” *Japanese Journal of Applied Physics* **18**(12), 2329–2330 (1979), URL <http://jjap.ipap.jp/link?JJAP/18/2329/>.
- [Tod86] S. TODOROKI: “Influence of local heating on current-optical output power characteristics in  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  lasers,” *Journal of Applied Physics* **60**(1), 61–65 (1986), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/60/61/1>.
- [Tu96] L. W. TU, E. F. SCHUBERT, M. HONG and G. J. ZYDZIK: “In-vacuum cleaving and coating of semiconductor laser facets using thin silicon and a dielectric,” *Journal of Applied Physics* **80**(11), 6448–6451 (1996), URL <http://link.aip.org/link/?JAP/80/6448/1>.
- [Ukh02] A. A. UKHANOV, R. H. WANG, T. J. ROTTER, A. STINTZ, L. F. LESTER, P. G. ELISEEV and K. J. MALLOY: “Orientation dependence of the optical properties in InAs quantum-dash lasers on InP,” *Appl. Phys. Lett.* **81**, 981–983 (2002).
- [Wan01] R. H. WANG, A. STINTZ, P. M. VARANGIS, T. C. NEWELL, H. LI, K. J. MALLOY and L. F. LESTER: “Room-temperature operation of InAs quantum-dash lasers on InP (001),” *IEEE Phot. Technol. Lett.* **13**, 767–769 (2001).

- [Wen06] H. WENZEL, M. BRAUN, F. BUGGE, J. FRICKE, A. KNAUER and G. ERBERT: “High-power 980-nm DFB RW lasers with a narrow vertical far field,” *IEEE Photon Technol. Lett.* **18**, 737–739 (2006).
- [Woo92] S. L. WOODWARD, U. KOREN, B. I. MILLER, M. G. YOUNG, M. A. NEWKIRK and C. A. BURRUS: “A DBR laser tunable by resistive heating,” *IEEE Phot. Technol. Lett.* **4**, 1330–1332 (1992).
- [Zie08] M. ZIEGLER, J. W. TOMM, T. ELSAESSER, C. MATTHIESEN, M. B. SANAYEH and P. BRICK: “Real-time thermal imaging of catastrophic optical damage in red-emitting high-power diode lasers,” *Appl. Phys. Lett.* **92**, 103514 (2008).
- [Zie09] M. ZIEGLER, J. W. TOMM, D. REEBER, T. ELSAESSER, U. ZEIMER, H. E. LARSEN, P. M. PETERSEN and P. E. ANDERSEN: “Catastrophic optical mirror damage in diode lasers monitored during single-pulse operation,” *Appl. Phys. Lett.* **94**, 191101 (2009).



# Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei all jenen bedanken, die mir während der Entstehung dieser Arbeit behilflich waren und deren Unterstützung mir die Durchführung erst ermöglicht hat:

Herrn Prof. Dr. A. Forchel für seine Bereitschaft diese Arbeit begleitend zu betreuen und die allzeit freundliche Atmosphäre.

Dr. Johannes Koeth für die Aufnahme in die Firma *nanoplus GmbH*, die interessante Themenstellung und sein äußerst reges Interesse an meiner Arbeit.

Dr. Martin Kamp für sein mächtiges Simulationsprogramm LASIM, ungezählte Diskussionen und seine unglaubliche Hilfsbereitschaft bei kleinen und großen Problemen jeglicher Art. Ohne ihn wäre die Entstehung dieser Arbeit in ihrer jetzigen Form nicht möglich gewesen.

Michael Legge, der mir schon seit meiner Diplomarbeit ein treuer Zimmergenosse ist und stets mit Rat und Tat zur Stelle war.

Marc Fischer und Jochen Seufert, die mir stets mit hilfreichen Erklärungen und guten Ratschlägen zur Seite standen.

Nicolas Koslowski, für viele Diskussionen und sein stets offenes Ohr für technische und physikalische Fragestellungen jeglicher Art.

Den *nanoplus* Doktoranden Peter Fuchs, Florian Gerschütz, Sebastian Habermann, Andreas Heger, Lars Nähle, Michael von Edlinger und Christian Zimmermann für viele Diskussionen und eine Menge Spaß.

Thomas Schlereth für seinen Einsatz beim Wachsen der Epitaxiestrukturen.

Barbara Eberhardt, Sven Ehrke, Bianca Hubert, Claudia König, Kristin Kreussel, Silke Kuhn, Daniela Lummel, Gina Schäfflein und Evelyn Wimmer, ohne deren Einsatz beim Prozessieren der verschiedenen Laserproben diese Arbeit unmöglich gewesen wäre.

Sandra Ehrke, Eva Guller und Waldemar Reich für ihre Hilfestellung beim Messen der Laser.

Allen Mitarbeitern der Firma *nanoplus* für ihre Unterstützung in allen kleinen und großen Dingen, die anregenden Diskussionen und die hervorragende Arbeitsatmosphäre.

Meiner gesamten Familie, die es mir durch ihre immerwährende Unterstützung und Hilfsbereitschaft erst erlaubt hat, mein Studium und diese Arbeit erfolgreich abzuschließen.

Julia, für alles und dann noch ein bisschen mehr.

Danke.



## **Versicherung an Eides statt**

gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 der Promotionsordnung  
der Fakultät für Physik und Astronomie  
der Universität Würzburg

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die Dissertation selbstständig und ohne Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt sowie keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Die Dissertation wurde bisher weder vollständig noch teilweise einer anderen Hochschule oder in einem anderen Prüfungsfach mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Am 24.10.2007 wurde mir von der Universität Würzburg der Grad „Diplom - Ingenieur (Univ.)“ verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 25. Februar 2011

Wolfgang Zeller