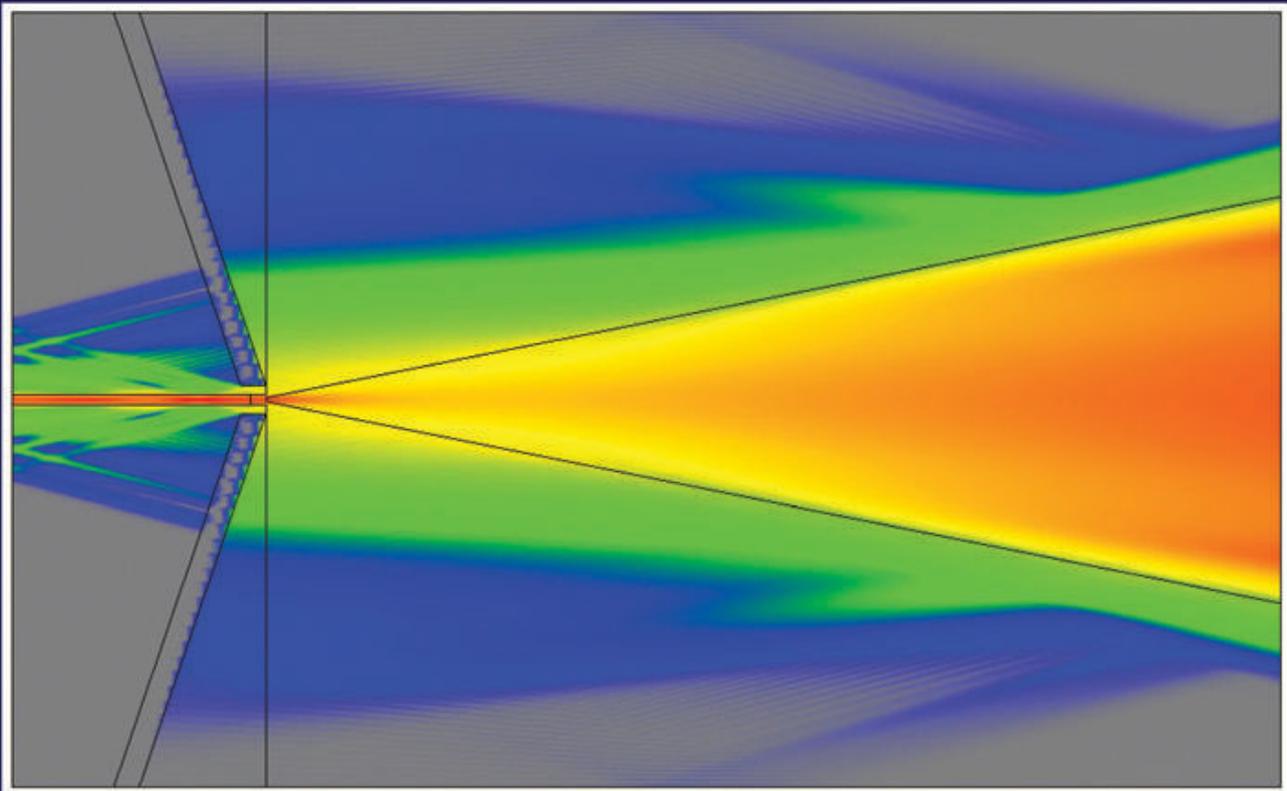


Senta Kallenbach

**InP-basierte Diodenlaser hoher Brillanz
bei 14xx nm**



Cuvillier Verlag Göttingen

InP-basierte Diodenlaser hoher Brillanz bei 14xx nm

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Fridericiana Karlsruhe
genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Phys.
Senta Kallenbach

aus Dortmund

Tag der mündlichen Prüfung:	5. Dezember 2005
Hauptreferent:	Prof. Dr. G. Weimann
Korreferent:	Prof. Dr. J. Leuthold
Freiburg:	4. November 2005

Bibliografische Information Der Deutschen Bibliothek

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

1. Aufl. - Göttingen : Cuvillier, 2006
Zugl.: Karlsruhe, Univ., Diss., 2005
ISBN 3-86537-883-8

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2006
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.

1. Auflage, 2006
Gedruckt auf säurefreiem Papier

ISBN 3-86537-883-8

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Phänomenologisches Modell eines Halbleiterlasers	5
2.1	Erzeugung und Rekombination von Ladungsträgern	5
2.2	Elektrooptische Kenndaten	7
2.3	Temperaturverhalten der Laser	8
2.4	Bestimmung der internen Parameter	9
2.5	Spektrale Eigenschaften	10
3	Grundlagen des Trapezlasers	11
3.1	Strahlqualität und Brillanz	11
3.2	Brechungsindex	12
3.3	Aufbau des Trapezlasers	13
3.3.1	Funktionsprinzip	13
3.3.2	Der Rippenwellenleiter	15
3.3.3	Dimensionierung	18
3.4	Elektrooptische Eigenschaften	19
3.4.1	Verlustmechanismen	19
3.4.2	Externe Parameter	20
3.5	Räumliche Strahleigenschaften	21
3.5.1	Astigmatismus	21
3.5.2	Korrigiertes Fernfeld	22
3.5.3	Filamentbildung	25
4	Entwurf der Vertikalstruktur	27
4.1	Grundlagen zu Halbleiter-Heterostrukturen	27

4.1.1	Relative Bandanordnung	27
4.1.2	Zustandsdichte und Gewinn	28
4.1.3	Verspannte Schichten	29
4.1.4	Auswirkungen elastischer Verspannung	30
4.2	Wahl des Materialsystems	32
4.3	Aktive Zone	34
4.3.1	Dicke der Quantenfilme	34
4.3.2	Verspannung	35
4.3.3	Barrierendicke	36
4.3.4	Spacerschichten	37
4.3.5	Anzahl der Quantenfilme	40
4.4	Wellenleiter und Mantelschichten	43
4.4.1	Auslegung des Wellenleiters	43
4.4.2	Mantelschichten und Dotierprofil	48
4.5	Materialgewinn	51
5	Probenherstellung	55
5.1	Wachstum	55
5.1.1	Herstellung phosphidischer Schichten	55
5.1.2	Phosphidische Molekularstrahlepitaxie	56
5.2	Charakterisierung	58
5.2.1	Photolumineszenz	58
5.2.2	Röntgendiffraktometrie	59
5.2.3	Sekundärionen-Massenspektrometrie	60
5.3	Technologische Herstellung der Laser	61
5.3.1	Schnellprozesse	61
5.3.2	Breitstreifenlaser	62
5.3.3	Trapezlasers und -verstärker	63
5.4	Beschichtung	67
5.5	Montage	68
6	Experimentelle Resultate an Trapezlasern	71
6.1	Realisierte Strukturen	71

6.1.1	Vertikalstrukturen	71
6.1.2	Bauelementparameter	73
6.2	Variation der aktiven Zone	74
6.2.1	Einfluss der Spacerschichten	75
6.2.2	Variation der Quantenfilmzahl	78
6.3	Wellenleitervariation	83
6.4	Spektrale Eigenschaften	86
6.4.1	Trapezlaserspektren	87
6.4.2	Gewinn und α_H -Faktor von Rippenwellenleiter-Lasern	92
6.5	Variation der Trapezlasergeometrie	95
6.5.1	Rippenlänge	95
6.5.2	Ätztiefe des Rippenwellenleiters	97
6.6	Einfluss der Beschichtung	101
6.7	Verstärker im externen Resonator	104
6.8	Zuverlässigkeit	107
6.9	Diskussion und Ausblick	109
7	Zusammenfassung und Perspektive	113
A	Modellierung	117
A.1	Passive Modellierung der Vertikalmoden	117
A.2	Simulation der (x, z) -Modenverteilung	118
B	Messmethoden	121
B.1	Fernfeld	121
B.2	Nahfeld	122
B.3	Strahlqualität	123
B.4	Astigmatismus	125
C	Symbolverzeichnis	127
	Literaturverzeichnis	131
	Publikationen	141

Kapitel 1

Einleitung

Die stetig wachsende Vielfalt an Kommunikationsmöglichkeiten, insbesondere der rasant zunehmende Einfluss des Internets, führt seit einigen Jahren zu einem ständig steigenden Bedarf an Übertragungsbandbreite. Faseroptische Nachrichtensysteme verwenden dazu parallel eine immer größere Anzahl an Übertragungssignalen bei unterschiedlichen Wellenlängen (Wellenlängenmultiplex), die in regelmäßigen Abständen verstärkt werden. Zur Vergrößerung des nutzbaren Wellenlängenbereichs werden in jüngster Zeit *Ramanverstärker* eingesetzt [1]. Hierbei wird kurzwelliges Pumplicht hoher optischer Intensität in die Übertragungsfaser eingekoppelt. Durch stimulierte Ramanstreuung [2] findet ein Energietransfer zum Übertragungssignal statt, der bei einem Frequenzunterschied von rund 13 THz optimal ist. Bei den am häufigsten verwendeten Signalwellenlängen um 1550 nm bewegen sich relevante Pumpwellenlängen zwischen 1.4 und 1.5 μm . Die Entwicklung solcher *14xx-Laser*, die auch die zukünftig an sie gestellten Anforderungen erfüllen, ist Gegenstand dieser Arbeit.

Die Einkopplung des Pumplichts in die Einmodenfaser setzt eine gute Fokussierbarkeit, d.h. ein annähernd ideal gaußsches Strahlverhalten voraus. Diese Eigenschaft lässt sich z.B. mit Rippenwellenleiter-Lasern (engl. *Ridge Waveguide Laser*) und Buried-Heterostructure-Lasern realisieren, die für optische Leistungen bis ca. 500 mW gut geeignet sind [3]. Zunehmende Anforderungen an die Leistungsfähigkeit der Verstärker machen jedoch Pump Laser mit immer höherer Ausgangsleistung notwendig. Mit den genannten Lasertypen konnten zwar bereits Leistungen von rund 1 W demonstriert werden [4–6], allerdings erfordern solche Bauelemente ein aufwendiges epitaktisches Design, häufig einen zweiten Wachstumsschritt, und sie bewegen sich an der Grenze der technologischen Realisierbarkeit.

Diese Beschränkungen lassen sich aufheben durch das hier gewählte Konzept des *gewinngeführten Rippen-Trapezlasers*. Er stellt eine Kombination aus Rippenwellenleiter-Laser und Breitstreifenlaser dar und kann damit die Vorteile beider Lasertypen, nämlich die räumliche Einmodigkeit und die hohe optische Ausgangsleistung, kombinieren. Damit handelt es sich um ein einfaches und zugleich höchst erfolgreiches Konzept. Es benötigt nur einen einzigen Epitaxieschritt und keine sonderlich aufwendige Montage, ermöglicht aber dennoch eine Skalierung zu hohen optischen Ausgangsleistungen.

Die Ursprünge des Trapezlasers liegen beim sog. MOPA-System (*MOPA – Master Oscillator Power Amplifier*), das aus einem räumlich einmodigen Oszillator und einem Nachverstärker besteht. Durch monolithische Integration beider Elemente erhält man den Trapezlaser, der erstmals 1992 bei einem GaAs-basierten Laser bei 980 nm Wellenlänge demonstriert wurde [7, 8].

Die Herstellung der inzwischen etablierten GaAs-basierten Trapezlaser wird durch die Molekularstrahlepitaxie (*MBE – Molecular Beam Epitaxy*) dominiert. Aufgrund ihrer niedrigen Wachstumstemperatur erlaubt sie eine sehr genaue Kontrolle der Epitaxie, was entscheidend ist für das Wachstum einzelner Monolagen, Herstellung von sehr exakten Grenzflächen, Einbau hoher Dotierstoffkonzentrationen sowie die Epitaxie von Quantenpunktstrukturen [9]. So konnten erst kürzlich, basierend auf MBE-gewachsenen Vertikalstrukturen, Rekordwerte in Leistung und Brillanz (optischer Leistungsdichte) bei 980 nm-Trapezlasern demonstriert werden [10].

Für die Herstellung von 14xx-Lasern stellt InGaAsP/InP das etablierteste und zuverlässigste Materialsystem dar. Das Wachstum solcher Laser wurde bisher fast ausschließlich mittels metallorganischer Gasphasenepitaxie (*MOVPE – Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*) durchgeführt [5, 11–15], in einem Fall auch durch eine Kombination aus Gasquellen-MBE und MOVPE [16]. Die Handhabung elementaren Phosphors galt jedoch lange Zeit als zu kritisch für ein zuverlässiges Schichtwachstum. Erst mit dem Aufkommen moderner Feststoffquellen-MBEs (*SSMBE – Solid Source MBE*) gewinnt die Molekularstrahlepitaxie bei InP-basierten Strukturen langsam an Einfluss [17–19]. Die vorliegende Arbeit liefert einen Beitrag dazu, die Erfolge des MBE-Wachstums bei GaAs-basierten Lasern auf das Materialsystem InGaAsP zu übertragen. Erstmals kann hier die erfolgreiche Realisierung eines 14xx nm-Pumplasers mittels Feststoffquellen-MBE demonstriert werden.

Vorgehensweise und Aufbau

Ziel dieser Arbeit ist die Entwicklung eines 14xx-Trapezlasers mit optimierter Brillanz. Dabei ist diese Arbeit im Kontext verschiedener Veröffentlichungen zu sehen: Mehrere am Fraunhofer-Institut für Angewandte Festkörperphysik entstandene Dissertationen beschäftigen sich mit dem Thema des GaAs-basierten MOPA [20, 21] bzw. Trapezlasers [20, 22]. Daneben existieren verschiedene Veröffentlichungen zu InGaAsP-Trapezlasern [23–26], die mittels MOVPE bzw. Gasquellen-MBE realisiert wurden.

Die vorliegende Arbeit baut in mehreren Aspekten auf [20–22] auf. Die dort untersuchten Bauelemente basieren auf einer Mesa-Trapez-Struktur mit tief geätzttem Rippenbereich. Dagegen wird hier eine Rippen-Trapez-Struktur (Kapitel 3) gewählt, die eine flexiblere Gestaltung der Strahlpropagation ermöglicht. Im Unterschied zu früheren Arbeiten liegt hier ein Schwerpunkt auf der Entwicklung eines Modells zur Strahlausbreitung, das simulationsgestützt und experimentell untersucht wird und die genaue gegenseitige Anpassung von Rippen- und Trapezbereich zum Ziel hat.

Auch mit der Wahl des Materialsystems setzt sich diese Arbeit von früheren ab, in denen mit GaAs-basierten Strukturen kürzerwellige Laser realisiert wurden. Daher mussten hier zunächst die Epitaxieparameter des Materialsystems InGaAsP/InP erarbeitet werden, wo-

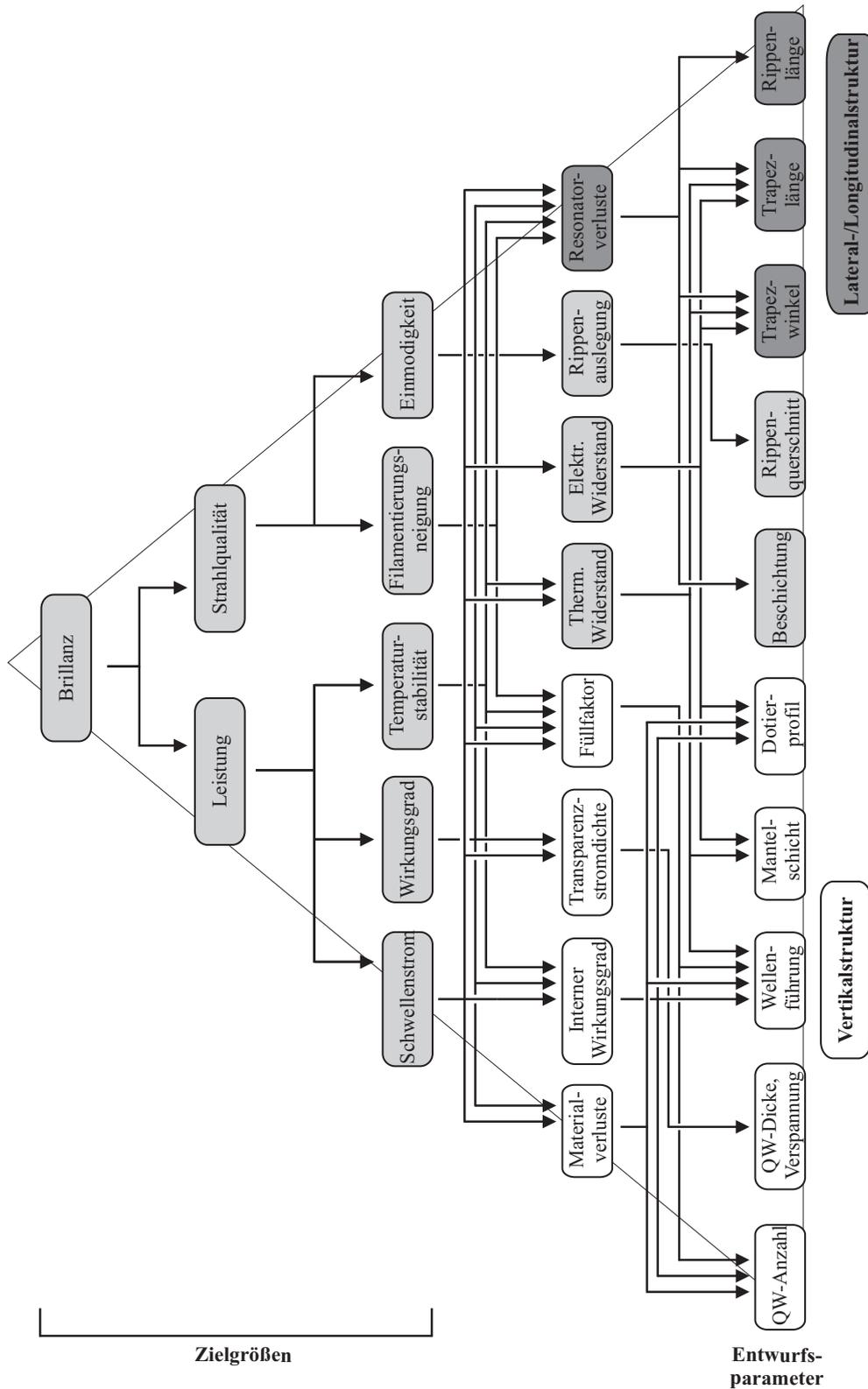


Abbildung 1.1: Übersichtsdiagramm für den Entwurf hochbrillanter Diodenlaser. Dargestellt sind die wichtigsten in dieser Arbeit berücksichtigten Entwurfsparameter und die dominierenden Zusammenhänge mit den Zielgrößen.

bei Literaturwerte in [27,28] zur Orientierung dienen. Die Entwicklung der Vertikalstruktur stellt folglich einen wesentlichen Bestandteil dieser Arbeit dar (Kapitel 4). Ein wichtiges Instrument zur Optimierung der Epitaxiestruktur bildet dabei die Schnellprozess-Analyse. Sie ermöglicht eine rasche Bestimmung der wichtigsten physikalischen Parameter und erlaubt vor der aufwendigen Prozessierung des Bauelements eine schnelle Rückkopplung in den Optimierungszyklen aus Simulation, Epitaxie und Charakterisierung.

Bisher existieren keine Veröffentlichungen anderer Gruppen zu SSMBE-gewachsenen 14xx nm-Lasern. Es finden sich jedoch verschiedene Arbeiten zu MOVPE-gewachsenen Trapezlasern in diesem Wellenlängenbereich, deren optische Ausgangsleistungen bis zu 1.8 W betragen [14, 23–26]. In dieser Arbeit sind Vertikalstruktur und Auslegung des Resonators am ehesten vergleichbar mit [24], wobei dort beugungsbegrenzt rund 1 W optischer Leistung erzielt wurde. Entsprechend wurde dieser Wert als Entwicklungsziel der vorliegenden Arbeit definiert.

Abbildung 1.1 zeigt den Zusammenhang zwischen den Zielgrößen der Optimierung und den wichtigsten Entwurfparametern, die in dieser Arbeit berücksichtigt werden. Weiß unterlegt sind Parameter, die nur der Vertikalstruktur zuzurechnen sind, dunkel unterlegte Parameter werden ausschließlich durch die Lateral- und Longitudinalstruktur bestimmt. Sämtliche Zielgrößen werden durch beides zugleich beeinflusst (grau unterlegt), zudem wirkt sich ein Teil der Optimierungsschritte gegenläufig aus. Eine vollständige Bauelementoptimierung würde in einem entsprechend vieldimensionalen Parameterraum stattfinden und über die vorhandenen experimentellen Möglichkeiten weit hinausgehen. Erfahrungen mit GaAs-Trapezlasern zeigen jedoch, dass sich mit einer schwerpunktmäßigen Betrachtung einzelner Aspekte bereits eine weitgehende Optimierung des Bauelements erreichen lässt. Dazu wird im ersten Schritt eine Vertikalstruktur entwickelt, die allgemein gute elektrooptische Eigenschaften aufweist und zugleich an die speziellen Anforderungen des Trapezlasers angepasst ist.

Bei der Dimensionierung des Resonators stehen zwei Aspekte im Vordergrund: Die Untersuchungen an Trapezlasern (Kapitel 6) zeigen, dass die lateralen Strahleigenschaften einerseits stark von der Ladungsträgerverteilung beeinflusst werden, andererseits von der oben erwähnten Anpassung zwischen Rippen- und Trapezbereich. Die Fokussierung auf diese Kernaspekte ermöglicht, wie in Kapitel 6 erläutert wird, das Erreichen des oben gesetzten Entwicklungsziels.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: Kapitel 2 und 3 gehen auf die theoretischen Grundlagen des Halbleiterlasers allgemein und auf die Eigenheiten des Trapezlasers ein. Kapitel 4 erläutert den Entwurf der Vertikalstruktur, gestützt auf theoretische Vorüberlegungen, Simulationen und Schnellprozess-Analysen. Die praktische Realisierung der Bauelemente wird im nachfolgenden Kapitel beschrieben. Die Analyse und schrittweise Optimierung der Trapezlaser schließlich wird in Kapitel 6 vorgestellt. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick.

Es lässt sich zusammenfassen, dass im Rahmen dieser Arbeit erstmals die Realisierung eines 14xx-Pumplaser mittels Feststoffquellen-MBE dargestellt wird. Basierend auf dem Konzept des Rippen-Trapezlasers erzielen die untersuchten Bauelemente eine optische Ausgangsleistung von 1 W bei quasi beugungsbegrenztem Strahlverhalten.

Kapitel 2

Phänomenologisches Modell eines Halbleiterlasers

Mit diesem Kapitel sollen zwei Absichten verfolgt werden: Zum einen führt es phänomenologisch auf die wichtigsten bei Halbleiterlasern verwendeten Messgrößen hin, die ihre elektrooptischen, thermischen und spektralen Eigenschaften beschreiben. Zum anderen schafft es eine begriffliche Grundlage, um darauf aufbauend in Kapitel 3 verschiedene Parameter für den Sonderfall des Trapezlasers zu erweitern.

2.1 Erzeugung und Rekombination von Ladungsträgern

Optischer Gewinn entsteht in der aktiven Zone eines Halbleiterlasers durch Rekombination von Elektronen und Löchern bei Energieabgabe in Form von stimulierter Emission. Die dazu benötigten Ladungsträger werden über die elektrischen Kontakte des Bauelements injiziert. Nur ein gewisser Teil, beschrieben durch die interne Quanteneffizienz η_i , rekombiniert tatsächlich im aktiven Bereich; die restlichen Ladungsträger gehen in den dazwischen liegenden Halbleiterschichten durch Grenzflächenrekombination und parasitäre Strompfade verloren.

Der Abbau der Ladungsträger in der aktiven Zone erfolgt strahlend und nichtstrahlend auf verschiedenen Rekombinationspfaden. Die wichtigsten Mechanismen sind hierbei unterhalb der Laserschwelle die spontane Emission sowie die Auger-, Grenzflächen-, Oberflächen- und defektassistierte Rekombination, die alle nichtstrahlend erfolgen [29]. Auch Leckströme über die Barrieren werden zu diesen Verlustmechanismen hinzugezählt [30]. Die Abhängigkeit der Rekombinationsrate R von der Ladungsträgerdichte N im aktiven Bereich lässt sich unterhalb der Laserschwelle gut durch einen polynomialen Zusammenhang beschreiben,

$$R = AN + BN^2 + CN^3 + R_l. \quad (2.1)$$

Dabei skaliert die spontane Emission mit N^2 und wird durch den Rekombinationskoeffizienten B beschrieben. Der kubische Anteil wird durch Auger-Rekombination

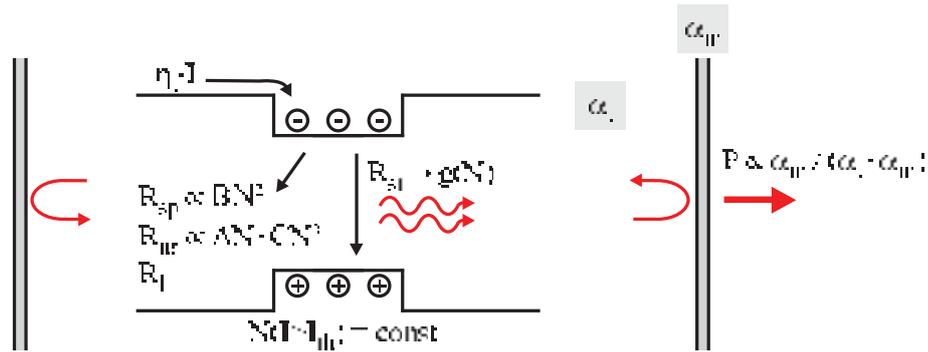


Abbildung 2.1: Modell eines Halbleiterlasers mit vereinfachter Darstellung der wesentlichen Verlustmechanismen. R_{st} beschreibt die Rate der stimulierten Emission, R_{sp} , R_{nr} und R_l bezeichnen die spontane und nichtstrahlende Rekombinationsrate sowie die Leckrate.

verursacht. Die restlichen nichtstrahlenden Verlustmechanismen lassen sich bis auf die Leckrate R_l , die separat betrachtet wird, durch einen linearen Term zusammenfassen.

In modernen InGaAsP-Lasern ist die Schichtqualität so hoch, dass die Grenzflächen- und defektassistierte Rekombination praktisch keinen Einfluss haben [29]. Leckströme können bei Raumtemperatur noch vernachlässigt werden [31]. Damit genügt es, die Koeffizienten B und C zu berücksichtigen. Typische Werte liegen bei $B = 1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ für die spontane Rekombination [32]. Der Auger-Koeffizient nimmt mit der Wellenlänge zu und bewegt sich bei InGaAsP im Bereich von ca. $2\text{--}8 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ bei $1.3\text{--}1.55 \mu\text{m}$ [32, 33].

Wird der Laser elektrisch gepumpt, dann steigt die Ladungsträgerdichte an, bis die Laserschwelle erreicht ist. Bei höheren Strömen trägt jedes weitere Elektron-Loch-Paar in der aktiven Zone zur stimulierten Emission bei. N bleibt also konstant beim Schwellenwert N_{th} . Die Laserschwelle wird erreicht, wenn die Verstärkung der optischen Mode durch stimulierte Emission gerade die Gesamtverluste kompensiert. Diese setzen sich zusammen aus den internen Verlusten α_i im Halbleitermaterial und den Resonatorverlusten α_m , die durch Auskopplung von optischer Leistung aus den Spiegeln entstehen. Man erhält als Schwellenbedingung

$$\begin{aligned} \Gamma g_{mat} &= \alpha_i + \alpha_m \\ &= \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right), \end{aligned} \quad (2.2)$$

wobei L die Resonatorlänge und R_1 und R_2 die Reflektivitäten der Spiegel kennzeichnen. Verstärkung findet dabei nur in Bereichen statt, in denen die optische Mode mit der aktiven Zone überlappt. Entsprechend ist in Gleichung 2.2 der *modale* Gewinn Γg_{mat} aufgeführt. Dieser ergibt sich aus dem Materialgewinn g_{mat} der aktiven Zone durch Multiplikation mit dem Füllfaktor, d.h. dem Überlapp in vertikaler (y -)Richtung

$$\Gamma = \frac{\int_{-d_z/2}^{d_z/2} |E(y)|^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(y)|^2 dy} \quad (2.3)$$

zwischen der optischen Mode und der aktiven Zone mit Dicke d_z . Die Abhängigkeit des Materialgewinns von der Stromdichte lässt sich durch eine logarithmische Beziehung der Form

$$g_{mat} = g_0 \ln \left(\frac{\eta_i J}{J_{tr}} \right) \quad (2.4)$$

mit dem Gewinnparameter g_0 beschreiben, wenn man sich auf Bereiche positiven Gewinns beschränkt [29] und von einer dünnen aktiven Zone ausgeht (vgl. hierzu Kapitel 4.1.2). J_{tr} bezeichnet dabei die Stromdichte, bei der das Material für eine durchlaufende Welle transparent wird. Der Faktor η_i berücksichtigt, dass nur der Bruchteil η_i der Stromdichte J die aktive Zone erreicht und dort zum Gewinn beiträgt. Abbildung 2.1 fasst die aufgeführten Zusammenhänge anschaulich zusammen.

2.2 Elektrooptische Kenndaten

Ein Teil der im Resonator gespeicherten Photonenenergie tritt durch die Spiegel aus und wird damit nutzbar. Die ausgekoppelte optische Leistung hängt oberhalb des Schwellenstroms I_{th} davon ab, welcher Teil des Stroms zur stimulierten Emission beiträgt ($\propto \eta_i$), sowie von der Quantenenergie und dem Verhältnis zwischen internen und Resonatorverlusten. Vernachlässigt man den Beitrag der spontanen Emission zur optischen Ausgangsleistung, erhält man

$$P = \eta_d \frac{hc}{\lambda q} (I - I_{th}) \quad (I > I_{th}) \quad (2.5)$$

Dabei wird

$$\eta_d = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (2.6)$$

als differenzielle Quanteneffizienz bezeichnet. Der Schwellenstrom lässt sich unter Verwendung von Gleichung 2.1 als Funktion der verschiedenen Verlust- und Gewinnparameter schreiben, wenn man eine ebenfalls logarithmische Beziehung $g_{mat}(N) = g_{0,N} \ln(N/N_{tr})$ zwischen Materialgewinn und Ladungsträgerdichte annimmt [29]:

$$I_{th} = \frac{qVB N_{tr}^2}{\eta_i} e^{2(\alpha_i + \alpha_m)/\Gamma g_{0,N}} + \frac{qVC N_{tr}^3}{\eta_i} e^{3(\alpha_i + \alpha_m)/\Gamma g_{0,N}}. \quad (2.7)$$

Der erste Term beschreibt den Anteil der spontanen Rekombination an der Laserschwelle, der zweite den der Auger-Rekombination. V steht für das Volumen der aktiven Zone. Die Transparenzladungsträgerdichte N_{tr} wird erreicht bei der Stromdichte J_{tr} in der aktiven Zone (Gleichung 2.4).

Neben der optischen Leistung ist auch die dafür benötigte elektrische Leistung von Interesse, da sich daraus der elektrooptische Konversionswirkungsgrad

$$\eta = \frac{P}{P_{el}} \quad (2.8)$$

des Bauelements ergibt. Dabei hängt die elektrische Leistung $P_{el} = U \cdot I$ vom Spannungsabfall am Bauelement,

$$U = U_d + U_p + R_s I \quad (2.9)$$

ab. U_d ist die ideale Diodenspannung, die dem Abstand der Quasiferminiveaus entspricht und oberhalb der Schwelle konstant bleibt. U_p beschreibt einen stromunabhängigen Spannungsanteil, der z.B. durch Potenzialspitzen an Heteroübergängen entsteht (siehe Kap. 4.4.2). Die Summe von U_d und U_p an der Schwelle wird als Einsatzspannung des Lasers bezeichnet. Der letzte Term beschreibt den Spannungsabfall aufgrund des ohmschen Serienwiderstands des Bauelements [29].

Beim Entwurf von Hochleistungslasern steht ein möglichst hoher Leistungswirkungsgrad η im Vordergrund. Nach den vorangestellten Überlegungen sind dafür folgende Optimierungen notwendig, die über die Auslegung der Vertikalstruktur steuerbar sind:

- Eine *hohe Kennliniensteigung* wird erreicht durch hohe Injektionseffizienz η_i und niedrige interne Verluste α_i .
- Für eine *niedrige Laserschwelle* werden ein hoher modaler Gewinnparameter $\Gamma \cdot g_{0,N}$, ein hohes η_i , ein niedriges α_i , eine geringe Transparenzladungsträgerdichte N_{tr} und eine geringe Auger-Rekombination $\propto C$ benötigt.
- Ein *geringer Spannungsabfall* lässt sich erzielen durch niedrige parasitäre Spannungen U_p und einen niedrigen Serienwiderstand R_s .

In Kapitel 4 wird diskutiert, wie sich die Vertikalstruktur des Lasers im Hinblick auf diese Punkte optimieren lässt.

Weiterhin kann auch über die Resonatorverluste, d.h. Länge und Verspiegelung des Bauelements, Einfluss auf die Kennliniensteigung und Laserschwelle genommen werden. Hierbei sind konkurrierende Effekte zu beobachten: Höhere Spiegelverluste erhöhen die Kennliniensteigung, zugleich aber auch die Laserschwelle. Zusätzlich muss die Aufheizung durch Verlustleistung berücksichtigt werden. Eine Optimierung des Leistungswirkungsgrads über α_m bezieht sich daher immer auf einen bestimmten Arbeitspunkt des Bauelements [34].

2.3 Temperaturverhalten der Laser

Während der unvollständigen Umwandlung von elektrischer in optische Leistung wird die Differenz $(1 - \eta)P_{el}$ in Wärme umgesetzt. Bei Betrieb des Lasers im Dauerstrich-Betrieb (*cw - continuous wave*) führt dies zu einer Aufheizung der aktiven Zone um

$$\Delta T = (1 - \eta)P_{el} Z_T, \quad (2.10)$$

wobei Z_T der thermische Widerstand zwischen der aktiven Zone und dem nächsten Element konstanter Temperatur (z.B. wassergekühlte Halterung) ist. Dabei kann die Betriebstemperatur der aktiven Zone deutlich über der Umgebungstemperatur liegen. Es ist daher wünschenswert, die Auswirkungen auf die externen Parameter des Bauelements abschätzen zu können.

Die Änderung der Lasercharakteristika mit der Temperatur hat bei InGaAsP-basierten Bauelementen drei wesentliche Ursachen. Zum einen nimmt die stimulierte Rekombination mit steigender Temperatur ab. Zum anderen wird der Anteil der nichtstrahlenden Rekombination durch eine steigende Auger-Rate ($C \propto e^{\gamma_1 T}$) und zunehmende Leckströme aus der aktiven Zone im Leitungsband ($R_l \propto e^{\gamma_2 T}$) größer [30]. Dies wirkt sich auf die internen Parameter aus: Aufgrund des ungünstigeren Verhältnisses zwischen strahlender und nichtstrahlender Rekombination steigt die Transparenzladungsträgerdichte, und $g_{0,N}$ sinkt. Die Ladungsträger in den Barrieren verursachen eine Erhöhung der intrinsischen Verluste durch freie-Ladungsträger-Absorption [35]. Hierdurch wird die interne Quanteneffizienz ebenfalls leicht vermindert [31].

Zusammen bewirken diese Effekte, dass der Schwellenstrom mit der Temperatur steigt und die Kennliniensteigung sinkt. Empirisch lässt sich dies näherungsweise durch einen exponentiellen Zusammenhang der Form

$$I_{th}(T) = I_{th,0} e^{\frac{T}{T_0}} \quad (2.11)$$

und

$$\eta_d(T) = \eta_{d,0} e^{-\frac{T}{T_1}} \quad (2.12)$$

beschreiben [36]. Je größer T_0 und T_1 , desto weniger ändern sich also Schwelle und Steigung mit der Temperatur.

Durch Differenzieren von Gleichung 2.11 und 2.12 und unter Verwendung von Gleichung 2.6 und 2.7 lässt sich die Abhängigkeit von T_0 und T_1 vom Temperaturverhalten der internen Parameter ableiten [37]. Allerdings sind T_0 und T_1 dabei auch von der Temperatur und den Spiegelverlusten des Lasers abhängig. Es existieren zwar Vorschläge, von T und α_m unabhängige Parameter zur Beschreibung des Temperaturverhaltens einzuführen [38]; diese finden aber, anders als T_0 und T_1 , kaum Anwendung.

Für die praktische Anwendung bedeutet dies, dass man $I_{th}(T)$ und $\eta_d(T)$ jeweils bei Lasern gleicher Resonatorlänge und Spiegelreflektivität misst und T_0 und T_1 auf gleiche Temperaturbereiche bezieht, um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten.

2.4 Bestimmung der internen Parameter

Aus der Messung der externen Laserparameter (Kennliniensteigung und Schwellenstrom) können die internen Parameter α_i und η_i abgeleitet werden, die die Eigenschaften des Halbleitermaterials charakterisieren. Durch Umstellen von Gleichung 2.6 erhält man den Zusammenhang

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} + \frac{\alpha_i}{\eta_i \cdot \ln(1/\sqrt{R_1 R_2})} L. \quad (2.13)$$

Aus einer Messung der Kennliniensteigung von Lasern verschiedener Länge lässt sich ein Zusammenhang $\eta_d^{-1}(L)$ herstellen. Eine lineare Extrapolation zu $L = 0$ liefert daraus die interne Quanteneffizienz, und mit η_i ergeben sich die internen Verluste aus der Steigung. Dabei ist es sinnvoll, zur Charakterisierung Breitstreifenlaser heranzuziehen, in denen

Störeffekte durch laterale Ladungsträgerdiffusion vernachlässigt werden können. Weiterhin erfolgt die Messung gepulst, um thermische Effekte auszuschließen. Dies unterstützt auch die weiter oben erwähnte Vereinfachung, Leckströme nicht zu berücksichtigen.

Der modale Gewinnparameter Γg_0 und die Transparenzstromdichte J_{tr} lassen sich unter Verwendung von Gleichung 2.2 und 2.4 bestimmen. Der modale Gewinn Γg_{mat} ergibt sich an der Schwelle aus der Summe der Verluste. Er ist damit als Funktion der Schwellenstromdichte in der aktiven Zone, $\eta_i J_{th}$, bekannt. Durch Anpassung an das logarithmische Gewinnmodell nach Gleichung 2.4 erhält man Γg_0 und J_{tr} . Die Regression kann verbessert werden, wenn man den für $L \rightarrow \infty$ extrapolierten Schwellenstrom J_∞ hinzunimmt, bei dem der Gewinn gerade die internen Verluste kompensiert [37].

2.5 Spektrale Eigenschaften

In Ausbreitungsrichtung bilden sich im Resonator stehende Wellen aus, deren Wellenlängen durch die Resonanzbedingung

$$2L \cdot n_{eff}(\lambda) = m \cdot \lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2.14)$$

gegeben sind. Dabei bezeichnet n_{eff} den effektiven Brechungsindex der optischen Mode, der über die vertikalen Halbleiterschichten gemittelt ist [39]. Die Dispersion des Brechungsindex $\partial n_{eff}/\partial \lambda$ ist bei Halbleiterlasern so groß, dass sie den spektralen Abstand benachbarter Moden deutlich beeinflusst. Dieser beträgt

$$\delta \lambda = \frac{\lambda^2}{2L n_{g,eff}}, \quad (2.15)$$

wobei

$$n_{g,eff} = n_{eff} - \lambda \frac{\partial n_{eff}}{\partial \lambda} \quad (2.16)$$

für den effektiven Gruppenindex des Lasers steht [40]. Bei InGaAsP und einer Wellenlänge von 1480 nm liegt dieser mit ca. 3.5 höher als der effektive Brechungsindex mit typischerweise 3.3.

Kapitel 3

Grundlagen des Trapezlasers

Nach den allgemeiner gehaltenen Grundlagen in Kapitel 2 geht dieses Kapitel auf speziellere Aspekte des Trapezlasers ein.

Dazu werden zunächst einige wichtige Grundbegriffe erläutert: Strahlqualität und Brillanz machen die Güte des Strahls quantifizierbar, und eine genauere Betrachtung des Brechungsindex im Halbleitermaterial ermöglicht es, das Ausbreitungsverhalten des Lichts im Bauelement zu verstehen. Darauf aufbauend diskutiert Abschnitt 3.3 die Funktion und Dimensionierung der einzelnen Bereiche im Trapezlaser. Abschnitt 3.4 und 3.5 erweitern die im letzten Kapitel vorgestellten elektrooptischen Parameter für den Spezialfall des Trapezlasers und erläutern seine räumlichen Strahleigenschaften.

3.1 Strahlqualität und Brillanz

Um die Güte eines Laserstrahls zu beurteilen, ist ein quantitativer Parameter wünschenswert, der die Fokussierbarkeit des Strahls angibt. Hierzu wird üblicherweise der M^2 -Formalismus verwendet [41], der das Verhalten eines realen Laserstrahls zu dem eines ideal gaußschen in der TEM_{00} -Mode in Beziehung setzt.

Fokussiert man einen Strahl, der lediglich diese Grundmode enthält, unter einem Winkel $\theta/2$ zur optischen Achse, dann beträgt der Durchmesser in der Strahltaile unter der Annahme kleiner Winkel [42]

$$w_0 \approx \frac{4\lambda}{\pi\theta}. \quad (3.1)$$

Sobald Abweichungen vom Idealfall auftreten, also Anteile höherer Moden oder Filamente vorhanden sind, vergrößert sich der Durchmesser der Strahltaile um einen Faktor M^2 , wodurch bei einem radialsymmetrischen Strahl die Leistungsdichte im Fokus um den Faktor M^4 abnimmt [43].

Diodenlaser weisen keinen radialsymmetrischen, sondern einen elliptischen Strahl auf, den man anhand zweier Öffnungswinkel θ_{\parallel} und θ_{\perp} in lateraler und vertikaler Richtung beschreibt. Entsprechend wird auch die Abweichung vom Idealverhalten mit unterschiedlichen Strahlpropagationsparametern M_{\parallel}^2 und M_{\perp}^2 für die beiden Richtungen berücksichtigt.

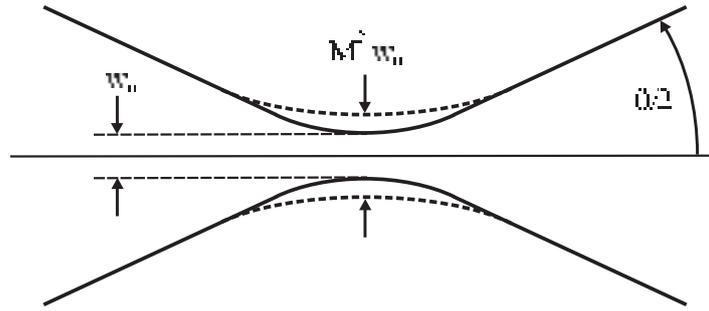


Abbildung 3.1: Vergleich einer idealen TEM_{00} -Mode mit Durchmesser w_0 in der Strahltaile und eines realen Strahls, der bei gleichem Divergenzwinkel θ einen Fokusdurchmesser von $M^2 w_0$ erreicht.

Die Querschnittsfläche des Strahls beträgt dann in der Strahltaile

$$A_0 = M_{\perp}^2 M_{\parallel}^2 \frac{4\lambda^2}{\pi\theta_{\perp}\theta_{\parallel}}. \quad (3.2)$$

Die Abstrahlcharakteristik in vertikaler Richtung wird durch die Schichtenabfolge der Laserstruktur bestimmt. Diese kann so ausgelegt werden, dass das Abstrahlverhalten praktisch beugungsbegrenzt ist. Daher wird oft nur M_{\parallel}^2 untersucht. Anhang B beschreibt das in dieser Arbeit verwendete Messverfahren.

Während der Strahlpropagationsparameter M^2 die Strahlqualität und damit die erreichbare Fokusgröße quantifiziert, macht er noch keine Angaben zur erzielbaren Leistungsdichte. Hierzu ist eine Verknüpfung mit der Ausgangsleistung notwendig. Als übliches Maß dazu wird die sogenannte Brillanz B verwendet [44], die die optische Leistung auf die Emissionsfläche A und den abgestrahlten Raumwinkel Ω der Laserquelle bezieht:

$$B = \frac{P}{A\Omega}. \quad (3.3)$$

Mit

$$\Omega = \pi \frac{\theta_{\perp}\theta_{\parallel}}{4} \quad (3.4)$$

und unter Verwendung von Gleichung 3.1 und 3.3 erhält man für die Brillanz

$$B = \frac{P}{\lambda^2 M_{\perp}^2 M_{\parallel}^2}. \quad (3.5)$$

3.2 Brechungsindex

Die Ausbreitung einer elektromagnetischen Welle findet bei Abwesenheit von Materie mit der Vakuum-Lichtgeschwindigkeit c_0 statt. Innerhalb eines Mediums tritt eine Kopplung von Licht und Materie auf, die das Ausbreitungsverhalten der Welle ändert. Beschränkt man sich auf kleine Feldstärken und ein lokal isotropes Medium, dann lässt sich das elektrische Feld durch

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) e^{i\mathbf{n}\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}} \quad (3.6)$$

beschreiben, wobei \mathbf{k}_0 für den Vakuum-Wellenvektor steht. Der allgemeine Brechungsindex \tilde{n} ist eine komplexe Größe, dessen Real- und Imaginärteil eine Phasen- bzw. Amplitudenänderung während der Propagation beschreiben. Im Halbleiterlaser wird \tilde{n} durch Temperatur- und Ladungsträgereffekte beeinflusst, was sich mit dem Ausdruck

$$\tilde{n} = n_b + \alpha_T \cdot T + \frac{i}{2k_0} (\alpha_i - \Gamma g_{mat}(N)) - \frac{\alpha_H}{2k_0} \Gamma g_{mat}(N) \quad (3.7)$$

erfassen lässt [45]. Hierbei steht n_b für den reellen Hintergrund-Brechungsindex, der bei Transparenz auftritt. Der zweite Term beschreibt die temperaturabhängige Änderung des Realteils mit dem Temperaturkoeffizienten α_T . Gewinn und interne Verluste wirken auf die Amplitude der sich ausbreitenden Welle und finden sich daher im Imaginärteil von \tilde{n} . Dieser ändert sich über $g_{mat}(N)$ stark mit der Ladungsträgerdichte.

Der Real- und Imaginärteil des Brechungsindex sind über Kramers-Kronig-Relationen miteinander gekoppelt [46]. Hierdurch bewirkt eine Schwankung in der Ladungsträgerdichte auch eine Änderung des reellen Brechungsindex-Anteils. Die Kopplungskonstante

$$\alpha_H \equiv \frac{\partial(Re(\tilde{n}))/\partial N}{\partial(Im(\tilde{n}))/\partial N} = -2k_0 \frac{\partial(Re(\tilde{n}))/\partial N}{\partial g_{mat}/\partial N} \quad (3.8)$$

wird dabei als Henry-Faktor oder Linienverbreiterungsfaktor bezeichnet [47]. Typische Werte von InGaAsP/InP-Quantenfilmlasern liegen bei 2–4 [48–50].

3.3 Aufbau des Trapezlasers

3.3.1 Funktionsprinzip

Hohe optische Ausgangsleistungen lassen sich am einfachsten mit Breitstreifenlasern erzeugen. Die breiten Resonatoren lassen jedoch eine große Zahl an Lateralmoden zu, und der Strahl neigt zu Selbstfokussierung und Filamentbildung [51]. Entsprechend ist die Strahlqualität eines Breitstreifenlasers niedrig und die erzielbare Leistungsdichte gering.

Mit einem nur wenige μm breiten Resonator und einer Indexführung der optischen Welle können Moden höherer Ordnung und Strahlfilamentierung unterdrückt werden, so dass sich hohe Strahlqualitäten erzeugen lassen. Zugleich sinkt aber auch die erreichbare optische Ausgangsleistung. Im Falle eines Fabry-Perot-Resonators mit Streifengeometrie muss also zwischen Strahlqualität und Leistung abgewogen werden.

Diese Beschränkung entfällt, wenn auf die Streifengeometrie verzichtet wird: Der Trapezlaser kombiniert beide Konzepte mit einem sich lateral verbreiternden Resonator (Abbildung 3.2) und kann dadurch die Vorteile eines einmodigen Lasers mit denen des Breitstreifenlasers vereinen. Dabei wird zunächst bei niedriger Leistung eine räumlich einmodige Welle erzeugt, wozu beim hier verwendeten Bauelementtyp ein Rippenwellenleiterbereich dient. Unter weitgehender Erhaltung der Strahlqualität verstärkt der nachfolgende Trapezbereich die Mode zu hohen optischen Ausgangsleistungen. Typischerweise lassen sich damit Ausgangsleistungen in der gleichen Größenordnung wie beim Breitstreifenlaser erzielen. Die Brillanz liegt allerdings eine Größenordnung höher [52].

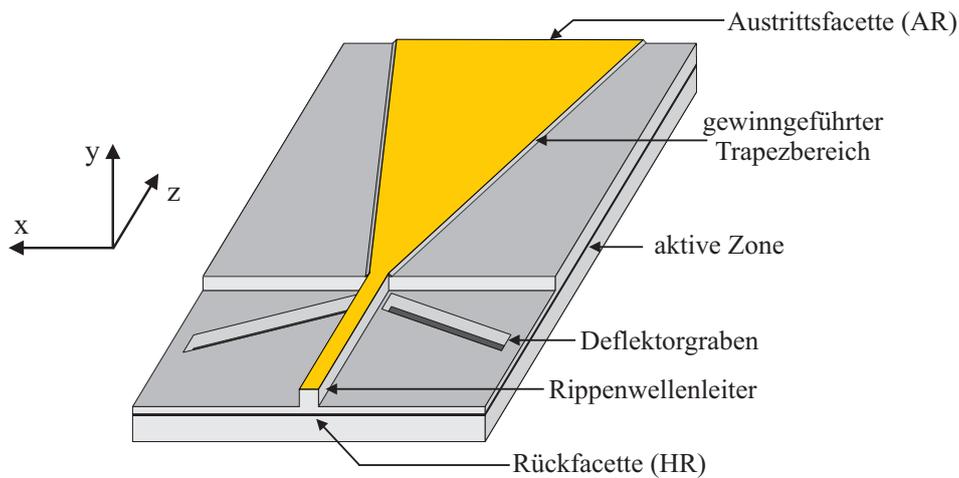


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung des in dieser Arbeit verwendeten Trapezlasers mit Rippenwellenleiter-Bereich.

Die optische Mode propagiert nach Verlassen des Rippenbereichs frei im Trapezbereich, wobei der Ausbreitungswinkel durch die Dimensionierung des Rippenwellenleiters festgelegt wird. Um die Nachverstärkung im Trapezbereich optimal zu nutzen, werden Trapez- und Ausbreitungswinkel aufeinander abgestimmt. Die Strahlaufweitung ermöglicht dabei nicht nur die Erhaltung der Grundmode, sondern wirkt auch der Tendenz zur Selbstfokussierung entgegen [53].

Der sich aufweitende Strahl wird zum größten Teil an der Austrittsfacette ausgekoppelt. Der reflektierte Anteil divergiert weiter, d.h. nur ein geringer Bruchteil im Mittelbereich erreicht wieder den Rippenwellenleiter. Bei diesem Bruchteil handelt es sich um erwünschte Rückkopplung, die erst die Lasertätigkeit ermöglicht. Daneben können sich auch unerwünschte Fabry-Perot-Moden mit Wellenfronten parallel zu den Facetten aufbauen, die außerhalb des Rippenbereichs verlaufen und nur im Trapezbereich gepumpt werden. Um diese zu unterbinden, enthält der Resonator Deflektorgraben, die nur die Rückkopplung in den Rippenbereich zulassen und unerwünschte Anteile herausreflektieren.

Für einen elektrooptisch effizienten Betrieb sollte das Bauelement in allen Bereichen des Trapezes bei konstanter optischer Leistungsdichte und konstantem Gewinn, d.h. einer überall gleichen Schwellenbedingung betrieben werden, um die angebotenen Ladungsträger optimal zu nutzen. Ist dies nicht der Fall, tritt in Bereichen niedriger Modenintensität und hoher Ladungsträgerdichte vermehrt nichtstrahlende Rekombination auf. Daneben wird die spontane Rekombination dort überproportional verstärkt und verursacht einen inkohärenten Untergrund (*ASE – Amplified Spontaneous Emission*).

Der gewünschte konstante Gewinn entspricht einer exponentiell wachsenden Modenintensität, so dass ein Nachverstärkungsbereich mit exponentiell zunehmender Breite am besten geeignet wäre, um diese Verstärkungsbedingung zu erhalten [54]. Allerdings folgt ein solcher Verlauf nicht der hier auftretenden natürlichen Modenausbreitung, hätte also erhöhte ASE in den Randbereichen zur Folge. Die Ausbreitung der optischen Mode verläuft hier näherungsweise bei konstantem Divergenzwinkel, da die Trapezlänge deutlich größer ist als die Rayleigh-Länge ($\approx 20 \mu\text{m}$). Ein sich linear verbreitender Verstärkungsbereich

stellt daher einen einfachen und unkritischen Kompromiss dar.

Die Dimensionierung von Rippen- und Trapezbereich sollte so erfolgen, dass die angebotenen Ladungsträger überall effizient genutzt werden. Das ist der Fall, wenn der optische Gewinn schon am Trapezeingang durch eine hohe Modenintensität gesättigt wird. Der Rippenwellenleiter muss dazu eine ausreichende Strahldivergenz und optische Eingangsleistung garantieren, was über seine Länge, Breite und Ätztiefe abgestimmt wird. Wegen des gaußschen Abstrahlverhaltens wird jedoch erst der Gewinn im Bereich nahe der optischen Achse gesättigt. An den Randbereichen des Trapezes findet sich daher eine höhere Ladungsträgerdichte als in der Mitte. Bereiche mit niedrigerer Modenintensität am Rand erfahren somit eine größere Verstärkung, und über die Länge des Trapezbereichs findet eine Homogenisierung der lateralen Intensität statt. Das resultierende Strahlprofil an der Facette entspricht dann im Idealfall näherungsweise einer Rechteckfunktion.

3.3.2 Der Rippenwellenleiter

Der Rippenwellenleiterbereich als erste Stufe des Trapezlasers hat die Funktion, bei niedriger optischer Ausgangsleistung eine einmodige Welle zu generieren. Die Beschränkung auf die laterale Grundmode erfolgt durch eine sog. Indexführung, d.h. mit Hilfe eines lateralen Wellenleiters. Dazu wird eine wenige μm breite Rippe durch beidseitiges Herunterätzen der p-seitigen Epitaxieschichten strukturiert (Abbildung 3.3 oben). Der effektive Brechungsindex n_{eff} [30, 39] ist in diesen Bereichen niedriger als im Rippenbereich (Abbildung 3.3 unten), so dass die optische Mode dort geführt wird. Die aktive Zone wird durch Strominjektion an der Oberseite der Rippe gepumpt.

Der Indexsprung $\Delta n_{eff} = n_R - n_0$ hängt von der Ätztiefe ab und beträgt typischerweise weniger als 0.01. Die Rippenbreite b_R und der Indexsprung legen fest, wie viele Lateralmoden geführt werden. Bei einem ideal stufenförmigen lateralen Brechungsindexprofil wie

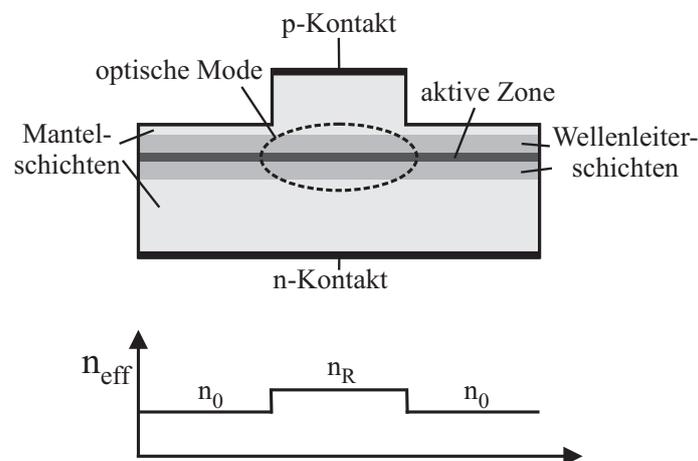


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau eines Rippenwellenleiter-Lasers (oben) und Verlauf des effektiven Brechungsindex (unten)

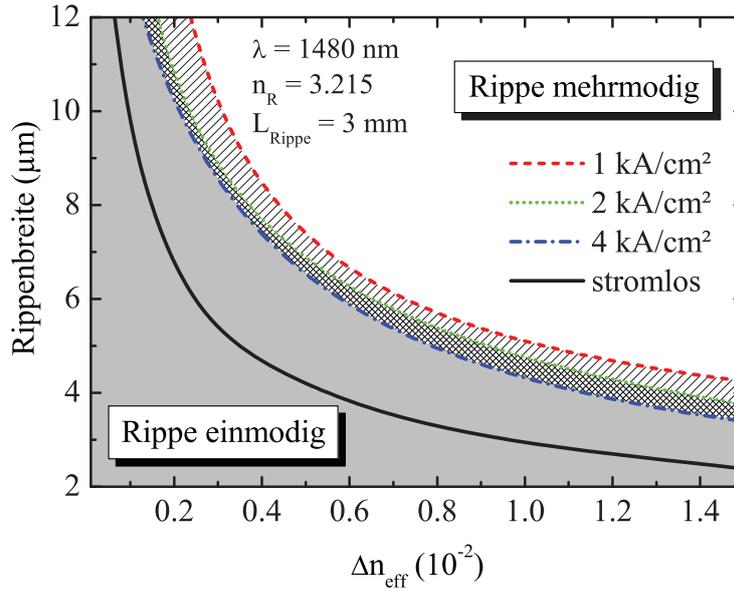


Abbildung 3.4: Grenze zwischen Ein- und Mehrmodigkeit des Rippenwellenleiters als Funktion des Brechungsindexsprungs. Die durchgezogene Linie zeigt das Verhalten des dielektrischen Wellenleiters ohne Ladungsträgereffekte (Gleichung 3.9). Die gestrichelte, punktierte und strichpunktierte Kurve berücksichtigen den Einfluss der Ladungsträger bei verschiedenen Stromdichten (aktive Simulation mit DioSim). Δn_{eff} beschreibt in allen Fällen nur den Brechungsindexsprung des dielektrischen Wellenleiters, enthält also keine Ladungsträgereffekte.

in Abbildung 3.3 wird nur die Grundmode geführt, falls für die Rippenbreite

$$b_R < \frac{\lambda}{2\sqrt{n_R^2 - n_0^2}} \approx \frac{\lambda}{2\sqrt{2n_R \Delta n_{eff}}} \quad (3.9)$$

gilt [55]. Δn_{eff} ist in der Lateralen um einen Faktor 10–50 kleiner als der Indexsprung beim vertikalen Wellenleiter (vgl. Kapitel 4). Nach Gleichung 3.7 hängt der Brechungsindex sowohl von der Temperatur als auch von der Ladungsträgerdichte ab. Der Temperaturkoeffizient α_T beträgt bei InGaAsP und Wellenlängen um $1.5 \mu\text{m}$ etwa $0.8\text{--}1 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ [56]. Typische Temperaturdifferenzen im Rippenbereich liegen bei einigen Kelvin, so dass thermische Änderungen in n_{eff} um wenigstens eine Größenordnung kleiner sind als Δn_{eff} und damit vernachlässigt werden können. Die ladungsträgerinduzierte Änderung von n_{eff} dagegen bewegt sich in der gleichen Größenordnung wie Δn_{eff} [57], daher muss die Stromabhängigkeit bei der Auslegung des Rippenwellenleiters berücksichtigt werden.

Um die für Einmodigkeit maximal zulässige Rippenbreite als Funktion von Δn_{eff} zu ermitteln, wird das Simulationsprogramm DioSim [58] verwendet. Es bestimmt über Strahlpropagation die Modenverteilung in der x-z-Ebene und bezieht dabei Ladungsträgereffekte über die Diffusionsgleichung mit ein. Anhang A enthält eine genauere Beschreibung des Programms und eine Liste der verwendeten Simulationsparameter.

Abbildung 3.4 zeigt den Verlauf der maximalen Rippenbreite bei Erhaltung der Einmodigkeit als Funktion von Δn_{eff} . Die durchgezogene Kurve entspricht dabei dem stromlosen Verhalten, das durch Gleichung 3.9 beschrieben wird. Die drei übrigen Kurven wurden mit DioSim bestimmt und berücksichtigen den Einfluss der Ladungsträger bei unterschiedli-

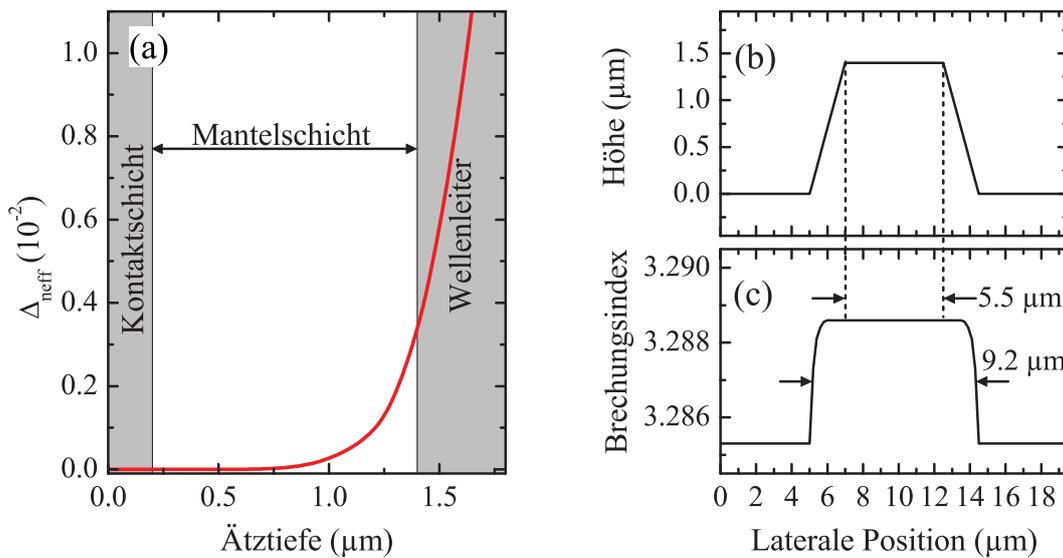


Abbildung 3.5: Effektiver Brechungsindexsprung als Funktion der Ätztiefe (a). Δn_{eff} wurde hier mit dem Programm PhotonD für eine der in dieser Arbeit untersuchten Strukturen bestimmt. (b) bzw. (c): Höhenprofil und Profil des effektiven Brechungsindex bei einem Rippenwellenleiter mit schrägen Flanken. Der angenommene Flankenwinkel von 35° ist typisch für die hier verwendete nasschemische Strukturierung der Rippe (vgl. Kapitel 5.3), ebenso die Rippenbreite von $5.5 \mu\text{m}$ auf der Oberseite. Im Brechungsindexprofil ist die 50%-Breite markiert.

chen Stromdichten. Die Hinzunahme von Ladungsträgern führt zu einem Absinken des Brechungsindex im Rippenbereich, so dass sich der einmodige Bereich stark vergrößert im Vergleich zur passiven Berechnung. Bei höheren Strömen bleibt die Zahl der Ladungsträger im aktiven Bereich unter der Rippe nahezu konstant, aber ein zunehmender Teil diffundiert in die angrenzenden Bereiche. Hierdurch nimmt deren Brechungsindex ebenfalls ab, der reale Brechungsindexsprung steigt, und der einmodige Bereich wird wieder etwas kleiner (Abbildung 3.4 für $J = 1\text{--}4 \text{ kA/cm}^2$).

In vertikaler Richtung fällt die optische Mode außerhalb der wellenführenden Schichten exponentiell ab. Daher ändert sich der effektive Brechungsindex zunächst kaum, wenn die p-seitigen Schichten sukzessiv heruntergeätzt werden. Erst in Bereichen mit größerer Modenintensität, d.h. in der Nähe der Wellenleiterschichten, nimmt n_{eff} merklich ab (Abbildung 3.5 (a)).

Das hat mehrere Konsequenzen für die Auslegung des Rippenwellenleiters: Zum einen muss die Rippenhöhe bei der Prozessierung um so genauer definierbar sein, je größer Δn_{eff} gewählt wird. Kleine Schwankungen in der Ätztiefe haben andernfalls überproportional große Variationen im Brechungsindexsprung zur Folge (vgl. Kapitel 5.3.3). Zum anderen muss bei schrägen Rippenflanken berücksichtigt werden, dass das Brechungsindexprofil anders als das Höhenprofil der Rippe verläuft (Abbildung 3.5 (c) bzw. (b)): Bei der Strukturierung ändert sich der effektive Brechungsindex zunächst kaum, das Indexprofil wird hauptsächlich durch die letzten 100 nm der Ätzung bestimmt und ist damit deutlich breiter als das Höhenprofil. Modenföhrung und Abstrahlverhalten werden aber vom Indexprofil und nicht vom Höhenprofil bestimmt, was daher in Simulationen berücksichtigt werden muss.

3.3.3 Dimensionierung

Der Abstrahlwinkel des Rippenwellenleiters und der Öffnungswinkel des Trapezes sollten nach den bisherigen Ausführungen aufeinander abgestimmt werden. Dabei existieren die größeren Beschränkungen beim Trapezwinkel, der deswegen zuerst festgelegt wird: Unter dem Gesichtspunkt der Ausgangsleistung ist bei fester Resonatorlänge ein möglichst großer Öffnungswinkel wünschenswert. Die Brechung der Strahlen an der Austrittsfläche verursacht jedoch sphärische Aberration, die mit dem Winkel zur optischen Achse zunimmt [59]. Ein Vollwinkel von 6° ist ausreichend klein, um Abbildungsfehler vernachlässigbar gering zu halten [53], und wurde bei allen hier untersuchten Strukturen als Kompromiss verwendet.

Das Abstrahlverhalten des Rippenwellenleiters hängt von seiner Breite und dem lateralen Brechungsindexprofil ab. Bei der Anpassung von Divergenz- und Trapezwinkel muss auf die Erhaltung der lateralen Einmodigkeit geachtet werden. Dabei gilt auch für das Abstrahlverhalten des Rippenwellenleiters, dass der Einfluss der Ladungsträger nicht mehr vernachlässigbar ist.

Abbildung 3.6 zeigt den Divergenzwinkel des Rippenwellenleiters im Halbleitermaterial als Funktion der Rippenbreite b_R . Der Brechungsindexsprung wurde von 0.003 bis 0.012 variiert. Das Abstrahlverhalten wurde unter Berücksichtigung von Ladungsträgereffekten bei einer Stromdichte von 2 kA/cm^2 simuliert, die typisch ist für den Betriebspunkt der in dieser Arbeit untersuchten Trapezlaser. Grau unterlegt ist der Bereich, in dem bei dieser Stromdichte nur die Grundmode im Rippenwellenleiter ausbreitungsfähig ist.

Der divergierende Strahl kann mit seiner $1/e^2$ -Breite den Trapezwinkel von 6° vollständig ausfüllen, falls der Brechungsindexsprung 0.007 oder mehr beträgt. Der Spielraum für

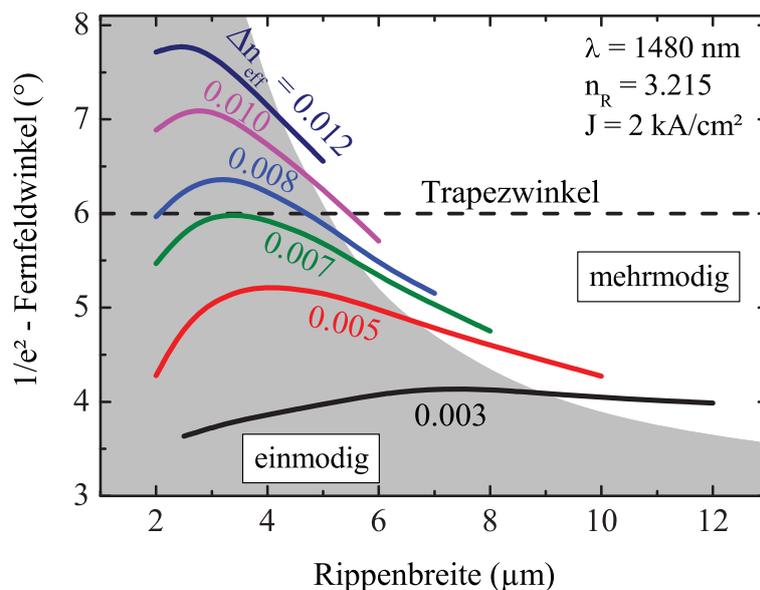


Abbildung 3.6: Simulierter Abstrahlwinkel des Rippenwellenleiters im Trapezbereich bei verschiedenen Werten für den lateralen Brechungsindexsprung Δn_{eff} . Es wurden senkrechte Rippenflanken angenommen.

Δn_{eff} ist relativ klein: Wählt man die Rippenbreite so, dass Divergenz- und Trapezwinkel gleich sind, dann können nur Brechungsindexsprünge bis etwa 0.009 realisiert werden; andernfalls würde der Rippenbereich höhere Moden zulassen. Bei größeren Werten von Δn_{eff} kann die Rippenbreite kleiner gewählt werden, um die Einmodigkeit zu erhalten. Hierbei wäre der Divergenzwinkel allerdings größer als der Trapezwinkel, d.h. Licht unter großen Winkeln läge außerhalb des Trapezbereichs und wäre damit nicht nutzbar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Rippenbreiten und -höhen verwendet, um die resultierende Variation in den elektrooptischen Eigenschaften und Strahleigenschaften des Bauelements zu untersuchen. Dabei betragen die Standardabmessungen $500 \mu\text{m}$ für die Rippenlänge und $2000 \mu\text{m}$ für die Trapezlänge. Die Durchlassbreite der Deflektorgräben liegt bei $12\text{--}14 \mu\text{m}$, wodurch die Beugung der durchlaufenden Mode weitgehend vermieden wird (siehe Kapitel 6.2).

3.4 Elektrooptische Eigenschaften

3.4.1 Verlustmechanismen

Die in Kapitel 2 eingeführte Beschreibung der elektrooptischen Eigenschaften muss im Fall des Trapezlasers erweitert werden, um die Eigenschaften des instabilen Resonators zu berücksichtigen. Wegen der Strahldivergenz im Trapezbereich wird nur ein kleiner Teil des Lichts, das an der Frontfacette reflektiert wird, in den Resonator zurückgekoppelt. Die Deflektorgräben lenken den größten Anteil der Mode ab. Um diesen Mechanismus zu beschreiben, führt man den Begriff der geometrischen Verluste α_{geo} ein. Sie geben an, welcher Anteil der Modenintensität I_{trans} von der Gesamtintensität I_{ges} pro Resonatorumlauf die Deflektorgräben passiert:

$$I_{trans} = I_{ges} e^{-2L\alpha_{geo}} \quad (3.10)$$

Wie hoch diese Verluste sind, hängt dabei von der Modenausbreitung innerhalb des Trapezbereichs ab. Wird der Trapezlaser elektrooptisch effizient, d.h. in Gewinnsättigung bei vollständiger Ausleuchtung des Trapezwinkels φ betrieben, dann ist das Strahlprofil an der Austrittsfacette näherungsweise rechteckförmig und hat die Breite b_T , die durch den Trapezbereich vorgegeben ist (Abbildung 3.7). Der Anteil

$$\frac{I_{trans}}{I_{ges}} = \frac{b_D}{2b_T} = \frac{b_D}{4L_T \tan(\varphi/2)} \quad (3.11)$$

der Modenintensität passiert die Deflektorgräben mit Abstand b_D . L_T bezeichnet hierbei die Trapezlänge. Mit

$$\alpha_{geo,R} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{4L_T \tan(\varphi/2)}{b_D} \right) \quad (3.12)$$

erhält man für den Fall eines rechteckförmigen Strahlprofils eine Abschätzung der geometrischen Verluste nach oben.

Wird der Trapezbereich nur teilweise ausgeleuchtet (Winkel φ'), und ist das Modenprofil

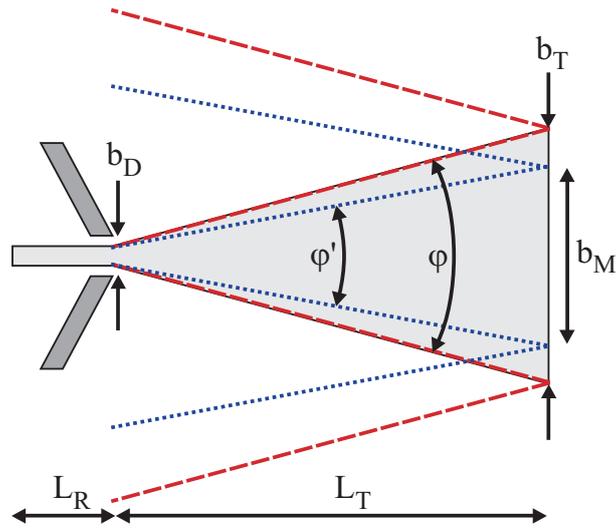


Abbildung 3.7: Entstehung der geometrischen Verluste beim Trapezlaser.

eher gaußförmig ($1/e^2$ -Breite b_M), dann koppelt ein größerer Teil der Intensität

$$\frac{I_{trans}}{I_{ges}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{b_D}{b_M} \quad (3.13)$$

zurück in den Rippenbereich, und man erhält einen niedrigeren Wert von

$$\alpha_{geo,G} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{\sqrt{2\pi} L_T \tan(\varphi'/2)}{b_D} \right) \quad (3.14)$$

für die geometrischen Verluste.

Abbildung 3.8 zeigt die verschiedenen Anteile der optischen Verluste bei einer Variation der Rippen- und Trapezlänge. Dabei wurden Parameter zugrunde gelegt, die typisch für die in dieser Arbeit untersuchten Laser sind.

3.4.2 Externe Parameter

Die zusätzlich auftretenden geometrischen Verluste müssen kompensiert werden, tragen aber – anders als die Spiegelverluste α_m – nicht zur nutzbaren optischen Leistung bei. Dadurch verringert sich die differentielle Quanteneffizienz (Gleichung 2.6) auf

$$\eta_{d,TL} = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_{geo} + \alpha_m} . \quad (3.15)$$

Die mit dem Trapezlaser erzielbaren Kennliniensteigungen sind also grundsätzlich kleiner als beim Breitstreifenlaser gleicher Länge und Facettenbeschichtung.

Auch die Laserschwelle hängt von den Gesamtverlusten des Bauelements ab (Gleichung 2.7). Bei gleichen Spiegelverlusten steigt dann im Vergleich zum Breitstreifenlaser die Schwellenstromdichte um einen Faktor $e^{s \cdot \alpha_{geo} / \Gamma g_{0,N}}$ mit $s = 2..3$, je nachdem, ob die spontane oder die Auger-Rekombination dominant ist.

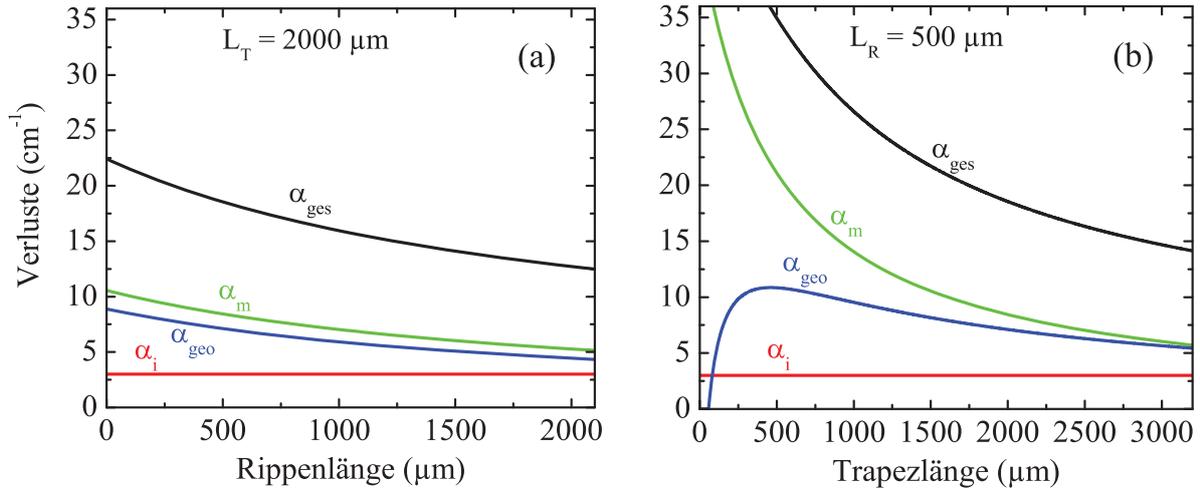


Abbildung 3.8: Zusammensetzung der optischen Verluste beim Trapezlaser als Funktion der Rippenlänge (a) und der Trapezlänge (b). Es wurden die geometrische Verluste eines rechteckförmigen Nahfelds zugrunde gelegt und interne Verluste von 3 cm^{-1} angenommen. Weitere Parameter: $\varphi = 6^\circ$, $R_1 = 1.5\%$, $R_2 = 98\%$, $b_D = 12 \mu\text{m}$.

Die Ladungsträgerdichte oberhalb der Schwelle ist damit ebenfalls höher als beim vergleichbaren Breitstreifenlaser. Hierdurch wird der Einfluss der nichtstrahlenden Rekombinationsmechanismen größer, und die Laserschwelle verschiebt sich stärker mit steigender Temperatur. Entsprechend ist ein geringerer T_0 -Wert zu erwarten.

3.5 Räumliche Strahleigenschaften

3.5.1 Astigmatismus

In vertikaler Richtung (engl. *Fast Axis*) wird die optische Mode durch den Wellenleiter der Vertikalstruktur geführt (vgl. Kapitel 4). Dabei besitzt sie durch die Indexführung innerhalb des Bauelements eine ebene Phasenfront. Nach dem Austritt aus der Frontfacette breitet sie sich mit zunehmendem Krümmungsradius der Phase in Luft aus [42]. Die Strahltaile, die beim gaußschen Strahl durch einen minimalen Durchmesser und eine ebene Phasenfront gekennzeichnet ist, befindet sich also in der Fast Axis auf der Austrittsfacette (Abbildung 3.9 oben).

In lateraler Richtung (engl. *Slow Axis*) wird die Mode nur im Rippenbereich geführt und propagiert frei innerhalb des Trapezbereichs. Die Strahltaile in der Slow Axis befindet sich also am Ende des Rippenwellenleiters. Der Abstrahlwinkel φ der Mode wird dabei durch Höhe und Breite der Rippe bestimmt. Austretendes Licht wird an der Frontfacette gebrochen (Abbildung 3.9 unten), so dass der Fernfeldwinkel θ in der Slow Axis durch die Snellius-Beziehung [60] gegeben ist,

$$\theta = 2 \sin^{-1} \left(n_{\text{eff}} \cdot \sin \frac{\varphi}{2} \right) \approx n_{\text{eff}} \cdot \varphi . \quad (3.16)$$

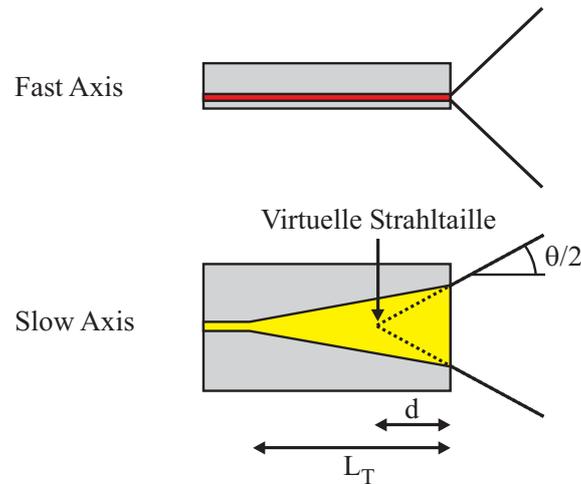


Abbildung 3.9: Entstehung des Astigmatismus beim Trapezlaser. Die Strahltaille in der Fast Axis liegt auf der Facette, die der Slow Axis am Ende des Rippenwellenleiters. Durch die Brechung am Übergang Halbleiter-Luft scheinen die Strahltaillen den Abstand d voneinander zu besitzen.

Für einen außenstehenden Betrachter liegt die *virtuelle* Strahltaille eine Strecke

$$d \approx \frac{L_T}{n_{eff}} \quad (3.17)$$

hinter der Facette, sofern der Brechungsindex n_{eff} ortsunabhängig ist. Bedingt durch die Resonatorgeometrie ist der Strahl eines Trapezlasers also inhärent astigmatisch, d.h. seine laterale und vertikale Strahltaille fallen nicht zusammen. Diese Eigenschaft muss beachtet und ggf. nachträglich durch Optiken korrigiert werden, wenn das Licht auf kleine Flächen fokussiert werden soll, z.B. bei der Einkopplung in Glasfasern.

Der Brechungsindex hängt nach Gleichung 3.7 sowohl von der Ladungsträgerdichte als auch von der Temperatur ab, ändert sich also mit dem Injektionsstrom. Die auftretenden Variationen in n_{eff} sind zwar gering ($\leq 10^{-2}$), aber durch räumliche Inhomogenitäten können Linseneffekte auftreten, die sich über die Länge des Resonators summieren. Dabei wird unter Umständen eine erhebliche Änderung des Astigmatismus mit dem Strom beobachtet [26].

3.5.2 Korrigiertes Fernfeld

Die Bestimmung von M^2 nach dem in Anhang B beschriebenen Verfahren erfordert das Ausmessen der Strahlkaustik durch Aufnahme einer großen Zahl an Strahlprofilen. Eine andere gebräuchliche Methode ist die Berechnung von M^2 aus der Breite des Nah- und Fernfelds. Diese Methode setzt voraus, dass sich die Strahltaille am Ort der Facette befindet, also mit dem Nahfeld identisch ist. Nahfeldbreite und Divergenzwinkel sind in diesem Fall über M^2 gekoppelt.

Wegen des Astigmatismus ist diese Methode beim Trapezlaser nicht direkt anwendbar, denn das Nahfeld entspricht hier nicht der Strahltaille. Um die laterale Strahltaille (Durchmesser w_1 , Abbildung 3.10 (a)) zur Berechnung von M^2 zugänglich zu machen, nutzt man

eine gedankliche Hilfskonstruktion: Plaziert man am Ort der Facette eine dünne Linse mit Brennweite d , dann hebt diese die Phasenkrümmung des Strahls auf, erzeugt also eine neue Strahltaille auf der Facette (Abbildung 3.10 (b)) [42]. Deren Durchmesser w_2 ist gerade durch die Aperturbreite b_T vorgegeben und damit bekannt. Der laterale Abstrahlwinkel θ' dieses – nun nicht mehr astigmatischen – Strahls ist wegen der vergrößerten Strahltaille kleiner als der reale Fernfeldwinkel θ . Er hängt nur von w_2 und M^2 ab (vgl. Abschnitt 3.1). Die Intensitätsverteilung dieses theoretischen Fernfelds wird als korrigiertes Fernfeld bezeichnet; aus seiner Breite wäre M^2 direkt bestimmbar.

Für große Abstände von der Facette (Fraunhofer-Näherung) entspricht das korrigierte Fernfeld gerade der Fourier-Transformierten des (phasenkorrigierten) Nahfelds auf der Facette [55]. Dies gilt nicht für das reale Fernfeld, denn dessen Divergenz wird vom Rippenwellenleiter (bzw. vom Trapezwinkel) bestimmt, während die Intensitätsverteilung das Resultat der Verstärkung im Trapezbereich ist.

Um θ' experimentell zugänglich zu machen, wählt man eine äquivalente Anordnung, die in Abbildung 3.10 (c) dargestellt ist. Hierbei wird eine Linse im Abstand ihrer Brennweite f vor der Facette positioniert, die den Strahl in der Fast Axis kollimiert. In der Slow Axis

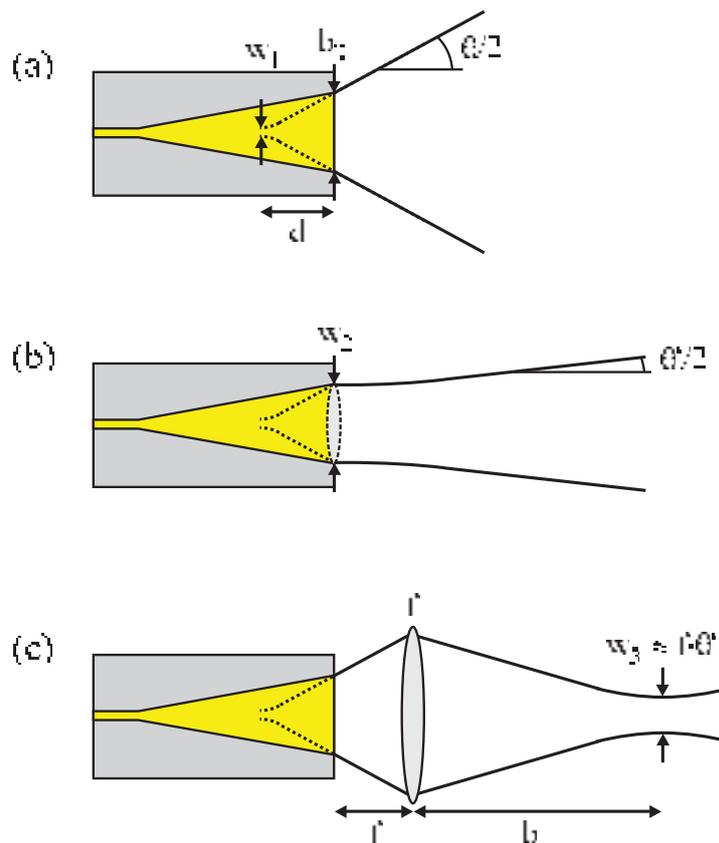


Abbildung 3.10: Vergleich des astigmatischen Strahls mit realem Fernfeld (a) und dem theoretischen Fall des korrigierten Fernfeld (b) nach Kompensation des Astigmatismus. In (c) ist die äquivalente experimentelle Anordnung zur Bestimmung des korrigierten Fernfelds dargestellt.

bildet sich eine Strahltaile im Abstand b , deren Durchmesser w_3 über

$$\theta' = \tan^{-1} \left(\frac{w_3}{f} \right) \approx \frac{w_3}{f} \quad (3.18)$$

mit dem Winkel des korrigierten Fernfelds zusammenhängt. Die Intensitätsverteilungen als Funktion des Winkels im theoretischen Fall (3.10 (b)) bzw. der lateralen Position in der Messanordnung (3.10 (c)) sind dabei gleich (zur Herleitung siehe [21]).

Da das korrigierte Fernfeld die Fourier-Transformierte des Nahfelds ist, lassen sich aus seinem Profil mehr Informationen als nur die über M^2 gemessene Fokussierbarkeit ableiten. Falls der Laser in Gewinnsättigung betrieben wird, ergibt sich im Idealfall ein rechteckförmiges Nahfeld mit konstanter Intensität I_0 über die gesamte Facettenbreite b_T . Das zugehörige korrigierte Fernfeld ist dann durch

$$I(\theta') = I(0) \left(\frac{\sin(\pi b_T \sin \theta' / \lambda)}{\pi b_T \sin \theta' / \lambda} \right)^2 \quad (3.19)$$

gegeben [53]. Wird der Trapezbereich nicht gesättigt, ist das Nahfeld im Idealfall gaußförmig. Entsprechend ist auch die Intensitätsverteilung des korrigierten Fernfelds gaußförmig und lässt sich durch

$$I(\theta') = I(0) e^{-(\pi b_T \sin \theta' / 2\lambda)^2 / 2} \quad (3.20)$$

beschreiben, wenn die $1/e^2$ -Nahfeldbreite b_T beträgt. Abbildung 3.11 zeigt diese beiden theoretischen Fälle des korrigierten Fernfelds bei den hier üblichen Bauelementparametern ($\lambda = 1.48 \mu\text{m}$, $b_T = 211 \mu\text{m}$). M^2 lässt sich direkt aus dem gemessenen korrigierten Fernfeld ablesen, indem man das Verhältnis aus tatsächlicher und theoretischer Breite bildet und dabei den physikalisch zutreffenderen Fall (Gewinnsättigung oder nicht) zugrunde

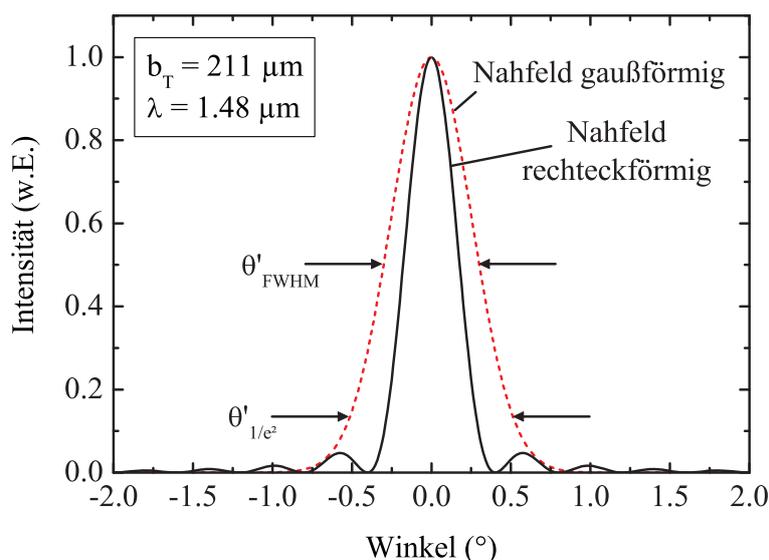


Abbildung 3.11: Korrigiertes Fernfeld bei ideal gaußförmigem bzw. rechteckförmigem Nahfeld (gestrichelte bzw. durchgezogene Linie).

	NF gaußförmig	NF rechteckförmig
θ'_{FWHM}	$1.50 \lambda/b_T$	$0.89 \lambda/b_T$
θ'_{1/e^2}	$2.55 \lambda/b_T$	$1.40 \lambda/b_T$

Tabelle 3.1: Theoretisch erreichbare Breite des korrigierten Fernfelds (Näherung kleiner Winkel) bei rechteckförmigem Nahfeld (Breite b_T) und gaußförmigem Nahfeld ($1/e^2$ -Breite b_T).

legt. Tabelle 3.1 gibt die theoretisch erreichbaren 50%-Breiten (*FWHM* – *Full Width at Half Maximum*) und $1/e^2$ -Breiten an.

Die hier verwendete Resonatorgeometrie wird elektrooptisch optimal genutzt, wenn der Trapezbereich in der Gewinnsättigung betrieben wird. Entsprechend kann im Fokus eine geringere Breite als mit einem gaußschen Strahl erreicht werden, aber ein Teil der Leistung entfällt auf die Nebenmaxima und ist damit häufig nicht nutzbar (z.B. bei Fasereinkopplung). Im Idealfall (Abbildung 3.11) sind etwa 92% der Leistung im Hauptpeak enthalten.

3.5.3 Filamentbildung

Ein transversal einmodiger Eingangsstrahl am Trapezeingang stellt eine Voraussetzung für eine hohe Strahlqualität des Bauelements dar. Es kann jedoch auch innerhalb des Trapezbereichs noch eine Strahldegradation durch Filamentierung auftreten, die zur Verschlechterung von M^2 beiträgt.

Eine Filamentierung des Strahls tritt auf, wenn die optische Intensität ortsabhängige Fluktuationen aufweist. An Orten hoher Intensität wird der Gewinn stärker gesättigt, und die Ladungsträgerdichte sinkt (sog. räumliches Lochbrennen). Nach Abschnitt 3.2 hat dies eine räumliche Änderung des Brechungsindex zur Folge, der an Orten mit starker Gewinnsättigung steigt. Dies ruft eine Selbstfokussierung des Strahls hervor, so dass sich die Intensitätsfluktuationen verstärken und der Strahl in Filamente zerfällt.

Intensitätsunterschiede, die die Entstehung von Filamenten erst ermöglichen, haben im Trapezlaser eine Vielzahl von Ursachen. Die Geometrie des Bauelements lässt, wie weiter oben beschrieben, bereits keine lateral konstante Gewinnsättigung zu. Rückreflexionen an der Austrittsfläche verursachen Interferenzen und damit lokale Intensitätsmaxima [61]. Inhomogenitäten im Eingangsstrahl begünstigen die Filamentierung ebenso [62] wie lokale Temperaturunterschiede [45]. Selbst bei einem perfekten Bauelement ohne diese Störeffekte verursacht jedoch schon die spontane Emission unvermeidliche Fluktuationen in der Intensität [63].

Um die Filamentierung des Strahls zu verringern, können zwei Ansätze verfolgt werden. Zum einen kann das Bauelement so ausgelegt werden, dass Intensitätsfluktuationen gering gehalten werden: Eine geringe Reflektivität an der Austrittsfläche unterdrückt Rückreflexionen. Mit einer niedrigen Laserschwelle und einer hohen Eingangsleistung am Trapezeingang hält man den Anteil der spontanen Emission niedrig. Temperaturunterschiede

lassen sich durch eine Montage mit homogener Wärmeabfuhr minimieren.

Zum anderen kann auch der Mechanismus der Filamentausbildung abgeschwächt werden, indem man die Kopplung zwischen der Änderung der Ladungsträgerdichte und der Änderung des Brechungsindex verringert. Dazu kann α_H als Kopplungskonstante reduziert werden, was durch einen hohen differentiellen Gewinn erreicht wird (Gleichung 3.8). Ebenso wirkt ein niedriger Füllfaktor reduzierend auf die Filamentbildung [64, 65], wie an Abbildung 3.12 deutlich wird: Der differentielle modale Gewinn an der Schwelle ist geringer, wenn der Füllfaktor sinkt. Ladungsträgerfluktuationen der Größe ΔN ziehen daher auch nur eine geringere Gewinnfluktuation nach sich ($\Delta(\Gamma g)_2 < \Delta(\Gamma g)_1$). Dieser Effekt wird zum Teil dadurch kompensiert, dass der α_H -Faktor invers vom differentiellen Gewinn abhängt (Gleichung 3.8). Resultierend ergibt sich jedoch mit sinkendem Füllfaktor eine Verringerung der Brechungsindexschwankungen.

Die Auswirkungen einiger dieser Faktoren auf die Strahlqualität werden in Kapitel 6 genauer untersucht.

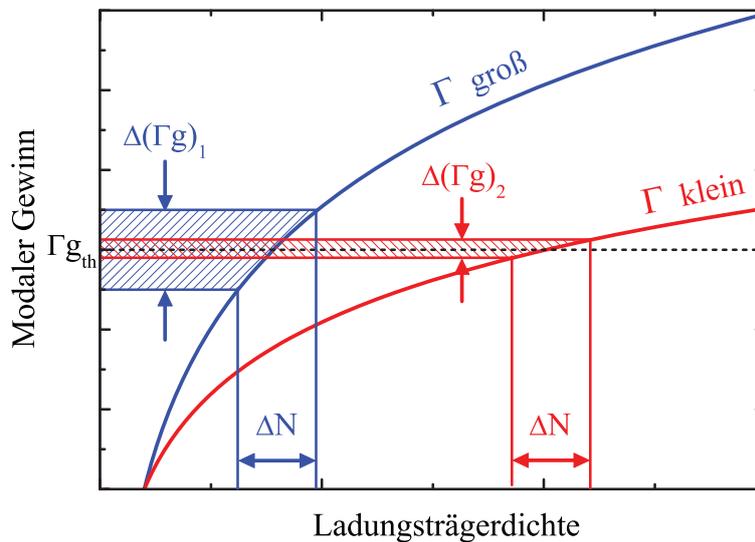


Abbildung 3.12: Auswirkungen von Ladungsträgerfluktuationen auf die Gewinnfluktuation bei hohem und niedrigem Füllfaktor. Die gestrichelte Linie markiert den modalen Gewinn an der Schwelle.

Kapitel 4

Entwurf der Vertikalstruktur

In diesem Kapitel soll die Auslegung der Epitaxiestruktur diskutiert werden. Dabei werden zunächst einige grundsätzliche Eigenschaften von Halbleiter-Heterostrukturen und die hier getroffene Wahl des Materialsystems InGaAsP/InP diskutiert. Abschnitt 4.3 und 4.4 erläutern die gewählte Dimensionierung der Vertikalstruktur einerseits anhand von Modellierungen, andererseits anhand von verschiedenen realisierten Strukturvariationen. Diese wurden nach der Epitaxie in einem Schnellprozess als Breitstreifenlaser prozessiert und durch Pulsmessungen charakterisiert, um eine optimierte Struktur für den späteren Trapezlaserprozess zu bestimmen. Alle hier untersuchten Strukturen wurden für eine Laserwellenlänge von ca. 1480 nm ausgelegt.

4.1 Grundlagen zu Halbleiter-Heterostrukturen

Moderne Hochleistungs-Diodenlaser bestehen aus Halbleiterschichten unterschiedlicher Zusammensetzung (Heterostrukturen), die durch ihre jeweiligen elektronischen und optischen Eigenschaften verschiedene Funktionen erfüllen. Ladungsträger sammeln sich im aktiven Bereich, der meist durch das Material mit der kleinsten Bandlücke gebildet wird, und rekombinieren dort. Die Schichten, die als Ladungsträgerbarrieren die aktive Zone umschließen, stellen gleichzeitig einen Wellenleiter für die optische Mode dar (*SCL – Separate Confinement Layer*). Sie weisen dazu einen höheren Brechungsindex auf als die weiter außen folgenden Mantelschichten.

4.1.1 Relative Bandanordnung

Für einen geeigneten Entwurf der Bandstruktur des Bauelements ist es nicht nur notwendig, die Bandlückenenergien der beteiligten Materialien zu kennen, sondern auch die relative Anordnung der Bänder zueinander. Sie kann mit Hilfe der sog. Model-Solid-Theorie [66] bestimmt werden. Um unterschiedliche Halbleiter energetisch vergleichen zu können, wird hier eine absolute Energieskala definiert und die Vakuumaustrittsenergie der Elektronen als Bezugspunkt zwischen den verschiedenen Materialien verwendet. Mit Hilfe

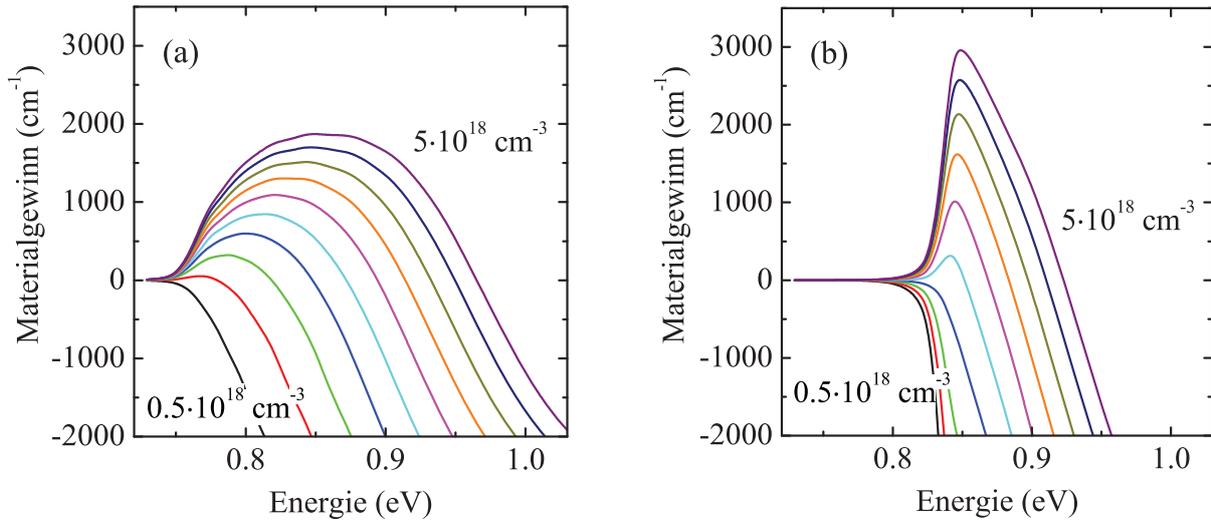


Abbildung 4.1: Mit dem Programm PICS3D [67] berechneter Materialgewinn von $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}_{0.94}\text{P}_{0.06}$ -Volumenmaterial (a) sowie eines 4.5 nm dicken Quantenfilms gleicher Zusammensetzung (b) für verschiedene Ladungsträgerdichten. Es wurde eine lorentzförmige Linienverbreiterung berücksichtigt.

der Model-Solid-Theorie lassen sich die Leitungs- und Valenzbanddiskontinuitäten an Heteroübergängen sowohl für gitterangepasste als auch für elastisch verspannte Schichten bestimmen.

Typische Werte von Banddiskontinuitäten finden sich in Abschnitt 4.2 und 4.3.2.

4.1.2 Zustandsdichte und Gewinn

Praktisch alle modernen Halbleiterlaser sind Quantenfilmlaser; hier wird die Dicke der aktiven Zone so gering gewählt, dass sie in der Größenordnung der de Broglie-Wellenlänge der Ladungsträger liegt und quantenmechanische Effekte relevant werden (*QW – Quantum Well*). Durch die Einschränkung der Ladungsträger-Bewegung in Wachstumsrichtung treten bezüglich einer Dimension diskrete Energiezustände auf. Die kinetische Energie in der Ebene senkrecht dazu ist nach wie vor die der freien Ladungsträger.

Aufgrund der Quantisierung verändert sich die Zustandsdichte $\rho(E)$ des aktiven Materials: Im Vergleich zum parabolischen Verlauf beim Volumenmaterial steigt sie beim Quantenfilm stufenförmig bei jedem hinzukommenden Energieniveau an und beträgt für den Grundzustand

$$\rho(E_{e,h}) = \frac{m_{e,h}}{\pi\hbar^2 d_z}, \quad (4.1)$$

wobei m die Masse der Ladungsträger ist, d_z die Dicke des Quantentopfs, und die Indizes e und h sich auf Elektronen und Löcher beziehen. Die Energieskalen für Elektronen und Löcher besitzen hier entgegengesetzte Vorzeichen.

Die energetische Verteilung der Ladungsträger erhält man aus dem Produkt der Zustands-

dichte und der Besetzungswahrscheinlichkeit, die durch die Fermiverteilung

$$f_{e,h} = \frac{1}{e^{(E_{e,h} - E_{F_{e,h}})/k_B T} + 1} \quad (4.2)$$

gegeben ist. Dabei beschreibt $E_{F_{e,h}}$ das Quasiferminiveau der Elektronen bzw. Löcher. E_{F_e} und E_{F_h} fallen ohne äußere Potenzialdifferenz zusammen und werden mit zunehmender Ladungsträgerinjektion getrennt.

Der Materialgewinn, d.h. die Verstärkung pro Einheitslänge von Photonen der Energie E beträgt

$$g_{mat}(E) = \frac{\pi q^2 \hbar}{\epsilon_0 c m_0^2} \frac{1}{E} |M_T(E)|^2 \rho_r(E) \cdot (f_e - f_h). \quad (4.3)$$

$\rho_r(E)$ ist hier die reduzierte Zustandsdichte $\rho_e \cdot \rho_h / (\rho_e + \rho_h)$ von Elektronen und Löchern. Das Matrixelement M_T beschreibt die Stärke des optischen Übergangs.

Anhand des optischen Gewinns werden die Vorteile des Quantenfilm-Lasers deutlich, wie die Simulation für InGaAsP-Volumenmaterial und für einen InGaAsP-Quantentopf (Abbildung 4.1 (a) bzw. (b)) zeigt: Die stufenförmige 2D-Zustandsdichte ermöglicht einen stärkeren Anstieg des Maximalgewinns mit der Ladungsträgerdichte, so dass niedrigere Schwellenstromdichten als beim einfachen Doppelheterostruktur-Laser erreicht werden. Daneben verschiebt sich das Gewinnmaximum beim Quantenfilm kaum mit der Ladungsträgerdichte, was in einem spektral stabileren Emissionsspektrum resultiert.

4.1.3 Verspannte Schichten

Werden bei der Epitaxie Materialien aufgewachsen, die einen anderen Gitterparameter a als das Substrat aufweisen, dann treten Verspannungseffekte auf: Bei dünnen Schichten nehmen diese in der Waferebene zunächst die Gitterkonstante a_0 des Substrats an (sog. pseudomorphes Wachstum). Dies führt zu einer Deformation der Einheitszelle: Bei einem natürlichen Gitterparameter, der größer als der des Substrats ist, wird diese in der Waferebene gestaucht, in Wachstumsrichtung gedehnt (biaxiale Druckverspannung). Die Situation ist entsprechend umgekehrt, falls ein kleinerer Gitterparameter vorliegt (Zugverspannung). Als Maß für die Verspannung wird der Unterschied

$$\varepsilon = \frac{a - a_0}{a_0} \quad (4.4)$$

in den natürlichen Gitterkonstanten zugrunde gelegt. (Die Verspannung kann auch als ε_{\perp} über den direkt messbaren Gitterparameter a_{\perp} in Wachstumsrichtung definiert werden, aber die Verwendung von ε hat den Vorteil, dass a aus Literaturangaben zur Verfügung steht.)

Wird die Dicke der verspannten Schicht zu groß, dann bilden sich Defekte, und es kommt zu immer stärkerer Relaxation, bis wieder der natürliche Gitterparameter erreicht wird. Die Obergrenze für vollständig elastische Verspannung wird durch die kritische Schichtdicke d_c angegeben, die von den Materialeigenschaften und der Höhe der Verspannung abhängt. Zur Beschreibung dieses Zusammenhangs werden üblicherweise zwei Modelle

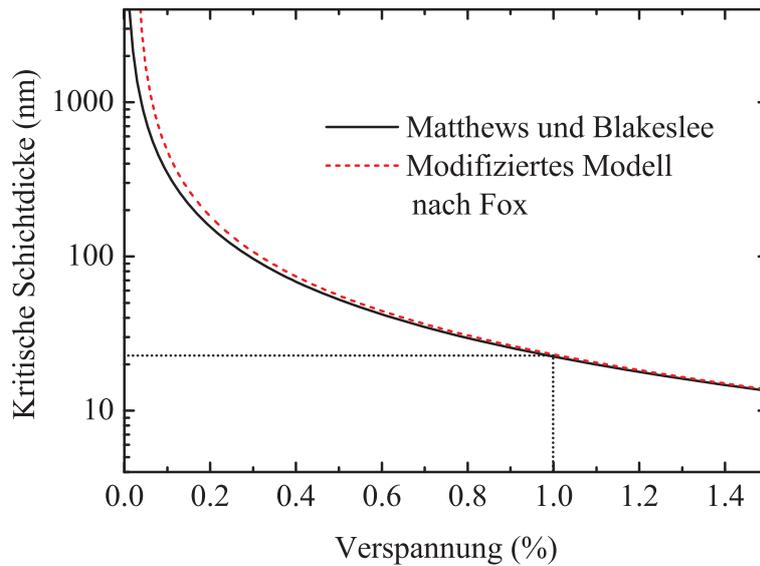


Abbildung 4.2: Kritische Schichtdicke eines pseudomorph verspannten InGaAsP-Quantenfilms auf InP-Substrat. Verwendet wurde das Modell von Matthews und Blakeslee (durchgezogene Linie) [68] sowie das modifizierte Modell nach Fox (gestrichelte Linie) [69, 70]. Bei einer typischen Verspannung von 1% (punktierte Linie) erhält man eine kritische Schichtdicke von 22.4 nm nach Matthews/Blakeslee und 23.2 nm nach Fox.

herangezogen: Matthews und Blakeslee [68] leiten d_c aus einem mechanischen Kräftegleichgewicht ab, während People und Bean [71, 72] die Energiebilanz des Systems betrachten. Für pseudomorph verspanntes Wachstum sowohl von InGaAs als auch von InGaAsP auf InP wurde eine bessere Übereinstimmung mit dem Modell von Matthews und Blakeslee beobachtet [73], wobei dies durch die Berücksichtigung von Reibungskräften weiter verbessert werden konnte [69, 70]. Mit diesem modifizierten Modell nach Fox erhält man für Materialien mit Zinkblende-Struktur einen Zusammenhang

$$|\varepsilon| = \frac{a_0}{2\sqrt{2}\pi} \frac{1 - 0.25\nu}{1 + \nu} \frac{1}{d_c} \left(\ln \frac{d_c\sqrt{2}}{a_0} + 1 \right) + 0.577 \left(\frac{1 - \nu}{1 + \nu} \right) \frac{\tau}{\nu}, \quad (4.5)$$

in dem ν das Poisson-Verhältnis $C_{12}/(C_{11} + C_{12})$ der Elastizitätsmoduln beschreibt, μ den Schermodul und τ die Friktionsspannung. Der Fall $\tau = 0$ entspricht dem ursprünglichen Modell von Matthews und Blakeslee. Abbildung 4.2 zeigt die kritische Schichtdicke eines InGaAsP-Quantenfilms auf InP-Substrat als Funktion der Verspannung, berechnet nach diesem ursprünglichen Modell sowie dem modifizierten Modell gemäß Gleichung 4.5.

4.1.4 Auswirkungen elastischer Verspannung

Biaxiale Verspannung wirkt sich in mehrfacher Weise auf die Bandstruktur des Halbleitermaterials aus [75, 76]. Zum einen ändert der hydrostatische Anteil der Verspannung die energetische Lage des Leitungsbands und der Valenzbänder. Der Scheranteil der Verspannung führt neben einer weiteren Verschiebung der Valenzbänder auch zur Aufhebung der Entartung des Leicht- und Schwerlochbands am Γ -Punkt. Bei Zugverspannung liegt das

Leichtlochband energetisch höher, bei Druckverspannung das Schwerlochband. Dies ist exemplarisch in Abbildung 4.3 dargestellt, die die energetische Lage der Bänder ($\mathbf{k} = 0$) in InGaAsP bei zunehmender biaxialer Druckverspannung zeigt. Hier wurde pseudomorphes Wachstum auf InP bei einer konstanten Bandlückenenergie von 750 meV angenommen. Der dargestellte Bereich entspricht dem Verspannungsbereich, der unter diesen Randbedingungen abgedeckt werden kann und durch die ternären Endpunkte $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ und $\text{InAs}_{0.57}\text{P}_{0.43}$ gegeben ist.

Weiterhin verursacht der Scheranteil der Verspannung auch eine Anisotropie in der Bandstruktur: Die Krümmung des Schwerlochbands nimmt in Richtung \mathbf{k}_{\parallel} , d.h. bezüglich der Wachstumsebene zu, die des Leichtlochbands in Richtung \mathbf{k}_{\perp} , also senkrecht dazu. Entsprechend sinken die effektiven Massen der Löcher in diesen Richtungen.

Durch die stärkere Krümmung der Valenzbänder wird die Zustandsdichte der Löcher geringer und damit ähnlicher zu der der Elektronen. Dies führt zu einer niedrigeren Transparenz-Ladungsträgerdichte und zu einem höheren differentiellen Gewinn. Vorteilhaft ist auch die Aufhebung der Entartung, die ebenfalls eine niedrigere Zustandsdichte und damit eine geringere Transparenz-Ladungsträgerdichte zur Folge hat.

Darüber hinaus wird aufgrund der Trennung von Leicht- und Schwerlochband die Polarisation der spontanen Emission anisotrop: Der Übergang Leitungsband-Schwerlochband weist einen höheren Gewinn bezüglich TE-Polarisation auf, der zum Leichtlochband bevorzugt die TM-Polarisation. Entsprechend emittieren druckverspannte (zugverspannte) Quantenfilme praktisch vollständig in TE-(TM-)Polarisation, und es treten weniger

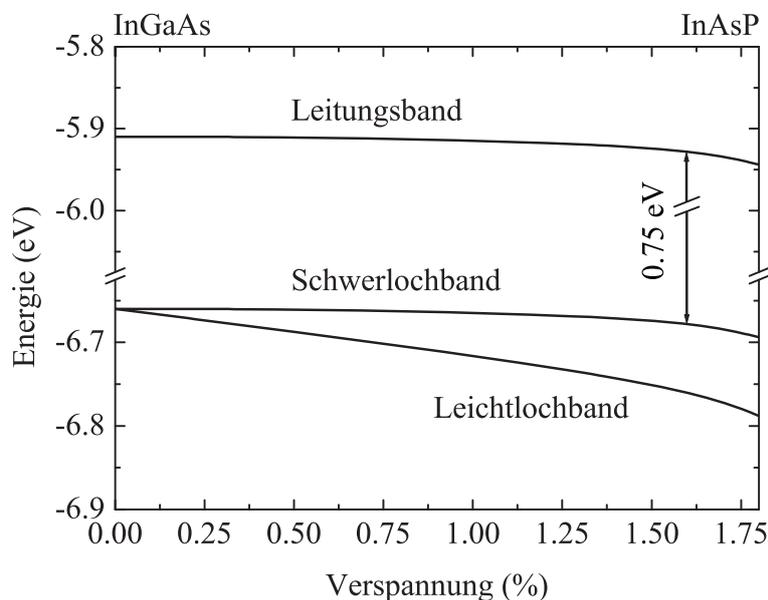


Abbildung 4.3: Verschiebung und Aufspaltung von Leitungsband, Leicht- und Schwerlochband in InGaAsP mit zunehmender kompressiver Verspannung [74]. Das Split-Off-Band wurde aus Vereinfachungsgründen weggelassen. Angenommen wurde pseudomorph verspanntes Wachstum auf InP bei konstanter Bandlückenenergie von 0.75 eV. Der abdeckbare Verspannungsbereich ist damit durch die ternären Zusammensetzungen $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ und $\text{InAs}_{0.57}\text{P}_{0.43}$ begrenzt.

Verluste durch strahlende Rekombination in der Fehlpolarisation auf [76, 77].

Schließlich wirkt sich die veränderte Krümmung der Valenzbänder auch auf die nicht-strahlende Rekombination aus: Die Verringerung der Lochmassen führt zur Reduktion der Auger-Prozesse [29], wodurch die Schwellenstromdichte gesenkt und die Temperaturstabilität erhöht wird [35, 78].

4.2 Wahl des Materialsystems

Prinzipiell sind verschiedene Materialsysteme dazu geeignet, Emissionswellenlängen zwischen 1.4 und $1.5 \mu\text{m}$ zu erreichen. Abbildung 4.4 zeigt die Bandlücken und Gitterparameter der gebräuchlichsten binären III-V-Halbleiter (Punkte) sowie ihrer ternären Mischkristalle (Linien). Wird InP als Substrat verwendet, dann lassen sich sowohl InGaAsP als auch InGaAlAs gitterangepasst darauf epitaxieren. Am besten etabliert ist dabei das Wachstum von InGaAsP auf InP [4, 79, 80], aber auch mit InGaAlAs-basierten Bauelementen konnten hohe Leistungen in diesem Wellenlängenbereich demonstriert werden [81, 82].

Ein erst seit wenigen Jahren verfolgter Ansatz ist die Epitaxie von InGaAsN auf GaAs. Der Einbau von wenigen Prozent Stickstoff führt zu einer Verringerung der Bandlücke bei gleichzeitiger Abnahme der Gitterkonstante, was das Wachstum auf preisgünstigen GaAs-Substraten erlaubt [83, 84]. Die Temperaturstabilität solcher Bauelemente ist, verglichen mit InGaAsP/InP- und InGaAlAs/InP-Dioden, vielversprechend [84], allerdings ist die Entwicklung dieses Materialsystems noch nicht weit genug fortgeschritten, um im Hochleistungsbereich konkurrenzfähig zu sein.

Mit auf InP gitterangepasstem InGaAsP und InGaAlAs lassen sich ähnliche Bereiche in

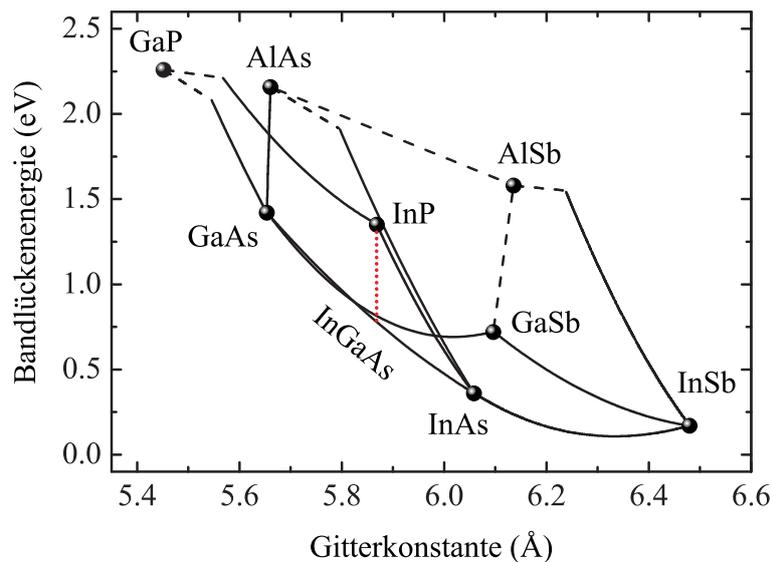


Abbildung 4.4: Bandlückenenergien und Gitterkonstante verschiedener binärer (Punkte) und ternärer (Linien) Halbleiter bei 300 K. Gestrichelte Linien bezeichnen Zusammensetzungen mit indirekter Bandlücke. Auf InP gitterangepasstes InGaAsP wird durch die vertikale gepunktete Linie unterhalb von InP dargestellt.

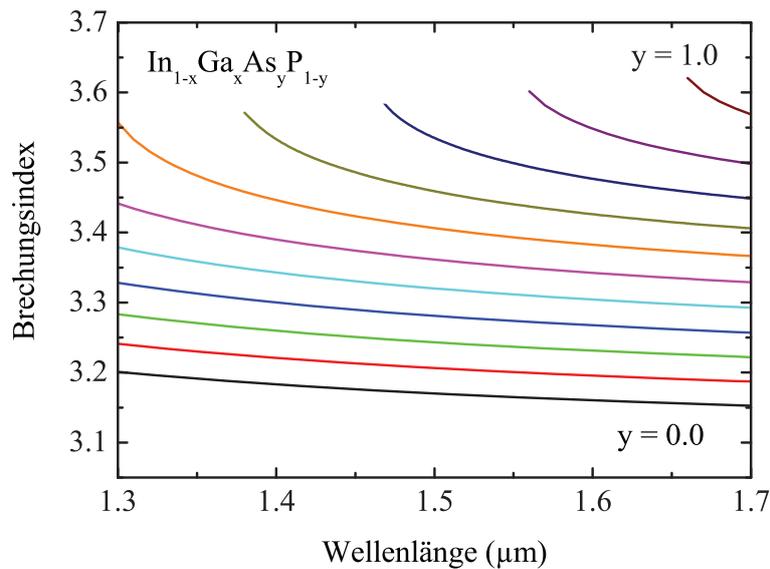


Abbildung 4.5: Brechungsindizes von InGaAsP gitterangepasst auf InP, berechnet nach [87]. Die Zusammensetzung von InGaAsP wurde in Einheiten von 10 Prozentpunkten des As-Gehalts variiert.

der Bandlückenenergie abdecken. Der niederenergetische Bereich wird durch $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ ($E_g = 0.75$ eV) begrenzt, der hochenergetische durch InP ($E_g = 1.35$ eV) im phosphidischen System und durch $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ ($E_g = 1.42$ eV) im Al-haltigen System. Deutliche Unterschiede bestehen bei den Banddiskontinuitäten: Bei InGaAsP verteilen sich diese zu $\Delta E_c : \Delta E_v \approx 40:60$ auf Leitungs- und Valenzband, bei InGaAlAs etwa im Verhältnis 70:30. Entsprechend sind die Elektronen im Al-haltigen Materialsystem stärker in den Quantenfilmen lokalisiert. Zusammen mit geringeren nichtstrahlenden Verlusten aufgrund von Auger-Rekombination [85] lässt dies eine bessere Temperaturstabilität von InGaAlAs-basierten Bauelementen erwarten, was auch experimentell bestätigt wurde [85, 86].

Unterschiede treten auch beim Brechungsindex auf: Dieser ist bei InGaAlAs-Schichten höher als bei InGaAsP-Schichten mit gleicher Bandlücke. Diese Eigenschaft ist vorteilhaft bei der Auslegung des vertikalen Wellenleiters, da die optische Mode stärker geführt wird und ihr Überlapp mit den Quantenfilmen höher ist [88]. Der Bereich der Brechungsindizes, der mit gitterangepasstem InGaAsP abgedeckt werden kann, ist in Abbildung 4.5 dargestellt und wurde nach [87] berechnet.

Bezüglich der Epitaxie stellt das phosphidische Materialsystem eine größere Herausforderung als InGaAlAs dar, da hierbei zwei Gruppe-V-Elemente mit stark unterschiedlichem Dampfdruck verwendet werden (vgl. Kapitel 5.1). Dennoch besitzt das Materialsystem InGaAsP wachstumstechnisch einen entscheidenden Vorteil: Verglichen mit GaAs werden InP-basierte Strukturen bei relativ niedrigen Temperaturen epitaxiert. InGaAsP lässt sich hier noch mit hoher Schichtqualität wachsen, aber die Verwendung Al-haltiger Schichten kann zum vermehrten Einbau von Defekten und Fremdatomen führen, insbesondere von Sauerstoff [79]. Die Oxidationsneigung von Aluminium verursacht außerdem eine schnellere Degradation der Laserfacetten, falls dies nicht mit einer geeigneten Beschichtung verhindert wird. Entsprechend bestehen hier Bedenken bezüglich der Langzeitstabilität von

InGaAlAs/InP-Bauelementen. InGaAsP/InP ist dagegen als Materialsystem mit großer Zuverlässigkeit auch im Hochleistungsbereich etabliert [3] und wurde daher für die hier epitaxiierten Strukturen gewählt.

4.3 Aktive Zone

4.3.1 Dicke der Quantenfilme

Durch den Einsatz von InGaAsP als quaternärem Material zum Wachstum der Quantentöpfe kann deren Bandlücke und Verspannung in weiten Bereichen unabhängig voneinander variiert werden. Dadurch ist auch die Dicke d_z der Quantenfilme zunächst nicht festgelegt. Einen ersten Anhaltspunkt für eine geeignete Dicke liefern Literaturwerte zu InGaAsP-Hochleistungslasern: d_z bewegt sich bei 14xx-Lasern typischerweise zwischen 4 und 6 nm [11–13, 80, 89]. Um zu motivieren, dass es sich hierbei um einen geeigneten Bereich handelt, werden im folgenden die Faktoren erläutert, die die Wahl für ein optimales d_z beeinflussen.

Zunächst sollte die Topfbreite ausreichend gering gewählt werden, um nur einen energetischen Übergang zuzulassen. Dazu genügt es im allgemeinen, das Leitungsband zu betrachten: Die effektive Masse der Elektronen und die Banddiskontinuität sind hier geringer, daher werden mit abnehmender Quantenfilmdicke zuerst im Leitungsband alle höheren Niveaus verdrängt. Übergänge vom Grundzustand zum nächsthöheren Niveau im Valenzband sind dennoch nicht möglich, da Interband-Übergänge nur bei Erhaltung der Parität zulässig sind. Legt man eine typische Barrierenhöhe von 1.13 eV [11, 80] und eine Laserwellenlänge von 1480 nm zugrunde, dann tritt in etwa ab Topfbreiten ≤ 8 nm nur ein gebundener Elektronenzustand auf.

Eine weitere Verringerung von d_z hat den Vorteil, dass sich die Energiezustände im Leicht- und Schwerlochband voneinander entfernen, ebenso wie die Energieniveaus innerhalb eines Bands. Entsprechend sinkt die Zustandsdichte und mit ihr die zur Transparenz benötigte Ladungsträgerdichte.

Entgegengesetzt wirkt sich eine Änderung von d_z auf die Stärke des optischen Übergangs aus: Diese wird durch das Matrixelement M_T beschrieben (Gleichung 4.3) und hängt vom Überlappintegral der Elektron- und Loch-Wellenfunktion ab. Bei sehr dünnen Quantenfilmen reicht die Wellenfunktion der Elektronen wegen deren geringerer Masse deutlich weiter in die Barrieren hinein, und der Überlapp nimmt ab. Unter diesem Aspekt ist also ein großer Wert für d_z wünschenswert [28]. Auch die Injektionseffizienz der Ladungsträger in die Quantenfilme steigt mit deren Breite an [90].

Als letzter Aspekt bleibt der modale Gewinn, der nach Kapitel 2.2 für eine niedrige Laserschwelle möglichst hoch sein sollte. Der Materialgewinn im aktiven Bereich skaliert nach Gleichung 4.3 mit der Zustandsdichte, die im zweidimensionalen Fall nach Gleichung 4.1 invers von der Dicke der Quantenfilme abhängt. Verringert man d_z , dann erhöht sich zwar der Materialgewinn, gleichzeitig sinkt aber auch der Füllfaktor näherungsweise linear, so dass der modale Gewinn über weite Bereiche unabhängig von der Topfbreite ist [91].

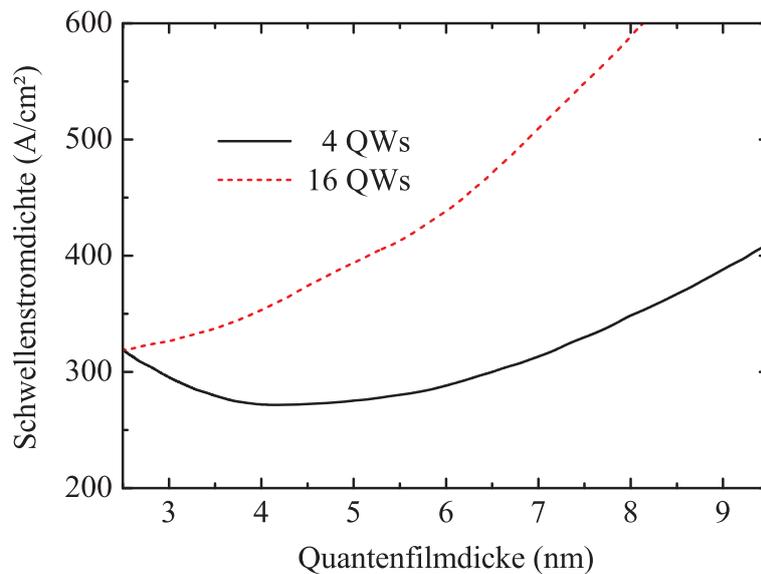


Abbildung 4.6: Errechnete Schwellenstromdichte als Funktion der Quantenfilmdicke bei InGaAsP-basierten Lasern mit $1.55 \mu\text{m}$ Emissionswellenlänge und vier bzw. 16 Quantentöpfen [28]. Die Parameter des modellierten Bauelements (Gesamtverluste um 25 cm^{-1} , 1% kompressive Verspannung der Quantenfilme) sind dabei, wie noch in den folgenden Abschnitten dargestellt wird, vergleichbar mit denen der hier entworfenen Laser.

Unter Berücksichtigung dieser Effekte lässt sich die Schwellenstromdichte als Funktion der Quantenfilmbreite bestimmen. Modellierungen von *R. Silver* hierzu beruhen auf einer Berechnung der Bandstruktur mittels k-p-Methode und Bestimmung des Gewinnspektrums mit Hilfe der Dichtematrix-Formulierung [28]. Am Beispiel eines InGaAsP-basierten $1.55 \mu\text{m}$ -Lasers folgt hieraus der in Abbildung 4.6 dargestellte Verlauf von $J_{th}(d_z)$, der für verschiedene Zahlen von Quantentöpfen ermittelt wurde. Mit zunehmender Anzahl der QWs verlagert sich das Minimum der Schwellenstromdichte zu kleineren Werten von d_z .

Bei Hochleistungslasern werden nur wenige Quantenfilme verwendet (vgl. Abschnitt 4.3.5), insofern liefert der für vier QWs modellierte Verlauf der Schwellenstromdichte einen brauchbaren Anhaltspunkt. Es wurde daher bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Strukturvariationen eine Topfbreite von 4.5 nm zugrunde gelegt, um eine niedrige Laserschwelle und einen möglichst hohen elektrooptischen Konversionswirkungsgrad zu erzielen.

4.3.2 Verspannung

Unabhängig vom Materialsystem macht Abschnitt 4.1.3 deutlich, dass sich eine elastische Verspannung der Quantenfilme positiv auf die Lasereigenschaften auswirkt: Durch die Symmetrisierung der Bänder sinkt die Schwellenstromdichte und steigt der differentielle Gewinn; die Verringerung der Lochmasse reduziert die Auger-Rekombinationsrate [92], und die Aufhebung der Valenzbandentartung am Γ -Punkt garantiert Lasertätigkeit bei einer definierten Polarisation.

Bei der Auslegung der Quantenfilme müssen weiterhin das Vorzeichen und die Höhe der

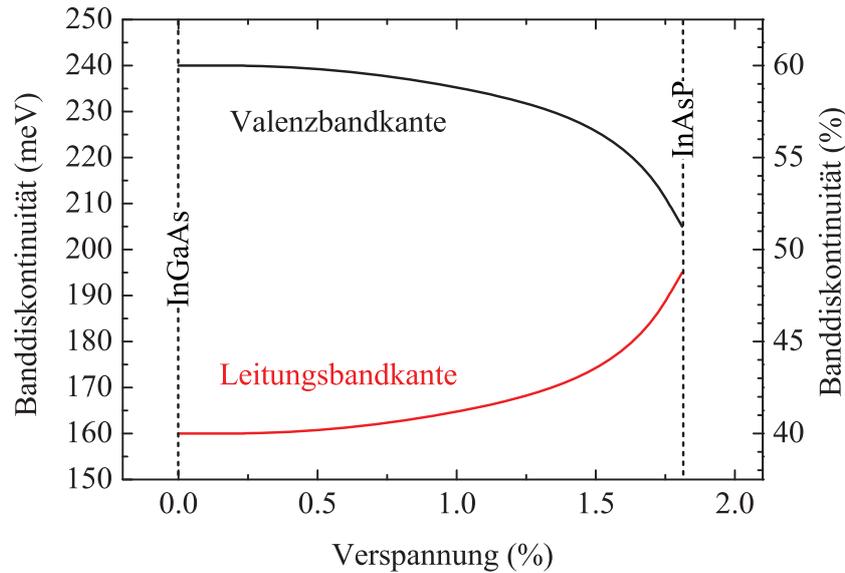


Abbildung 4.7: Änderung der Energiediskontinuitäten zwischen InGaAsP-Topf und -Barriere bei zunehmender kompressiver Verspannung und konstanter Bandlückenenergie. Angenommene Parameter: Barriere $\text{In}_{0.85}\text{Ga}_{0.15}\text{As}_{0.32}\text{P}_{0.68}$ ($E_g = 1.15$ eV), Quantenfilm mit $E_g = 0.75$ eV.

Verspannung optimiert werden. Kompressive Verspannung führt, wie in Abbildung 4.3 erkennbar ist, zu einer energetischen Absenkung der Bänder und damit zu einer leichten Erhöhung der Leitungsband-Diskontinuität (Abbildung 4.7). Zugverspannung vermindert dagegen das ohnehin ungünstige Verhältnis $\Delta E_c:\Delta E_v$ weiter. Der praktisch zur Verfügung stehende Bereich möglicher Verspannungen ist darüber hinaus aber auch durch den angestrebten Wellenlängenbereich von 1.4 - 1.5 μm eingeschränkt: Unter Berücksichtigung der Quantisierung wird eine Bandlücke von ca. 0.72 eV für die größte Wellenlänge benötigt, die nur mit druckverspannten Schichten eingestellt werden kann.

Berechnungen und Messungen an 1.55 μm -Lasern zeigen, dass eine kompressive Verspannung von etwa 1% als optimal angesehen werden kann [27, 78, 93]: Bis zu dieser Höhe führt insbesondere die Verminderung der Auger-Rekombination zu einer Reduktion der Schwellenstromdichte.

Nach Gleichung 4.5 ist mit der Verspannung der Quantenfilme auch eine Grenze für deren Gesamtdicke gegeben, da eine Relaxation vermieden werden soll. Bei allen in dieser Arbeit aufgeführten Laserstrukturen wurde eine Druckverspannung von 1% gewählt; damit sollte pseudomorphes Wachstum von bis zu fünf Quantenfilmen mit einer Dicke von 4.5 nm möglich sein. Um eine höhere Anzahl von Quantentöpfen zu ermöglichen, können die Barrieren zugverspannt epitaxiert werden. Bei spannungskompensierten Strukturen lassen sich so theoretisch beliebig viele Quantenfilme ohne Relaxation wachsen.

4.3.3 Barrierendicke

Die Ausdehnung der aktiven Zone in Epitaxierichtung wirkt sich auf das Injektionsverhalten der Ladungsträger in die Quantenfilme aus. Die Verteilung der Elektronen und Löcher weist einen Gradienten auf, d.h. in den p-seitigen Quantentöpfen werden mehr

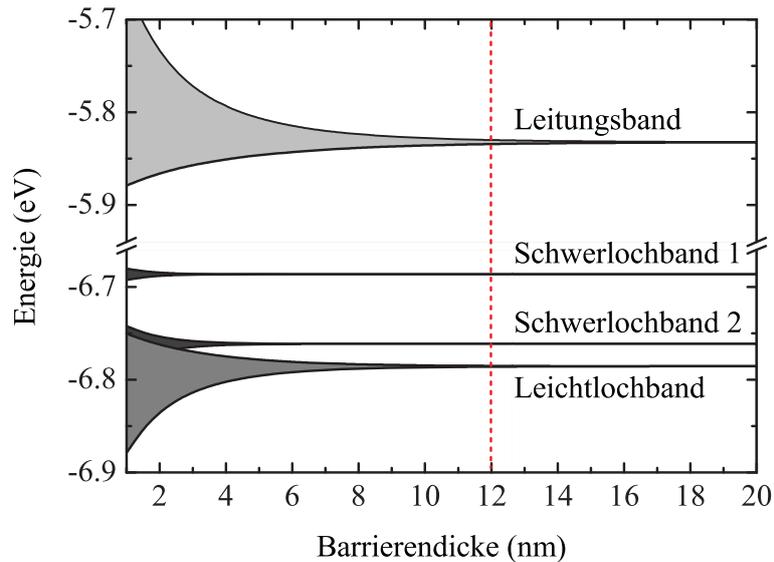


Abbildung 4.8: Aufspaltung der Energieniveaus mit Abnahme der Barrierendicke in einem $\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.49}\text{P}_{0.51}/\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.32}\text{P}_{0.68}$ -Übergitter. Die Berechnung basiert auf dem Kronig-Penney-Modell [94]. Die Barrierenhöhe beträgt 1.05 eV und entspricht der kleinsten Barrierenenergie, die für Strukturen in dieser Arbeit verwendet wurde; die Berechnung der Bandaufspaltung stellt insofern eine Abschätzung nach oben dar.

Löcher eingefangen, in den n-seitigen mehr Elektronen. Dieses Ungleichgewicht verstärkt sich mit zunehmender Stromdichte [95]. Um diesen Effekt so gering wie möglich zu halten, sollte die Barrierendicke zwischen den Quantenfilmen klein gewählt werden.

Andererseits führt eine Abnahme der Barrierendicke dazu, dass die vorher unabhängigen Wellenfunktionen der Ladungsträger benachbarter Töpfe überlappen. Ihre Energieniveaus beginnen aufzuspalten, und man erhält wieder eine 3D-Zustandsdichte, die die Vorteile des Quantenfilms wieder zunichte machen würde (Abschnitt 4.1.2). Eine Abschätzung für die minimale Barriendicke lässt sich mit dem Kronig-Penney-Modell machen, das von einem Übergitter mit unendlicher periodischer Abfolge von Töpfen und Barrieren ausgeht [94]. Die vorher diskreten Energieniveaus verbreitern sich hier mit abnehmender Übergitterperiode zu kontinuierliche Bändern. Bei allen in dieser Arbeit untersuchten Strukturen wurde eine Barrierendicke von 12 nm gewählt. Nach Abbildung 4.8 genügt diese Dicke, um eine Kopplung der Quantenfilme praktisch vollständig zu unterbinden; die maximale Bandaufspaltung beträgt hierbei im Leitungsband etwa 4 meV.

4.3.4 Spacerschichten

Nur ein Teil der injizierten Ladungsträger, beschrieben durch die interne Quanteneffizienz η_i , rekombiniert innerhalb der Quantenfilme strahlend oder nichtstrahlend. Die Verluste $\propto (1 - \eta_i)$ entstehen durch parasitäre Strompfade und durch Rekombination an Grenzflächen. Die Rekombinationsverluste nehmen zu, wenn die Breite des Wellenleiters deutlich größer wird als die Abmessungen der aktiven Zone. Eine Verbesserung des

Ladungsträgereinfangs kann hier erreicht werden, wenn die Bandlücke der Barrieren kontinuierlich zu den Töpfen hin verkleinert wird (engl. *Grading*), wobei nach Berechnungen in [90] insbesondere eine lineare Änderung vorteilhaft ist. Ein solches Grading ist bei InGaAsP-basierten Lasern zwar realisierbar [97], stellt aber recht hohe Anforderungen an die Epitaxie. Weniger aufwendig ist dagegen eine Abstufung des Wellenleiters durch Einbau einer Spacerschicht auf beiden Seiten der aktiven Zone.

Ein weiterer Vorteil einer solchen Spacerschicht, die eine geringere Bandlückenenergie als die angrenzenden Wellenleiterschichten besitzt, ist ihr höherer Brechungsindex. Die optische Mode ist dadurch stärker in der aktiven Zone lokalisiert, was den modalen Gewinn erhöht. Dies wird in Abbildung 4.9 veranschaulicht: Die mit dem Programm PhotonD [96] erstellte Simulation zeigt das Modenprofil zweier Vertikalstrukturen, bei denen die eine 30 nm dicke Spacerschichten auf beiden Seiten der aktiven Zone besitzt (b), die andere nicht (a). Davon abgesehen sind beide Strukturen gleich aufgebaut (Bandlückenenergie des Wellenleiters: 1.13 eV; Dicke der wellenführenden Schichten: 1538 nm).

Die Auswirkungen auf die Lasereigenschaften wurden anhand von zwei Strukturen ohne und mit Spacerschichten und jeweils drei Quantenfilmen untersucht, deren Parameter in Tab. 4.1 zusammengefasst sind. Füllfaktor und Fernfeldwinkel wurden berechnet [96]. Die Schichtzusammensetzungen und der Bandverlauf sind exemplarisch für Struktur B in Abbildung 4.10 dargestellt.

Um Übersichtlichkeit zu gewährleisten, ist am Ende des Kapitels nochmals eine Zusammenstellung dieser und sämtlicher anderen Vertikalstrukturen und ihrer wichtigsten Entwurfsparameter zu finden, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden (Tabelle 4.5).

Struktur A und B weisen leicht unterschiedliche Wellenleiterdicken d_{WL} auf; allerdings ist der Unterschied prozentual gering und sollte keinen merklichen Einfluss auf die Injektionseffizienz in die aktive Zone haben. Um die Einflüsse von d_{WL} und den Spacerschichten auf

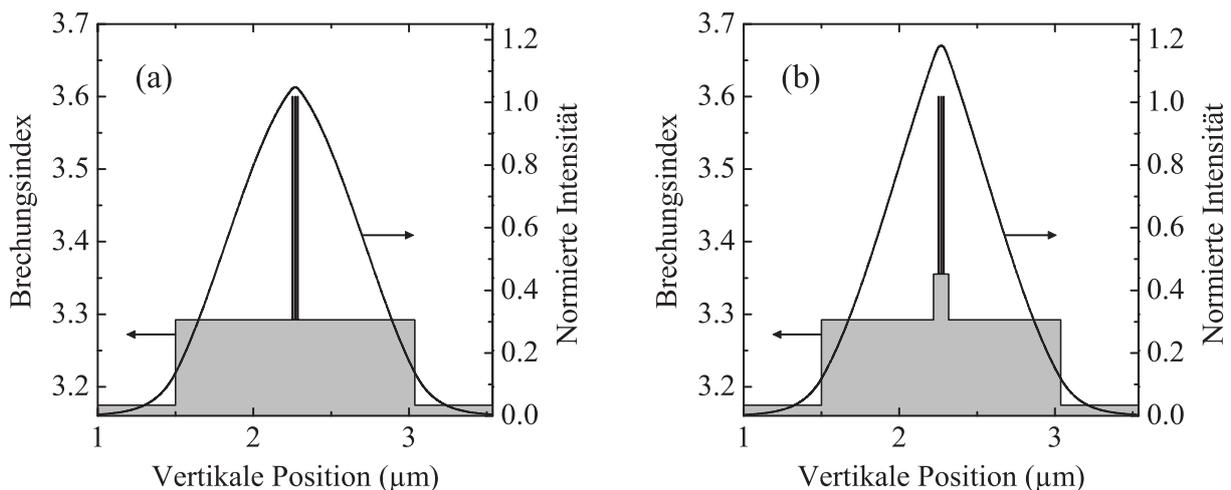


Abbildung 4.9: Vertikales Brechungsindexprofil und simulierter Modenverlauf [96]. (a) zeigt die in Tab 4.1 aufgeführte Struktur A' (Hilfsstruktur ohne Spacer), (b) zeigt Struktur B (mit 30 nm dicken Spacerschichten). Die Modenprofile wurden auf gleiche Flächen normiert. Durch den Einbau der Spacerschicht bei Struktur B ist die optische Mode stärker in der aktiven Zone lokalisiert.

Struktur	d_{WL}	Spacer	Γ	θ_{1/e^2}	α_i	η_i	T_0	T_1
A	1638 nm	nein	1.36%	67.0°	2.0 cm ⁻¹	65%	49 K	67 K
A'	1538 nm	nein	1.41%	69.0°	–	–	–	–
B	1538 nm	ja	1.59%	71.6°	2.7 cm ⁻¹	76%	48 K	60 K

Tabelle 4.1: Vergleich zweier epitaxierter Strukturen ohne (A) und mit (B) 30 nm dicken Spacerschichten. Zusätzlich ist eine nicht epitaxierte Hilfsstruktur (A') aufgeführt, die die gleiche Wellenleiterbreite wie B aufweist. d_{WL} bezeichnet hier die Gesamtdicke der wellenführenden Schichten inklusiv der aktiven Zone. Der Füllfaktor Γ und die $1/e^2$ -Fernfeldbreite θ_{1/e^2} wurden berechnet; α_i , η_i , T_0 und T_1 wurden gepulst an Breitstreifenlasern aus Schnellprozessen gemessen. T_0 und T_1 beziehen sich jeweils auf den Temperaturbereich von 15–75 °C.

Füllfaktor und Abstrahlwinkel voneinander trennen zu können, wurde in Tab. 4.1 eine Hilfsstruktur A' aufgeführt, die die gleiche Wellenleiterbreite wie B und keine Spacerschicht besitzt.

Die internen Parameter der Strukturen sowie T_0 und T_1 wurden gepulst an Breitstreifenlasern aus Schnellprozessen bestimmt. Der Verlauf der Laserschwelle und der Kennliniensteigung mit der Temperatur ist dabei in Abbildung 4.11 dargestellt. Die Materialverluste α_i und die Temperaturabhängigkeit unterscheiden sich im Rahmen der Messgenauigkeit kaum. η_i steigt dagegen durch Hinzunahme der Spacerschicht deutlich von 65% auf 76% an. Die zusätzliche Stufe im Wellenleiter führt also tatsächlich zu einem erheblich verbesserten Ladungsträgereinfang. Hieraus resultiert auch die in Abbildung 4.11 (b) erkennbare Erhöhung der Kennliniensteigung bei Struktur B. Signifikant ist weiterhin die Verringerung der Schwellenstromdichte (Abbildung 4.11 (a)). Diese wird zum einen ebenfalls durch die verbesserte interne Quanteneffizienz erreicht, zum anderen durch den höheren modalen

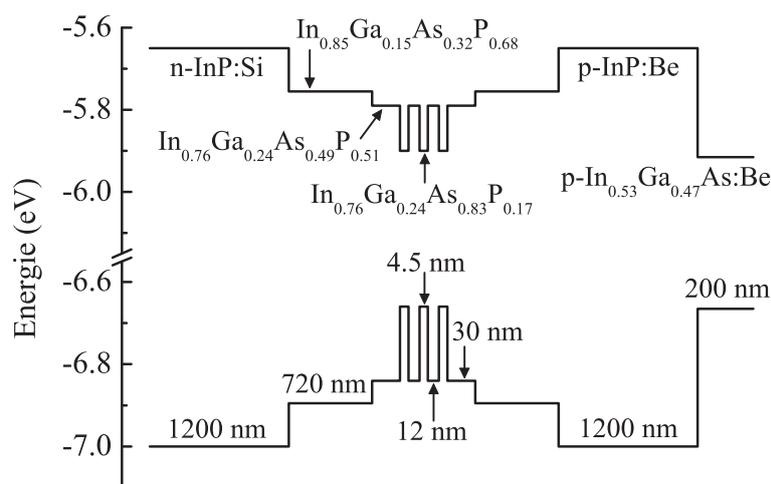


Abbildung 4.10: Bandkantenverlauf und Schichtzusammensetzungen der Grundstruktur (Struktur B) mit Spacerschichten und drei Quantenfilmen. Die p-seitige InGaAs-Schicht ermöglicht den ohmschen Kontakt an der Metallisierung.

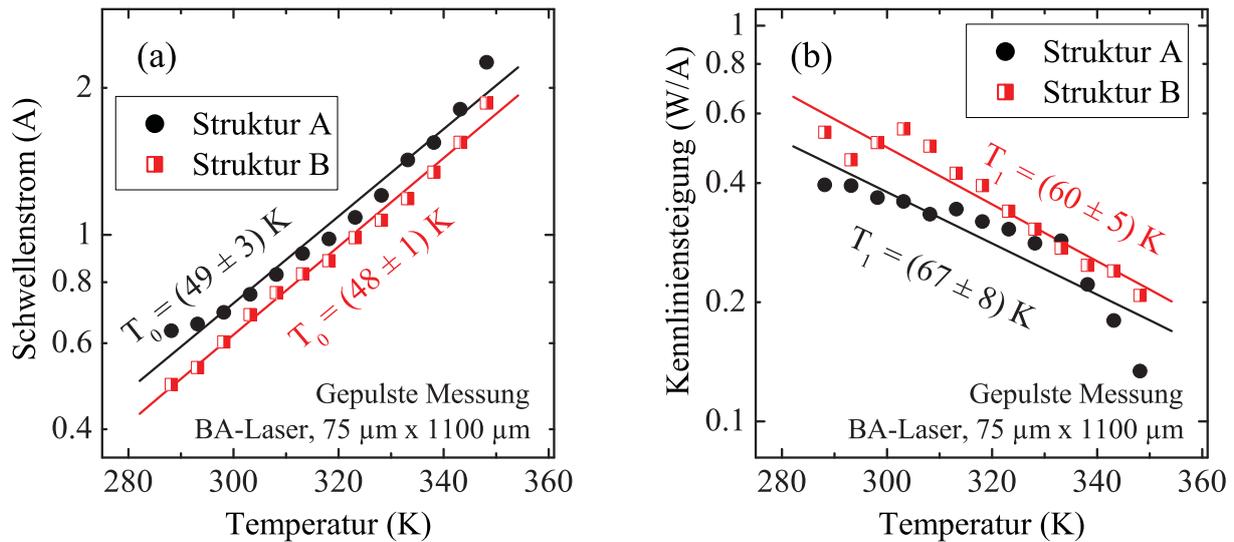


Abbildung 4.11: Temperaturabhängigkeit des Schwellenstroms (a) und der Kennliniensteigung (b) bei Breitstreifenlasern ohne (Struktur A) und mit Spacer (Struktur B). Diese wie auch alle weiteren T_0 -Messungen an BA-Lasern wurden an $1100 \mu\text{m}$ langen Schnellprozess-Emittern durchgeführt bei einer Pulslänge von $10 \mu\text{s}$ und 0.25% Tastverhältnis.

Gewinn von Struktur B. Vergleicht man Struktur A und B mit der in Tab. 4.1 aufgeführten Hilfsstruktur A' , dann wird deutlich, dass die Erhöhung des Füllfaktors hauptsächlich durch die Spacerschicht erzielt wird und nur geringfügig durch die Verringerung von d_{WL} . Für diesen Vorteil muss eine leichte Verbreiterung des Fernfelds in Kauf genommen werden.

4.3.5 Anzahl der Quantenfilme

In den bisherigen Abschnitten wurden Parameter der Vertikalstruktur diskutiert, die hinsichtlich der elektrooptischen Eigenschaften des Bauelements optimiert werden sollten. Dabei war es zunächst unerheblich, dass die Schichtstrukturen für Trapezlaser ausgelegt werden. Dieser Aspekt muss allerdings mit berücksichtigt werden, wenn die Anzahl der Quantenfilme variiert wird. Hierdurch ändert sich der Füllfaktor der Struktur deutlich, was sich nach den Ausführungen in Kap. 3.5 auf die Strahlqualität des Trapezlasers auswirken kann. Dieser Effekt wird separat in Kap. 6 untersucht; im folgenden soll nur diskutiert werden, wie die elektrooptischen Eigenschaften des Bauelements mit der Anzahl der Quantentöpfe variieren.

Die in die aktive Zone injizierten Ladungsträger lassen sich gedanklich zwei Prozessen zuordnen. Im ersten Schritt steigt ihre Konzentration in der aktiven Zone an, bis die Quantenfilme Transparenz erreichen. Eine durchs Material laufende optische Welle würde in diesem Zustand weder verstärkt noch abgeschwächt, wenn das Bauelement keine internen Verluste besäße. Die dazu benötigte Transparenzladungsträgerdichte N_{tr} ist eine Materialkonstante, entsprechend skaliert die zugehörige Transparenzstromdichte J_{tr} mit der Anzahl der Quantentöpfe. Im zweiten Schritt steigt oberhalb der Transparenz die Ladungsträgerdichte weiter, bis der optische Gewinn aller Töpfe die Gesamtverluste des

Lasers kompensiert und damit die Laserschwelle erreicht wird.

Wie hoch die optimale Anzahl an Quantenfilmen ist, hängt von den Verlusten des Bauelements ab: Sind diese sehr gering, dann liegt die Schwellenladungsträgerdichte N_{th} nur knapp oberhalb von N_{tr} . Mit einem einzelnen Quantenfilm wird die niedrigste Schwellenstromdichte erreicht, jeder weitere müsste erst bis zur Transparenz gepumpt werden und würde J_{th} erhöhen. Bei hohen Verlusten kann eine größere Anzahl QWs günstiger sein: Zwar verlangen diese zunächst eine relativ hohe Stromdichte, um Transparenz zu erreichen, aber durch den höheren differentiellen Gewinn kann die Laserschwelle u.U. trotzdem schneller erreicht werden als mit einem einzelnen Quantentopf.

Um die optimale Dimensionierung der aktiven Zone abzuschätzen, wurden drei Strukturvarianten untersucht, die drei, vier und fünf Quantenfilme enthalten, ansonsten aber vergleichbar sind. Tab. 4.2 enthält eine Zusammenstellung der gemessenen Parameter. Struktur C und D variieren die in Abschnitt 4.3.4 vorgestellte Grundstruktur B (Abbildung 4.10). Sie enthalten ebenfalls Spacerschichten und weisen die gleiche Wellenleiterbreite auf. Der Füllfaktor variiert näherungsweise proportional zur Anzahl der Quantenfilme von 1.59% bis 2.87%. Aufgrund der zunehmenden Breite der aktiven Zone mit einem höheren Brechungsindex in den Barrieren als im Wellenleiter nimmt auch der Fernfeldwinkel leicht zu.

Die internen Parameter wurden wieder gepulst an Schnellprozess-Emittern bestimmt, wobei die Unterschiede hier im Bereich des Messfehlers liegen. Allenfalls die leichte Zunahme von η_i mit der Quantenfilm-Anzahl könnte auf die Verbreiterung der aktiven Zone zurückzuführen sein, die den Ladungsträger-Einfang nach Reemission aus den Töpfen wahrscheinlicher macht.

Aus den Schwellenstromdichten von Emittern verschiedener Resonatorlänge erhält man, wie in Kapitel 2.4 beschrieben, den Verlauf des modalen Gewinns mit der Stromdichte. Dieser ist in Abbildung 4.12 als Funktion der Stromdichte in der aktiven Zone, $\eta_i \cdot J_{th}$, aufgetragen, um die verschiedenen Strukturen trotz unterschiedlicher Injektionseffizienz vergleichbar zu machen. Die durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung an das logarithmische Gewinnmodell. Pro Quantenfilm erhält man eine Transparenzstromdichte von 76 A/cm^2 .

Der schraffierte Bereich in Abbildung 4.12 kennzeichnet den ungefähren modalen Gewinn, der für einen Trapezlaser benötigt wird, abhängig von der jeweilig gewählten Resonatorgeometrie und Facettenentspiegelung (Kap. 3.4). Ob eine Struktur mit vier oder fünf Quantenfilmen die besseren elektrooptischen Eigenschaften garantiert, lässt sich hier

Struktur	d_{WL}	# QWs	Γ	θ_{1/e^2}	α_i	η_i	T_0	T_1
B	1538 nm	3	1.59%	71.6°	2.7 cm^{-1}	76%	48 K	60 K
C	1538 nm	4	2.21%	72.7°	2.6 cm^{-1}	78%	60 K	129 K
D	1538 nm	5	2.87%	73.8°	3.3 cm^{-1}	80%	58 K	126 K

Tabelle 4.2: Untersuchte Vertikalstrukturen mit Variation der Anzahl der Quantenfilme. Alle drei basieren auf der in Abbildung 4.10 dargestellten Grundstruktur B.

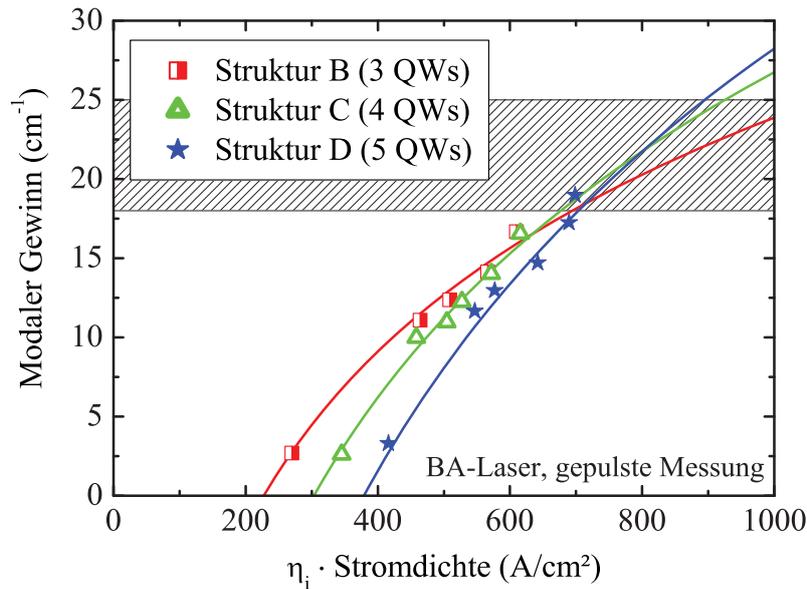


Abbildung 4.12: Modaler Gewinn als Funktion der Stromdichte in der aktiven Zone. Die Punkte entsprechen Messwerten an Breitstreifenlasern verschiedener Länge, basierend auf den Strukturen B, C und D mit drei, vier und fünf Quantenfilmen. Die durchgezogenen Linien zeigen die Anpassung an das logarithmische Gewinnmodell. Zur Verbesserung der Anpassung wurden die für $\alpha_{Res} \rightarrow 0$ ($L \rightarrow \infty$) extrapolierten Stromdichten J_∞ hinzugenommen. Der schraffierte Streifen kennzeichnet den Bereich, in dem in etwa der modale Gewinn der Trapezlaser liegen soll, abhängig von der jeweiligen Facettenentspiegelung und Rippenbreite (Kap. 3.4).

noch nicht eindeutig entscheiden. Man kann jedoch schon davon ausgehen, dass die drei Quantenfilme bei Struktur B einen zu geringen modalen Gewinn erzeugen und ein darauf basierender Trapezlaser in der Gewinnsättigung betrieben wird, d.h. der Schwellenstrom wird höher sein als bei Struktur C oder D.

Das temperaturabhängige Verhalten des Schwellenstroms und der Kennliniensteigung ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Sowohl T_0 als auch T_1 verbessern sich deutlich, wenn die Anzahl der Quantenfilme von drei auf vier erhöht wird. Struktur C und D mit vier und fünf QWs sind dagegen im Rahmen der Messgenauigkeit vergleichbar in ihrer Temperaturstabilität. Hieraus lässt sich schließen, dass Struktur B bei höheren Temperaturen bereits für die hier verwendete Resonatorlänge von $1100 \mu\text{m}$ in der Gewinnsättigung betrieben wird: Der optische Füllfaktor ist so gering, dass mit zunehmender Temperatur eine deutlich höhere Ladungsträgerdichte in den Töpfen notwendig ist als bei Struktur C und D, um die Laserschwelle zu erreichen. Entsprechend liegen die Quasiferminiveaus näher an der Barriere, und es tritt vermehrt thermische Reemission von Ladungsträgern auf. Hierfür spricht auch, dass Struktur B bei Temperaturen oberhalb von 300 K den höchsten Schwellenstrom zeigt.

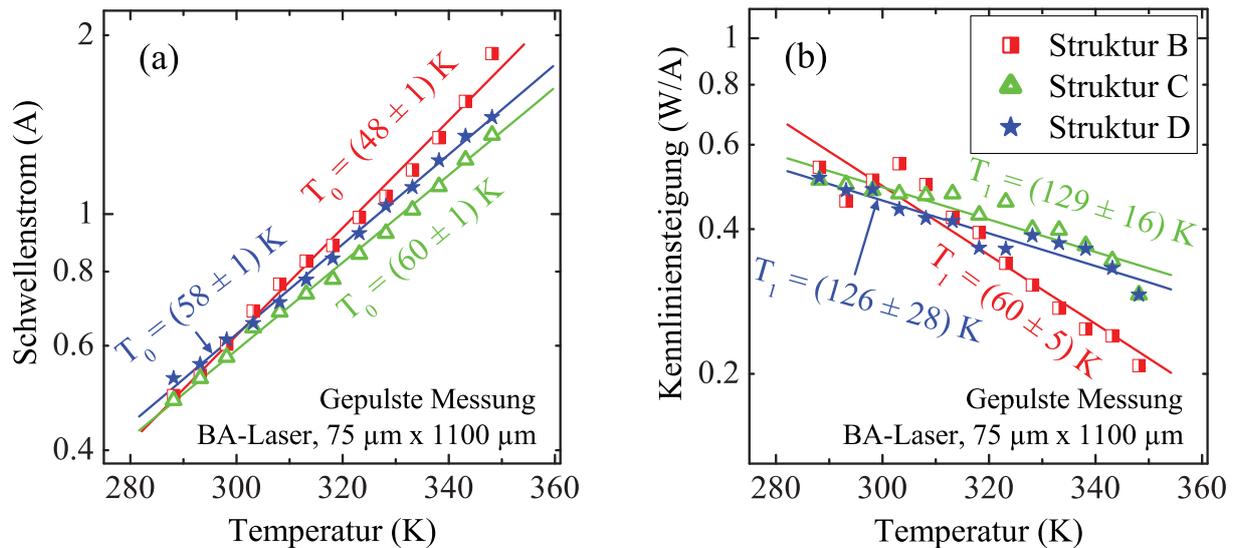


Abbildung 4.13: Temperaturabhängigkeit des Schwellenstroms (a) und der Kennliniensteigung (b) bei Variation der Quantentopf-Anzahl. Struktur B, C und D enthalten jeweils drei, vier und fünf Quantenfilme.

4.4 Wellenleiter und Mantelschichten

4.4.1 Auslegung des Wellenleiters

Bandlücke

Der optische Wellenleiter stellt zugleich die elektronische Barriere dar, die die Ladungsträger auf die aktive Zone begrenzt. Seine Bandlückenenergie sollte daher so hoch gewählt werden, dass eine thermische Population der Barrieren weitestgehend vermieden wird. Da nur 40% der Banddiskontinuität auf das Leitungsband entfallen und zudem die Löcher eine größere Masse besitzen, genügt es, die Quantisierungsenergien der Elektronen zu betrachten. Im Falle eines einstufigen Wellenleiters ohne Spacerschichten (Struktur A) mit einer Bandlückenenergie von 1.13 eV existiert dort nur der Grundzustand, dessen Bindungsenergie bei etwa 67 meV liegt. Fügt man die Spacerschichten mit $E_g = 1.05 \text{ eV}$ hinzu, dann treten innerhalb dieser Barrieren weitere gebundene Zustände auf. Der Abstand des Laserniveaus zum nächsthöheren beträgt hier ca. 50 meV. Vergleichbare Literaturwerte zeigen, dass diese energetischen Abstände für Hochleistungsbetrieb auch bei erhöhten Temperaturen ausreichend sind [80].

Unter dem Aspekt der Temperaturstabilität wäre eine weitere Erhöhung der Barrieren-Bandlücke sinnvoll, doch bringt diese auch Nachteile mit sich: Zum einen sinkt mit der Zunahme von E_g der Brechungsindexsprung zwischen Wellenleiter und Mantelschichten, wodurch die optische Mode schwächer geführt wird und sich der modale Gewinn verringert. Zum anderen bestimmt die Bandlücke der undotierten Wellenleiterschichten den größten Teil des Spannungsabfalls am Bauelement (vgl. 4.4.2). Um einen hohen elektrooptischen Wirkungsgrad zu erzielen, sollte E_g also so klein wie möglich gewählt werden.

Abmessungen

Das Profil des Wellenleiters bestimmt maßgeblich die Modenverteilung in vertikaler Richtung und damit auch das Abstrahlverhalten in der Fast Axis. Generell zielt der Entwurf der Vertikalstruktur auf möglichst kleine Abstrahlwinkel, um die Auslegung der Optiken zu vereinfachen, d.h. Überstrahlung von Linsen zu vermeiden und Abbildungsfehler gering zu halten. Im Rahmen dieser Arbeit wurden $1/e^2$ -Abstrahlwinkel $< 75^\circ$ angestrebt. Hält man die Bandlückenenergie der Wellenleiterschichten (und damit ihren Brechungsindex) konstant, dann sind zwei Ansätze für geringe Fernfeldwinkel denkbar: Mit einem sehr breiten Wellenleiter (*LOC – Large Optical Cavity*) wird die optische Mode weit auseinandergezogen und das Fernfeld entsprechend schmal. Verringert man d_{WL} , dann wird die Mode zunächst stärker eingeeengt, bis sie vom Wellenleiter nicht mehr vollständig geführt werden kann. Bei weiter abnehmendem d_{WL} dehnt sie sich in die Mantelschichten aus, und der Abstrahlwinkel nimmt erneut ab. Abbildung 4.14 (a) zeigt dieses Verhalten am Beispiel der Grundstruktur B. Bei Variation der Wellenleiterbreite nimmt der Fernfeldwinkel hier für $d_{WL} = 0.7 \mu\text{m}$ sein Maximum an. Abbildung 4.14 (b) stellt dabei den Überlapp der Mode mit den Quantenfilmen (Γ , linke Achse) und mit den Mantelschichten (Γ_{Cladd} , rechte Achse) dar.

Beide Ansätze zur Verringerung des Fernfeldwinkels besitzen spezifische Vor- und Nachteile. Ein breiter Wellenleiter erzeugt eine nahezu gaußförmige Mode, während beim schmalen Wellenleiter – bei gleichem Abstrahlwinkel – die Leistungsdichte im Bereich der ak-

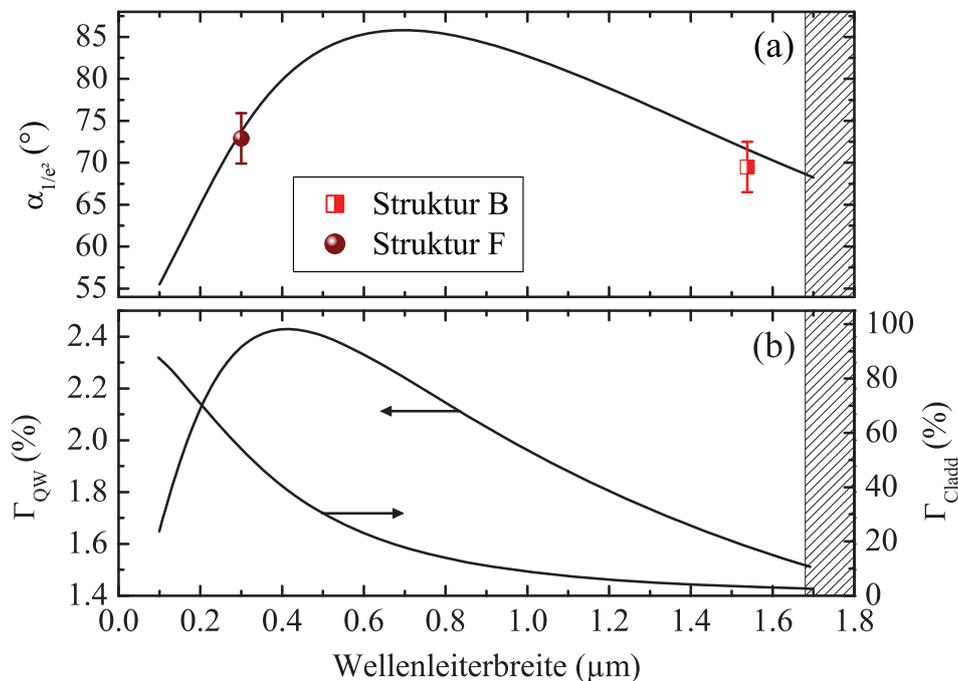


Abbildung 4.14: Änderung des Fernfeldwinkels (a) und des Überlapps zwischen Mode und aktiver Zone bzw. Mantelschichten (b) als Funktion der Wellenleiterdicke. d_{WL} wurde hier ausgehend von der Grundstruktur (B) variiert. Die Linien zeigen mit PhotonD berechnete Werte. Die beiden Punkte in (a) entsprechen gemessenen Fernfeldbreiten. Der schraffierte Bereich kennzeichnet Wellenleiterbreiten, bei denen die zweite Mode geführt wird.

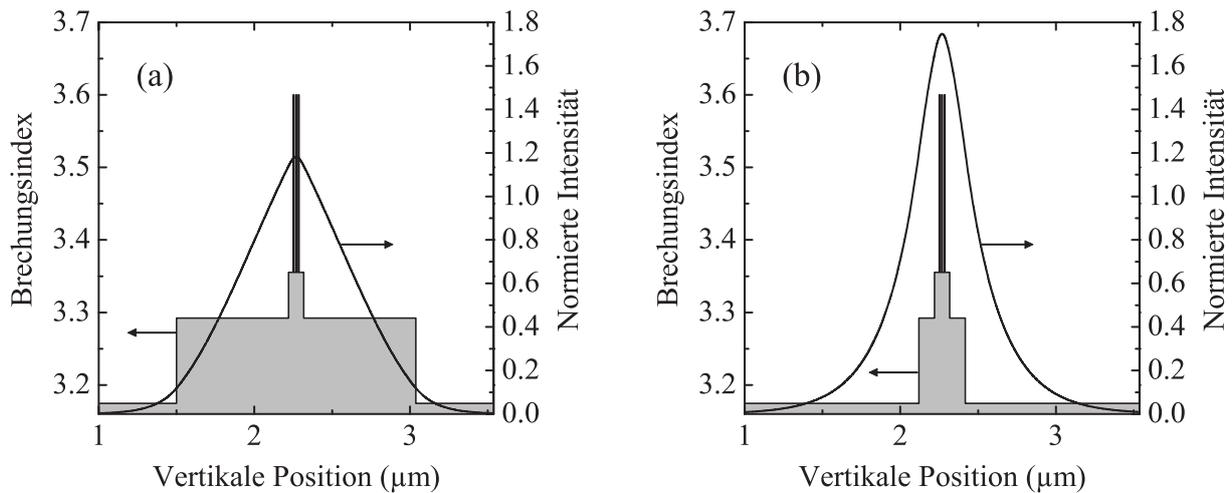


Abbildung 4.15: Vertikales Brechungsindexprofil und simulierter Modenverlauf. (a) zeigt die Grundstruktur (B), (b) zeigt Variation F mit schmalem Wellenleiter. Die Modenprofile wurden auf gleiche Flächen normiert. Beide Strukturen erzeugen in etwa gleiche Abstrahlwinkel in der Fast Axis.

tiven Zone deutlich höher ist (Abbildung 4.15). LOC-Strukturen haben sich aus diesem Grund insbesondere bei GaAs-basierten Hochleistungslasern bewährt [79]: Die Ausgangsleistung ist hier häufig durch Facettenschädigung (*COMD – Catastrophic Optical Mirror Damage*) begrenzt und kann daher erhöht werden, wenn die optische Leistungsdichte auf der Facette gesenkt wird. COMD wurde bisher allerdings nicht bei InGaAsP-Lasern, sondern hauptsächlich bei Al-haltigen Strukturen und kürzerwelligen Lasern beobachtet [98]. Daher sollte die höhere Leistungsdichte beim schmalen Wellenleiter hier weniger kritisch sein.

Weiterhin soll der Wellenleiter die räumliche Einmodigkeit in vertikaler Richtung sicherstellen. Dazu muss die Breite so ausgelegt werden, dass die zweite Mode noch nicht geführt wird. (Die erste höhere Mode besitzt einen Knoten im Bereich der aktiven Zone, wird also nicht verstärkt.) In Abbildung 4.14 ist dies durch den schraffierten Bereich gekennzeichnet, der die Mehrmodigkeit des Wellenleiters (ab $d_{WL} = 1.68 \mu\text{m}$) markiert. Entsprechend ist bei der LOC-Struktur der einstellbare Fernfeldbereich hierdurch beschränkt, die Designfreiheit ist beim schmalen Wellenleiter größer.

Um eine niedrige Laserschwelle zu erreichen, sollte der modale Gewinn möglichst hoch sein. Das Maximum des Füllfaktors fällt hier nicht mit dem größten Abstrahlwinkel zusammen, sondern ist bei der Beispielstruktur in Abbildung 4.15 zu geringeren Wellenleiterbreiten hin verschoben. Auch unter diesem Aspekt ist also ein schmaler Wellenleiter günstiger.

Ein wichtiger Vorteil der LOC-Struktur ist der geringe Überlapp der optischen Mode mit den dotierten Mantelschichten. Die Absorptionsverluste sind hierdurch gering, und die Dotierung kann hoch gewählt werden, um die elektrische Leitfähigkeit der äußeren Schichten zu erhöhen. Je schmaler der Wellenleiter wird, desto niedriger muss die Dotierung sein. Auch die Kontrolle der Dotierstoffkonzentration wird hier immer kritischer, damit sich weder der Serienwiderstand noch die Verluste zu stark verschlechtern.

Um die Umsetzung dieser Vorüberlegungen und die Auswirkungen auf die elektrooptischen

Struktur	d_{WL}	Spacer	Γ	θ_{1/e^2}	α_i	η_i	T_0	T_1
A	1638 nm	nein	1.36%	67.0°	2.0 cm ⁻¹	65%	49 K	67 K
B	1538 nm	ja	1.59%	71.6°	2.7 cm ⁻¹	76%	48 K	60 K
E	898 nm	nein	1.88%	81.3°	4.4 cm ⁻¹	72%	63 K	95 K
F	300 nm	ja	2.35%	71.4°	7.4 cm ⁻¹	96%	56 K	164 K

Tabelle 4.3: Strukturvarianten mit unterschiedlichen Wellenleiterbreiten. A und E sowie B und F sind jeweils gleich aufgebaut und unterscheiden sich nur in d_{WL} . Γ und θ_{1/e^2} wurden berechnet, α_i , η_i , T_0 und T_1 wurden gepulst an Breitstreifenlasern gemessen.

Eigenschaften zu untersuchen, wurden vier Strukturen miteinander verglichen, deren Parameter in Tab. 4.3 aufgeführt sind. A und B sind die bereits in Kap. 4.3.4 eingeführten Strukturen mit und ohne Spacerschichten, bei Struktur E und F wurde jeweils die Breite des Wellenleiters verringert.

Die $1/e^2$ -Fernfeldbreiten der Fast Axis von Struktur B und F sind in Abbildung 4.14 (a) eingetragen und stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit mit der berechneten Breite überein. Wie erwartet, nehmen die optischen Verluste jeweils von Struktur A zu E und B zu F durch den erhöhten Überlapp zwischen Mode und Mantelschichten zu. Das günstigere Verhältnis zwischen der Breite von aktiver Zone und Wellenleiter bei Struktur E und F führt dazu, dass ein größerer Teil der Ladungsträger in die aktive Zone gelangt, was besonders deutlich wird bei Struktur F ($\eta_i = 96\%$).

Der höhere modale Gewinn und die verbesserte interne Quanteneffizienz gehen einher mit einer größeren Temperaturstabilität des Schwellenstroms und der Kennliniensteigung. Auffällig ist zudem die deutliche absolute Verbesserung des Schwellenstroms bei Struktur F (Abbildung 4.16 (a)), die trotz der hohen internen Verluste erreicht werden kann.

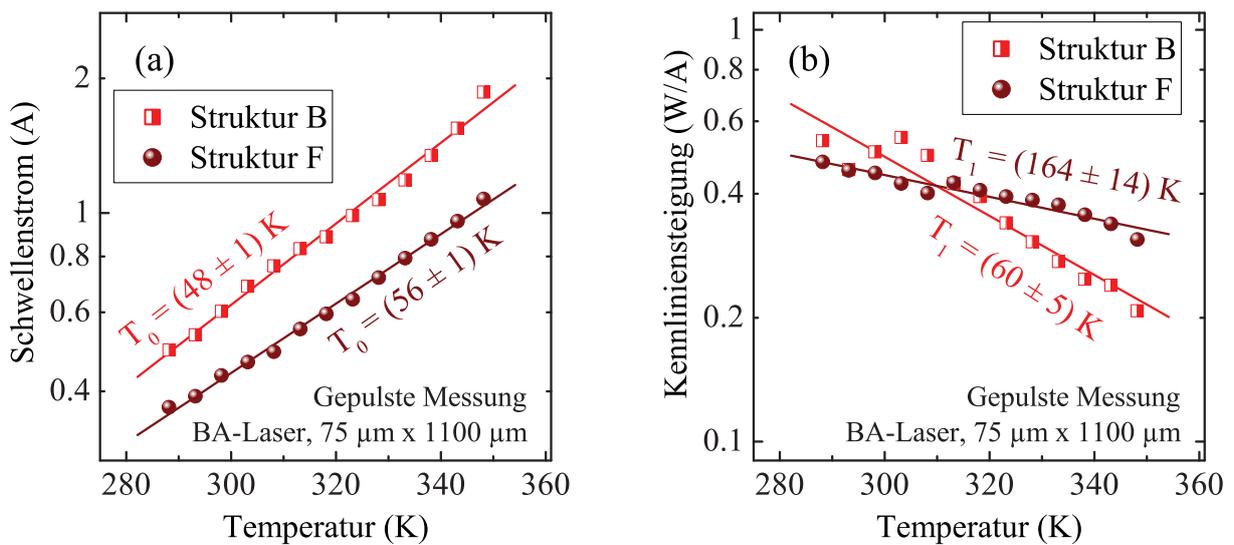


Abbildung 4.16: Temperaturabhängiges Verhalten des Schwellenstroms (a) und der Kennliniensteigung (b) bei Struktur B und F mit breitem und schmalen Wellenleiter.

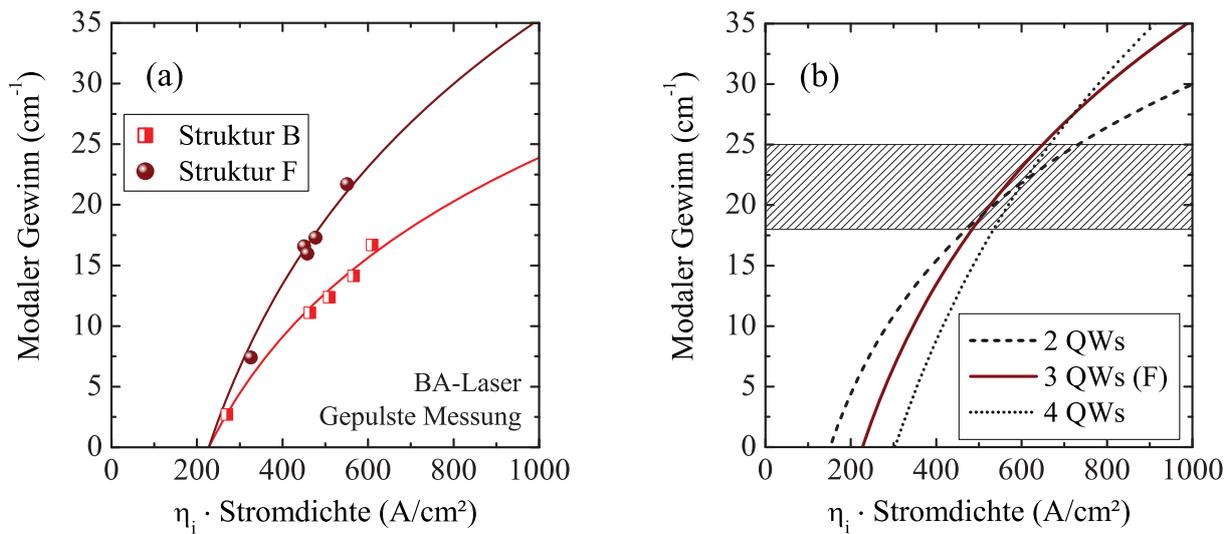


Abbildung 4.17: Links: Vergleich des modalen Gewinns $\Gamma_{g_{th}}$ der Grundstruktur und von Struktur F mit schmalem Wellenleiter. Die durchgezogene Kurve zeigt die Anpassung an das logarithmische Gewinnmodell. Rechts: Modaler Gewinn von Struktur F aus der Anpassung im Bild links (durchgezogene Kurve) und daraus berechneter modaler Gewinn dieser Struktur, wenn statt drei Quantenfilmen zwei bzw. vier verwendet werden (gestrichelte bzw. gepunktete Kurve). Der schraffierte Bereich kennzeichnet den für den Trapezlaser benötigten Bereich von $\Gamma_{g_{th}}$.

Die Verluste bewirken, dass die Kennliniensteigung bei Raumtemperatur etwas geringer ausfällt als bei der Grundstruktur (Abbildung 4.16 (b)), wie auch nach Gleichung 2.5 zu erwarten ist, aber durch den höheren T_1 -Wert kehren sich die Verhältnisse schon bei leicht erhöhten Temperaturen um.

Abbildung 4.17(a) stellt den modalen Gewinn von Struktur F dem von B gegenüber, wobei die durchgezogenen Kurven die Anpassung an das logarithmische Gewinnmodell zeigen. Die Transparenzstromdichte beider Strukturen ist gleich, da sie sich im Aufbau der aktiven Zone nicht unterscheiden. $\Gamma_{g_{th}}$ steigt dagegen wegen des höheren Füllfaktors beim schmalen Wellenleiter schneller mit zunehmender Stromdichte an.

Die Überlegungen aus Abschnitt 4.3.5 zur optimalen Anzahl Quantenfilme können nun auch auf Struktur F übertragen werden: Hier stellt sich die Frage, ob die im Vergleich bereits recht guten elektrooptischen Kenndaten weiter verbessert werden können, wenn – bei konstanter Wellenleiterbreite von 300 nm – die Anzahl der Quantenfilme variiert wird. Nimmt man vereinfachend an, dass dies auf α_i und η_i keinen wesentlichen Einfluss hat und dass der Füllfaktor linear mit der Anzahl der Quantentöpfe skaliert, dann erhält man die modalen Gewinnkurven für zwei bis vier QWs wie in Abbildung 4.17(b) dargestellt. Der anvisierte Gewinnbereich des Trapezlasers ist wiederum schraffiert gekennzeichnet. Anders als bei der LOC-Struktur sollten hier drei Quantenfilme die niedrigste Laserschwelle beim Trapezlaser ermöglichen. Bei einer Struktur mit zwei QWs wäre dagegen mit Gewinnsättigung zu rechnen.

4.4.2 Mantelschichten und Dotierprofil

Die InP-Mantelschichten erfüllen mehrere Aufgaben im Bauelement. Durch ihren niedrigeren Brechungsindex ermöglichen sie die Führung der optischen Mode im Wellenleiter. Zugleich schaffen sie einen ausreichenden Abstand zwischen diesem und der p-seitigen Metallisierung, die ansonsten stark absorbierend wirken würde. Auch n-seitig besitzen sie eine Funktion als Pufferschicht, denn an der Grenzfläche zum Substrat treten geringe Verunreinigungen (z.B. Sauerstoff) auf, die ebenfalls Absorption hervorrufen würden.

Nach den Ausführungen in Kapitel 2 sollte der Serienwiderstand des Bauelements möglichst gering sein, um einen hohen elektrooptischen Wirkungsgrad zu erzielen. Der spezifische elektrische Widerstand ρ hängt über

$$\rho = \frac{1}{q\mu N} \quad (4.6)$$

von der Mobilität μ und der Konzentration N der dominanten Ladungsträgerart ab [99]. Entsprechend ist eine hohe Ladungsträgerkonzentration wünschenswert, die man durch eine ausreichende Dotierung der äußeren Laserschichten erreicht. Als Dotierstoffe werden hier Beryllium und Silizium für die p- bzw. n-Dotierung eingesetzt. Die Mobilität der Ladungsträger hängt invers von ihrer Masse ab; sie ist für Löcher in InGaAsP deutlich niedriger als für Elektronen [57]. Man kompensiert dies durch eine höhere p- als n-Dotierung.

Interne Verluste

Das Dotierprofil bestimmt bei InP-basierten Lasern maßgeblich die optischen Verluste. Die zugrundeliegenden physikalischen Mechanismen sind hier die freie-Ladungsträger-Absorption und die Intervallenzband-Absorption [11, 100], die einerseits in der aktiven Zone, andererseits in allen dotierten Schichten auftreten. Die internen Verluste lassen sich abschätzen durch

$$\alpha_i = \Gamma k_{QW} + \Gamma_h \sigma_h N_h + \Gamma_e \sigma_e N_e . \quad (4.7)$$

Dabei beschreibt k_{QW} den Absorptionskoeffizienten der aktiven Zone, σ_h und σ_e die Wirkungsquerschnitte für die Absorption durch freie Löcher und Elektronen, N_h bzw. N_e deren Konzentration und die Γ_i den Überlapp der optischen Mode mit den entsprechenden Schichten. Literaturwerte für Wellenlängen um $1.5 \mu\text{m}$ liegen bei $k_{QW} = 35 \text{ cm}^{-1}$ (druckverspannte Quantenfilme), $\sigma_e = 1 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ und $\sigma_h = 26 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ [11]. Bei den hier untersuchten Strukturen trägt damit die aktive Zone maximal 1 cm^{-1} zu den internen Verlusten bei, der größte Anteil stammt aus den p-dotierten Bereichen. Auch sind die Wirkungsquerschnitte weitaus höher als in GaAs-basierten kürzerwelligen Lasern. Man vermeidet daher bei InP-Hochleistungslasern eine Dotierung des Wellenleiters und beschränkt sich auf Kontakt- und Mantelschichten. In der Nähe des Wellenleiters wird zudem eine niedrige Dotierung im Bereich 10^{17} cm^{-3} gewählt.

Heteroübergänge

An Heteroübergängen mit großen Bandkantendiskontinuitäten entstehen Potenzialspitzen, die von den Ladungsträgern durchtunnelt werden müssen und die Betriebsspannung des Bauelements erhöhen. In den hier betrachteten Schichtstrukturen tritt der größte Bandkantensprung zwischen der InGaAs-Kontaktschicht und der p-InGaAsP-Mantelschicht auf. Für die Löcher entsteht hierdurch eine Potenzialbarriere von ca. 270 meV [101]. Das übliche Verfahren zur Reduktion solcher Potenzialspitzen ist eine über einige 10 nm kontinuierliche Änderung der Bandlücke [37]. Dazu wäre hier ein quaternäres Grading $\text{InGaAs} \rightarrow \text{InGaAsP} \rightarrow \text{InP}$ notwendig, das aber bei einer so geringen Schichtdicke nicht realisierbar ist. Alternativ kann ein solches Grading auch digital angenähert werden durch abwechselndes Wachstum sehr dünner InGaAs- und InP-Schichten. Da diese Möglichkeit maschinell bedingt ausscheidet (Effusionszellen und Shutter sind zu groß für ein häufiges Schalten, siehe Kap. 5.1), wurde der zusätzliche Spannungsabfall an den Heteroübergängen hingenommen.

Um den Spannungsabfall am Bauelement abzuschätzen, wurden die drei in Tabelle 4.4 aufgeführten Strukturen untersucht. B ist die bereits vorher betrachtete LOC-basierte Grundstruktur. Der Überlapp der optischen Mode mit den Mantelschichten ist hier gering (vgl. Abbildung 4.17) und die Dotierhöhe entsprechend unkritisch. Nahe am Wellenleiter wurden zwei 100 nm breite Stufen niedrigerer Dotierung eingefügt (Tab. 4.4). Struktur F und G besitzen die gleiche Schichtenabfolge (Variante mit schmalen Wellenleiter) und unterscheiden sich nur in der Höhe der p-Dotierung. Mehr als 50% der Modenintensität verlaufen außerhalb des Wellenleiters, so dass die Dotierhöhe hier erheblich kritischer ist. Sie nimmt in beiden Fällen exponentiell vom Rand des Wellenleiters nach außen hin zu, ist aber bei Struktur G im p-Bereich niedriger gewählt. Während Variation F hohe interne Verluste von 7.4 cm^{-1} besitzt, gelingt es durch die niedrigere p-Dotierung bei Struktur G, mit $\alpha_i = 3.6 \text{ cm}^{-1}$ einen ähnlich geringen Wert wie bei den LOC-basierten Strukturen zu erzielen.

Abbildung 4.18 zeigt die Strom-Spannungs-Kennlinien aller drei Strukturen im Vergleich. Variation F weist eine zur Grundstruktur vergleichbare Einsatzspannung auf. Der Serienwiderstand ist leicht verringert im Vergleich zu Struktur B, was auf den schmalen und dotierten Wellenleiterbereich zurückgeht. Versucht man jedoch zusätzlich, durch verminderte

Struktur	n-Dotierung	p-Dotierung	α_i	η_i
B	4/ 1/ $0.1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	0.5/ 1/ $4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	2.7 cm^{-1}	76%
F	$3 \cdot 10^{18} \rightarrow 1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$4 \cdot 10^{17} \rightarrow 4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	7.4 cm^{-1}	96%
G	$3 \cdot 10^{18} \rightarrow 1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	$1 \cdot 10^{17} \rightarrow 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3.6 cm^{-1}	48%

Tabelle 4.4: Strukturvarianten mit unterschiedlicher Dotierung der Mantelschichten. Die Grundstruktur (B) besitzt – wie auch die anderen LOC-Strukturen – zwei niedrige Dotierstufen über je 100 nm angrenzend an den Wellenleiter und eine höhere Dotierung im restlichen Bereich. Variation F und G enthalten ein exponentielles Grading mit den oben angegebenen Randwerten.

Dotierung (Struktur G) die niedrigen Verluste der Grundstruktur zu erreichen, lässt sich ein deutlich erhöhter Spannungsabfall beobachten. Dabei ändert sich der Serienwiderstand nur wenig, aber die Einsatzspannung nimmt von vorher 0.85 V auf ca. 0.92 V zu. Die Leitfähigkeit der Mantelschichten wird durch die verringerte Dotierung also nur wenig beeinflusst, aber es treten erhöhte Potenzialbarrieren in der Bandstruktur auf. Dies wird deutlich in Abbildung 4.19, in der die Dotierprofile (a) und die berechneten Verläufe der Bandkanten (b) für Struktur F und G bei $U = 1$ V dargestellt sind. Es existiert eine Potenzialspitze am Übergang von der p-seitigen Mantelschicht zum undotierten Wellenleiter, die von den Löchern durchtunnelt werden muss. Die verminderte p-Dotierung führt bei Struktur G zum Absinken des Valenzbands im Bereich der Mantelschicht und damit zu einer Verbreiterung dieser Barriere.

Neben der erhöhten Einsatzspannung wirkt sich dies auch auf die interne Quanteneffizienz aus, die sich bei Struktur G auf 48% verringert im Vergleich zu $\eta_i = 96\%$ bei Struktur F. Eine denkbare Ursache ist, dass die Verbreiterung der Barriere am Wellenleiter den Ladungsträgerfluss stark hemmt und als Folge eine erhöhte Grenzflächenrekombination in diesem Bereich auftritt.

Der Weg einer Dotierungsreduzierung ist also bei einer Vertikalstruktur mit schmalen Wellenleiter in dieser Form nicht praktikabel. Will man die Vorteile dieser Struktur nutzen, dann müssen dafür relativ hohe optische Verluste in Kauf genommen werden. Alternative Ansätze, die die Vorteile der LOC-Struktur mit denen des schmalen Wellenleiters verknüpfen können, werden in Kapitel 6.9 diskutiert.

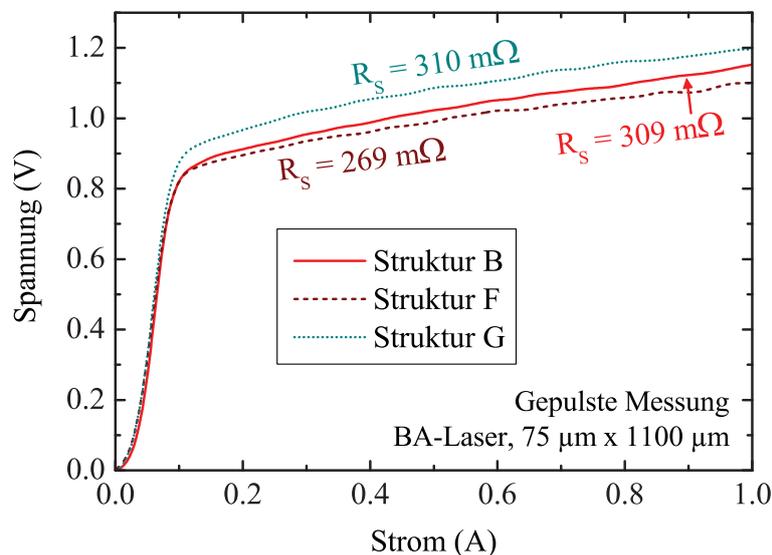


Abbildung 4.18: Strom-Spannungs-Kennlinien der Grundstruktur, der Struktur F mit schmalen Wellenleiter und von Struktur G mit verminderter Dotierung. Der Kurvenverlauf bei Strömen < 0.1 A ist durch die Stromquelle bedingt, die Ströme erst oberhalb dieses Bereichs exakt einregeln kann.

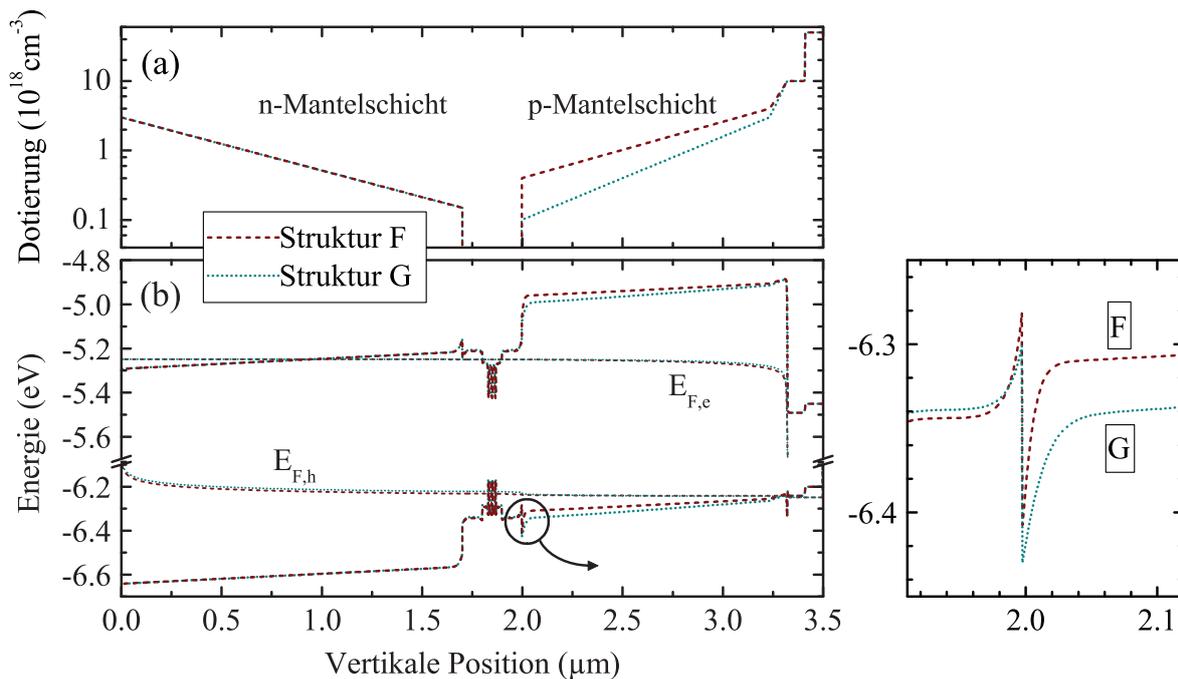


Abbildung 4.19: Dotierprofil (a) und simulierter Bandkantenverlauf und Quasiferminiveaus (b) bei Struktur F und G. Bei Struktur G ist im Vergleich zu F die p-Dotierung in den Mantelschichten verringert. Die Potenzialspitze im Valenzband an der Grenze zum p-seitigen Wellenleiter ist rechts vergrößert dargestellt. Die Bandstruktur wurde mit dem Programm SimWindows [101] bei einer Spannung von 1 V berechnet.

4.5 Materialgewinn

Die bisher betrachteten Vertikalstrukturen B, C, D und F besitzen allesamt in der aktiven Zone und den angrenzenden Spacerschichten den gleichen Aufbau (nach der Grundstruktur in Abbildung 4.10), lediglich die Anzahl der Quantenfilme und die Breite des Wellenleiters variieren. Entsprechend sollte sich das aktive Material für alle Varianten gleich verhalten als Funktion der pro Quantenfilm injizierten Stromdichte. Aus der Bestimmung dieses Materialgewinns g_{mat} kann man einerseits Rückschlüsse auf die Qualität des epitaktischen Wachstums ziehen: Änderungen in g_{mat} von einer Struktur zur anderen können auf Schwankungen bei den Schichtdicken innerhalb der aktiven Zone oder auf Änderungen in der Materialqualität hindeuten. Andererseits ist der Materialgewinn ein wichtiger Materialparameter, der für die spätere Modellierung der Bauelemente benötigt wird und sich von Literaturangaben u.U. deutlich unterscheiden kann.

g_{mat} in den Quantenfilmen ergibt sich aus dem in Abschnitt 4.3.5 und 4.4.1 betrachteten modalen Gewinn, wenn dieser durch den Füllfaktor Γ dividiert wird. Die effektiv zur Rekombination beitragende Stromdichte ist $\eta_i J$ und muss noch durch die Anzahl der Quantenfilme geteilt werden. Dabei wird unterstellt, dass die Ladungsträgerkonzentration in allen Töpfen etwa gleich hoch ist. Abbildung 4.20 zeigt die Messdaten zusammen mit der Anpassungskurve des logarithmischen Gewinnmodells. Die Transparenzstromdichte pro Quantenfilm liegt mit 76 A/cm^2 deutlich höher als veröffentlichte Bestwerte ähnlicher

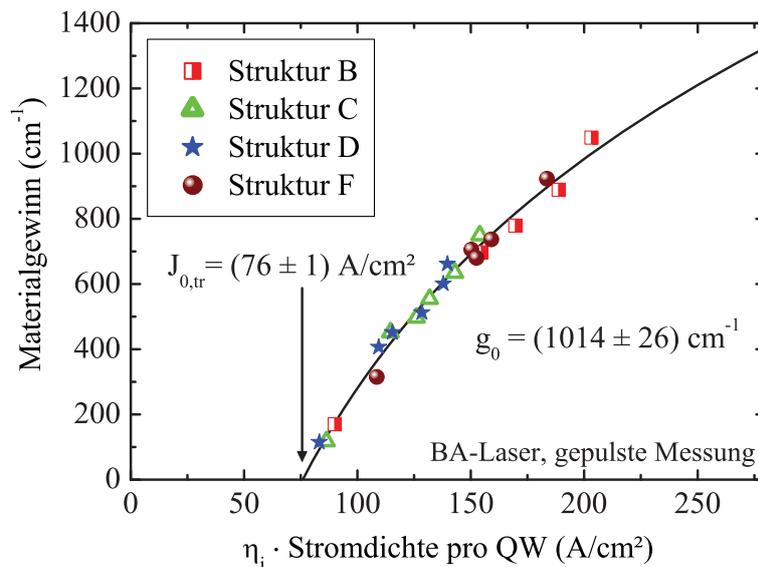


Abbildung 4.20: Materialgewinn als Funktion der Stromdichte pro Quantenfilm. Berücksichtigt wurden Messdaten von allen Strukturvarianten mit Spacerschichten. Die durchgezogene Linie zeigt die Anpassungskurve des logarithmischen Gewinnmodells.

Strukturen: Typische Werte betragen für InGaAsP-QWs ($\lambda=1550$ nm, 0.85%–1.5% kompressive Verspannung) 34–38 A/cm² [102]. Dabei muss aber berücksichtigt werden, dass die Epitaxie-Anlage, die zum Wachstum der hier untersuchten Proben eingesetzt wurde (Kapitel 5.1), zu diesem Zeitpunkt erst seit wenigen Monaten im Betrieb war, so dass hier noch nicht mit Bestwerten zu rechnen war.

Bei einem Vergleich zwischen den Messdaten und der Regressionskurve fällt auf, dass sich die Daten sehr gut durch eine gemeinsame Gewinnkurve beschreiben lassen und nur wenig streuen. Somit sollten die wachstumstechnischen Schwankungen gering sein und sich die beobachteten Eigenschaften der Bauelemente auf die beabsichtigten Strukturvariationen zurückführen lassen.

Fazit

Mit dem Ziel einer niedrigen Laserschwelle sind bei InGaAsP-Lasern relative dünne, 1% kompressiv verspannte QWs sinnvoll. Der Einbau von Spacerschichten angrenzend an die aktive Zone wirkt sich positiv auf den Ladungsträgereinfang aus und erhöht den modalen Gewinn. Um geringe Abstrahlwinkel in der Fast Axis zu erreichen, werden zwei Ansätze verfolgt: Eine LOC-Struktur ermöglicht niedrige interne Verluste, ein Entwurf mit schmalen Wellenleiter dagegen eine geringere Laserschwelle. Es ist zu erwarten, dass vier QWs beim LOC-Design und drei QWs beim schmalen Wellenleiter die niedrigsten Schwellenströme für den Trapezlaser ermöglichen. In beiden Fällen entspricht dies Füllfaktoren von knapp 2.5%.

Struktur	Spacer	d_{WL}	# QWs	Dotierung	Referenz	Bemerkung
A	nein	1638 nm	3	Standard	Tab. 4.1	
B	ja	1538 nm	3	Standard	Tab. 4.1, Abb. 4.10	Grundstruktur
C	ja	1538 nm	4	Standard	Tab. 4.2	QW-Variation zu Struktur B
D	ja	1538 nm	5	Standard	Tab. 4.2	QW-Variation zu Struktur B
E	nein	898 nm	3	Standard	Tab. 4.3	WL-Variation zu Struktur A
F	ja	300 nm	3	Grading	Tab. 4.3, Tab. 4.4	WL-Variation zu Struktur B
G	ja	300 nm	3	Grading, p-seitig reduziert	Tab. 4.4	Dotier-Variation zu Struktur F

Tabelle 4.5: Überblick sämtlicher in dieser Arbeit untersuchter Vertikalstrukturen.

Kapitel 5

Probenherstellung

5.1 Wachstum

5.1.1 Herstellung phosphidischer Schichten

Für das Schichtenwachstum kommen verschiedene Epitaxieverfahren in Frage. Bei der metallorganischen Gasphasenepitaxie (*MOVPE* – *Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*) liegen die Ausgangsstoffe als Gruppe III-Alkyle sowie als Gruppe V-Hydride vor und werden von einem Trägergas zum Substrat transportiert. Die Molekularstrahlepitaxie (*MBE* – *Molecular Beam Epitaxy*) dagegen verwendet die elementaren Komponenten als Ausgangsstoffe. Das Substrat befindet sich hier im Ultrahochvakuum (UHV), und die aufzubringenden Bestandteile werden thermisch aufgedampft.

Das Wachstum mittels MBE findet meist bei wesentlich niedrigeren Temperaturen als bei der MOVPE statt und ist damit weit vom thermodynamischen Gleichgewicht entfernt. Die Ausbildung der Gitterebenen wird hier durch die Oberflächenkinetik bestimmt. Damit erlaubt die MBE eine exaktere Kontrolle des Wachstumsprozesses als die MOVPE, z.B. schärfere Grenzflächen und das Wachstum einzelner Monolagen [9].

Phosphorhaltige Schichten wurden dennoch lange Zeit fast ausschließlich mittels MOVPE epitaxiert, da elementarer Phosphor als zu kritisch in der Handhabung galt. Eine Ausnahme bildete die Gasquellen-Molekularstrahlepitaxie (*GSMBE* – *Gas Source MBE*), bei der eine Kombination aus elementaren Quellen und Gruppe V-Hydriden eingesetzt wird [103]. Erst mit der Verwendung von Ventilcracker-Zellen [104] und durch die Konversion von rotem zu weißem Phosphor [105, 106] wurde die MBE relevant für das Wachstum phosphidischer Schichten [107], stellt hier jedoch immer noch eine Ausnahme dar.

Für die in dieser Arbeit vorgestellten Bauelemente wurden in einer (hier nicht weiter ausgeführten) Vorstudie zunächst Schichten mittels MOVPE epitaxiert. Es zeigte sich jedoch, dass der Dynamikbereich der Gasflüsse für andere als die benötigten Zusammensetzungen optimiert war, so dass sich zu starke Einschränkungen bezüglich der Bandlückenenergien ergaben. Im zweiten Schritt wurde daher eine extern (ebenfalls mittels MOVPE) epitaxierte Schichtstruktur verwendet. Nach Inbetriebnahme der phosphidischen MBE-Anlage

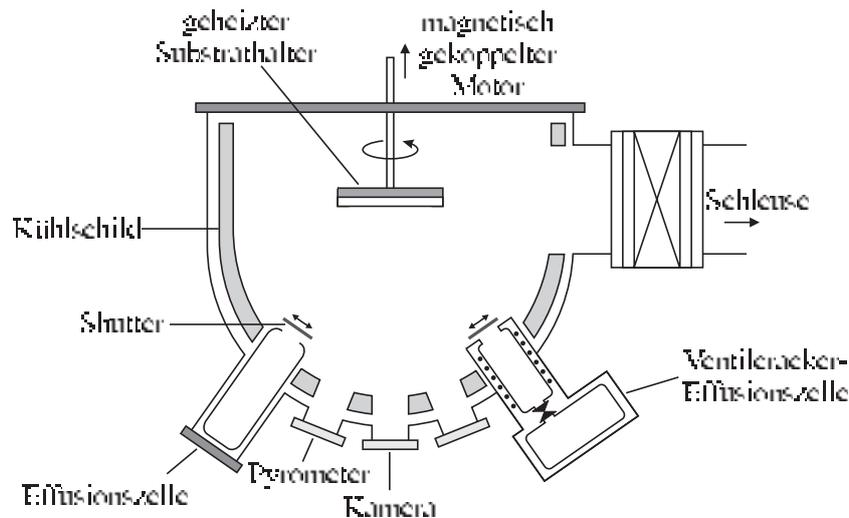


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung der phosphidischen Molekularstrahl-Epitaxieanlage.

(Modell GEN 200 der Firma Veeco) wurden alle weiteren Schichtabfolgen mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt.

5.1.2 Phosphidische Molekularstrahlepitaxie

Abbildung 5.1 zeigt den schematischen Aufbau der Anlage. Kryo- und Titan-Sublimationspumpen sowie der Kryoschild erzeugen ein UHV mit einem Restdruck im Bereich von 10^{-10} mbar. Damit ist gewährleistet, dass nur ein vernachlässigbar geringer Anteil von Fremdatomen aus dem Restgas in die Schichtstrukturen eingebaut wird.

Der ohmsch geheizte Substrathalter nimmt sieben 3"-Wafer auf und rotiert mit 10 - 20 U/min um die vertikale Achse, um eine homogenere Bedampfung zu gewährleisten. Die Effusionszellen sind ringförmig an der Unterseite der Anlage angeordnet und enthalten In, Ga, Al, As, P und Sb sowie Be, Si und CBr_4 als Dotierstoffe. Die Flüsse der Gruppe III-Komponenten und von Be und Si werden über die Temperatur der Effusionszellen gesteuert. Die Gruppe V-Elemente befinden sich in mehrstufigen Ventilcracker-Zellen, in denen der Fluss durch ein Nadelventil geregelt wird. Dabei liegen sie in Form von amorphen Feststoffen vor und sublimieren als quaternäre Moleküle.

Einen Spezialfall bildet Phosphor: Roter Phosphor als Ausgangsmodifikation besitzt bei niedrigen Temperaturen keinen für die Epitaxie ausreichenden Dampfdruck und wandelt sich bei hohen Temperaturen in weißen Phosphor (P_4) um. Er wird daher separat in kleineren Mengen in weißen Phosphor konvertiert und als solcher von einem eigenen Reservoir aus verdampft. Nach dem Nadelventil durchlaufen die quaternären Moleküle eine Cracker-Zone hoher Temperatur, in der bei Bedarf eine Aufspaltung in Dimere erfolgen kann. Diese weisen eine größere Einbauwahrscheinlichkeit beim Wachstum auf, und man verspricht sich eine höhere Kristallqualität. Daneben liegen der Umwandlung in P_2 auch Sicherheitsaspekte zugrunde: P_2 resublimiert als roter Phosphor, der an Luft stabil ist, P_4 dagegen wieder als hoch reaktiver und selbstentzündlicher weißer Phosphor, den man

als Abfallprodukt im Reaktor vermeiden will.

Die einzelnen Komponenten durchlaufen eine Strecke von ca. 1 m im Vakuum, bevor sie auf das Substrat treffen. Die Flüsse können durch Shutter vor den Zellen unterbrochen werden. Typische Wachstumsgeschwindigkeiten liegen bei $1 \mu\text{m}/\text{h}$. Sie werden durch die Gruppe III-Komponenten vorgegeben, die praktisch vollständig eingebaut werden. Das Wachstum findet mit einem Überschuss an Gruppe V-Komponenten (As:Gruppe III-Verhältnis konstant bei ca. 10:1) statt. Dies hat Einfluss auf die Schichtqualität, aber praktisch nicht auf die Zusammensetzung. InGaAs wird über das Verhältnis der Gruppe III-Flüsse eingestellt, bei InGaAsP muss zusätzlich das As:P-Verhältnis abgestimmt werden [108]. Die p-Dotierung erfolgt mit Be, die n-Dotierung mit Si. Die Wachstumstemperaturen liegen bei 450°C (InP, p:InGaAs) bzw. 480°C (InGaAsP), was einerseits eine hohe Oberflächenmobilität der adsorbierten Gruppe III-Elemente (und damit defektarmes Monolagenwachstum) gewährleistet, andererseits aber niedrig genug ist, um In-Desorption zu vermeiden.

Als Substrate werden 3"-InP-Wafer verwendet. Sie werden mit einer definierten Oxidschicht eingeschleust, die durch Aufheizen auf 540°C desorbiert. Dabei wird der Wafer unter Phosphor-Atmosphäre stabilisiert.

Bedingt durch die nicht zentrische Anordnung der Effusionszellen und Inhomogenitäten in der Wafertemperatur variiert die Zusammensetzung der epitaxierten Schichten radial. Bei InGaAsP-Lasern äußert sich das in einem Wellenlängengang von 2-3 nm auf dem mittleren Wafer und bis zu 10 nm auf den Randwafern (Abbildung 5.2).

Eine Kontrolle der epitaxierten Schichten findet ausschließlich ex-situ nach Ende des Wachstums statt, da Reproduzierbarkeit und Flusstabilität der Anlage ausreichend hoch sind.

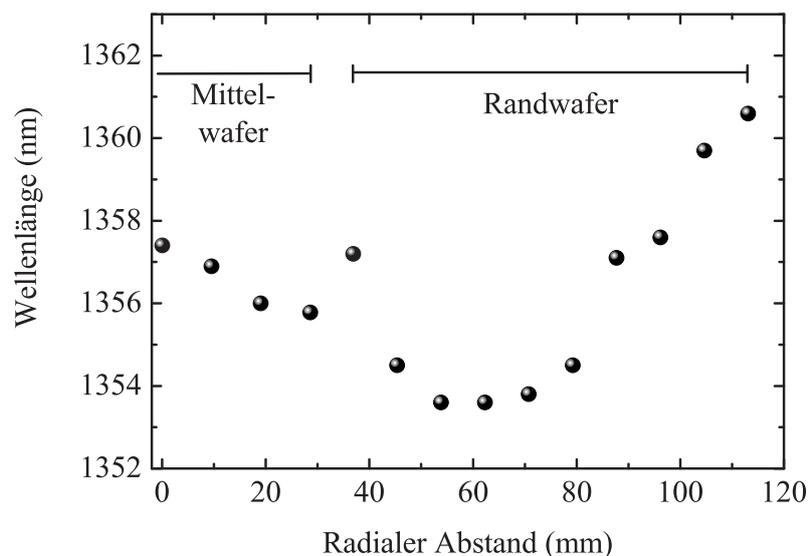


Abbildung 5.2: Wellenlängengang der epitaxierten Schichten als Funktion der Position am Substrathalter. Gemessen wurde die Photolumineszenz-Wellenlänge bei $T = 10\text{ K}$ an verschiedenen Orten auf einem Mittel- und einem Randwafer mit InGaAsP-Laserschichten.

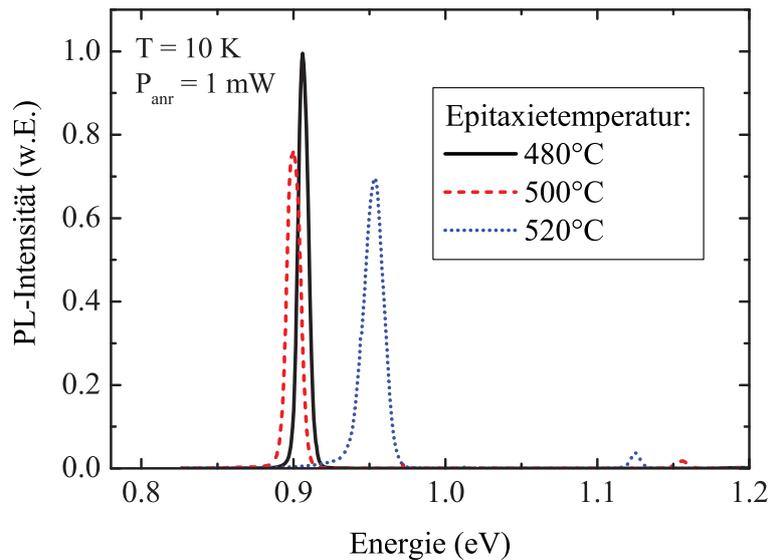


Abbildung 5.3: PL-Spektren von Laserkernen nominell gleicher Zusammensetzung, die bei Temperaturen zwischen 480 °C und 520 °C epitaxiiert wurden.

5.2 Charakterisierung

5.2.1 Photolumineszenz

Die Photolumineszenz-Spektroskopie (PL) wird zur Charakterisierung epitaxierter Wafer verwendet. Sie erlaubt eine Beurteilung der Materialqualität und eine Bestimmung der Bandlückenenergien der einzelnen Schichten. Bei der PL werden Ladungsträger optisch vom Valenz- ins Leitungsband angeregt. Sie relaxieren nichtstrahlend durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung sowie unter Abgabe von Phononen ins Leitungsbandminimum, von wo aus strahlende Übergänge ins Valenzband beobachtet werden können. PL-Messungen werden vorzugsweise bei tiefen Temperaturen durchgeführt, da hier die Phonondichte niedrig und damit nichtstrahlende Rekombination weniger wahrscheinlich ist. Zwar wird häufig ergänzend auch die Raumtemperatur-PL gemessen, aber wegen der Linienverbreiterung ist die Wellenlänge hier weniger genau bestimmbar.

Aus der energetischen Lage der Lumineszenzpeaks lassen sich u.a. die Bandlückenenergien der beteiligten Einzelschichten, die Energien von Donor- und Akzeptorniveaus und die zu erwartende Laserwellenlänge bestimmen. Aus Intensität und Linienbreite können Rückschlüsse auf die Materialqualität gezogen werden, wobei die thermische Verbreiterung der Emissionslinien mit $\Delta E = k_B T$ eine untere Grenze für die Linienbreite darstellt.

Im verwendeten Aufbau werden zur optischen Anregung ein Nd:YLF-Laser ($\lambda = 1064 \text{ nm}$), ein Argonlaser ($\lambda = 514 \text{ nm}$) oder ein Kryptonlaser ($\lambda = 647 \text{ nm}$) bei Leistungen bis zu 100 mW eingesetzt. Die Probe wird in einem Durchflusskryostaten mit flüssigem Helium auf 10 K gekühlt. Sowohl Anregung als auch Detektion erfolgen auf der Epitaxienseite des Wafers. Die emittierte Strahlung wird mit einem Fourierspektrometer analysiert und durch einen mit flüssigem Stickstoff gekühlten InSb-Detektor aufgenommen.

Vorbereitend zur Epitaxie einer vollständigen Laserstruktur werden zunächst Kalibrierschichten gewachsen. Anschließend epitaxiert man sogenannte Laserkerne, die nur aus der aktiven Zone, einer dünnen Schicht mit der Zusammensetzung des Wellenleiters sowie einer dünnen InP-Mantelschicht bestehen. Sie erlauben eine – im Vergleich zur kompletten Laserstruktur – wenig aufwendige Optimierung der aktiven Zone und sind außerdem sehr gut für PL-Analysen geeignet, denn die Lumineszenz der Quantenfilme wird hier nicht in der Kontaktschicht absorbiert. Abbildung 5.3 zeigt exemplarisch PL-Spektren dreier Laserkerne, die bei verschiedenen Temperaturen epitaxiert wurden. Die im Vergleich zur Standardtemperatur von 480 °C geringere Intensität und größere Linienbreite bei 500 °C und 520 °C geht auch mit einer größeren Defektdichte auf der Probe einher. Nachfolgende Strukturen wurden entsprechend bei 480 °C epitaxiert.

5.2.2 Röntgendiffraktometrie

Ein weiteres Standardverfahren zur Charakterisierung epitaxierter Schichten ist die hochaufgelöste Röntgenbeugung (*HRXRD – High Resolution X-Ray Diffraction*). Hierbei wird monochromatische Röntgenstrahlung an der Probe gebeugt und die abgelenkte Strahlung winkelabhängig detektiert. HRXRD erlaubt eine Bestimmung der auftretenden Gitterkonstanten von Einzelschichten sowie der Periode von Übergittern (*SL – Superlattice*), woraus sich die Verspannung errechnet. Aus interferenzbedingten Oszillationen lassen sich zudem Schichtdicken ermitteln. Im Normalfall pseudomorph verspannter Schichten wird nur die Gitterkonstante a_{\perp} in Wachstumsrichtung gemessen, da sie in der Probenebene mit der des Substrats übereinstimmt. Das gilt nicht mehr für relaxierte Schichten, bei denen auch a_{\parallel} bestimmt werden muss.

Aus dem Gitterparameter a_{\perp} einer pseudomorph verspannten Schicht erhält man deren natürlichen Gitterparameter a über

$$a = \frac{C_{11} a_{\perp} + 2C_{12} a_0}{C_{11} + 2C_{12}} \quad (5.1)$$

und kann daraus die Verspannung ε nach Gleichung 4.4 ermitteln.

Die eingesetzte Anlage verwendet als Strahlungsquelle eine Röntgenröhre mit Kupferanode. In einem Monochromator mit vier Germanium-Kristallen wird die Cu- K_{α_1} -Linie ($\lambda = 1.5406 \text{ \AA}$) herausgefiltert und auf die Probe gelenkt. Diese ist auf einem Goniometer angebracht, mit dem der Einfallswinkel variiert wird. Der Detektor verfährt dabei mit doppelter Winkelgeschwindigkeit wie die Probe und einer Auflösung von bis zu 0.001° . Bei InP-basierten Proben wird meist der (004)-Reflex detektiert, der bei Zinkblende-Kristallen die höchste Beugungseffizienz aufweist.

Bei ternären Schichten genügt prinzipiell allein eine Röntgenmessung, um aus der Verspannung die Zusammensetzung eindeutig zu bestimmen. Dagegen besitzen die Gleichungen für quaternäre Schichten einen weiteren Freiheitsgrad. Zur vollständigen Charakterisierung muss hier entsprechend sowohl die Bandlücke (PL) als auch die Verspannung (HRXRD) bestimmt werden.

Während der Epitaxieentwicklung wurden Einzelschichten, Laserkerne und auch

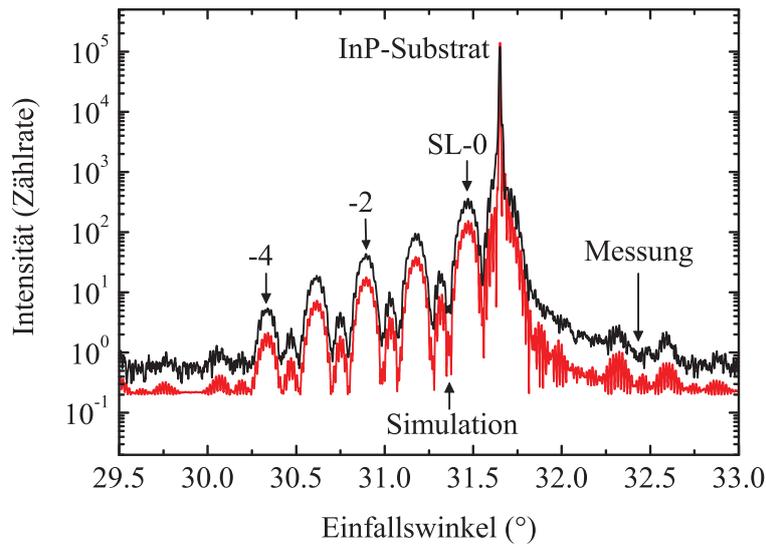


Abbildung 5.4: Messung und Simulation des Röntgendiffraktogramms eines InGaAsP-Laserkerns. Aufgenommen wurden die (004)-Reflexe der Schichtenabfolge. Die Übergitterpeaks werden durch die wiederholte Abfolge aus Quantenfilmen und Barrieren verursacht, die hochfrequenten Schichtdickenoszillationen von der Deckschicht.

komplette Laserstrukturen mit HRXRD analysiert. Abbildung 5.4 zeigt das Röntgendiffraktogramm eines InGaAsP-Laserkerns mit drei Quantenfilmen. Neben dem Substratpeak sind mehrere Reflexe des Übergitters sowie die Schichtdickenoszillationen der Deckschicht zu erkennen. Dicke und Verspannung des Übergitters können direkt aus Lage und Abstand der Peaks bestimmt werden. Die einzelnen Werte für Quantenfilme und Barrieren lassen sich nachfolgend durch Anpassung der Simulation an die Messung erschließen. Aufwendigere Messungen sind notwendig, falls Proben mit teilweise relaxierten Schichten vorliegen. In diesem Fall werden durch Auswertung mehrerer Reflexe die Gitterkonstanten in Wachstumsrichtung und senkrecht dazu ermittelt [109].

5.2.3 Sekundärionen-Massenspektrometrie

Im Gegensatz zu den bisher beschriebenen Charakterisierungsverfahren ist die Sekundärionen-Massenspektrometrie (*SIMS – Secondary Ion Mass Spectrometry*) ein destruktives Verfahren. Mit einem hochenergetischen Ionenstrahl (Primärionen) wird hierbei eine definierte Probenfläche abgerastert, wodurch das Probenmaterial kontinuierlich in Form von neutralen und geladenen Teilchen (Sekundärionen) abgetragen wird. Durch zeitabhängige Analyse der Intensität dieser Sekundärionen, die in einem Massenspektrometer geeignet ausgewählt werden, lässt sich ein Tiefenprofil der Probenzusammensetzung ermitteln [110]. Mittels SIMS können Komponenten-, Dotier- und Verunreinigungsprofile der Epitaxieschichten bestimmt werden.

Zur Analyse phosphidischer Laser wird hier ein Cs^+ -Primärionenstrahl eingesetzt. Die Strahlenergie liegt bei $E_{kin} \sim 5 \text{ keV}$, der Einfallswinkel beträgt 45° und die abgerasterte Probenfläche ca. 0.2 mm^2 . Die zerstäubten Sekundärionen werden in ein Quadrupol-Massenspektrometer gelenkt und analysiert, wobei sich aus den gemessenen Zählraten die

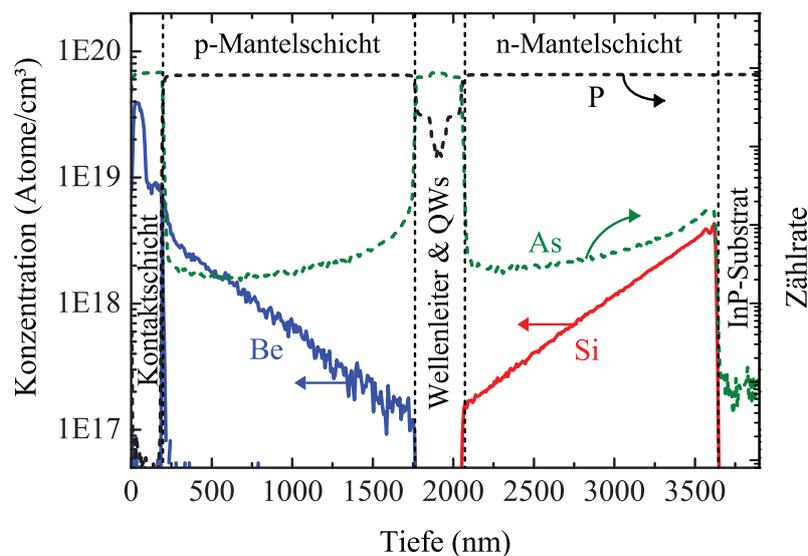


Abbildung 5.5: SIMS-Tiefenprofil einer Laserstruktur (Variation G). Die Konzentrationen der Dotierstoffe Be und Si sind kalibriert (linke Achse). Die Konzentration der Matrixkomponenten As und P ist unkalibriert aufgetragen (rechte Achse). Anhand ihres Tiefenverlaufs lassen sich die einzelnen Funktionsbereiche der Vertikalstruktur unterscheiden.

Konzentrationen der Probenbestandteile errechnen. Der Zusammenhang zwischen beiden Größen wird dabei anhand von Kalibrierstandards bestimmt. Bei Komponenten sind das Testschichten definierter Zusammensetzung, bei Dotierstoffen und Verunreinigungen meist ionenimplantierte Proben.

Die abgetragene Gesamtdicke wird anschließend mit einem Schichtdickenmessgerät ermittelt. Die Abtragrate ist matrixabhängig; daher wird die Abtragsdauer der Einzelschichten aus der Gesamtdicke und dem Verhältnis der individuellen Abtragraten zueinander in Schichtdicken umgerechnet.

Die mit SIMS erreichbare Tiefenaufösung beträgt bei der verwendeten Beschleunigungsspannung von 5 kV ca. 2 nm bei ansteigenden und 10 nm bei abfallenden Konzentrationen. Bei den hier relevanten Be- und Si-Dotierprofilen liegt die Nachweisgrenze bei Konzentrationen von 10^{16} Atomen/cm³. Die Genauigkeit der Messung ist meist durch die der Kalibrierstandards begrenzt und beträgt typischerweise 10%.

Abbildung 5.5 zeigt das SIMS-Tiefenprofil der Laserstruktur G (vgl. Kapitel 4.4.2). Man erkennt in der logarithmischen Darstellung, dass der angestrebte exponentielle Anstieg der Dotierstoffkonzentrationen bei der Epitaxie sehr genau getroffen wurde.

5.3 Technologische Herstellung der Laser

5.3.1 Schnellprozesse

Eine Epitaxiekampagne beinhaltet üblicherweise das sukzessive Wachstum mehrerer Schichtstrukturen. Zum einen reduziert sich hierdurch der Aufwand zur Einstellung der

Flüsse, die innerhalb einer Kampagne ausreichend stabil bleiben, um reproduzierbare Zusammensetzungen zu liefern. Zum anderen sind oft mehrere Optimierungsschritte notwendig, bis die Schichtstruktur die gewünschten Eigenschaften (z.B. die passende Wellenlänge) aufweist. Hierzu wird eine möglichst rasche Rückkopplung zwischen Wachstum und Charakterisierung benötigt.

Neben der oben beschriebenen Vorcharakterisierung der Wafer mittels PL, HRXRD und SIMS ist es wünschenswert, das elektrooptische Verhalten der Laserschichten abschätzen zu können, wozu eine Messung am Bauelement notwendig ist.

Dazu bietet der sogenannte Schnellprozess eine bequeme Möglichkeit, mit geringem Aufwand Breitstreifenlaser (*BA-Laser – Broad Area Laser*) herzustellen. Vor einem zeit- und kostenintensiven Vollprozess lassen sich damit u.a. Wellenlänge und interne Parameter einer Struktur bestimmen. Die begleitende Charakterisierung mit Hilfe von Schnellprozess-Emittern wurde während der gesamten Entwicklung der Vertikalstruktur (Kapitel 4) genutzt.

Der Schnellprozess verzichtet auf photolithographische Schritte und auf das Abdünnen des Substrats. Stattdessen wird das p-Metall (Ge/Ni/Au) durch eine Schattenmaske aus Mo-Blech in $75\ \mu\text{m}$ breiten Streifen aufgedampft. Die Rückseitenmetallisierung (Ge/Ni/Ge/Ni/Au) erfolgt ganzflächig auf dem nicht abgedünnten Wafer. Durch kurzzeitiges Tempern (*RTA – Rapid Thermal Anneal*) werden anschliessend die Kontakte einlegiert. Im letzten Schritt wird die hochdotierte InGaAs-Kontaktschicht zwischen den p-Kontakten heruntergeätzt, was die Stromverbreiterung im Bauelement verringert.

Im Vergleich zum photolithographisch definierten Bauelement weisen Schnellprozess-Emitter eine größere Streuung in ihrer Resonatorbreite auf. Zur Bestimmung der internen Parameter (Kapitel 2.4) werden daher pro Resonatorlänge ein bis zwei Laserbarren mit jeweils zehn bis zwölf Emittern in eine gemittelte Messung miteinbezogen.

5.3.2 Breitstreifenlaser

Während die im Schnellprozess hergestellten Laser eine Vorabcharakterisierung im gepulsten Betrieb erlauben, sind sie für den Dauerstrichbetrieb nicht geeignet und bieten auch keine hohe Reproduzierbarkeit von einem Emitter zum nächsten. Hierzu sind ein vollständiger Breitstreifenprozess mit photolithographisch definierter Strukturierung und ein Abdünnen des Wafers notwendig.

Im ersten Schritt werden trockenchemisch (*CAIBE – Chemically Assisted Ion Beam Etching*) die Isolationsgräben geätzt, die die aktiven Zonen benachbarter Emitter voneinander trennen. Wichtig ist dies bei der Montage von Barren, um Laseremission in Querichtung zu verhindern. Anschließend wird die InGaAs-Deckschicht neben dem Pumpbereich nasschemisch abgeätzt, wobei die darunter liegende InP-Mantelschicht als Ätzstopp wirkt. Dies reduziert die Stromverbreiterung, die in der hochdotierten Deckschicht besonders ausgeprägt wäre. Zur Isolation wird zunächst mittels PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*) ganzflächig SiN aufgebracht. Der mit der nächsten Maskebene folgende trockenchemische Ätzprozess entfernt die Nitrid-Passivierung über dem

Pumpbereich. Anschließend kann das p-Metall aufgedampft werden. Läppen und Polieren reduzieren die Substratdicke von $650\ \mu\text{m}$ auf $100\ \mu\text{m}$, was einerseits den elektrischen und thermischen Widerstand der Bauteile verringert, andererseits erst ein Zerlegen des Wafers in $500\ \mu\text{m}$ breite Einzelemitter ermöglicht. Nach Aufdampfen des n-Metalls werden im letzten Prozessschritt die Kontakte einlegiert.

5.3.3 Trapezlaser und -verstärker

Unter den verwendeten Prozessabläufen ist der für Trapezlaser und -verstärker der aufwendigste, da hier drei verschiedene Bereiche strukturiert werden müssen: im ersten Schritt der indexgeführte Rippenwellenleiter, im zweiten die Isolations- und Deflektorgräben und im dritten der gewinngeführte Trapezbereich. Der Ablauf der technologischen Realisierung ist schematisch in Abbildung 5.6–5.7 dargestellt.

Die erste Maskenebene definiert mittels einer Lackmaske die Rippenwellenleiter. Sie werden durch nasschemisches Ätzen strukturiert, wobei zunächst selektiv die InGaAs-Deckschicht entfernt wird und danach die InP-Mantelschicht in der gewünschten Tiefe geätzt wird. Wird diese Ätzung nur über die Zeit kontrolliert, dann geht das mit einer erheblichen Streuung der Ätztiefe einher (20–30 % der Gesamttiefe). Durch eine arsenhaltige Ätzstop-Schicht lässt sich diese Inhomogenität vermeiden. Hier wurden drei verschiedene Ätzvarianten eingesetzt:

1. Der quaternäre Wellenleiter kann als Ätzstop verwendet werden. Das Höhenprofil variiert dann nur um wenige nm.
2. Je nach Struktur muss die Ätzung gegebenenfalls vor dem Wellenleiter stoppen, um einen für einmodigen Betrieb ausreichend kleinen Brechzahl sprung zu erhalten. Hier wurde zunächst bewusst auf Zeit geätzt und die entstehende Streuung genutzt, um die Lasereigenschaften für verschiedene Rippenhöhen untersuchen zu können. Abbildung 5.9 zeigt das Ätztiefenprofil eines so strukturierten Wafers.
3. In später epitaxierten Strukturen wurde ein 10 nm dicker InGaAsP-Ätzstop in der Mantelschicht integriert, der den Ätzprozess ca. 90 s aufhält und damit wiederum eine Genauigkeit von wenigen nm gewährleistet.

Daneben variiert das nasschemische Ätzverhalten von InP zusätzlich mit der Kristallrichtung: Bei HCl-haltigen Säuren bestimmen nicht dissoziierte HCl-Moleküle maßgeblich den Ätzmechanismus, indem sie In-P-Verbindungen durch In-Cl- und P-H-Verbindungen ersetzen [111]. Entsprechend treten hohe Ätzgeschwindigkeiten nur an Gitterebenen auf, die sowohl In- als auch P-Atome enthalten. Ebenen wie (111) mit nur einer Atomsorte beeinflussen dagegen den Winkel der Ätzflanken. Das hat zur Folge, dass die Rippen entweder sehr flache Flanken aufweisen ($\leq 40^\circ$ zur Waferebene) oder fast senkrechte, je nachdem, ob die Emitter in Richtung $\langle 01\bar{1} \rangle$ oder $\langle 011 \rangle$ orientiert sind [112].

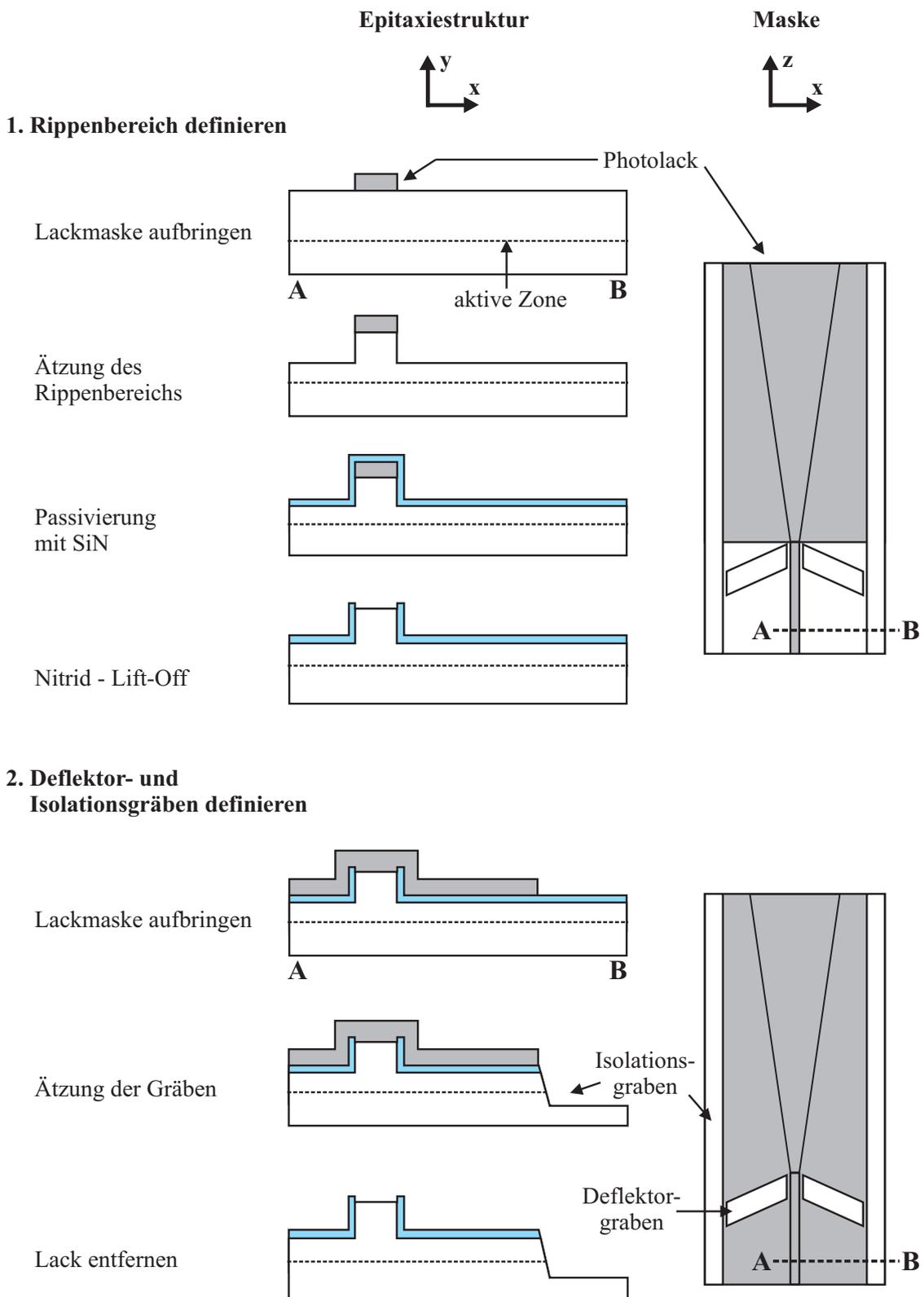


Abbildung 5.6: Technologische Herstellung des Trapezlasers (1): Mit Hilfe der ersten und zweiten Maskenebene werden die Rippenwellenleiter sowie die Isolations- und Deflektorgräben definiert.

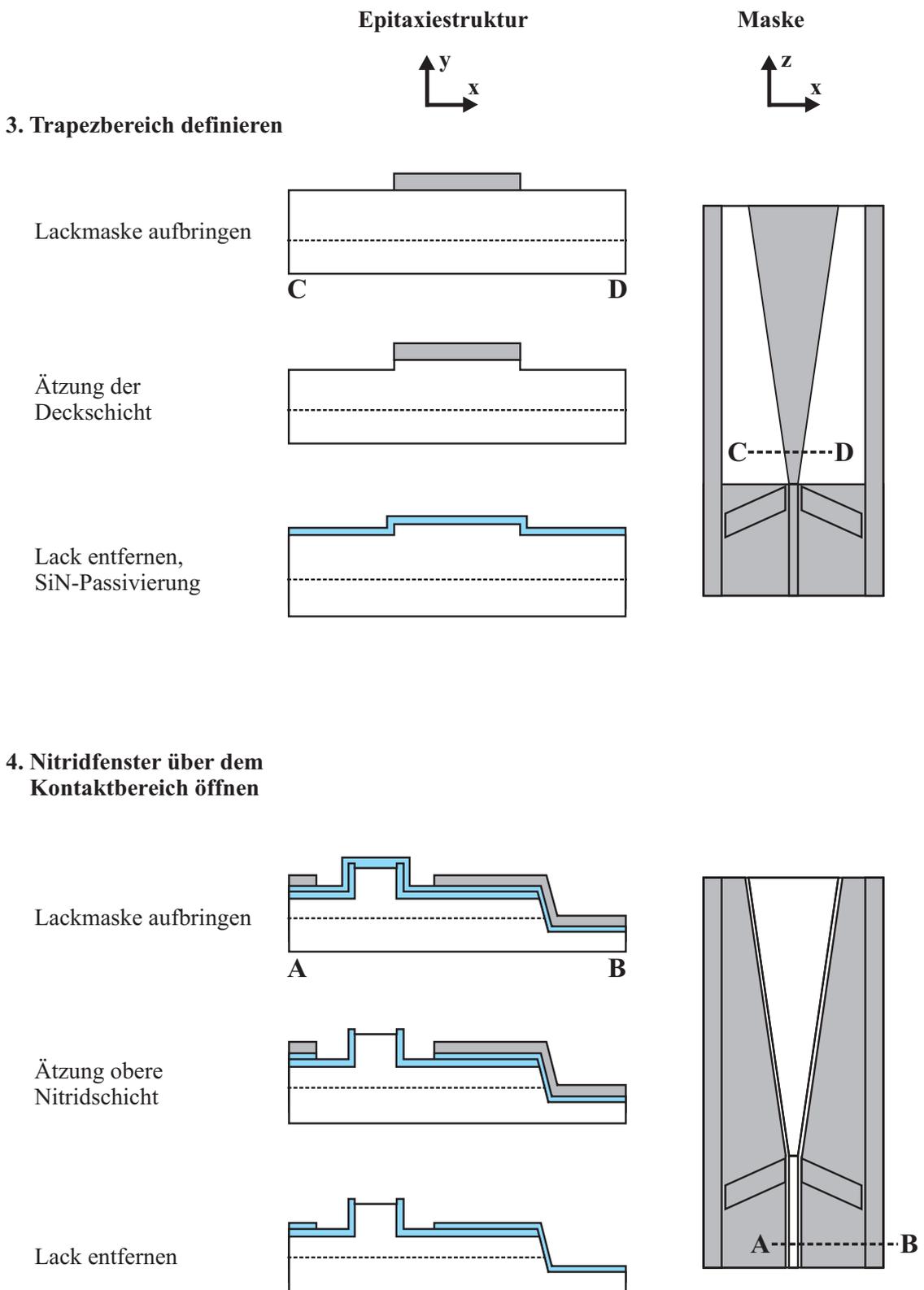


Abbildung 5.7: Technologische Herstellung des Trapezlasers (2): Neben dem Trapezbereich wird die hochdotierte Kontaktschicht entfernt, um die Stromverbreiterung zu reduzieren. Die vierte Maskenebene ermöglicht das Freilegen der zu kontaktierenden Bereiche.

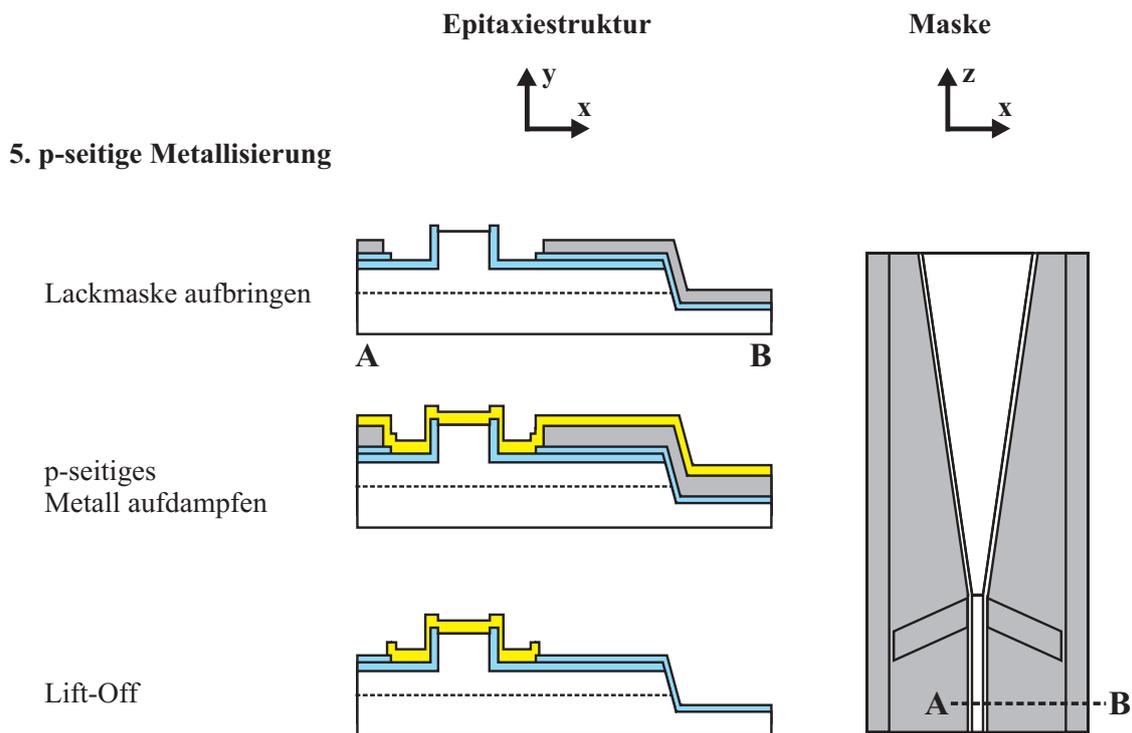


Abbildung 5.8: Technologische Herstellung des Trapezlasers (3): Mit Hilfe der letzten Maskebene wird die p-seitige Metallisierung aufgebracht.

Rippenwellenleiter mit schrägen Flanken vermeiden hohe Oberflächenintensitäten der optischen Mode, wodurch geringere Verluste durch nichtstrahlende Rekombination zu erwarten sind. Andererseits erlauben es senkrechte Flanken, Rippenbreite und -höhe unabhängig voneinander zu variieren. Beide Möglichkeiten wurden im Rahmen dieser Arbeit getestet.

Nach der Rippenstrukturierung wird der Wafer mit einer Nitridschicht bedeckt, die den geätzten Bereich passiviert. Im folgenden, mit *Lift-Off* bezeichneten Schritt wird der Photolack zusammen mit dem darüberliegenden Nitrid von den Rippen abgelöst, um ein Fenster für den späteren Metallkontakt zu öffnen. Mit der nächsten Maskenebene werden die Deflektor- und Isolationsgräben strukturiert. Eine je nach Rippenhöhe noch vorhandene InP-Schicht wird dabei zunächst nasschemisch entfernt, das Ätzen durch den InGaAsP-Wellenleiter und die aktive Zone erfolgt mittels CAIBE.

Anschließend erfolgt – wie schon bei Breitstreifenlasern – das Ätzen der hochdotierten Deckschicht neben dem Trapezbereich. Nach Entfernen des Photolacks wird der Wafer vollständig mit einer zweiten Nitridschicht abgedeckt. Vor dem Aufdampfen des p-Metalls müssen daher die stromführenden Bereiche wieder freigelegt werden. Dazu werden mit der nächsten Lackmaske die nicht zu kontaktierenden Bereiche abgedeckt und die zweite Nitridschicht trockenchemisch abgeätzt. Das p-seitige Metall kann nun aufgedampft werden. Nachfolgend wird wiederum das Substrat auf $100\ \mu\text{m}$ abgedünnt und n-seitig metallisiert. Mit dem Einlegieren der Kontakte ist der Prozess abgeschlossen.

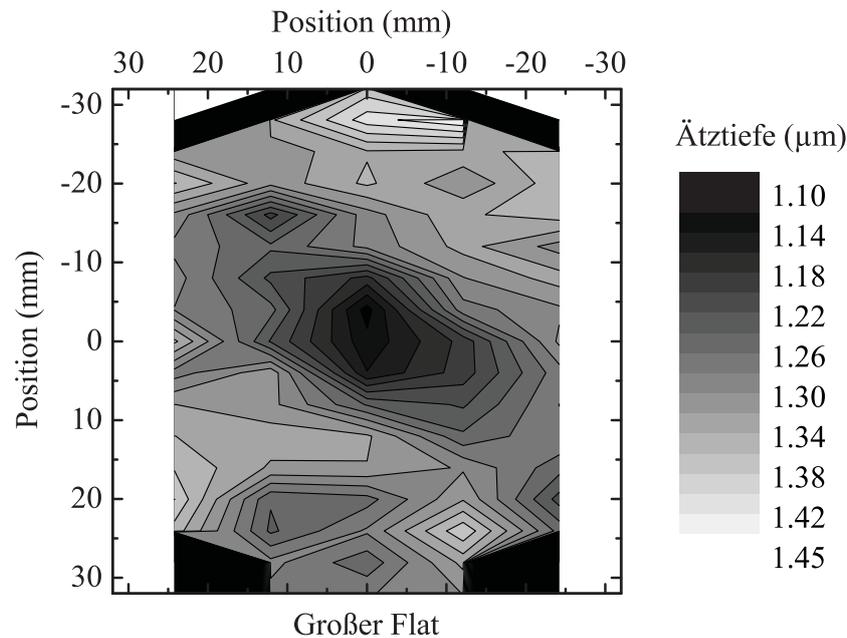


Abbildung 5.9: Ätztiefenprofil nach einer nasschemischen Rippenätzung (Struktur F). Der Ätzprozess wurde hier zeitabhängig durchgeführt. Die resultierende Tiefenvariation liegt bei ca. 300 nm und wurde zur tiefenabhängigen Auswertung der Lasereigenschaften genutzt.

5.4 Beschichtung

Durch Anritzen der Wafer und Ausüben von Druck werden Barren und Einzelemitter herausgespalten. Die Facetten sind extrem glatt und planparallel, da die Spaltflächen entlang der Gitterebenen verlaufen. Der Brechungsindexsprung zwischen Halbleiter und Luft (ca. 3.3 auf 1) erzeugt eine Facettenreflektivität von knapp 30%. InGaAsP zeigt eine nur geringe Oxidationsneigung, daher können Bauelemente auch mit unbeschichteten (*as-cleaved*) Facetten betrieben werden, ohne dass eine Degradation auftritt. Diese Möglichkeit wird bei Schnellprozessen aus Gründen der Vereinfachung genutzt.

Bei Breitstreifen- und Trapezlasern steht die Leistungsauskopplung im Vordergrund. Sie werden daher mit einer hochreflektierenden Beschichtung an der Rückfacette und einer Antireflex-Beschichtung an der Auskoppelfacette versehen. Für die Rückfacette werden zwei Doppellagen Si/SiO₂ verwendet, deren Gesamtreflektivität bei ca. 98% liegt. Die AR-Beschichtung der Auskoppelfacette wird durch eine $\lambda/4$ -Schicht SiN bzw. SiON realisiert, abhängig von der gewünschten Reflektivität. Diese beträgt für SiN minimal 1.5%, bei SiON 10^{-5} bis 10^{-4} . Fig. 5.10 zeigt den Vergleich der Reflektivitäten einer SiN- und einer SiON-Einfachschicht ($\lambda/4$).

Bei Verstärkern soll die eigenständige Lasertätigkeit möglichst gut unterdrückt und durch externe Rückkopplung ersetzt werden. Daher wird hier die Rückfacette mit SiON hochentspiegelt.

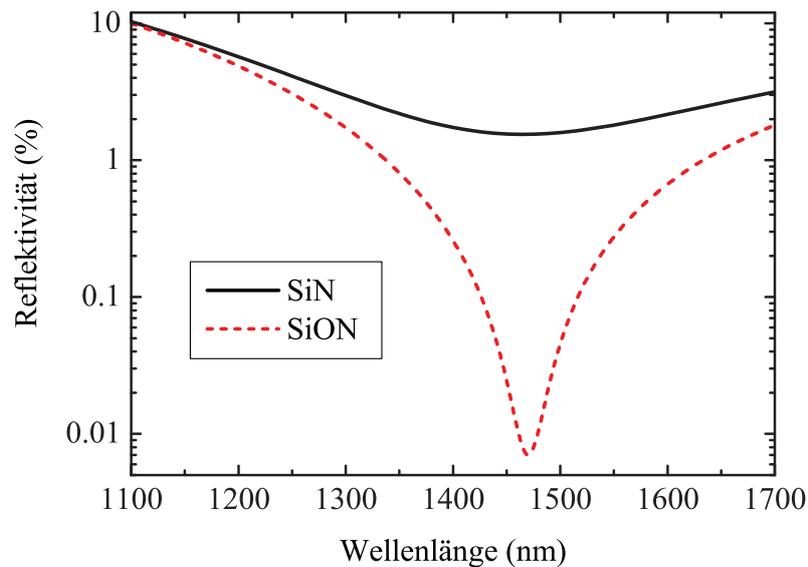


Abbildung 5.10: Reflektivität einer Laserfacette mit einer Einzelschicht SiN bzw. SiON als Antireflex-Beschichtung. Mit SiN wird im Minimum eine Reflektivität von ca. 1.5% erreicht, mit SiON liegt sie bei $\lesssim 10^{-4}$. Die errechneten Reflektivitätskurven [113] basieren auf der ellipso-metrisch bestimmten Dispersion von SiN und SiON [114, 115] sowie auf Brechzahlverläufen des Halbleitermaterials nach [87, 96, 115].

5.5 Montage

Laser aus Schnellprozessen besitzen ein nicht abgedünntes Substrat und können deswegen nicht in Einzelemitter zerlegt werden. Sie werden in Barren herausgespalten und mit der Epitaxienseite nach oben (engl. *p-side up*) auf vergoldete Kuperwärmesenken aufgelötet [37]. Als Lot wird ausgewalzter Indium-Draht verwendet. Dieser mechanische Kontakt stellt zugleich den n-seitigen elektrischen Kontakt dar. Der p-Kontakt wird erst direkt vor der Messung mit einer Nadelkarte hergestellt, wobei jeder Emitter einzeln kontaktiert und vermessen wird.

Breitstreifen- und Trapezlaser sind auf Dauerstrichbetrieb ausgelegt, wofür eine gute Wärmeabfuhr essentiell ist. Sie werden daher mit der Epitaxienseite nach unten auf Kuperwärmesenken montiert. Hierdurch muss die in der aktiven Zone erzeugte Wärme nicht über das 100 μm dicke Substrat abfließen, sondern nur über die zusammen ca. 2 μm dicken Wellenleiter- und Mantelschichten. Der n-seitige Kontakt wird über eine Goldfahne herangeführt, die über 15–20 Golddrähte (sog. Bonddrähte) mit dem Chip verbunden wird. Ein Keramikplättchen isoliert die Goldfahne elektrisch von der Wärmesenke. Abbildung 5.11 zeigt einen fertig montierten Laser.

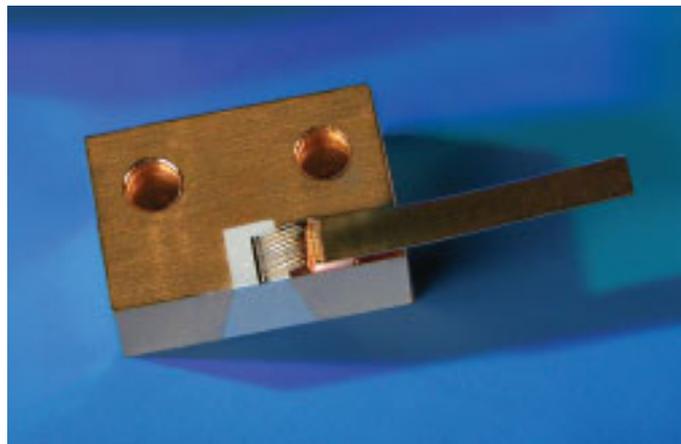


Abbildung 5.11: Montierter Diodenlaser

Kapitel 6

Experimentelle Resultate an Trapezlasern

In diesem Kapitel werden die Eigenschaften der Trapezlaser beschrieben, die auf den Entwürfen in Kapitel 3 und 4 sowie der in Kapitel 5 erläuterten Herstellung basieren.

Dabei wird zunächst untersucht, wie sich über die Vertikalstruktur Einfluss auf die Bauelementeigenschaften nehmen lässt. Nachfolgend wird eine Optimierung der Bauelementparameter vorgestellt, die auf eine maximale Brillanz des Trapezlasers abzielt. Mit einer ausführlichen Analyse der spektralen Eigenschaften zeigt Abschnitt 6.4 einen messtechnischen Zugang auf, der bei Trapezlasern bisher nicht in dieser Form verwendet wurde, aber zahlreiche Informationen über das Bauelement zur Verfügung stellt. Abschnitt 6.7 erläutert den spektral schmalbandigen Betrieb von Verstärkern in einer externen Resonator-Konfiguration, die zugleich ein Durchstimmen der Wellenlänge erlaubt. Die in Leistung und Strahlqualität erreichte hohe Qualität optimierter Trapezlaser wird abgerundet durch eine Demonstration ihrer Zuverlässigkeit (Abschnitt 6.8).

6.1 Realisierte Strukturen

6.1.1 Vertikalstrukturen

In Kapitel 4 wurden verschiedene Vertikalstrukturen vorgestellt, die anhand von Breitstreifen-Emittern aus Schnellprozessen charakterisiert wurden. Für eine Vollprozessierung als Trapezlaser wurden daraus die Varianten A (3 QWs, aktive Zone ohne Spacer-schichten), B–D (LOC-Strukturen mit 3–5 QWs) und F (3 QWs, schmaler Wellenleiter) ausgewählt. Alle diese Strukturen weisen eine errechnete Fernfeldbreite θ_{1/e^2} von $< 75^\circ$ in der Fast Axis auf.

In Kapitel 3 und 4 wurde bisher angenommen, dass die Abstrahlcharakteristik in vertikaler Richtung durch die Epitaxiestruktur bestimmt wird und nur die lateralen Strahleigenschaften von den Bauelementparametern abhängen, die während der Prozessierung festgelegt werden. Insbesondere wird damit vorausgesetzt, dass es genügt, die Vertikalstruktur

stromunabhängig auf Einmodigkeit in der Fast Axis auszulegen, um beim Bauelement eine hohe Strahlqualität bezüglich dieser Richtung zu erzielen.

Um diese Annahme beibehalten zu können, müssen drei Punkte überprüft werden:

1. Die Übereinstimmung zwischen Messung und passiver Simulation des Fast-Axis-Fernfeldprofils auch bei hohen Strömen
2. Die stromunabhängige Erhaltung der Einmodigkeit bei den LOC-basierten Strukturen, da diese nahe an der Grenze zur Mehrmodigkeit in der Fast Axis betrieben werden
3. Eine hohe Strahlqualität M_{\perp}^2 auch bei Variation F, da diese Struktur mit schmalen Wellenleitern zwar keine höheren Moden führt, aber das Profil der Grundmode vom gaußschen Verhalten deutlich abweicht (Abbildung 4.15 (b))

Abbildung 6.1 vergleicht das berechnete Fernfeld mit dem stromabhängig gemessenen am Beispiel eines Trapezlasers, der auf Struktur A basiert. Es ist eine leichte Änderung der Fernfeldbreite mit dem Strom zu beobachten. Dennoch ist die Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation sehr gut, was auch bei den anderen Strukturen beobachtet wurde.

Anhand des Fernfelds lässt sich qualitativ abschätzen, ob die Erhaltung der Einmodigkeit gewährleistet ist. Ein quantitatives Maß hierfür ist die Strahlqualität, die in der Fast Axis stromabhängig vermessen wurde. Abbildung 6.2 (a) zeigt den Verlauf von M_{\perp}^2 für einen Trapezlaser mit Vertikalstruktur C (LOC-Struktur). Mit $M_{\perp}^2 \leq 1.3$ kann der Strahl als beugungsbegrenzt angesehen werden, denn dies entspricht in etwa der messtechnischen Grenze, die aufgrund der Abbildungsfehler der in der Messanordnung verwendeten Linsen bei einem idealen Strahl erreichbar ist. Die Eigenschaften des vertikalen Wellenleiters

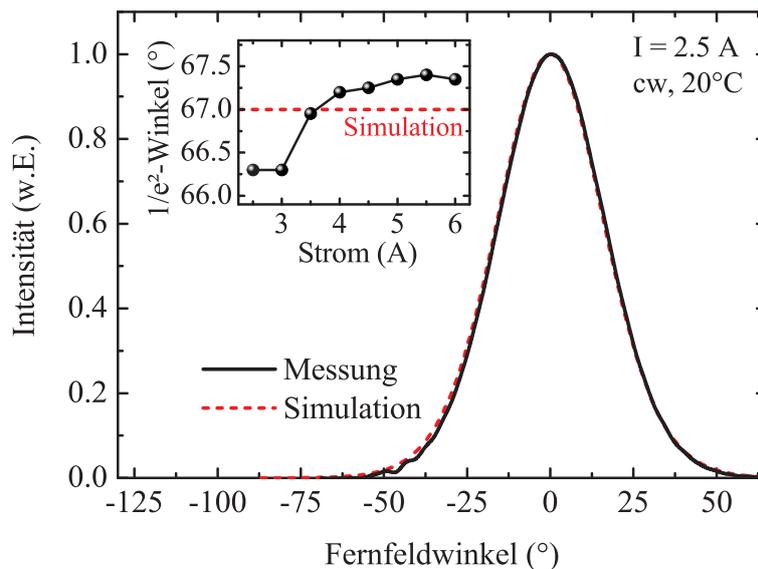


Abbildung 6.1: Vergleich des simulierten und gemessenen Fernfelds bei Trapezlasern der Struktur A. Das berechnete Fast-Axis-Fernfeld wurde mit PhotonD, d.h. ohne Berücksichtigung von Temperatur- und Ladungsträgereffekten bestimmt

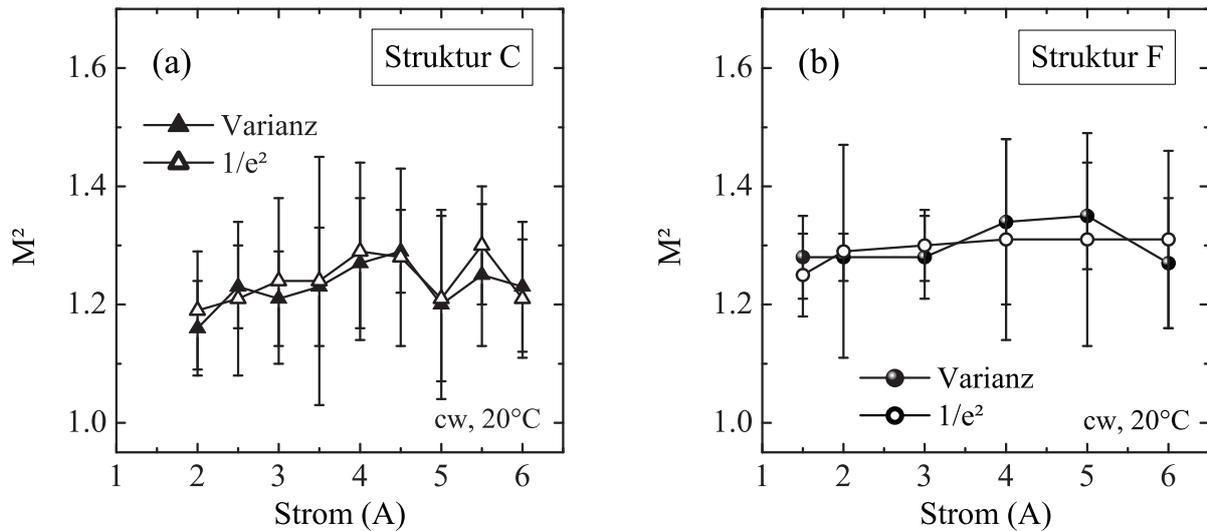


Abbildung 6.2: M^2 von Trapezlasern in der Fast Axis bei Variation C mit LOC-Struktur (a) und Variation F mit schmalen Wellenleiter (b).

bleiben bei der LOC-Struktur also auch bei höheren Strömen so weit erhalten, dass nur die Grundmode geführt wird.

Abbildung 6.2 (b) zeigt die Strahlqualität der Fast Axis bei Variation F mit schmalen Wellenleiter. Trotz der Abweichung von der gaußschen Modenform liegt auch hier beugungsbegrenztes Verhalten vor, das stromunabhängig erhalten bleibt. Vergleicht man die M^2 -Werte, die nach der Varianzmethode und $1/e^2$ -Methode ermittelt wurden (Anhang B), ist im Rahmen der Messgenauigkeit kein Unterschied erkennbar. Würde der Strahl im Fokus Nebenmaxima aufweisen, wäre der Varianz-Wert größer. Tatsächlich ist aber bezüglich der Fast Axis praktisch die gesamte optische Ausgangsleistung bei hoher Fokussierbarkeit nutzbar.

Die Annahme, dass das vertikale Abstrahlverhalten überwiegend durch die Epitaxiestructur festgelegt wird und passiv modellierbar ist, wird also durch diese Messungen am Bauelement bestätigt. Weitere Untersuchungen an Trapezlasern beschränken sich daher auf die Strahlcharakteristik in lateraler Richtung.

6.1.2 Bauelementparameter

Allen in dieser Arbeit untersuchten Trapezlasern liegt, wie in Kapitel 3 erläutert, ein Trapez-Öffnungswinkel von 6° zugrunde. Um eine weitgehende Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurde für die Rippenbreite ein konstantes Maskenmaß von $6 \mu\text{m}$ gewählt. Die tatsächliche Rippenbreite an der Oberseite des Rippenwellenleiters ergibt sich aus Maskenmaß und Unterätzung und liegt hier bei $3.5\text{--}5.5 \mu\text{m}$. Rippen- und Trapezlänge können bis maximal $1000 \mu\text{m}$ bzw. $2000 \mu\text{m}$ gewählt werden. Soweit nicht anders erwähnt, besitzt das Bauteil die Standardabmessungen von $L_R = 500 \mu\text{m}$ und $L_T = 2000 \mu\text{m}$.

Sämtliche Strukturen wurden zunächst mit einer Resonatororientierung in Richtung $\langle 01\bar{1} \rangle$, d.h. schrägen Rippenflanken, prozessiert. Dies hat zur Folge, dass die effektive Rippen-

Struktur	Ätztiefe	b_{oben}	b_{unten}	Δn_{eff}	b_n
A	1400 nm	5.0 μm	9.4 μm	0.0036	9.0 μm
B	1400 nm	5.5 μm	9.5 μm	0.0037	9.2 μm
C	1400 nm	3.5 μm	8.7 μm	0.0035	8.3 μm
D	1400 nm	3.5 μm	8.7 μm	0.0034	8.3 μm
F	1190–1400 nm	3.5–4.5 μm	9.0–9.7 μm	0.0039–0.0118	8.5–9.1 μm
F	1200–1400 nm	5.5 μm	5.5 μm	0.0041–0.0118	5.5 μm

Tabelle 6.1: Ätztiefen, Rippenbreiten an der Ober- und Unterseite, effektiver lateraler Brechungsindexsprung und FWHM-Breite des Brechungsindexprofils der untersuchten Trapezlaser. Die ersten fünf Varianten wurden mit schrägen Rippenflanken prozessiert, die letzte mit senkrechten Flanken.

breite schnell mit der Ätztiefe zunimmt und die Grenze zur Mehrmodigkeit überschreitet, bevor der Trapezbereich vollständig ausgeleuchtet wird, d.h. eine optimale Kombination bezüglich Rippenbreite und -höhe (Kapitel 3.3.3) kann hiermit noch nicht erreicht werden. Diese Variante wurde dennoch zunächst gewählt, weil sie ein selektives Ätzen der Mantelschichten bis zur oberen Wellenleiterschicht erlaubt und damit eine homogene Tiefenverteilung gewährleistet. Zudem werden wegen der schrägen Rippenflanken hohe Oberflächenintensitäten der optischen Mode vermieden. Auf diese Weise erhält man bei den LOC-basierten Strukturen relativ kleine Brechungsindexsprünge zwischen 0.0034 und 0.0037, was bei der korrespondierenden Rippenbreite gerade an der Mehrmodigkeitsgrenze liegt. Bei Variation F ist der effektive Indexsprung beim Herunterätzen bis zu den Wellenleiterschichten zu hoch, daher wurde hier eine zeitabhängige Ätzung durchgeführt. Tabelle 6.1 listet die zugehörigen Ätztiefen, Brechungsindexsprünge und effektiven Rippenbreiten b_n des Brechungsindexprofils auf.

Im nächsten Schritt wurde Variante F mit senkrechten Rippenflanken hergestellt, was eine Variation von Δn_{eff} bei konstanter effektiver Rippenbreite ermöglicht (Abschnitt 6.5.2).

Für die Entspiegelung der Austrittsfacette wurde, soweit nicht anders erwähnt, eine SiN- $\lambda/4$ -Schicht verwendet, so dass R_1 ca. 1.5% beträgt.

6.2 Variation der aktiven Zone

Anhand der Strukturen A, B, C und D lassen sich die Auswirkungen von Variationen der aktiven Zone auf die Lasereigenschaften untersuchen. Charakterisierung und Vergleich erfolgen mit Hilfe der elektrooptischen Eigenschaften und des Abstrahlverhaltens. Soweit nicht anders erwähnt, werden die Messungen im Dauerstrichbetrieb bei 20 °C Wärmesenktemperatur durchgeführt, was auch dem üblichen Betriebsmodus der Bauelemente entspricht.

6.2.1 Einfluss der Spacerschichten

Abbildung 6.3 zeigt die Strom-Leistungs-Kennlinien sowie den Leistungswirkungsgrad von Trapezlasern, die auf den Strukturvariationen A und B basieren. Das Einfügen der Spacerschichten bei Variation B führt nach den Ausführungen in Abschnitt 4.3.4 zu einer Erhöhung des Füllfaktors von 1.36% auf 1.59% und einer leichten Verbesserung der internen Quanteneffizienz. Dies äußert sich in einer um 12% verminderten Laserschwelle bei Struktur B und einem leicht verbesserten maximalen Wirkungsgrad. Die Ausgangsleistungen werden in beiden Fällen durch thermisches Überrollen begrenzt und sind im Rahmen der montagebedingten Schwankung mit 590 mW (A) bzw. 620 mW (B) vergleichbar. Struktur A zeigt im Dauerstrichbetrieb Lasertätigkeit bis 40 °C, Struktur B bis 42 °C.

Abbildung 6.4 zeigt die stromabhängigen lateralen Nah- und Fernfelder für Struktur A. Im Vergleich zum Nahfeldprofil ist die Breite der Austrittsfacette von 211 μm markiert. Die Nahfeldbreite liegt bei ca. 100 μm , d.h. ein Winkel von weniger als 3° wird innerhalb des Trapezbereichs genutzt. Bestätigt wird das durch die Fernfelddivergenz von ca. 8°, aus der sich ein Divergenzwinkel von 2.4° im Trapezbereich errechnet (Brechung an der Grenzfläche mit $n_{eff} = 3.28$).

Aus der Breite des Nahfelds lassen sich nach Gleichung 3.14 die geometrischen Verluste berechnen, so dass sich nach Gleichung 3.15 die theoretisch erreichbare Steigung der Leistungskennlinie bestimmbar ist. Man erhält eine Steigung von 0.30 W/A für Struktur A und 0.35 W/A für Struktur B. Der direkt über der Laserschwelle gemessene Wert liegt bei Struktur A ebenfalls bei 0.30 W/A, zeigt also eine gute Wärmeabfuhr in diesem Leistungsbereich an. Bei Struktur B erhält man mit 0.43 W/A einen Wert, der über dem theoretischen liegt. Gleichzeitig ist in der Kennlinie bei $I = 2$ A ein Abknickpunkt erkennbar, der auch unabhängig von der Messrichtung (zu- oder abnehmende Ströme)

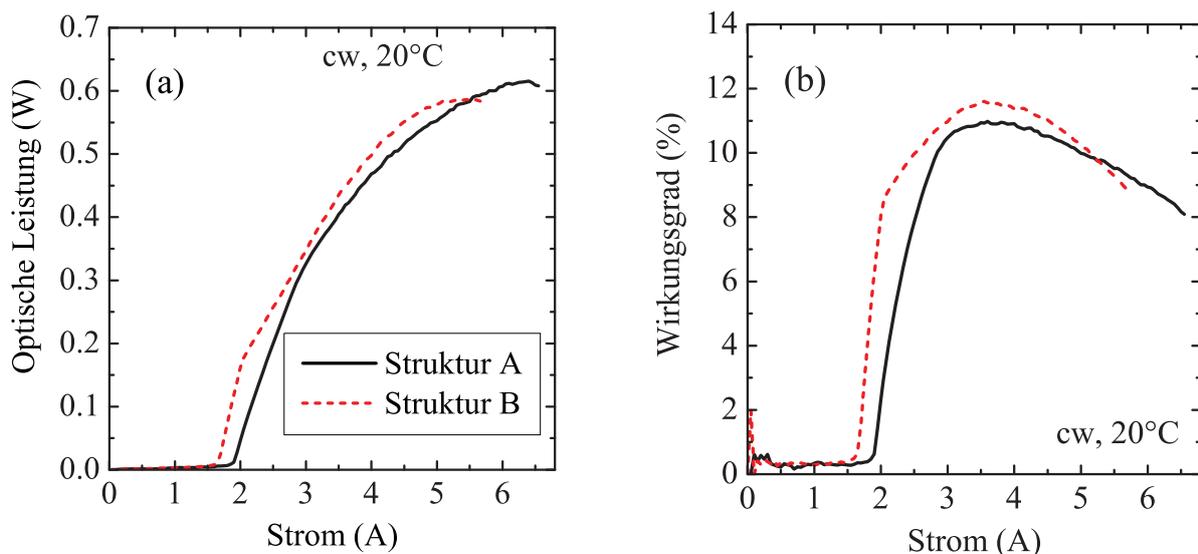


Abbildung 6.3: Strom-Leistungs-Kennlinien (a) und Leistungswirkungsgrade (b) von Trapezlasern, die auf Struktur A (3 QWs) bzw. B (3 QWs und Spacerschichten) basieren (durchgezogene bzw. gestrichelte Linien)

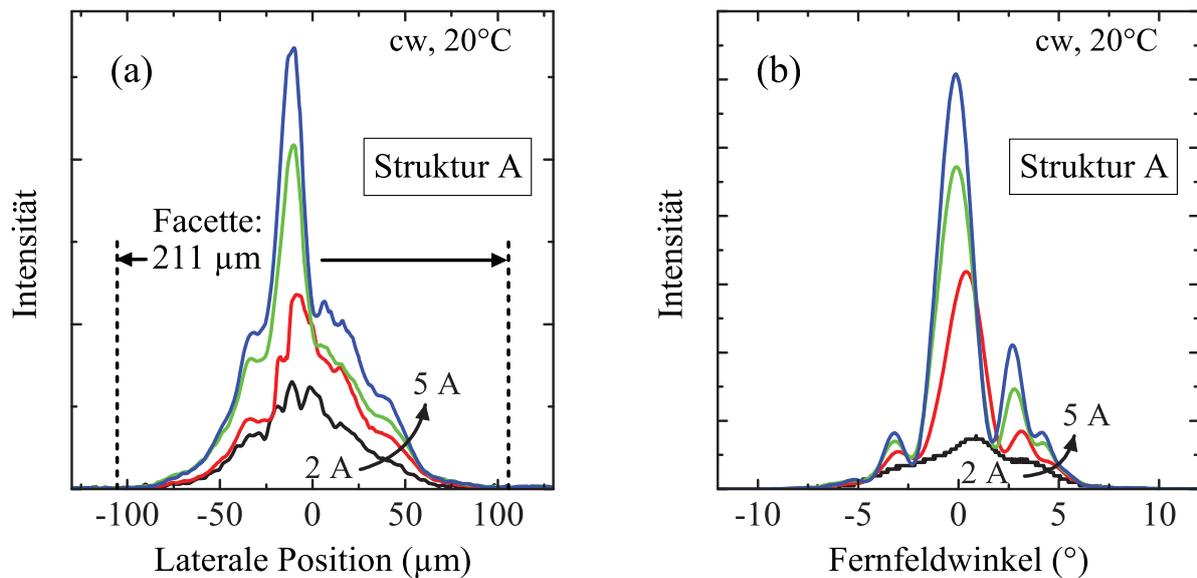


Abbildung 6.4: Stromabhängige laterale Nahfelder (a) und Fernfelder (b) eines Trapezlasers vom Typ A.

auftritt. Es ist also anzunehmen, dass hier ein Mechanismus existiert, der die Lasertätigkeit verzögert, und dass die “ungestörte“ Kennlinie ab einem Strom von 2 A erreicht wird. Dieser Effekt wurde bei sämtlichen Strukturen, aber nur einem Teil der untersuchten Bauelemente beobachtet. Die Ursache hierfür konnte bisher nicht geklärt werden; ein Zusammenhang mit anderen Kenngrößen (Nahfeld, M^2 etc.) ließ sich nicht feststellen.

Die im Vergleich zur Facettenbreite geringe Nahfeldbreite erklärt sich aus der Dimensionierung des Rippenbereichs: Der laterale Indexsprung von 0.0036 ist prinzipiell zu klein, um den Trapezbereich vollständig auszuleuchten. Spaltet man Rippenwellenleiter-Laser vom Trapezbereich ab und vermisst deren Fernfelder separat (Abbildung 6.5 (b)), erhält man Breiten von ebenfalls 8° , die konsistent sind mit der beobachteten Ausleuchtung des Trapezlasers. Ein weiterer Effekt wird deutlich bei Untersuchung der Nahfelder (Abbildung 6.5 (a)): Durch den geringen lateralen Indexsprung ist die Modenführung schwach und die Ausdehnung der Mode entsprechend groß. Ein Teil des Strahls wird daher von den Deflektorgräben blockiert. Aufgrund der Beugung entstehen Nebenmaxima im Fernfeld, die in Abbildung 6.5 (b) bei $\pm 7^\circ$ erkennbar sind. Ihre Intensität ist aber zu gering, um im Trapezbereich ausreichend verstärkt zu werden, daher sind sie weder im Nah- noch im Fernfeld des Trapezlasers zu beobachten.

Trapezlasers vom Typ B zeigen bei Strömen von 2–5 A im Nah- und Fernfeld ein ähnliches Verhalten wie Typ A. Unterschiede aufgrund des höheren Füllfaktors sind soweit nur in den elektrooptischen Eigenschaften feststellbar. Quantitativ genauere Aussagen erhält man durch eine Untersuchung der lateralen Strahlqualität (Abbildung 6.6). Bei Strömen bis zu 5 A verhält sich auch der Strahlparameter M^2 vergleichbar. Legt man die $1/e^2$ -Methode zugrunde, sind die Werte in beiden Fällen nahezu beugungsbegrenzt. Struktur B zeigt jedoch, anders als Struktur A, bei höheren Strömen eine starke Zunahme von M^2 . Dieser Effekt, der durch eine ausgeprägte Filamentierung des Strahls verursacht wird, wird auch bei GaAs-basierten Trapezlasern beobachtet [22].

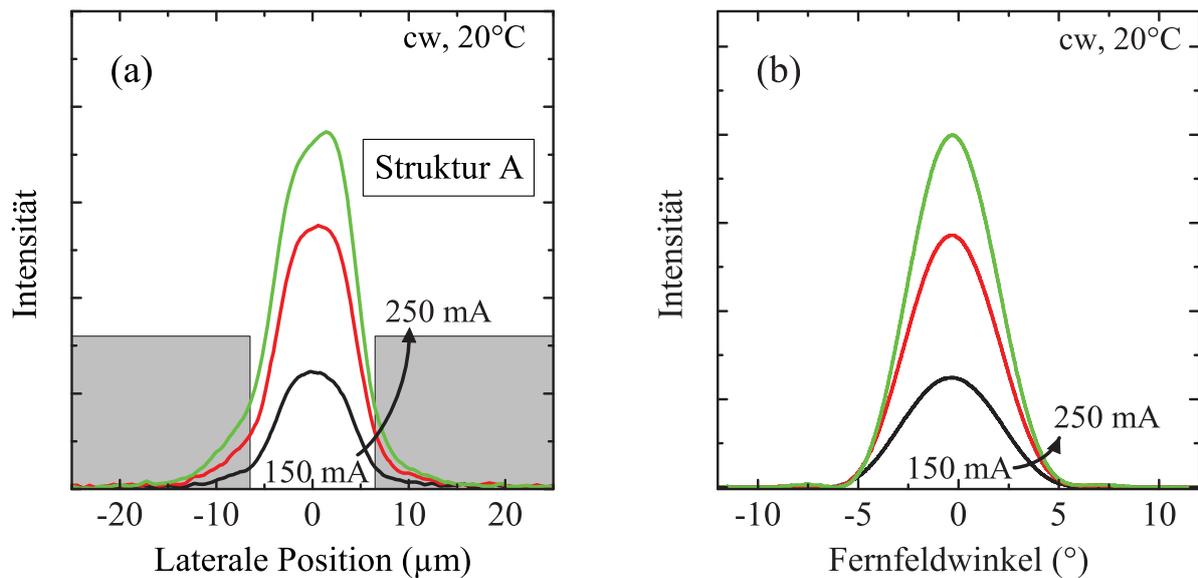


Abbildung 6.5: Nahfelder (a) und Fernfelder (b) eines 900 μm langen Rippenwellenleiter-Lasers, der vom Trapezbereich abgespalten wurde. Die grau unterlegten Bereiche in (a) markieren die Deflektorgräben.

Variation A zeigt dagegen bei hohen Strömen sogar wieder eine leichte Verbesserung der Strahlqualität. Dieses Verhalten ist als eher untypisch einzuordnen, wurde aber bei allen Lasern dieses Typs beobachtet. Eine mögliche Erklärung ist, dass der niedrige modale Gewinn in Verbindung mit der Aufheizung des Bauelements hier einen Zusammenbruch der Strahlqualität verhindert, wie schematisch in Abbildung 6.7 dargestellt ist: Bei höheren Strömen treten höhere Ladungsträgerfluktuationen auf. Zugleich verschiebt sich aber die

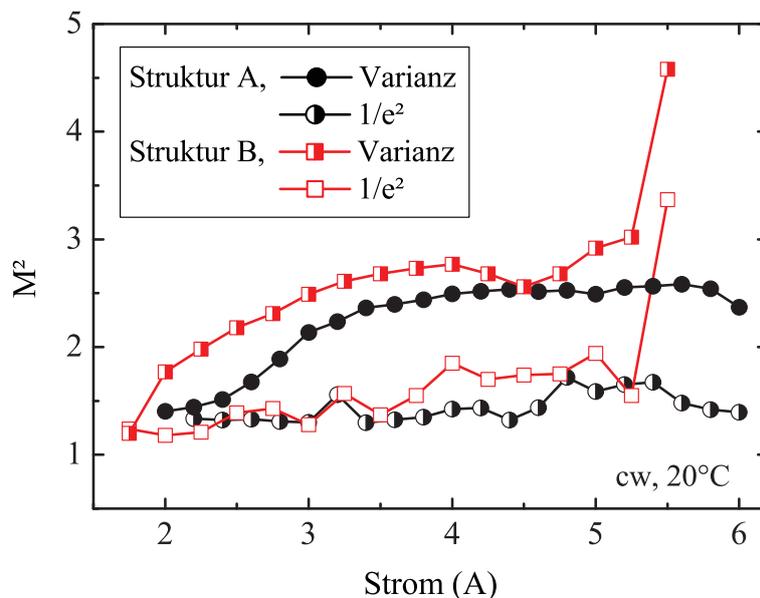


Abbildung 6.6: Stromabhängiger Strahlparameter M^2 bei Trapezlasern vom Typ A und B. Die Daten stammen von einzelnen Lasern, sind aber exemplarisch für das Verhalten des jeweiligen Lasertyps.

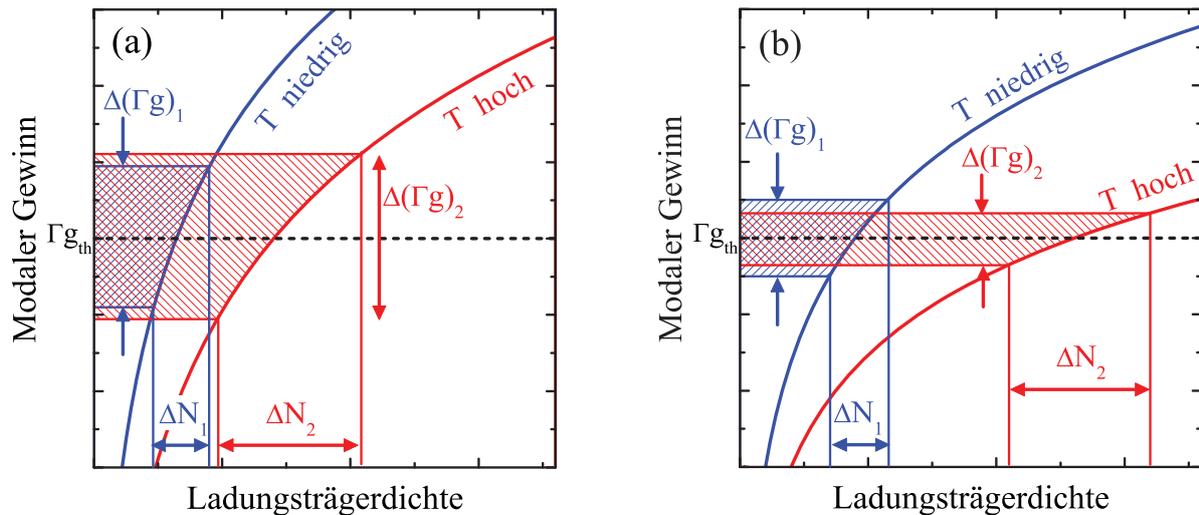


Abbildung 6.7: Gewinnfluktuationen bei niedrigen und hohen Strömen/Temperaturen. (a) zeigt das Verhalten eines Lasers mit hohem Füllfaktor, (b) das eines Lasers mit niedrigem Füllfaktor. Zur Vereinfachung wurden hier temperaturunabhängige Verluste angenommen, so dass der modale Gewinn an der Schwelle, $\Gamma_{g_{th}}$, konstant bleibt.

Gewinnkurve (der Gewinnparameter sinkt, die Transparenzladungsträgerdichte steigt), da wegen der erhöhten Verlustleistung die Temperatur steigt. Im Falle eines Lasers mit hohem Füllfaktor (Abbildung 6.7 (a)) ist diese Verschiebung aber nicht dominant, d.h. die höhere Ladungsträgerfluktuation ΔN_2 bei höheren Strömen führt auch zu einer stärkeren Gewinnfluktuation als bei niedrigen Strömen ($\Delta(\Gamma g)_2 > \Delta(\Gamma g)_1$). Bei einem Laser mit niedrigem Füllfaktor (Abbildung 6.7 (b)) kann dagegen der Temperatureffekt überwiegen: Trotz höherer Ladungsträgerfluktuationen sinkt durch die Aufheizung des Bauelements der differentielle Gewinn an der Schwelle so stark, dass die resultierenden Gewinnfluktuationen kleiner werden. Damit werden auch Brechungsindexschwankungen vermindert, die Filamentierungsneigung nimmt mit höherem Strom ab, und die Strahlqualität verbessert sich. Dieser Effekt, der den Zusammenbruch der Strahlqualität verhindert, sollte eher bei großer Temperaturempfindlichkeit des Materials und Strukturen mit kleinem Füllfaktor auftreten, was mit den Beobachtungen hier übereinstimmt.

6.2.2 Variation der Quantenfilmzahl

Variation B, C und D basieren allesamt auf einer LOC-Struktur und unterscheiden sich nur in der Anzahl ihrer Quantenfilme (3–5). Abbildung 6.8 vergleicht Leistungsdaten und Wirkungsgrade der zugehörigen Trapezlaser. Die Verwendung von 4 QWs bei Struktur C senkt die Schwelle im Vergleich zu Struktur B um 13%, die Kennlinie wird kaum noch thermisch beeinflusst, und der maximale Wirkungsgrad steigt von knapp 12% auf 16%. Die erreichbare optische Ausgangsleistung wird im Vergleich zu Struktur B etwa verdoppelt. Die Hinzunahme eines weiteren QWs (Struktur D) ändert die Maximalleistung nicht mehr, führt aber zu einer Zunahme des Schwellenstroms und damit zu einer Abnahme des maximalen Wirkungsgrads auf etwa 15%. Die Maximalleistung ist bei Struktur C und D durch reversible Einbrüche in der Kennlinie begrenzt.

Damit bestätigen sich die Vorhersagen aus Kapitel 4.3.5: Trapezlaser vom Typ B werden (ebenso wie Typ A) wegen ihres niedrigen Füllfaktors in der Gewinnsättigung betrieben. Ihr Schwellenstrom ist damit – obwohl nur drei Quantenfilme gepumpt werden müssen – höher als bei Typ C. Zudem sind sie sehr empfindlich gegenüber Selbstaufheizung, so dass die Leistungskennlinie schon bei optischen Leistungen von 600 mW durch thermisches Überrollen begrenzt wird. Vier QWs sind bei den hier gewählten Schichtdicken optimal. Ein weiterer Quantenfilm erhöht die Laserschwelle, da er zusätzlich bis zur Transparenz gepumpt werden muss.

Im cw-Betrieb liegt die maximale Betriebstemperatur von Struktur B, C und D bei 42 °C, 58 °C und 55 °C. Damit bestätigen sich die Tendenzen, die aus der T_0 -Messung der Schnellprozess-Emitter zu erkennen sind ($T_0 = 48$ K/ 60 K/ 58 K): Die große Temperaturempfindlichkeit von Struktur B ist durch die Gewinnsättigung bedingt. Ist diese nicht mehr der limitierende Faktor (ab 4 QWs), lässt sich durch Hinzunahme weiterer Quantenfilme (Struktur D) keine Verbesserung mehr erzielen.

Abbildung 6.9 vergleicht die Nah- und Fernfelder der drei Strukturvariationen. Die Nahfeldbreite nimmt mit der Anzahl der Quantenfilme zu, ebenso der Anteil der Nebenmaxima im Fernfeld. Die Breite des Fernfelds vergrößert sich dagegen kaum. Sie ist in allen Fällen deutlich kleiner als die theoretische Breite von ca. 20 °, die einem voll ausgestrahlten Trapezbereich entsprechen würde, obwohl das Nahfeld bei Struktur D die Facettenbreite von 211 μm fast vollständig ausfüllt. Nach den Betrachtungen in Kapitel 3.3 wird die Fernfeldbreite weitgehend vom Rippenbereich festgelegt, das Nahfeldprofil dagegen resultiert auch aus der Verstärkung im Trapezbereich. Zwar besitzt Struktur B eine etwas geringere effektive Rippenbreite als Struktur C und D (Tabelle 6.1), aber wegen des geringen Brechungsindexsprungs ändert dies den Abstrahlwinkel kaum ($< 0.2^\circ$). Es ist also davon auszugehen, dass die Änderung des Füllfaktors mit den resultierenden Auswirkungen im Trapezbereich hier den dominanten Einfluss darstellt.

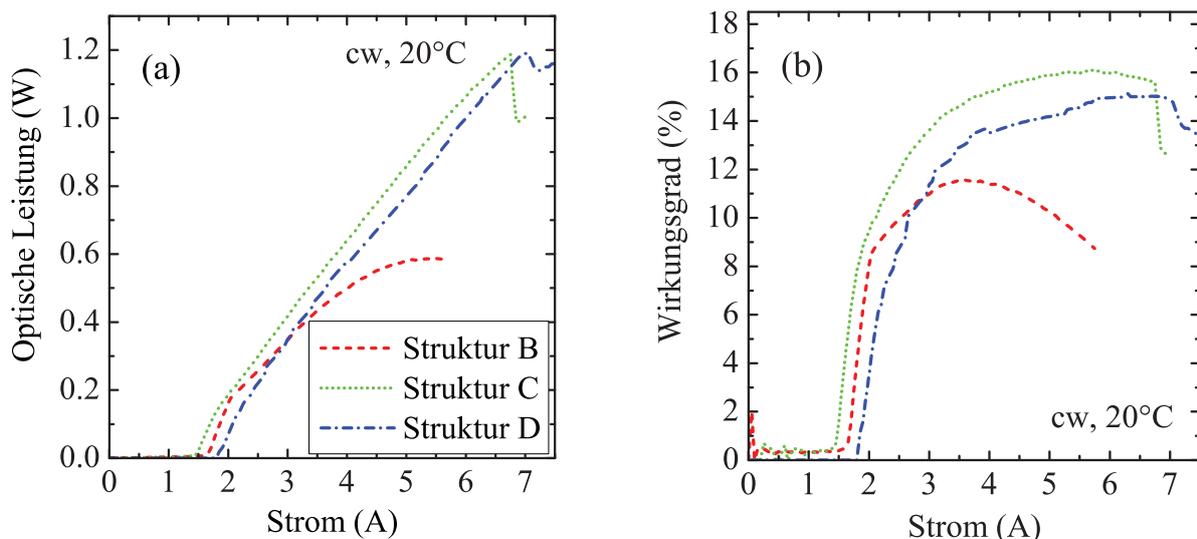


Abbildung 6.8: Strom-Leistungs-Kennlinien (a) und Wirkungsgrade (b) von Trapezlasern mit drei, vier und fünf Quantenfilmen (Struktur B, C und D).

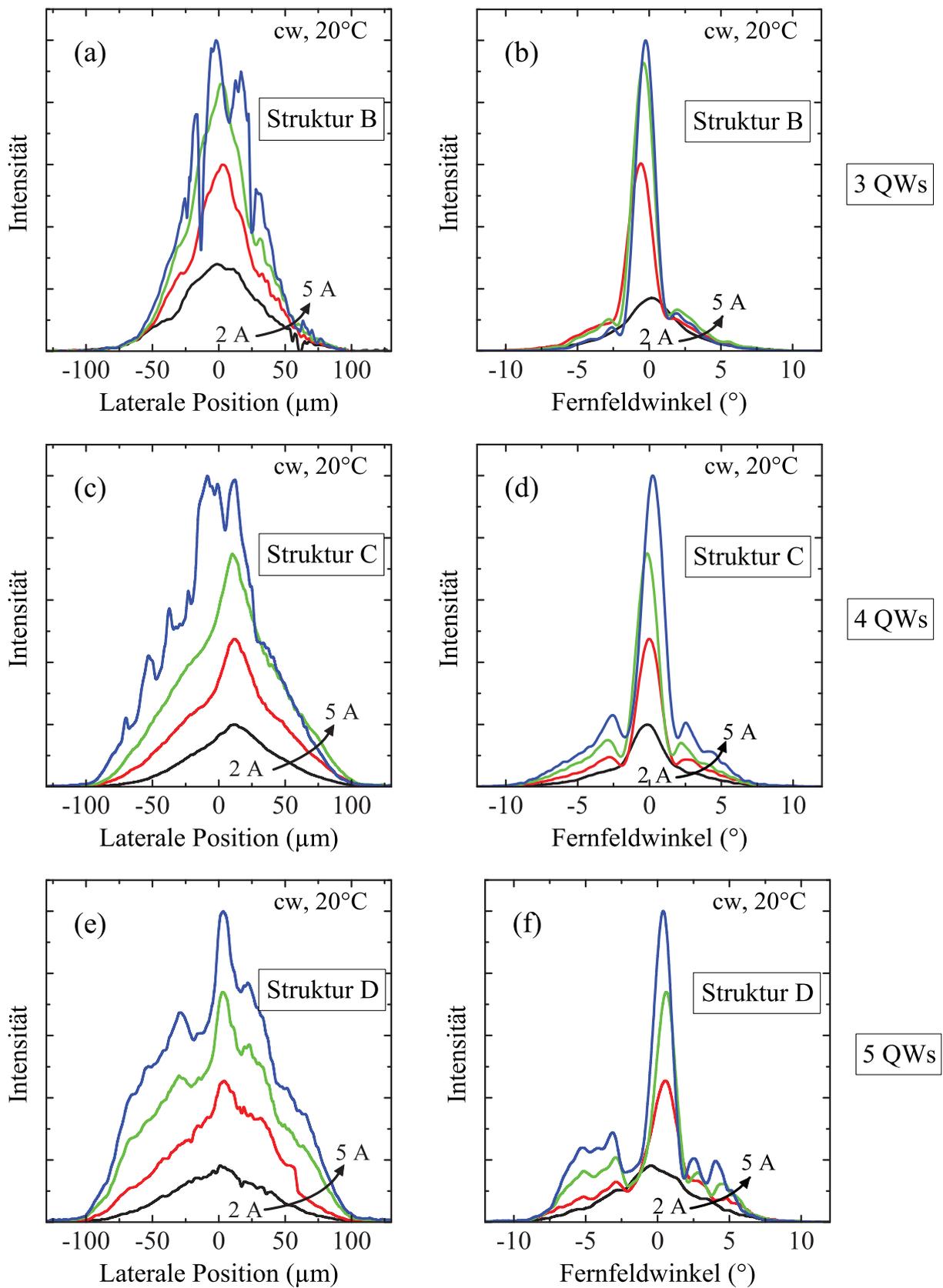


Abbildung 6.9: Nah- und Fernfelder von Lasern mit 3–5 QWs.

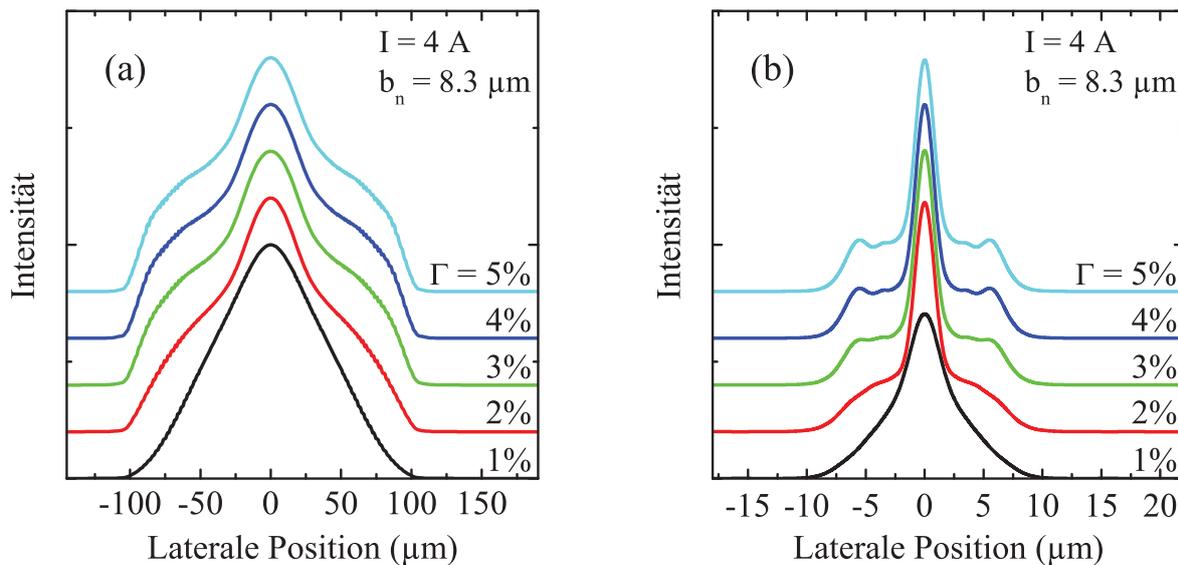


Abbildung 6.10: Simulierte Nahfelder (a) und Fernfelder (b) bei Variation des Füllfaktors. Die Dicke der aktiven Zone wurde mit Γ hochskaliert. Die übrigen Simulationsparameter basieren auf Strukturvariation D.

Deutlich wird dies anhand einer Simulation von Nah- und Fernfeldern, bei der der Füllfaktor über einen größeren Bereich (1–5%) variiert wird und sämtliche anderen Parameter konstant bei den Werten von Struktur D gehalten werden (Abbildung 6.10). Bei kleinen Füllfaktoren dominiert im Strahlprofil der Einfluss des Rippenwellenleiters, der den Trapezwinkel nur teilweise ausfüllt. Mit zunehmendem Γ steigt der differentielle Gewinn. Dadurch tritt in den Randbereichen des Trapezes, die wegen der dort geringen Modenintensität eine hohe Ladungsträgerkonzentration aufweisen, eine hohe Verstärkung auf. Je höher der Füllfaktor, desto mehr kann Licht in den Randbereichen an Leistung “aufholen“ im Vergleich zum Mittelbereich. Das lässt aber auch erwarten, dass in den Randbereichen des Strahls ein erhöhter ASE-Anteil vorliegt. Abschnitt 6.4.1 geht hierauf genauer ein.

Abbildung 6.11 vergleicht die Strahlqualität in Abhängigkeit der Stromstärke (a) und der optischen Leistung (b) für drei typische Trapezlaser mit Vertikalstruktur B–D. In allen Fällen ist ein rascher Anstieg vom beugungsbegrenzten Verhalten auf Werte um 2.5–3 zu beobachten. Über weite Strom- bzw. Leistungsbereiche bewegt sich M^2 auf einem Plateau, bevor bei Leistungen oberhalb von 1 W die Strahlqualität zusammenbricht. Nur bei Struktur B wird dieser Punkt wegen der oben ausgeführten Beschränkungen früher erreicht. $M^2(I)$ ist bei Variation C und D im Rahmen der Messgenauigkeit vergleichbar.

Der Zusammenbruch der Strahlqualität tritt bei demselben Strom auf, bei dem auch der reversible Einbruch in der Strom-Leistungs-Kennlinie zu beobachten ist. Dies ist auf die einsetzende Filamentierung zurückführbar: In Bereichen mit hoher Modenintensität sinkt die Verstärkung, in Bereichen niedriger Intensität treten hohe Ladungsträgerdichten auf, was erhöhte Verluste durch nichtstrahlende Rekombination nach sich zieht. Beides führt zu einem verminderten elektrooptischen Wirkungsgrad und dem beobachteten Einbruch in der optischen Ausgangsleistung.

Bei der praktischen Verwendung von Trapezlasern ist der Astigmatismus ein weiterer wichtiger Parameter, da er für die Auslegung eines nachfolgenden Linsensystems bekannt

sein muss. Er wurde nach der in Anhang B beschriebenen Methode bestimmt. Abbildung 6.12 (a) zeigt den stromabhängigen Verlauf des Astigmatismus bei Trapezlasern mit drei, vier und fünf Quantenfilmen. Er beträgt knapp oberhalb der Schwelle 550–600 μm und liegt damit in der Nähe des Wertes, den man nach Gleichung 3.17 erwarten würde ($d = L_T/n_{eff} \approx 600 \mu\text{m}$). Die Verschiebung der virtuellen Strahltaile mit dem Strom beträgt je nach Struktur 150–300 μm . Sie ist damit zu hoch, um aus einer homogenen Verringerung des Brechungsindex zu resultieren. Die Ursache ist also eher in einer lateralen Linsenbildung zu suchen, die sowohl aus der Temperatur- als auch aus der Ladungsträgerverteilung folgen kann.

Der Vergleich einer cw- und einer gepulsten Messung (Abbildung 6.12 (b)) zeigt, dass hier der Einfluss der Ladungsträger dominant ist. Ihre zunehmende Konzentration in den Randbereichen verursacht dort ein Absinken des Brechungsindex. Der Trapezbereich wirkt daher auf die durchlaufende Mode als konvexe Linse und lässt die virtuelle Strahltaile in Richtung Rippenende wandern.

Neben dem stromabhängigen Anstieg des Astigmatismus lassen sich auch strukturabhängige Unterschiede beobachten: Die Änderung über dem Strom fällt mit zunehmender Anzahl der Quantenfilme geringer aus. Dieses Verhalten kann ebenfalls auf die Ladungsträgerabhängigkeit zurückgeführt werden: Je höher die Anzahl der QWs, desto weniger muss jeder einzelne zum optischen Gewinn beisteuern. Die Bandauffüllung im Topf ist geringer, wodurch die thermische Reemission und die Besetzung der Barrierenzustände auch niedriger ausfallen. Damit ändert sich der effektive Brechungsindex bei Struktur D stromabhängig am wenigsten, und die Astigmatismus-Änderung fällt am niedrigsten aus.

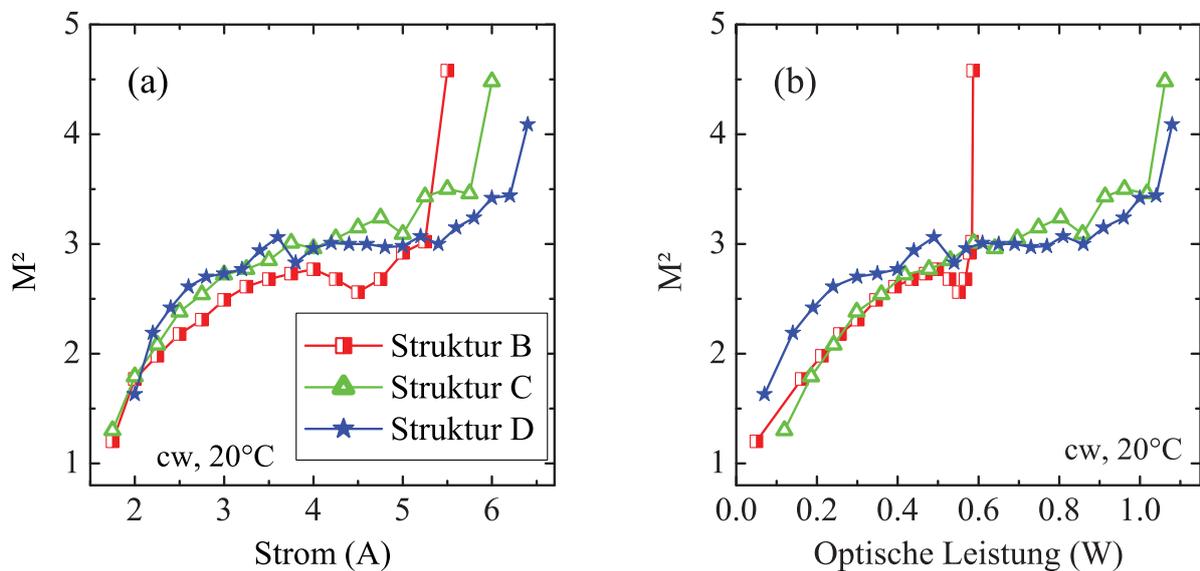


Abbildung 6.11: Strahlparameter M^2 (Varianz-Wert) bei Lasern mit drei, vier und fünf Quantenfilmen, aufgetragen als Funktion des Stroms und der optischen Leistung.

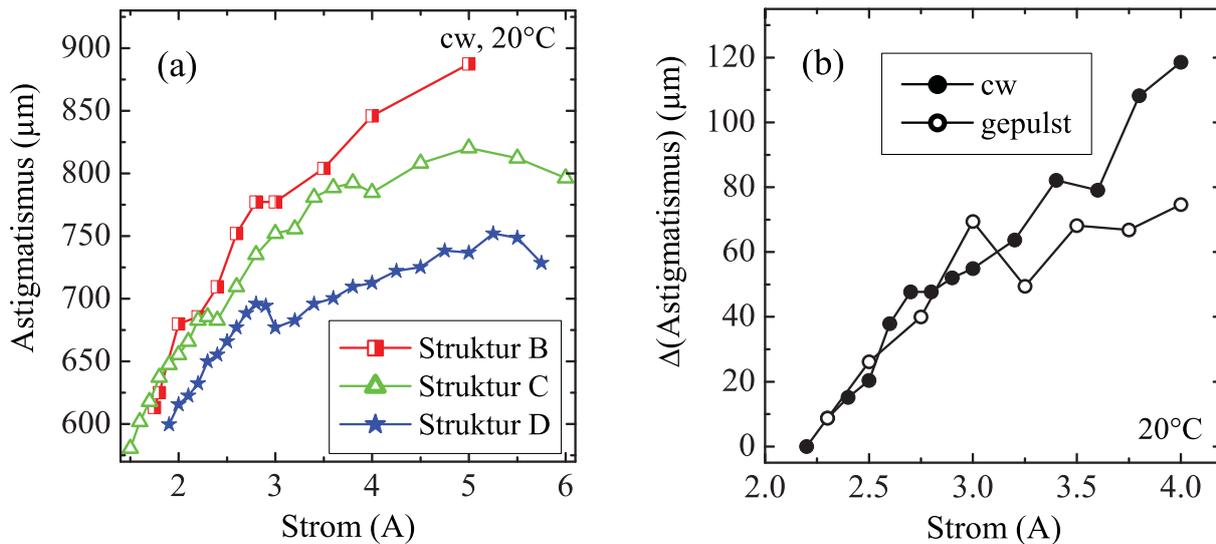


Abbildung 6.12: Links: Stromabhängiger Verlauf des Astigmatismus bei Trapezlasern mit Vertikalstruktur B, C und D. Rechts: Vergleich zwischen cw- und Pulsbetrieb. Die Messung wurde mit einer Pulslänge von $5 \mu\text{s}$ und 5% Tastverhältnis an einem Laser vom Typ A durchgeführt.

6.3 Wellenleitervariation

Bei Verwendung einer LOC-Struktur führen vier Quantenfilme mit $\Gamma = 2.21\%$ zu einem elektrooptisch optimierten Bauelement. Mit Hilfe eines schmalen Wellenleiters (Struktur F) lässt sich der Füllfaktor auch mit drei QWs auf einen ähnlichen Wert ($\Gamma = 2.35\%$) erhöhen. Die daraus resultierenden Leistungs- und Effizienzdaten sind in Abbildung 6.13 dargestellt, wobei die Kenndaten der optimierten LOC-Strukturvariante C zum Vergleich aufgetragen sind.

Durch die hohe interne Quanteneffizienz ($\eta_i = 96\%$) und die kleinere QW-Anzahl bei Struktur F kann die Schwelle im Vergleich zu Struktur C nochmals um 20% gesenkt werden. Die erreichbare optische Ausgangsleistung steigt auf 1.6 W, und der maximale Leistungswirkungsgrad nimmt von 16% auf über 22% zu. Im cw-Betrieb wird Lasertätigkeit bis 70°C beobachtet. Dies stellt eine deutliche Verbesserung zu den LOC-Strukturen dar, obwohl T_0 mit 56 K etwas niedriger liegt als bei Struktur C und D (60 K bzw. 58 K). Die Unterschiede in der Maximaltemperatur gehen auf die Dickenunterschiede in den Epitaxieschichten zurück: Bei p-side-down-Montage fließt die in der aktiven Zone erzeugte Wärme über die p-seitige Wellenleiter-, Mantel- und Kontaktschicht ab. Zum einen ist die Gesamtdicke dieser Schichten bei Struktur F um 300 nm geringer. Entscheidend ist aber die geringere Dicke des quaternären Wellenleiters (p-seitig rund 100 nm statt 700 nm), da dessen thermischer Widerstand etwa zehnmal so groß ist wie der von InP [57]. Auch der bessere Wirkungsgrad trägt zur Temperaturstabilität bei. Insgesamt ist also im cw-Betrieb bei gleichem Strom die Betriebstemperatur der aktiven Zone bei Struktur F geringer als bei den LOC-Strukturen. Abschnitt 6.4.1 geht hierauf noch genauer ein.

Die Rippenhöhe bei Lasern mit Vertikalstruktur F variiert um mehrere 100 nm, da hier bei der Rippenstrukturierung auf eine Ätzstop-Schicht verzichtet wurde (Tabelle 6.1). Daraus

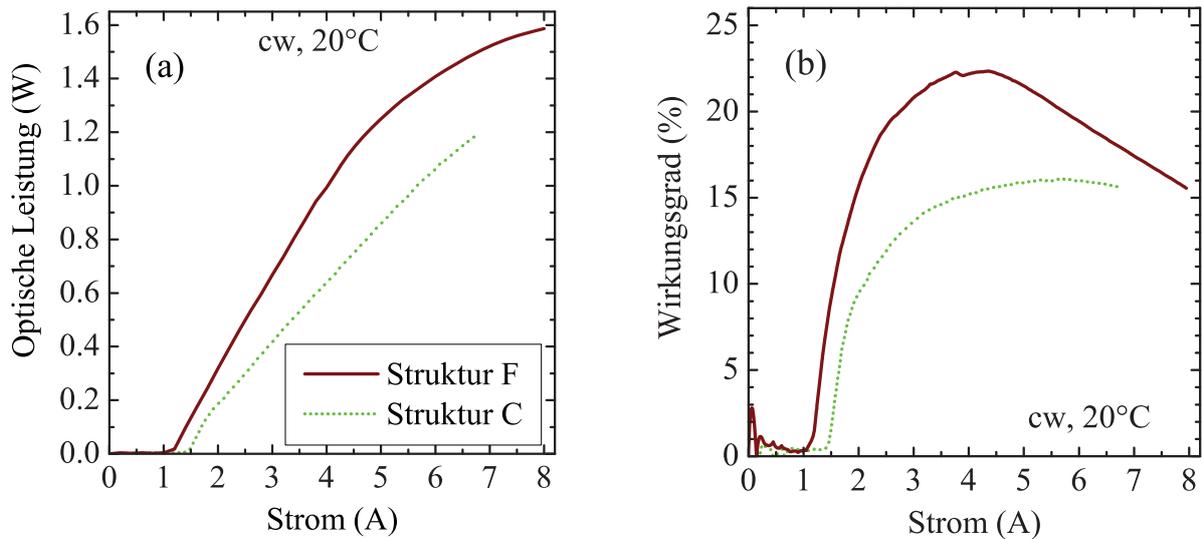


Abbildung 6.13: Optische Ausgangsleistung (a) und Leistungswirkungsgrad (b) bei Struktur F mit schmalen Wellenleitern und bei der optimierten LOC-Struktur C.

resultieren Brechungsindexsprünge zwischen 0.0039 und 0.012. Mit den zugehörigen effektiven Rippenbreiten von 8.5–9.1 μm sollte damit ein Teil der Bauelemente gerade noch lateral einmodig, ein anderer mehrmodig im Rippenbereich sein (vgl. Abbildung 3.4).

Dieser Effekt lässt sich deutlich im Fernfeld beobachten (Abbildung 6.14): Laser mit geringem Brechungsindexsprung zeigen ein ähnliches Abstrahlverhalten wie Struktur C und D, deren Δn_{eff} vergleichbar ist. Bei einem Wert von 0.0118 (Abbildung 6.14 (b)) führt der Rippenbereich die nächsthöhere Lateralmode, die den Verlauf des Fernfelds dominiert.

Abbildung 6.15 vergleicht die Strahlqualitäten der beiden Trapezlaser, wobei als Referenz wieder Struktur C verwendet wurde. Laser vom Typ F, die zu Typ C vergleichbare Rippenwellenleiter besitzen, erreichen bei niedrigen bis mittleren Strömen deutlich

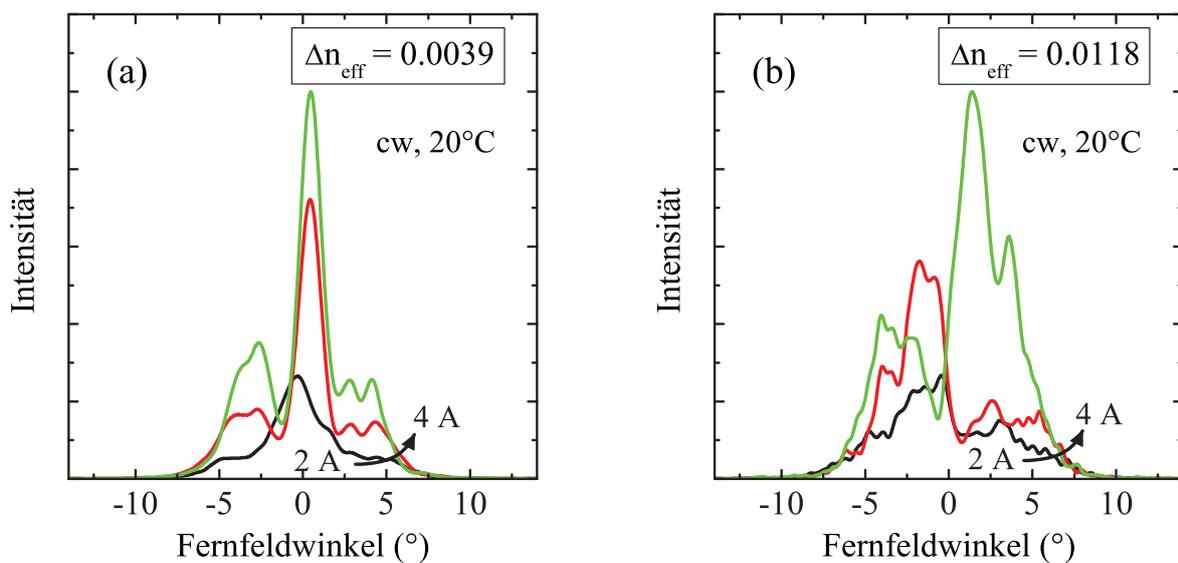


Abbildung 6.14: Stromabhängige Fernfelder von Trapezlasern mit unterschiedlichem Brechungsindexsprung Δn_{eff} im Rippenbereich.

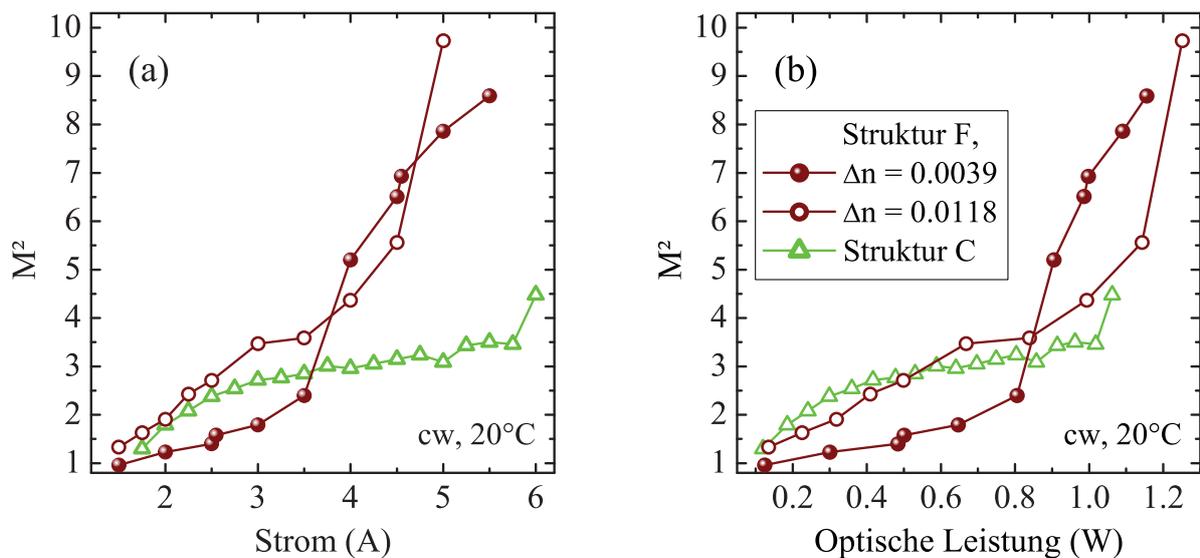


Abbildung 6.15: M^2 (Varianz-Wert) als Funktion des Stroms und der optischen Ausgangsleistung bei Trapezlasern mit Vertikalstruktur F und unterschiedlichen Brechungsindexsprüngen. Zum Vergleich ist die elektrooptisch optimierte LOC-Struktur C aufgeführt.

bessere M^2 -Werte. Allerdings tritt der Zusammenbruch der Strahlqualität auch schon bei geringeren Strömen um 4 A auf. Während der abrupte Anstieg von M^2 eine Folge der Strahlfilamentierung ist, äußert sich die Mehrmodigkeit des Rippenwellenleiters auch schon in kleinen Strombereichen. Bei $\Delta n_{eff} = 0.0118$ wird die Strahlqualität bis etwa 3.5 A durch die höhere Mode deutlich verschlechtert im Vergleich zum einmodigen Laser. Ab 4.5–5 A wird die Filamentierung zum dominanten Einfluss, was auch bei dieser Kurve zum Abknicken nach oben führt.

Um ein Urteil über die Brauchbarkeit der bisher untersuchten Strukturvarianten zu erhalten, benötigt man noch eine Aussage über die erzielbaren optischen Leistungsdichten. Dazu ist in Abbildung 6.16 vergleichend für alle bisher betrachteten Strukturen die Brillanz als Funktion des Stroms aufgetragen. Auffällig ist, dass sich sämtliche LOC-basierten Bauelemente qualitativ ähnlich verhalten, auch wenn Struktur A und B durch ihre geringere Ausgangsleistung in der Brillanz limitiert sind. Struktur F profitiert von den besten elektrooptischen Kenndaten und erreicht dadurch höhere Brillanzen als alle LOC-Strukturen. Zudem liegt das Maximum bei einem nur halb so hohen Strom. Es ist zu erwarten, dass Struktur F noch Potenzial zu höheren Brillanzen besitzt, falls sich der Punkt, an dem die Filamentierung einsetzt, zu höheren Strömen hin verschieben lässt. Abschnitt 6.5.2 und 6.9 befassen sich mit Möglichkeiten, wie das erreicht werden kann.

Fazit

Beim elektrooptischen Verhalten der Trapezlaser bestätigen sich die Voraussagen aus den Schnellprozessen: Füllfaktoren $> 2\%$ sind notwendig, um die Verluste des Trapezlasers zu kompensieren und hohe Leistungen > 1 W zu erzielen. Dabei zeigt unter den LOC-basierten Strukturen die mit vier Quantenfilmen den besten Leistungswirkungsgrad von 16%. Die Verwendung einer Struktur mit schmalen Wellenleitern führt nochmals zu einer Verbesserung von

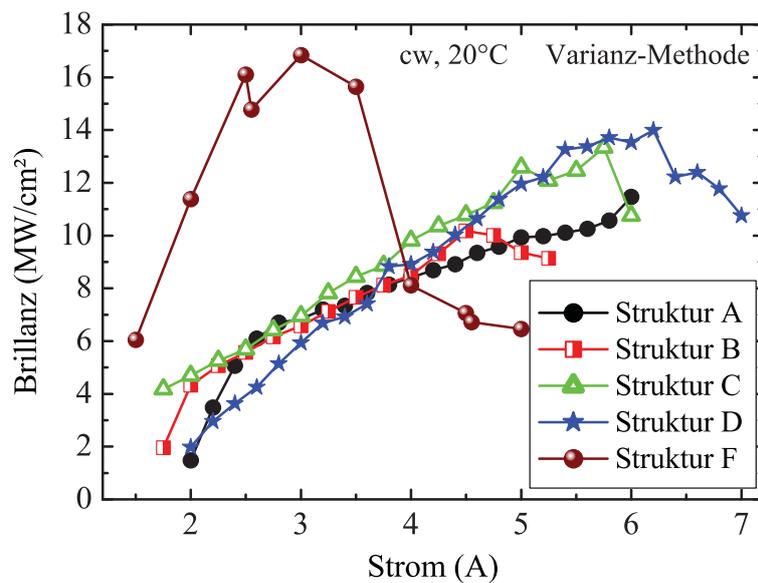


Abbildung 6.16: Brillanz als Funktion des Stroms für die bisher betrachteten Trapezlaservariationen. Die Werte für Struktur F gelten bei einmodigem Rippenbereich. In die Brillanz geht hier der Varianz-Wert von M^2 ein, man erhält also eine konservative Abschätzung für die erreichbaren Leistungsdichten.

Laserschwelle und Kennliniensteigung und liefert mit Abstand die besten elektrooptischen Kenndaten ($I_{th} = 1.2$ A, $P_{max} = 1.6$ W, $\eta_{max} = 22\%$). Ebenso ist die maximale Brillanz mit 17 MW/cm² etwas höher als bei den LOC-Strukturen (bis zu 14 MW/cm²).

Insgesamt wird die laterale Strahlcharakteristik bei allen bisher betrachteten Lasertypen noch durch die fehlende Anpassung zwischen Rippenwellenleiter und Trapezbereich beeinflusst. Um das tatsächliche Potenzial einer Struktur auszuwerten, muss also die Rippenhöhe und -breite optimiert werden, was auch eine Änderung des Winkels der Rippenflanken beinhaltet.

6.4 Spektrale Eigenschaften

Trapezlasern mit der hier verwendeten Resonatorgeometrie besitzen keinen Mechanismus zur longitudinalen Modenselektion. Sie sind daher mehrmodig und weisen zudem ein zeitlich instabiles Spektrum auf. Einer Untersuchung ihrer spektralen Eigenschaften wird bei der Charakterisierung meistens wenig Platz eingeräumt.

Dieser Abschnitt soll an exemplarischen Untersuchungen demonstrieren, dass eine ausführliche spektrale Analyse dennoch sinnvoll sein kann. Strom-, temperatur- und ortsabhängige Messungen können zusätzliche Informationen liefern, die das beobachtete elektrooptische Verhalten und die lateralen Strahleigenschaften verständlich machen. Neben den Ergebnissen steht in diesem Abschnitt also der für Trapezlaser neue messtechnische Ansatz im Vordergrund.

Struktur	Wellenlänge	$\Delta\lambda$ (3 dB)	$\Delta\lambda$ (10 dB)
A	1496 nm	3.7 nm	5.4 nm
B	1455 nm	2.6 nm	5.5 nm
C	1488 nm	1.7 nm	9.9 nm
D	1467 nm	1.8 nm	5.6 nm
F	1466 nm	6.1 nm	9.4 nm

Tabelle 6.2: Wellenlängen, spektrale 3 dB-Breiten und 10 dB-Breiten der hier untersuchten Trapezlaser-Typen. Alle Werte wurden bei einem Strom von 4 A bestimmt und sind über mehrere Bauelemente gemittelt.

6.4.1 Trapezlaserspektren

Die bisher untersuchten Strukturen sind nominell auf eine Wellenlänge von 1480 nm ausgelegt. Tatsächlich stand das genaue Einhalten dieser Wellenlänge aber nicht im Vordergrund, so dass auf eine exakte Anpassung verzichtet wurde. Tabelle 6.2 gibt eine Übersicht über die Wellenlängen und Bandbreiten, die bei einem Strom von 4 A als typischem Arbeitspunkt gemessen wurden.

Daneben zeigen die Spektren stromabhängig mehrere Eigenheiten, die mit dem Aufbau des Bauelements zusammenhängen. Exemplarisch sind in Abbildung 6.17 die Spektren eines Lasers mit Vertikalstruktur F dargestellt. Typischerweise lässt sich das stromabhängige Verhalten in zwei Bereiche unterteilen: Bei niedrigen bis mittleren Strömen beobachtet man zum einen eine ausgeprägte Modenstruktur, wie sie im vergrößerten Ausschnitt in Abbildung 6.17 sichtbar ist. Zum anderen verschiebt sich das Spektrum mit dem Strom

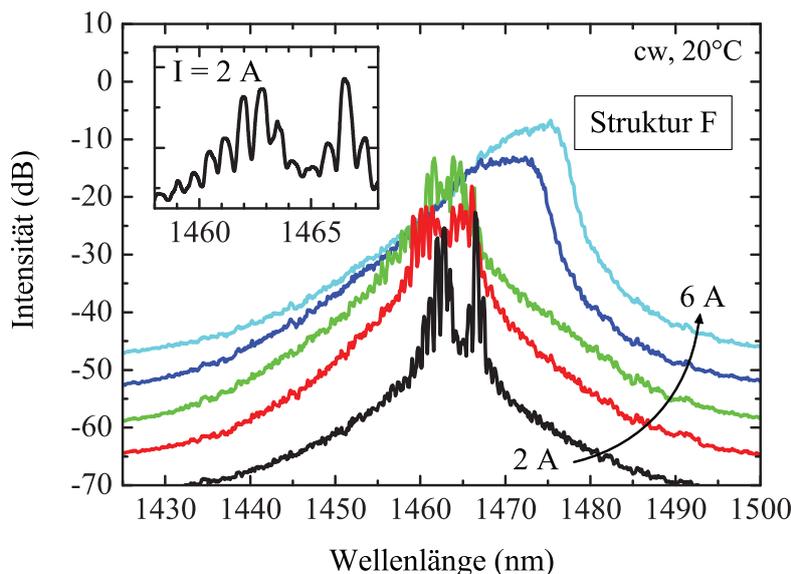


Abbildung 6.17: Stromabhängige Spektren eines Trapezlasers vom Typ F. Die spektrale Verschiebung ins Kurzwellige bei niedrigeren Strömen und ins Langwellige bei hohen Strömen tritt bei allen Trapezlasertypen außer Struktur A auf.

leicht zu kürzeren Wellenlängen hin. Erhöht man den Strom weiter, tritt ab einer gewissen Schwelle eine sprunghafte Verlagerung des Spektrums ins Langwellige auf. Zugleich verschwindet die Modenstruktur, und mit weiter steigendem Strom verschiebt sich das Spektrum weiter hin zu längeren Wellenlängen. Qualitativ lässt sich dieses Verhalten bei allen Laserstrukturen außer bei Variation A beobachten (Abbildung 6.18). Diese zeigt bei allen Strömen die beobachtete Modenstruktur und weist zudem mit steigendem Strom eine kontinuierliche spektrale Verschiebung ins Langwellige auf.

Die Modulation des Spektrums bei kleinen Strömen entspricht nicht den longitudinalen Resonatormoden, denn diese besitzen nach Gleichung 2.15 einen Abstand von ca. 0.1 nm und können mit der vorhandenen Spektrometerraufösung (ebenfalls 0.1 nm) nicht voneinander getrennt werden. Tatsächlich bilden sich aber nicht nur über die Gesamtlänge des Resonators stehende Wellen aus, sondern auch zwischen Facette und Trapezeingang, denn ein kleiner Teil der rücklaufenden Leistung wird dort als Folge des Brechungsindexsprungs reflektiert. Aus der Überlagerung der Wellen beider Resonatoren entsteht eine Schwebung, die in der Modenstruktur sichtbar wird. Dieses Verhalten ist typisch für den Trapezlaser und wurde auch bei anderen Resonatordimensionen beobachtet [26].

Die sprunghafte Verschiebung des Spektrums, die mit dem Verschwinden der Schwebung einhergeht, tritt jeweils bei demselben Strom auf, bei dem der Zusammenbruch der Strahlqualität einsetzt. Dieser Zusammenhang ist auch konsistent mit dem Verhalten von Struktur A: Dies ist die einzige Struktur, bei der M^2 nicht zusammenbricht. Entsprechend zeigt sich auch nicht der spektrale Sprung, und die Modenstruktur bleibt erhalten. Das bei den anderen Variationen beobachtete Verschwinden der Schwebung deutet auf einen Verlust der Interferenzfähigkeit hin. Eine wahrscheinliche Ursache hierfür ist die Strahlfilamentierung im Trapezbereich: Hierdurch ändert sich der Brechungsindex stark ortsabhängig, wie an der Simulation in Abbildung 6.19 deutlich wird. Die optische Mode erfährt daher je nach Lateralposition eine andere optische Weglänge. Dies führt zu einer so starken spektralen Verbreiterung der Longitudinalmoden, dass die Schwebungsfrequenz nicht mehr

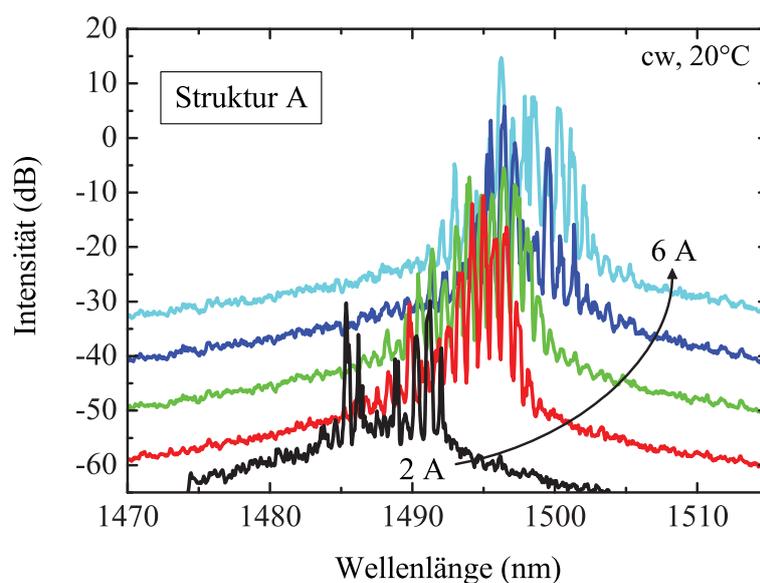


Abbildung 6.18: Stromabhängige Spektren eines Trapezlasers vom Typ A.

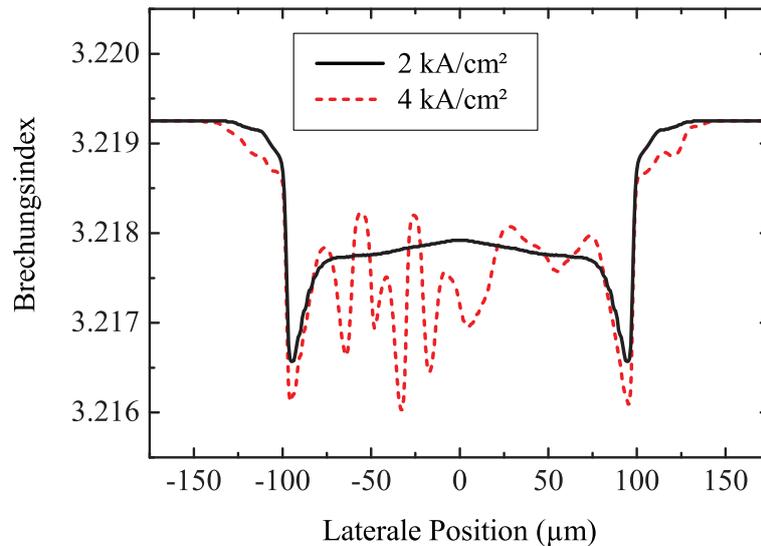


Abbildung 6.19: Simulation des lateralen Brechungsindexprofils bei unterschiedlichen Stromdichten. Der Querschnitt entspricht einer z -Position im Trapezbereich, $150 \mu\text{m}$ hinter der Austrittsfläche. Es wurde ein Trapezlaser vom Typ F zugrunde gelegt.

erkennbar ist.

Schließlich bleibt die Frage, warum sich bei kleinen Strömen eine spektrale Verschiebung ins Kurzwellige beobachten lässt, bei hohen Strömen dagegen ins Langwellige. Die beiden Richtungen resultieren aus konkurrierenden Effekten: Eine Temperaturerhöhung (hier durch die Verlustleistung des Lasers) verursacht eine Verkleinerung der Bandlücke, hat also eine spektrale Rotverschiebung zur Folge. Eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte hat die gegenteilige Wirkung, denn durch die höhere Bandbesetzung finden mehr Übergänge bei größerem k -Vektor statt, deren Energie höher ist.

Im Idealfall sollte die Schwellenbedingung überall im Laser gleich und die Ladungsträgerdichte damit konstant sein. Tatsächlich ist aber in den Randbereichen des Trapezes die Modenintensität geringer und der Ladungsträgerabbau unvollständig. Hierdurch kann auch oberhalb der Schwelle die Ladungsträgerdichte noch deutlich steigen, was bei kleinen Strömen die Verschiebung des Spektrums ins Kurzwellige bewirkt. Erst mit dem Zusammenbruch der Strahlqualität und der Filamentierung des Strahls werden in allen Bereichen Ladungsträger abgebaut, und das Spektrum verlagert sich sprunghaft zu größeren Wellenlängen. Durch die Filamentierung treten dann zwar lokal große Unterschiede in N auf, aber räumlich gemittelt bleibt die Ladungsträgerdichte konstant, wenn der Strom noch weiter ansteigt. Oberhalb des Zusammenbruchs wird die Laserwellenlänge also nur noch durch Temperatureffekte beeinflusst, was in der beobachteten Rotverschiebung resultiert. Experimentell wird das durch eine gepulste Messung der Spektren bestätigt: Bei Strömen oberhalb des M^2 -Zusammenbruchs ändert sich die Laserwellenlänge nicht mehr. Die im cw-Spektrum beobachtete Verschiebung ist also tatsächlich rein thermisch bedingt.

Thermischer Widerstand

Die Verschiebung der Spektren aufgrund der Verlustleistung hängt nach Gleichung 2.10 vom thermischen Widerstand Z_T des Aufbaus ab. Misst man zusätzlich die Änderung der Laserwellenlänge mit der Temperatur, lässt sich daraus Z_T bestimmen:

$$Z_T = \frac{\partial\lambda/\partial P_{\text{Verl}}}{\partial\lambda/\partial T} . \quad (6.1)$$

Um die Temperaturdurchstimmbarkeit $\partial\lambda/\partial T$ zu ermitteln, misst man bei konstantem Strom die Laserwellenlänge als Funktion der Wärmesenktemperatur (Abbildung 6.20 (a)). Die Messung wird gepulst durchgeführt, was eine Selbstaufheizung des Bauelements verhindert. Es ergibt sich ein Mittelwert von 0.49 nm/K.

Die Ermittlung der spektralen Verschiebung mit der Verlustleistung wird beim Trapezlaser durch die oben beschriebenen Ladungsträgereffekte erschwert, die das Spektrum bei kleinen Strömen sogar ins Kurzwellige verschieben. Geeignet sind hierfür nur Bereiche, in denen die Ladungsträgerdichte als konstant angesehen werden kann. Entsprechend wurde hierfür der Bereich hoher Ströme herangezogen, in dem die Strahlqualität bereits zusammengebrochen ist (Abbildung 6.20 (b)). Der Koeffizient $\partial\lambda/\partial P_{\text{Verl}}$ variiert deutlich mit der jeweiligen Vertikalstruktur und liegt zwischen 1.9 nm/W und 4.4 nm/W. Im Mittel erhält man für Trapezlaser mit Struktur F einen thermischen Widerstand von 4.6 W/K, für LOC-basierte Trapezlaser ergibt sich $Z_T = 8.6$ W/K. Diese Unterschiede gehen, wie in Abschnitt 6.3 erläutert, auf die schlechte thermische Leitfähigkeit der InGaAsP-Wellenleiterschichten zurück.

Die unterschiedlichen Wärmewiderstände haben erhebliche Auswirkungen auf die Eigenschaften des Bauelements: Bei einem Strom von 4 A liegt die Temperatur der aktiven Zone bei Struktur C um 31 K über der Wärmesenktemperatur. Im Fall von Struktur F

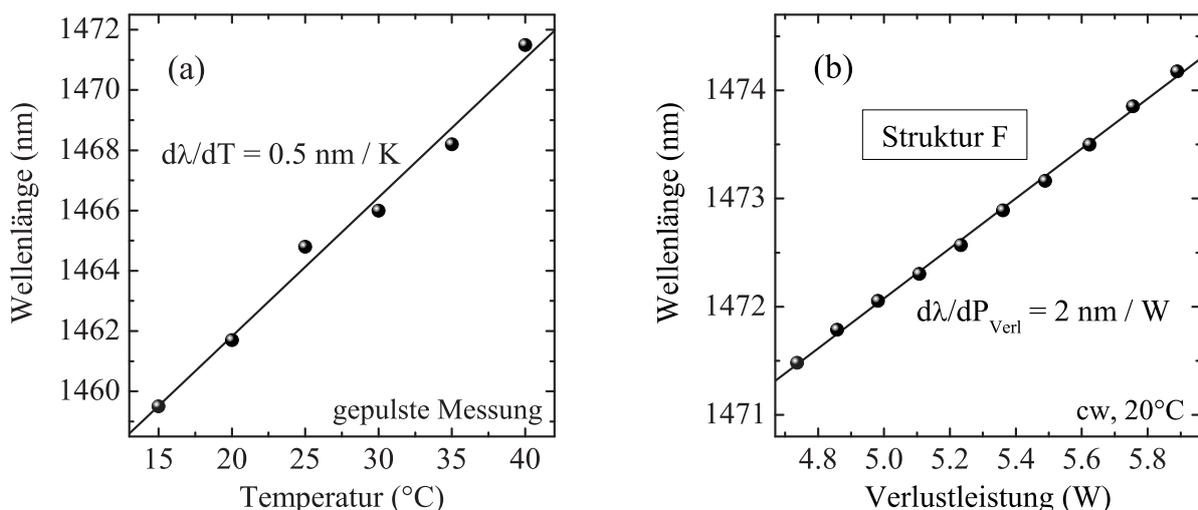


Abbildung 6.20: Wellenlängenänderung eines Trapezlasers mit der Temperatur (a) und mit der Verlustleistung (b). Aus der Kombination beider Größen errechnet sich der thermische Widerstand. Die Temperaturdurchstimmbarkeit wurde bei 1.5 A, einer Pulslänge von 10 μs und einem Tastverhältnis von 0.25% bestimmt.

beträgt die Differenz beim gleichen Strom nur 16 K. Dies erklärt, dass Struktur F trotz eines kleineren T_0 -Wertes eine um 12 K höhere maximale cw-Betriebstemperatur besitzt als Struktur C.

Ortsaufgelöste Spektren

Die bisher vorgestellten Messungen basieren auf einer spektralen Analyse des gesamten Strahls, sind also räumlich integriert. Zusätzliche Information lässt sich mit einer ortsaufgelösten Messung gewinnen. In axialer Richtung ist das z.B. durch ein Spalten des Bauelements in Längsrichtung möglich [116]. Wichtig ist hier aber vor allem eine lateral aufgelöste Messung, aus der sich ergänzende Informationen zu den lateral-räumlichen Strahleigenschaften ergeben können.

Lateral ortsabhängige Spektren lassen sich am einfachsten gewinnen, indem man das Nahfeld vergrößert abbildet und dieses abrastert. Hierzu wurde eine Glasfaser lateral entlang der Abbildung des Strahlprofils bewegt und das eingekoppelte Licht spektral analysiert.

Abbildung 6.21 (a) zeigt am Beispiel von Struktur D die Breite des Emissionsspektrums als Funktion der lateralen Position. Dabei wurde die Breite gewählt, bei der die Intensität um 30 dB im Vergleich zum Maximum abgefallen ist. Verwendet man einen kleineren Abstand wie den FWHM-Wert (3 dB-Breite), erhält man einen Wert, der durch die Lasertätigkeit bestimmt wird und zeitlich variiert. Der 30 dB-Wert dagegen beschreibt hauptsächlich die Breite des Untergrunds aufgrund spontaner Emission. Man erkennt eine Zunahme dieses Untergrunds zu den Randbereichen hin. Die unvollständige Ausleuchtung des Trapezes bewirkt also im Randbereich eine fehlende Gewinnsättigung und daher ein ungünstigeres Verhältnis zwischen stimulierter und spontaner Emission, d.h. zwischen Signal und Rauschen. Damit spiegeln sich auch die Ergebnisse aus Nah- und Fernfeldmessungen in den spektralen Eigenschaften wider.

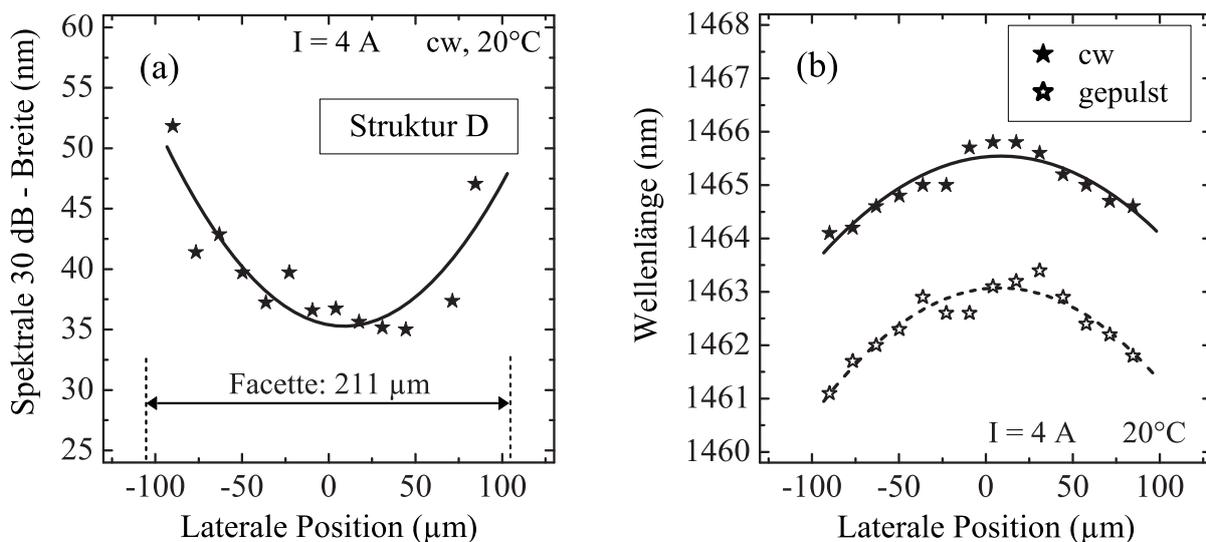


Abbildung 6.21: 30 dB-Breite des optischen Spektrums (a) und Laserwellenlänge (b) als Funktion der lateralen Position. Die x-Skalierung entspricht der Nahfeldposition. Die gepulsten Spektren wurden bei $10 \mu\text{s}$ Pulslänge und 0.25% Tastverhältnis aufgenommen.

In Abbildung 6.21 (b) ist lateral aufgelöst die Laserwellenlänge desselben Trapezlasers dargestellt. Im cw-Betrieb erhält man im Mittelbereich eine um 2 nm größere Wellenlänge als in den Randbereichen. Dieses Verhalten ließe sich zunächst sowohl mit Temperatureffekten (höhere Temperatur im Mittelbereich) als auch mit Ladungsträgereffekten (mehr Ladungsträger am Rand) begründen. In der gepulsten Messung beobachtet man zwar wegen der fehlenden Selbstaufheizung eine geringere mittlere Wellenlänge, der laterale Wellenlängenunterschied ist jedoch genauso groß. Die beobachtete spektrale Verteilung wird also im Rahmen der Messgenauigkeit nur von Ladungsträgereffekten bestimmt. Hieraus folgt zum einen, dass die laterale Temperaturverteilung im Bauelement – trotz merklicher Aufheizung der aktiven Zone – sehr homogen sein muss. Zum anderen rechtfertigt dies im Nachhinein die Verwendung eines Simulationsmodells, das thermische Effekte vernachlässigt.

6.4.2 Gewinn und α_H -Faktor von Rippenwellenleiter-Lasern

Der Henry-Faktor beschreibt die Kopplung zwischen Ladungsträgern und Brechungsindex (Kapitel 3.2) und stellt eine zentrale Größe bei der Entstehung von Filamenten dar. Im folgenden soll daher auf seine experimentelle Bestimmung eingegangen werden.

Die Definition des Henry-Faktors (Gleichung 3.8) enthält keine experimentell direkt zugänglichen Größen. Sie lässt sich aber umformen (vgl. [117]) zu

$$\alpha_H \approx -\frac{2\pi}{\delta\lambda L} \cdot \frac{\Delta\lambda/\Delta I}{\Delta(\Gamma g_{mat} - \alpha_{ges})/\Delta I} . \quad (6.2)$$

Hierbei ist $\delta\lambda$ der in Gleichung 2.15 definierte longitudinale Modenabstand. $\Delta\lambda/\Delta I$ beschreibt die spektrale Verschiebung der einzelnen Fabry-Perot-Moden aufgrund der strominduzierten Brechungsindexänderung. $\Delta(\Gamma g_{mat} - \alpha_{ges})/\Delta I$ gibt an, wie sich der modale Nettogewinn unterhalb der Laserschwelle mit dem Strom ändert.

$\Delta\lambda/\Delta I$ lässt sich ermitteln, indem man die spektrale Verschiebung einer einzelnen Longitudinalmode unter- und oberhalb der Laserschwelle misst. Für Ströme $< I_{th}$ wird die Wellenlängenänderung sowohl durch Ladungsträger- als auch durch thermische Effekte verursacht. Oberhalb der Schwelle bleibt die Ladungsträgerdichte näherungsweise konstant, die weitere spektrale Verschiebung beruht also nur auf der Temperatur. Aus der Differenz zwischen der Modenverschiebung unter- und oberhalb der Laserschwelle ergibt sich der rein stromabhängige Quotient $\Delta\lambda/\Delta I$.

Für die Bestimmung von $\Delta(\Gamma g_{mat} - \alpha_{ges})/\Delta I$ benötigt man den stromabhängigen Verlauf der Gewinnspektren unterhalb der Laserschwelle. Sie lassen sich nach der Methode von Hakki und Paoli [118] aus den Spektren der spontanen Emission bestimmen. Diese werden von der Transmissionsfunktion des Resonators überlagert, so dass sich Intensitätsmaxima (die Longitudinalmoden) und -minima mit dem Modulationshub

$$r_i = \frac{I_{max}^{(i)} + I_{max}^{(i+1)}}{2I_{min}^{(i)}} \quad (6.3)$$

ausbilden. Der Index i kennzeichnet hier das i -te Maximum bzw. Minimum des

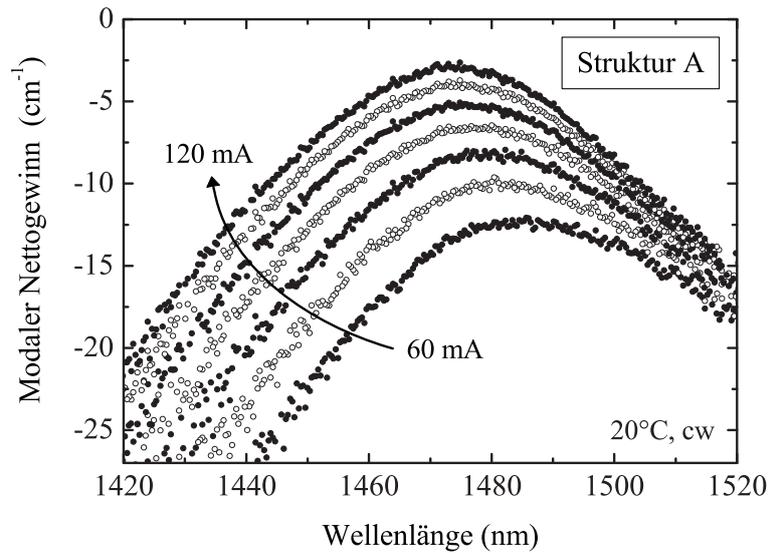


Abbildung 6.22: Modaler Nettogewinn eines Rippenwellenleiter-Lasers mit Vertikalstruktur A bei unterschiedlichen Injektionsströmen.

Modenkamms. Der modale Nettogewinn bei der Wellenlänge λ_i des i -ten Minimums beträgt dann

$$\Gamma g_{mat}(\lambda_i) - \alpha_{ges} = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{\sqrt{r_i} - 1}{\sqrt{r_i} + 1} \right). \quad (6.4)$$

Die Bestimmung der Gewinnspektren nach Hakki/Paoli setzt zwei experimentelle Bedingungen voraus: Zum einen sollte die Auflösung des Spektrometers den Modenabstand um ca. eine Größenordnung übertreffen, damit die Intensitätsminima und -maxima korrekt erfasst werden. Zum anderen basiert die Methode auf dem Emissionsspektrum eines

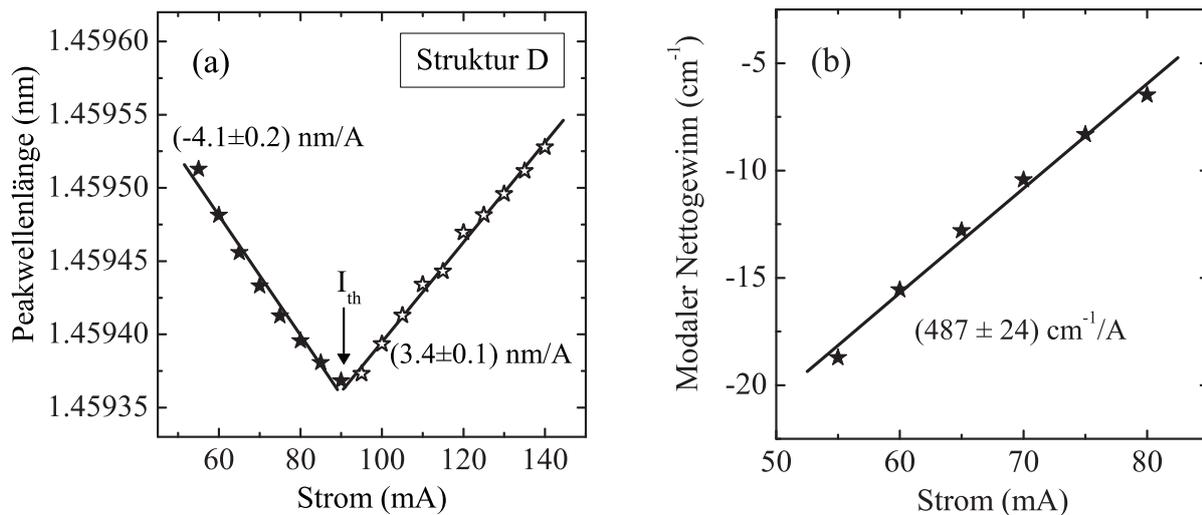


Abbildung 6.23: Links: Spektrale Verschiebung einer Longitudinalmode unter- und oberhalb der Laserschwelle. Rechts: Änderung des Gewinns mit dem Injektionsstrom unterhalb der Schwelle. Beide Messungen wurden an einem Rippenwellenleiter-Laser mit Vertikalstruktur D durchgeführt.

Struktur	L	J_{th}	$\Delta\lambda/\Delta I$	$\Delta(\Gamma g_{mat})/\Delta I$	α_H
A	900 μm	1.66 kA/cm ²	(-1.9 \pm 0.1) nm/A	(115 \pm 4) cm ⁻¹ /A	3.2 \pm 0.2
D	500 μm	2.26 kA/cm ²	(-7.5 \pm 0.3) nm/A	(487 \pm 24) cm ⁻¹ /A	3.4 \pm 0.2

Tabelle 6.3: Ergebnisse der spektralen Charakterisierung von abgespaltenen Rippenwellenleiter-Lasern.

idealen Fabry-Perot-Resonators. Dieses erhält man mit einem lateral einmodigen Bauelement oder durch Einsatz eines räumlichen Modenfilters [119].

Die Bedingung der lateralen Einmodigkeit wird von Trapezlasern erfüllt; entsprechende Messungen wurden bereits demonstriert [117, 120]. Die Auflösung des hier verwendeten Spektrometers lag jedoch bei 40 pm und damit nicht hoch genug im Vergleich zum longitudinalen Modenabstand der Trapezlaser (120 pm). Daher wurden stattdessen Rippenwellenleiter-Laser (Länge 500 μm und 900 μm) vom Trapezbereich abgespalten, deren Modenstruktur ($\delta\lambda = 580$ pm/ 370 pm) sich vollständig auflösen lässt.

α_H wurde exemplarisch für Rippenwellenleiter-Laser mit den Vertikalstrukturen A und D bestimmt. Abbildung 6.22 stellt das stromabhängig ermittelte Gewinnspektrum bei Struktur A dar. Abbildung 6.23 zeigt die spektrale Verschiebung einer Longitudinalmode unter- und oberhalb der Laserschwelle sowie den stromabhängigen Gewinn bei der Laserwellenlänge. Die Ergebnisse der Charakterisierung sind in Tabelle 6.3 zusammengefasst. Man erhält vergleichbare Werte für α_H mit 3.2 ± 0.2 (Struktur A) und 3.4 ± 0.2 (Struktur D). Dabei muss beachtet werden, dass der Henry-Faktor eine über Vertikal- und Lateralstruktur des Lasers gemittelte Größe ist [121], sich also keine direkte Aussage über seinen Wert beim Trapezlaser machen lässt. Messungen an GaAs-basierten Trapezlasern und davon abgespaltenen Rippenwellenleiter-Lasern zeigten jedoch ähnliche α_H -Faktoren, falls die Schwellenstromdichten der Bauelemente vergleichbar waren. Außerdem wurde eine Verringerung von α_H mit Abnahme von J_{th} beobachtet [117]. Da die hier untersuchten Rippenwellenleiter-Laser zwei- bis dreimal so hohe Schwellenstromdichten aufweisen wie die zugehörigen Trapezlaser, sollten die erhaltenen α_H -Werte als Abschätzung nach oben angesehen werden können. Sie bewegen sich auch im Bereich typischer Literaturwerte, die für InGaAsP-Quantenfilmlaser sowohl bei Wellenlängen von 1.3 μm als auch bei 1.55 μm zwischen 2 und 4 liegen [48–50].

Fazit

Es konnte demonstriert werden, dass die Spektren der hier untersuchten Trapezlaser maßgeblich durch die laterale Verteilung der Ladungsträger beeinflusst werden. Das hat zur Folge, dass sich die lateralen Strahleigenschaften in den spektralen Eigenschaften widerspiegeln. Die Ergebnisse stromabhängiger und ortsaufgelöster Messungen legen es nahe, der spektralen Analyse bei der Charakterisierung solcher Bauelemente einen wichtigen Platz einzuräumen.

Aus der Bestimmung der thermischen Widerstände zeigte sich, dass die Wärmeabfuhr durch dicke InGaAsP-Epitaxieschichten merklich behindert wird. Daher ist auch unter thermi-

schen Gesichtspunkten eine Vertikalstruktur mit schmalen Wellenleiter gegenüber einer LOC-Struktur zu bevorzugen. Dieser Aspekt ist umso wichtiger, als die Temperaturstabilität des Materialsystems InGaAsP/InP prinzipiell gering ist im Vergleich zu GaAs-basierten Materialsystemen.

6.5 Variation der Trapezlasergeometrie

6.5.1 Rippenlänge

Über die Länge des Rippenwellenleiters lässt sich Einfluss auf die optische Eingangsleistung im Trapezbereich nehmen. Diese sollte hoch sein, um den gesamten Trapezbereich in Gewinnsättigung zu betreiben (Kapitel 3.3), was mit einem langen Rippenwellenleiter erreicht wird. Auch mit dem Ziel einer guten lateralen Modenfilterung ist ein großes L_R sinnvoll. Dem stehen allerdings praktische Aspekte entgegen, denn die Montage wird mit zunehmender Bauelementlänge kritischer. Der Einfluss der Rippenlänge wurde exemplarisch an Struktur A untersucht, um einen in der Praxis brauchbaren Kompromiss zu finden.

Die vom Rippenwellenleiter erzeugte optische Leistung ist experimentell nicht zugänglich. In der Simulation kann sie durch Variation der Stromdichte im Rippenbereich verändert werden. Dies ist in Abbildung 6.24 am Beispiel eines Trapezlasers vom Typ A dargestellt. Im Fall der Standardgeometrie erhält man eine simulierte Trapez-Eingangsleistung von ca. 45 mW. Die dabei zugrunde gelegte Stromdichte im Trapezbereich entspricht einem Injektionsstrom von 4 A. Die optische Netto-Ausgangsleistung des Trapezbereichs (d.h. Gesamtleistung minus Eingangsleistung) nimmt im dargestellten Bereich deutlich mit der

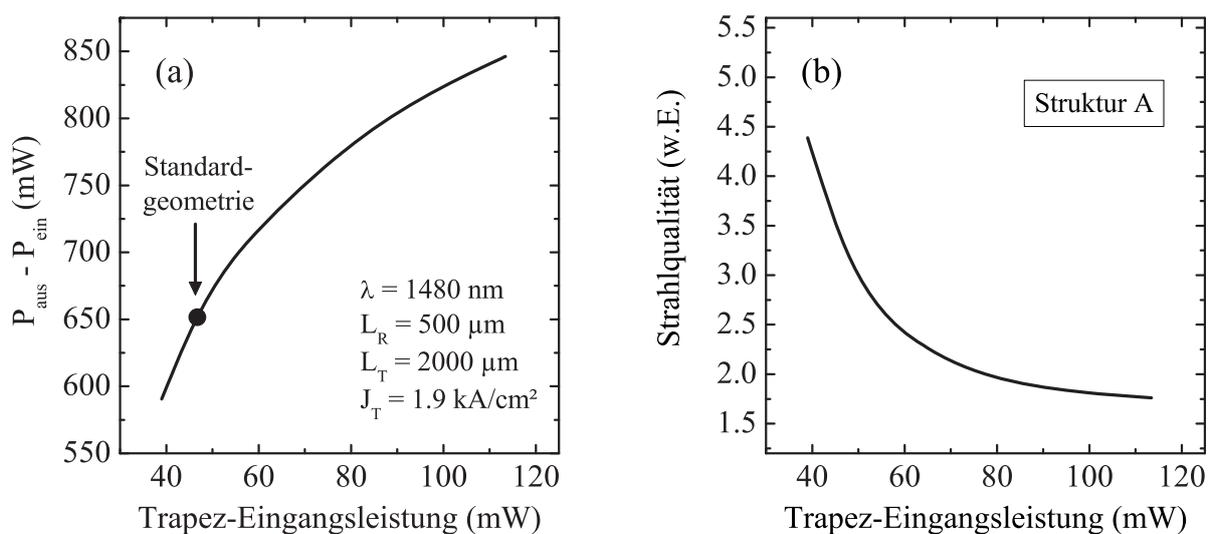


Abbildung 6.24: Änderung der im Trapezbereich erzeugten optischen Ausgangsleistung (a) und der Strahlqualität (b) mit der Trapez-Eingangsleistung. Beide Simulationen beziehen sich auf Struktur A. Die Stromdichte im Trapezbereich wurde konstant bei 1.9 kA/cm^2 gehalten.

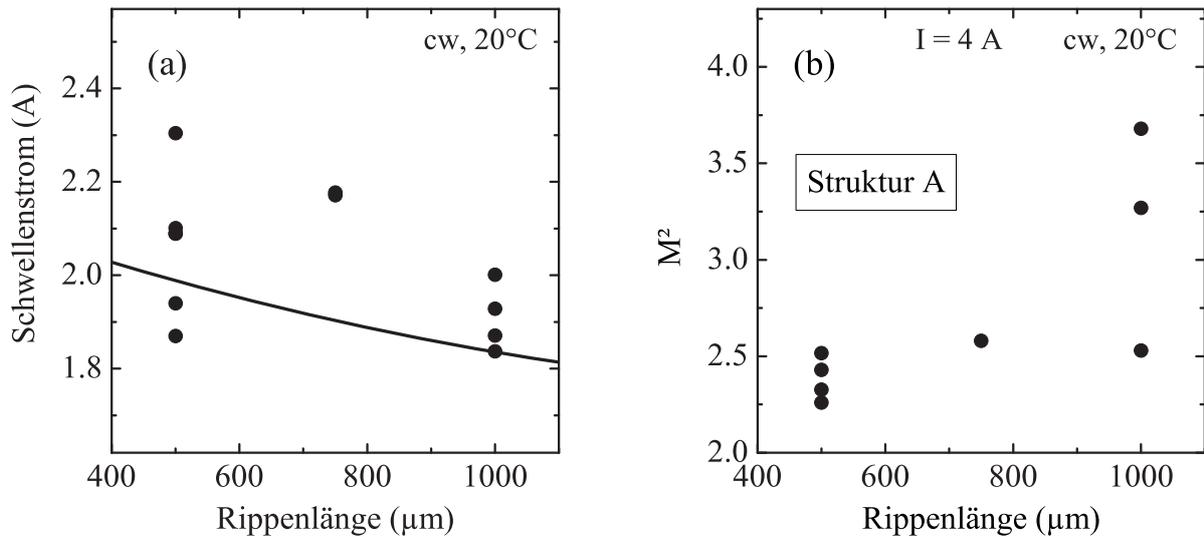


Abbildung 6.25: Änderung des Schwellenstroms (links) und der Strahlqualität (rechts) mit der Trapezlänge. Die Linie in (a) markiert den simulierten Verlauf von I_{th} . Die Messergebnisse wurden an Trapezlasern vom Typ A mit einer Trapezlänge von 2000 μm ermittelt.

Eingangsleistung zu. Der Trapezeingang wird also im Fall der Standardgeometrie nicht in Gewinnsättigung betrieben und ist damit elektrooptisch nicht optimal ausgelegt. Auch in der Strahlqualität wäre bei größerer Eingangsleistung eine Verbesserung zu erwarten (Abbildung 6.24 (b)).

Eine Erhöhung der Eingangsleistung kann im Experiment über eine Verlängerung des Rippenbereichs erzielt werden. Allerdings ist die Änderung nur moderat: Verlängert man L_R von 500 μm auf 1500 μm , steigt P_{ein} von 45 mW auf 55 mW an. Eine Verbesserung der elektrooptischen Eigenschaften sollte aber nicht nur hierdurch, sondern gleichzeitig auch aus der Verringerung der geometrischen Verlusten resultieren.

Überprüft wurde dies an Bauelementen mit Rippenlängen von 500 μm bis 1000 μm . Die Verlängerung des Rippenwellenleiters senkt merklich die Laserschwelle (Abbildung 6.25 (a)), wobei das beobachtete Verhalten gut zum berechneten Verlauf passt. In der erreichten optischen Ausgangsleistung konnten im Rahmen der Messgenauigkeit jedoch keine Unterschiede beobachtet werden. Die Strahlqualität nimmt – entgegen den Erwartungen – mit steigender Rippenlänge ab (Abbildung 6.25 (b)). Auch die Streuung der M^2 -Werte wird bei längeren Resonatoren größer. Zudem wurde eine sinkende Ausbeute beobachtet. Der Zusammenhang einer verbesserten Strahlqualität durch eine größere Rippenlänge konnte jedoch bei anderen Materialsystemen schon experimentell nachgewiesen werden [122]. Es ist also davon auszugehen, dass hier die Montage der begrenzende Faktor ist und der Rippenbereich in der Praxis zu empfindlich ist für eine Verlängerung auf über 500 μm .

6.5.2 Ätztiefe des Rippenwellenleiters

Alle bisher untersuchten Bauelemente besitzen einen Rippenwellenleiter mit 35° geneigten Flanken. Damit ändert eine Variation der Rippenhöhe zugleich die effektive Rippenbreite. Eine nach Abbildung 3.6 optimale Höhen-Breiten-Kombination, die eine vollständige Ausleuchtung des Trapezbereichs ermöglicht, ist auf diesem Weg nicht erreichbar. Daher wurde die Prozessierung umgestellt, um Rippenwellenleiter mit senkrechten Flanken zu erhalten (vgl. Kapitel 5.3.3). Anhand eines Wafers mit ortsabhängig variierender Ätztiefe konnten dann bei einer konstanten Rippenbreite von $5.5 \mu\text{m}$ die Auswirkungen unterschiedlicher Brechungsindexsprünge untersucht werden. Als Vertikalstruktur wurde Variation F (schmaler Wellenleiter) gewählt, die elektrooptisch die besten Eigenschaften zeigte. Eine Optimierung des Rippenbereichs und damit der Strahlqualität sollte bei dieser Struktur am ehesten das Potenzial demonstrieren, das die hier untersuchten Trapezlaser bezüglich der Brillanz besitzen.

Ändert man über die Ätztiefe das Abstrahlverhalten des Rippenwellenleiters, sollte sich das nicht nur in der Strahlqualität, sondern auch in den elektrooptischen Eigenschaften zeigen: Bei einem zu kleinen Brechzahlssprung wird der Trapezbereich nur teilweise ausgeleuchtet, so dass hohe Ladungsträgerkonzentrationen in den Randbereichen auftreten und dort vermehrt nichtstrahlend rekombinieren. Ist Δn_{eff} zu groß, wird der Eingang des Trapezbereichs überstrahlt und nur ein Teil der optischen Eingangsleistung genutzt. Damit werden die angebotenen Ladungsträger im Trapez-Eingangsbereich nur unvollständig genutzt, und die Effizienz des Bauteils sinkt.

Die elektrooptischen Auswirkungen einer Δn_{eff} -Variation sollten sich im Schwellenstrom und im Leistungswirkungsgrad des Lasers äußern. Der untersuchte Bereich der Ätztiefen lag hier bei $1.2\text{--}1.4 \mu\text{m}$, was einem Brechungsindexsprung zwischen $0.4 \cdot 10^{-2}$ und

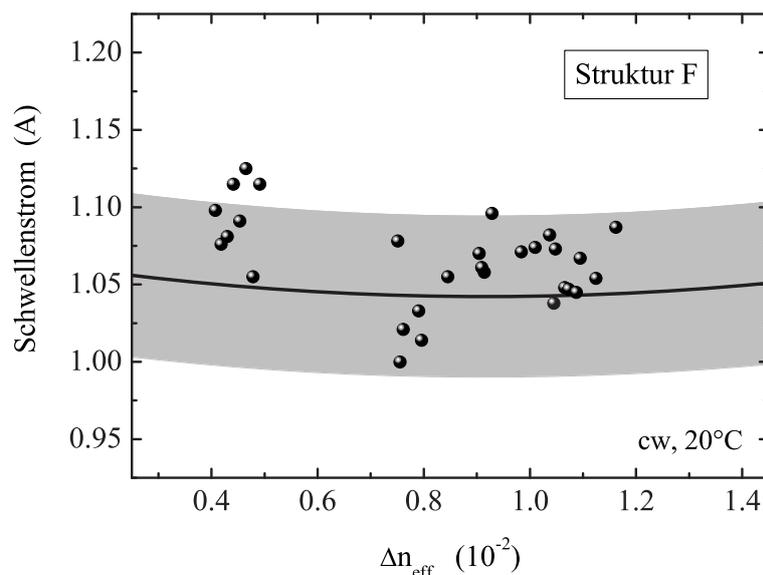


Abbildung 6.26: Schwellenstrom von Trapezlasern des Typs F als Funktion des Brechungsindexsprungs im Rippenwellenleiter-Bereich. Die Symbole entsprechen Messwerten, die Linie stellt den simulierten Verlauf dar.

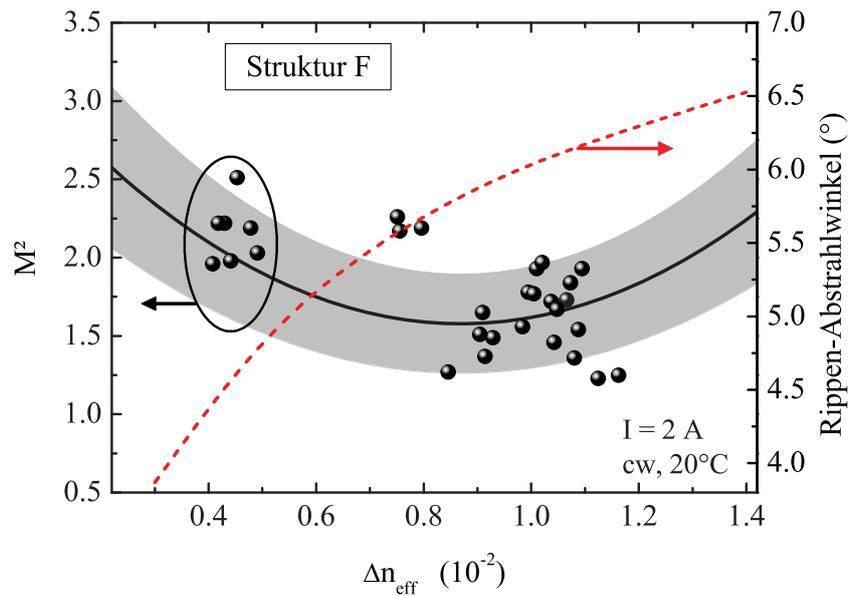


Abbildung 6.27: Strahlqualität als Funktion des Brechungsindexsprungs im Rippenwellenleiter-Bereich (linke Ordinate). Die Symbole entsprechen Messwerten bei einem Strom von 2 A. Die durchgezogene Linie zeigt den simulierten Verlauf von M^2 in willkürlichen Einheiten. Sie wurde zur Veranschaulichung auf den Bereich der Messwerte normiert, macht aber nur eine qualitative Aussage über den Verlauf von $M^2(\Delta n_{eff})$. Die gestrichelte Kurve markiert den simulierten $1/e^2$ -Abstrahlwinkel des Rippenwellenleiters im Trapezbereich (rechte Ordinate).

$1.2 \cdot 10^{-2}$ entspricht. Abbildung 6.26 zeigt den Schwellenstrom von Trapezlasern (Standardlänge und -beschichtung) bei Variation von Δn_{eff} , wobei die Linie den simulierten Verlauf markiert. Ein Brechungsindexsprung von $0.96 \cdot 10^{-2}$ entspricht einem vollständig ausgeleuchteten Trapezbereich ($\theta_{1/e^2} = 6^\circ$). Die simulierte Lage der minimalen Laserschwelle fällt, wie erwartet, ungefähr mit diesem Abstrahlwinkel zusammen. Es ist ein Sinken der Laserschwelle mit zunehmender Ätztiefe erkennbar, obwohl die Messwerte eine relativ große Streuung aufweisen. Der maximale Wirkungsgrad nimmt im Mittel von 22.0% ($\Delta n_{eff} = 0.4 \cdot 10^{-2}$) auf 22.7% ($\Delta n_{eff} = 0.96 \cdot 10^{-2}$) zu.

Abbildung 6.27 zeigt den Verlauf der Strahlqualität (Varianz-Methode) mit dem Brechungsindexsprung. Die Linie markiert wiederum das simulierte Verhalten, gibt aber nur den qualitativen Verlauf mit Δn_{eff} an. Sie wurde zur Veranschaulichung an den Wertebereich der Messdaten angepasst. Man erkennt eine deutliche Verbesserung der Strahlqualität mit steigender Ätztiefe. Dabei zeigen Laser mit dem größten Δn_{eff} tendenziell die beste Strahlqualität, obwohl ihr Trapezbereich bereits überstrahlt wird, wie an der gestrichelten Kurve abzulesen ist. Hierfür kommen zwei Erklärungen in Frage: Zum einen ist die Bestimmung der Ätztiefe wegen der starken lokalen Variationen auf dem Wafer mit einer großen Ungenauigkeit behaftet (ca. ± 50 nm). Der resultierende Fehler in Δn_{eff} nimmt mit der Ätztiefe zu und beträgt in der Nähe des Optimums schon $\pm 0.2 \cdot 10^{-2}$. Zum anderen beruht die Simulation auf den nominellen Schichtdicken. (Die Abweichung der Epitaxie von den Soll-Dicken liegt in der gleichen Größenordnung wie die Messgenauigkeit der SIMS-Messung. Bei Übereinstimmung im Rahmen des Messfehlers wurden die Soll-

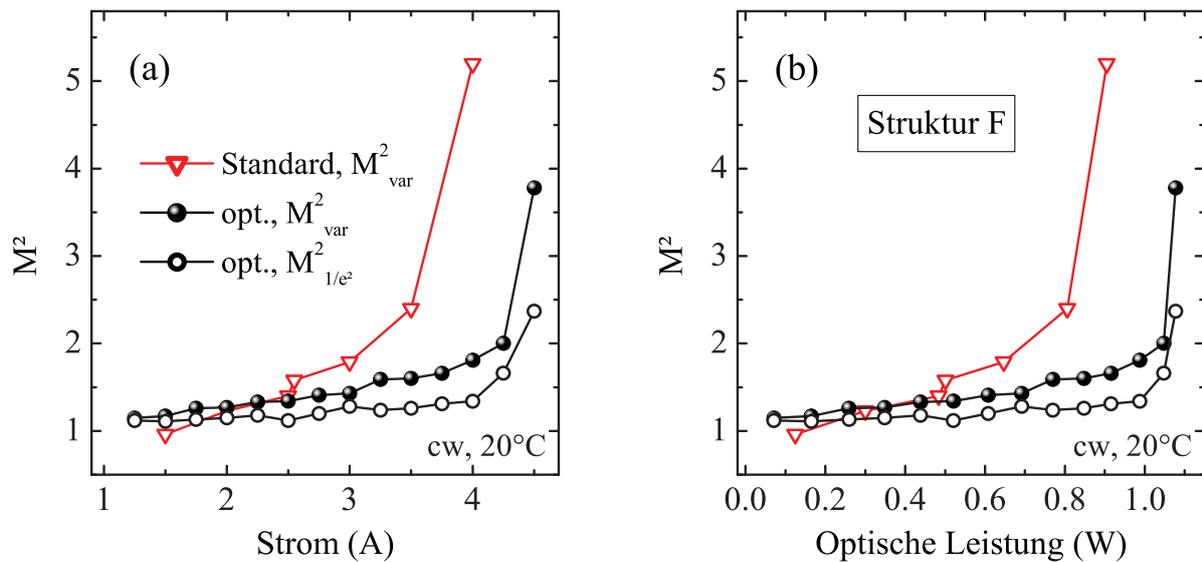


Abbildung 6.28: Strom- und leistungsabhängige Strahlqualität bei optimierter Ätztiefe im Vergleich zur Standardgeometrie mit schrägen Rippenflanken.

Dicken als Simulationsgrundlage verwendet.) Nach der SIMS-Messung liegt die Dicke der p-seitigen Mantelschicht 90 nm über der nominellen Schichtdicke von 1500 nm. Legt man diesen Wert für die Bestimmung von Δn_{eff} zugrunde, verschieben sich die Messwerte um bis zu $0.4 \cdot 10^{-2}$ nach links, was die beobachtete Abweichung erklären würde. In diesem Fall läge das Optimum noch außerhalb des untersuchten Bereichs, der bis $\Delta n_{eff} = 0.8 \cdot 10^{-2}$ reichen würde. Da sich M^2 um das Optimum herum aber nur langsam ändert, wären bei einer noch größeren Ätztiefe keine signifikanten Verbesserungen mehr zu erwarten.

Die lateralen Strahleigenschaften eines optimierten Bauelements sind in den folgenden Abbildungen zusammengefasst. Im Vergleich zu Lasern mit Standard-Geometrie (schräge Rippenflanken) wird die Strahlqualität deutlich verbessert (Abbildung 6.28): Der Punkt, an dem die Filamentierung des Strahls einsetzt, wird zu Strömen über 4 A hinausgeschoben, und unterhalb dieses Punktes nimmt M^2 langsamer als vorher mit dem Strom zu. Insgesamt wird damit eine optische Ausgangsleistung von 1 W bei $M^2 = 1.8$ erreicht (Varianz-Methode). Legt man den $1/e^2$ -Wert zugrunde, wird sogar ein M^2 von 1.3 bei dieser Leistung erzielt.

Abbildung 6.29 zeigt die korrigierten Fernfelder desselben Lasers bei Strömen von 2–4 A. Die $1/e^2$ -Breite liegt bis 4 A nur knapp über dem theoretischen Winkel von 0.56° , der sich bei Annahme eines rechteckförmigen Nahfelds ergibt. Bei Strömen bis zu 3 A befinden sich 89% der optischen Leistung in der Hauptkeule des korrigierten Fernfelds, bei 4 A immer noch 81%. Im Falle des Vergleichslasers mit Standardgeometrie enthält der Hauptpeak bereits bei 2.5 A nur noch 62% der optischen Ausgangsleistung.

Durch die höhere Strahlqualität auch bei höheren Strömen kann die erzielbare Leistungsdichte im Vergleich zur Standardgeometrie um über 50% gesteigert werden. Die Brillanz beträgt damit bis zu 26 MW/cm^2 (Abbildung 6.30). Legt man die $1/e^2$ -Definition des M^2 -Wertes zugrunde, werden sogar 34 MW/cm^2 erreicht.

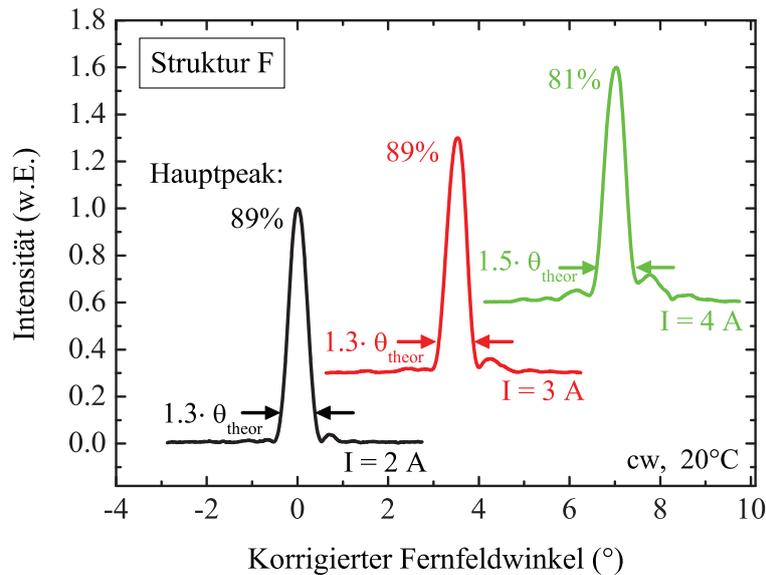


Abbildung 6.29: Stromabhängiges korrigiertes Fernfeld bei optimierter Rippengeometrie.

Schließlich wirkt sich die Anpassung des Rippenwellenleiters an den Trapezbereich auch auf den Astigmatismus aus (Abbildung 6.31 (a)): Qualitativ erhält man in beiden Fällen eine annähernd lineare Zunahme mit dem Strom. Bei der optimierten Struktur fällt diese Änderung aber nur noch etwa halb so groß aus wie im Fall eines nicht ausgestrahlten Trapezbereichs. Dieses Verhalten geht auf die geänderte laterale Ladungsträgerverteilung zurück und hat zwei Ursachen: Bei der optimierten Struktur existiert eine höhere Modenintensität in den Trapez-Randbereichen. Hierdurch wird zum einen die lokale Ladungsträger-Konzentration innerhalb der aktiven Zone verringert. Zum anderen wird durch die geringere Besetzung der Quantentopf-Niveaus auch die Besetzung der Barrierenzustände vermindert. Beide Effekte führen zu einer Angleichung der Ladungsträgerkonzentration

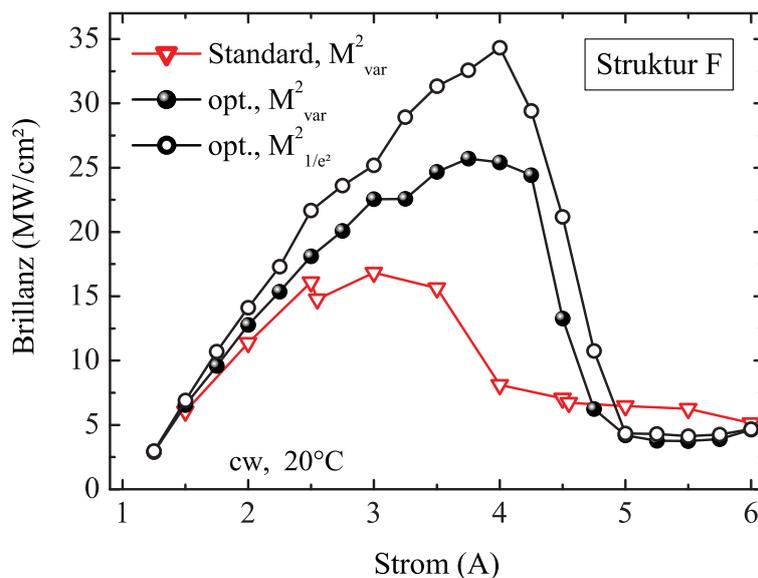


Abbildung 6.30: Brillanz bei optimierter Ätztiefe im Vergleich zur Standardgeometrie

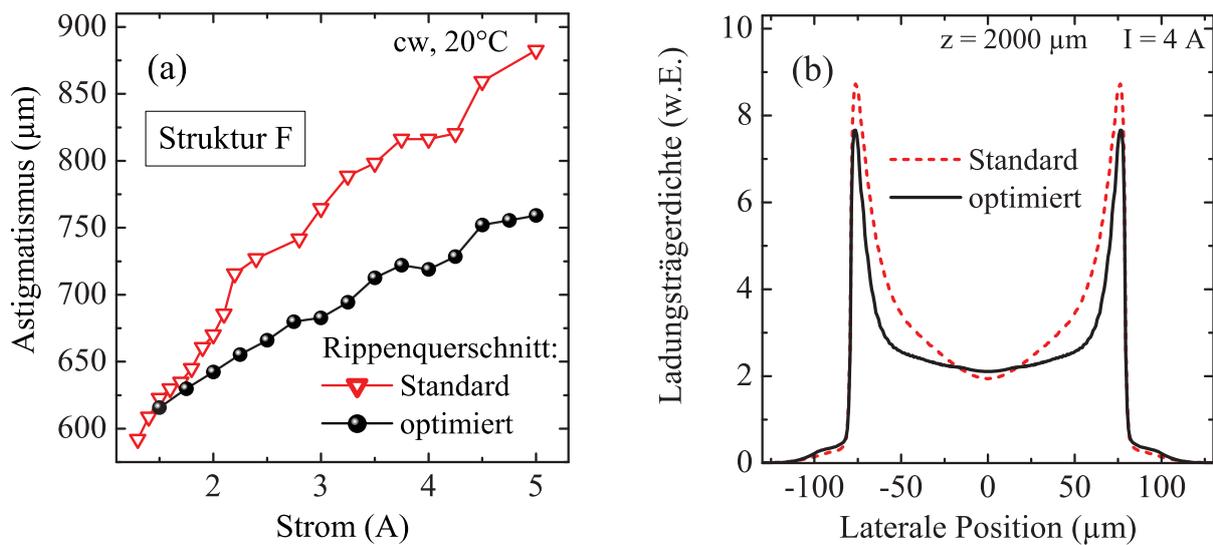


Abbildung 6.31: Links: Astigmatismus eines Lasers mit optimierter Rippengeometrie im Vergleich zur Standardgeometrie mit schrägen Rippenflanken. Rechts: Simulierte laterale Ladungsträgerverteilung bei beiden Bauelementen ($500 \mu\text{m}$ vor der Austrittsfacette).

zwischen den Randbereichen und der Mitte des Trapezes (Abbildung 6.31 (b)) und resultieren in einem geringeren Astigmatismus durch Linsenbildung.

Fazit

Der Rippenwellenleiter erzeugt bei Bauelementen mit Standardgeometrie keine ausreichende optische Leistung, um den Trapezbereich zu sättigen. Eine Verlängerung von L_R , die zugleich die Filterwirkung des Rippenbereichs verbessert und die geometrischen Verluste des Lasers senkt, verbessert sowohl die elektrooptischen Kenndaten als auch die Strahlqualität. Allerdings führt dies zu einer sinkenden Ausbeute und größeren Streuungen in M^2 , so dass die in der Montage unkritische Standardgeometrie mit $L_R = 500 \mu\text{m}$ beibehalten wurde.

Lasers mit einem optimierten Rippenquerschnitt, der eine Ausleuchtung des gesamten Trapezbereichs ermöglicht, zeigen eine deutlich verbesserte Strahlqualität. Mit Bauelementen vom Typ F konnte nahezu beugungsbegrenztes Verhalten bei optischen Ausgangsleistungen von 1 W demonstriert werden. Dies entspricht veröffentlichten Bestwerten von InGaAsP-Trapezlasern bei 1500 nm mit ähnlicher Vertikalstruktur und Bauelementgeometrie [24].

6.6 Einfluss der Beschichtung

Über die Facettenbeschichtung kann in weiten Bereichen Einfluss auf die elektrooptischen Eigenschaften und die Strahlqualität des Bauelements genommen werden. Mit sinkender Reflektivität der Austrittsfacette wird ein zunehmender Teil der optischen Leistung ausgekoppelt, aber zugleich steigt der Schwellenstrom. Steht bei einem Laser die erzeugte optische Leistung im Vordergrund, dann kann mit Hilfe der Facettenreflektivitäten der Leistungswirkungsgrad unter Berücksichtigung thermischer Effekte für einen bestimmten

R_1	Beschichtung	I_{th}	$P_{opt}(4 \text{ A})$	η_{max}
0.01%	SiON	1.31 A	1.0 W	22%
1.5%	SiN	1.05 A	1.0 W	23%
5.0%	SiN	0.95 A	0.9 W	21%

Tabelle 6.4: Elektrooptische Kenndaten von Trapezlasern mit unterschiedlichen Reflektivitäten der Austrittsfläche.

Arbeitspunkt optimiert werden. Beim Trapezlaser interessiert jedoch hauptsächlich die erreichbare optische Leistungsdichte. Das Bauelement soll für maximale Brillanz optimiert werden, d.h. es muss neben der optischen Leistung zugleich das Verhalten der Strahlqualität berücksichtigt werden.

Die Neigung zur Filamentbildung nimmt mit steigender Reflektivität der Austrittsfläche zu (Kapitel 3.5.3), wie an den berechneten Nahfeldern in Abbildung 6.32 deutlich wird. Allerdings ist es kaum möglich, eine Reflektivität vorherzusagen, die zu einer maximalen Brillanz führt. Zum einen erlaubt die Modellierung keine quantitative Bestimmung der Strahlqualität, zum anderen ändert sich die Tendenz zur Filamentbildung stark mit dem Henry-Faktor. In der Simulation wurde ein Wert von $\alpha_H = 3.3$ als Mittelwert der Messergebnisse angenommen, aber dieser ist nach Abschnitt 6.4.2 nur als Abschätzung anzusehen.

Die Auswirkungen unterschiedlicher Facettenreflektivitäten wurden daher experimentell an Lasern vom Typ F untersucht. Hierbei wurden Bauelemente mit senkrechten Rippenflanken und einem Brechungsindexsprung von 0.007 verwendet. Tabelle 6.4 fasst die ge-

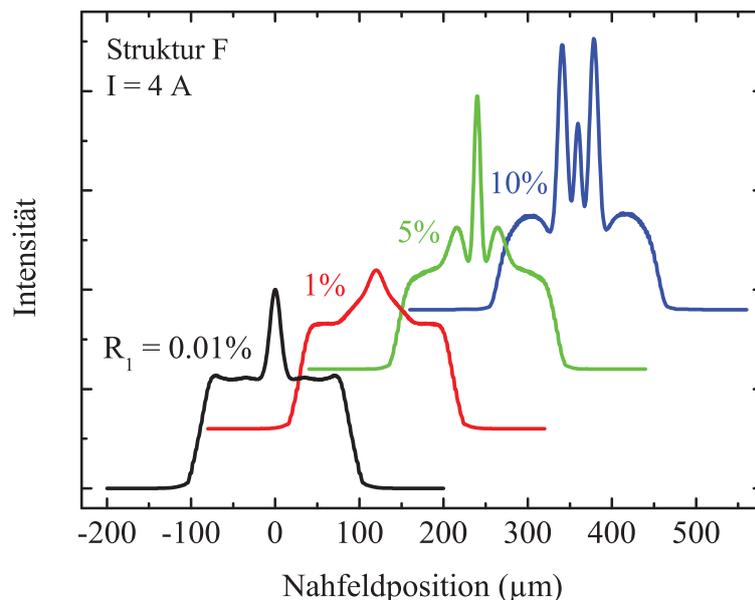


Abbildung 6.32: Filamentbildung im Nahfeld bei Erhöhung der Reflektivität R_1 der Austrittsfläche. Bei der Simulation wurde ein Laser mit optimierter Rippengeometrie vom Typ F zugrunde gelegt.

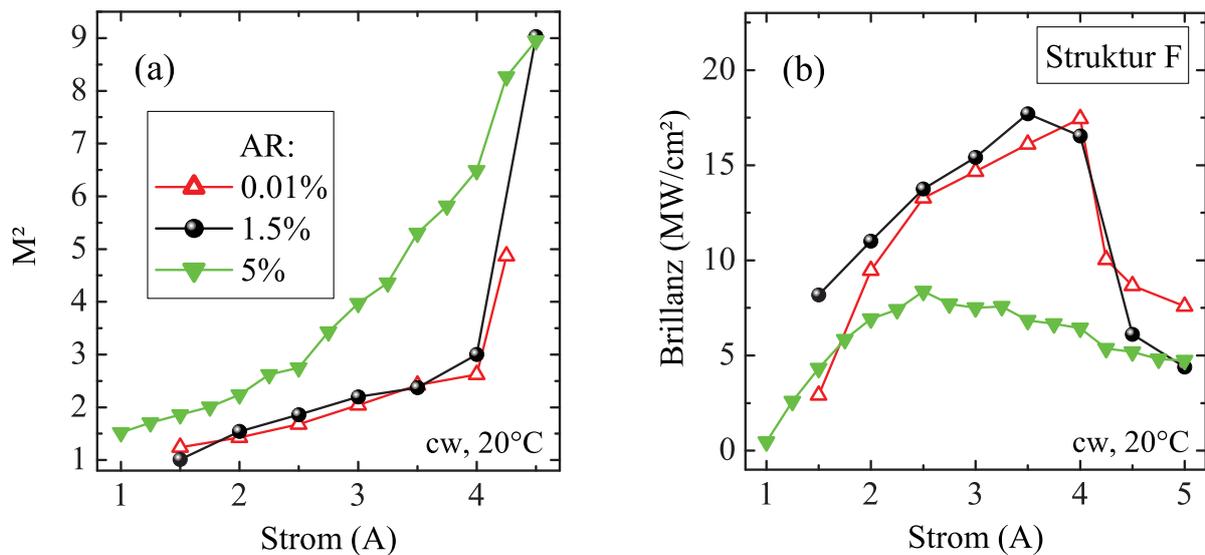


Abbildung 6.33: Strahlqualität und Brillanz in Abhängigkeit der Stromstärke bei Lasern mit unterschiedlich stark entspiegelter Austrittsfläche.

mittelten elektrooptischen Kenndaten zusammen, die bei Reflektivitäten von 0.01%, 1.5% und 5% der Austrittsfläche ermittelt wurden. Abbildung 6.33 (a) zeigt die stromabhängige Änderung der Strahlqualität dreier typischer Laser. Im Rahmen der Messgenauigkeit verhalten sich Bauelemente mit hoch entspiegelten Facetten vergleichbar zu solchen mit einer Standardentspiegelung von 1.5%. Dagegen führen 5% Reflektivität schon bei kleinen Strömen zu einer verminderten Strahlqualität.

Die höhere Entsiegelung von Lasern mit SiON-Beschichtung äußert sich erst ab Strömen > 4 A in einer höheren Ausgangsleistung. Hier setzt aber bereits der Zusammenbruch der Strahlqualität ein, so dass dennoch keine höheren Brillanzen als mit der

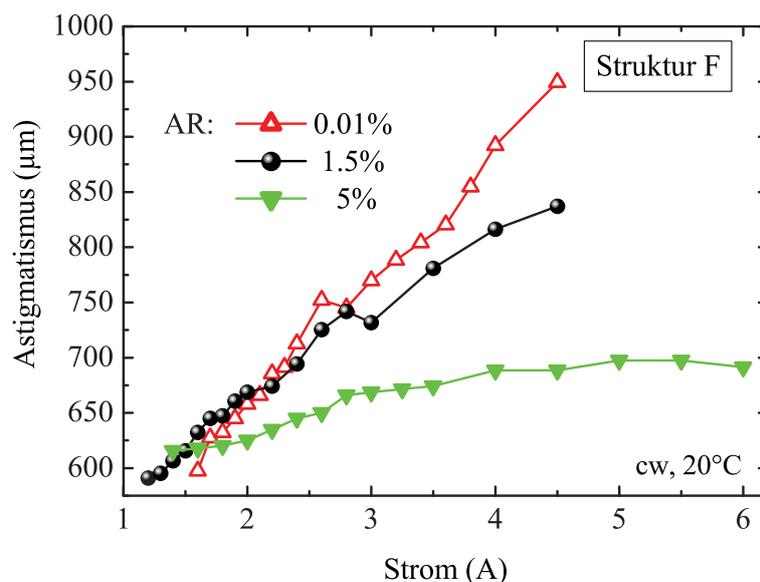


Abbildung 6.34: Stromabhängige Änderung des Astigmatismus bei Trapezlasern vom Typ F mit unterschiedlichen Reflektivitäten der Auskoppelfacetten.

Standardbeschichtung erzielt werden (Abbildung 6.33 (b)). Die 5%-Beschichtung reduziert die erreichbare Brillanz auf weniger als die Hälfte.

Eine Variation der Reflektivität äußert sich auch im Astigmatismus (Abbildung 6.34): Durch Erhöhen von R_1 kann seine stromabhängige Änderung deutlich vermindert werden. Im Falle einer 5%-Beschichtung wird zudem bei Strömen ab 4 A eine Sättigung erzielt. Das beobachtete Verhalten ist konsistent mit den bisherigen Untersuchungen, die die Astigmatismus-Änderung auf Ladungsträgereffekte zurückführen: Eine Erhöhung der Facettenreflektivität senkt zum einen die Laserschwelle und vermindert damit in allen Bereichen des Bauelements die Ladungsträgerdichte in den Töpfen und Barrieren. Zum anderen wird mehr Licht von der Austrittsfacette in die Trapez-Randbereiche reflektiert und kann dort Ladungsträger abbauen. Hierdurch verringern sich die lateralen Unterschiede und damit die ladungsträgerinduzierte Linsenbildung.

Fazit

Unter dem Aspekt maximaler Brillanz stellte sich die Standardbeschichtung mit $R_1 = 1.5\%$ an der Austrittsfacette als optimal heraus. Höhere Reflektivitäten verringern zwar den Astigmatismus des Bauelements, äußern sich aber auch in einer verminderten Strahlqualität. Eine stärkere Entspiegelung mit $R_1 = 0.01\%$ verbessert dagegen die Strahlqualität nicht mehr. Dieses Verhalten unterscheidet die hier untersuchten Laser grundlegend von kürzerwelligen GaAs-basierten Trapezlasern, deren Strahlqualität erst bei Reflektivitäten $< 5 \cdot 10^{-4}$ optimal wird [22].

6.7 Verstärker im externen Resonator

Die in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellte Optimierung der Bauelemente zielte auf einen nur lateral einmodigen Betrieb ab. Die Spektren solcher Trapezlaser sind breitbandig (typisch 3 nm FWHM-Breite) und zudem zeitlich instabil. Ein spektral schmalbandiger Betrieb kann erreicht werden durch Einbau eines Mechanismus zur longitudinalen Modenselektion. DBR- und DFB-Gitter (*DBR – Distributed Bragg Reflector, DFB – Distributed Feedback*) erlauben eine monolithische Realisierung und wurden bereits an InGaAsP/InP-Trapezlasern demonstriert [123, 124]. Allerdings ist die Prozessierung der Gitterstrukturen aufwendig. Zudem ist die Wellenlänge festgelegt, sie kann nur noch über einen kleinen Bereich durch Strom- oder Temperaturänderungen durchgestimmt werden.

Eine kompakte und technologisch einfache Lösung, die spektrale Einmodigkeit und Durchstimmpbarkeit ermöglicht, stellt der externe Resonator dar. Hierbei wird der Laser zusammen mit einem Reflexionsgitter betrieben, das als externer wellenlängenselektiver Spiegel dient. Abbildung 6.35 zeigt eine schematische Darstellung des Aufbaus. Der Laserchip wird als Verstärker ausgelegt, d.h. auch rückseitig AR-beschichtet (0.01%), um die Eigenoszillation zu unterdrücken. Laseremission, die aus dem Rippenbereich austritt, wird kollimiert und fällt auf ein Strichgitter (600 l/mm) in Littrow-Anordnung. Die erste Beugungsordnung wird dabei in den Resonator zurückgekoppelt, wobei die Wellenlänge durch Drehen des Gitters selektiert werden kann. Der Laser emittiert TE-polarisiertes Licht, die

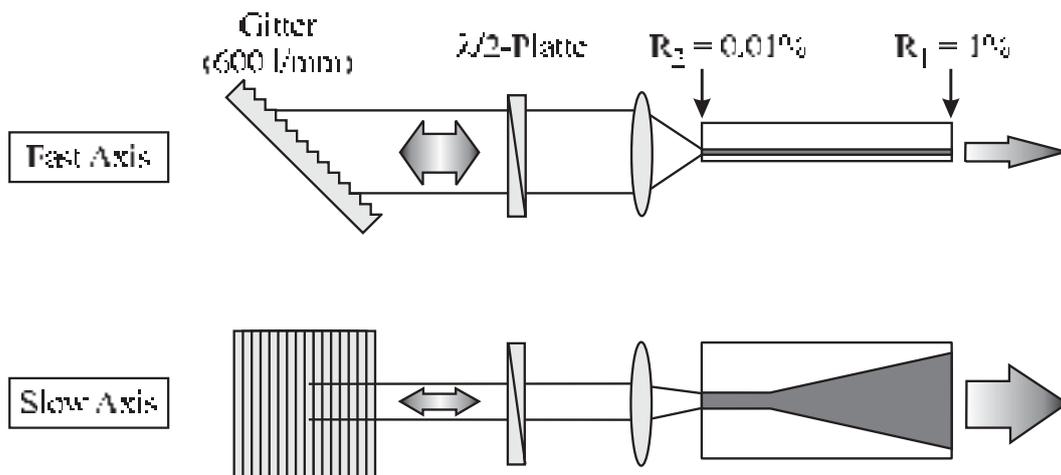


Abbildung 6.35: Schematische Darstellung des durchstimmbaren Lasersystems.

Reflektivität des Gitters ist für TM-Polarisation jedoch höher. Daher wird eine $\lambda/2$ -Platte im kollimierten Strahl positioniert, die die Polarisationssebene um 90° dreht.

Die mit dem Gitter erreichbare Linienbreite $\Delta\lambda$ liegt bei [125]

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda}{m \cdot l}, \quad (6.5)$$

wobei m die reflektierte Gitterordnung beschreibt und l die Anzahl der ausgeleuchteten Gitterlinien. $\Delta\lambda$ beträgt bei voller Ausleuchtung des hier verwendeten Gitters (Breite 25 mm) ca. 0.1 nm. Mit einem Gitter höherer Auflösung ließe sich die Emission auf eine einzige Resonatormode beschränken, worauf hier aber verzichtet wurde, weil die nachweisbare Linienbreite durch die Auflösung des Spektrometers (0.1 nm) begrenzt ist.

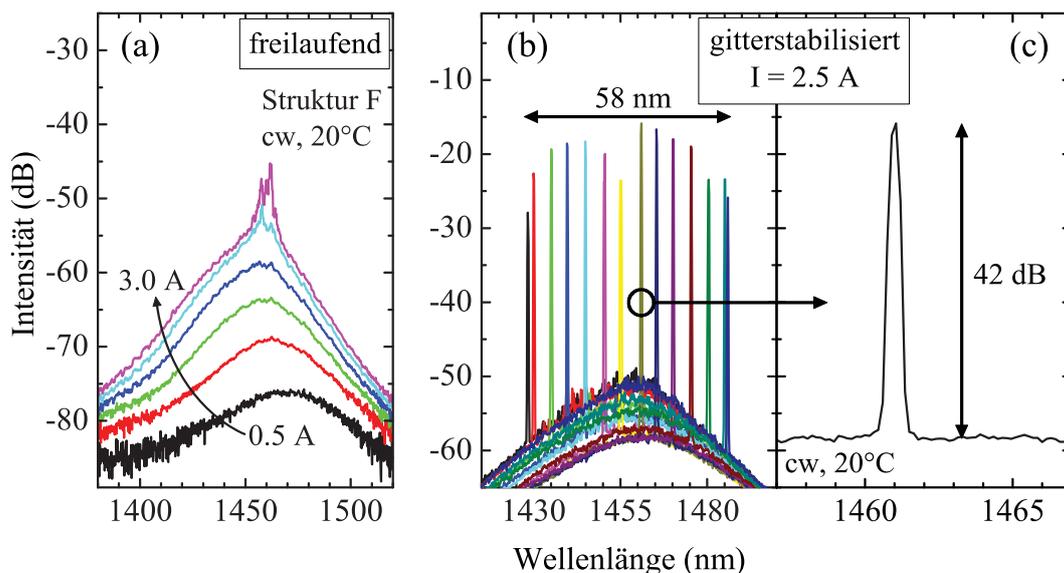


Abbildung 6.36: Spektrale Charakterisierung von Verstärkern im freilaufenden Betrieb (a) und im externen Resonator (b,c).

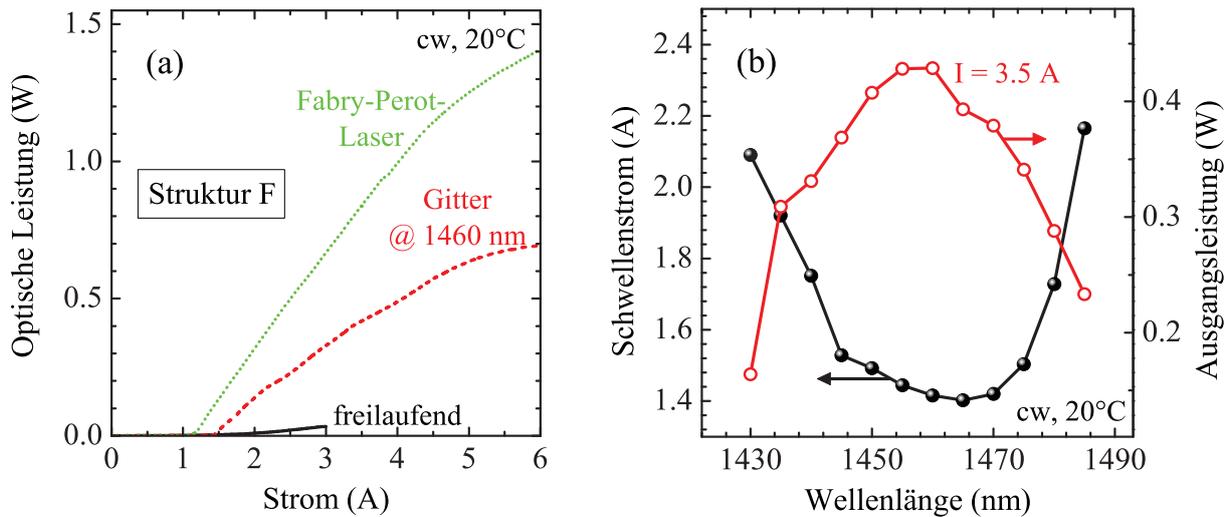


Abbildung 6.37: Elektrooptische Kenndaten von Verstärkern im externen Resonator. (a) zeigt die Strom-Leistung-Kennlinien eines freilaufenden Verstärkers und desselben Verstärkers im externen Resonator. Zum Vergleich ist die Kennlinie eines vergleichbaren Trapezlasers mit verspiegelter Rückfacette dargestellt. (b) zeigt die Änderung des Schwellenstroms und der Ausgangsleistung beim Durchstimmen der Rückkopplungswellenlänge.

Abbildung 6.36 fasst das spektrale Verhalten eines Trapezlasers vom Typ F (gerade Rippenflanken, $\Delta n_{eff}=0.009$) im externen Resonator zusammen. Im freilaufenden Verstärker (Abbildung 6.36 (a)) bleibt die stimulierte Emission bis zu 2 A unterdrückt. Die verbleibende Facettenreflektivität lässt bei 2.5 A Lasertätigkeit zu, wie am Peak in der Mitte des Spektrums erkennbar ist.

Abbildung 6.36 (b) zeigt das Durchstimmverhalten im externen Resonator. Der Durchstimmbereich beträgt 58 nm, die Seitenmodenunterdrückung liegt bei bis zu 42 dB (Abbildung 6.36 (c)). Bei der Zentralwellenlänge von 1460 nm werden optische Ausgangsleistungen von 0.7 W bei 6 A erreicht (Abbildung 6.37 (a)), also etwa 50% der Leistung des Fabry-Perot-Lasers. Der Schwellenstrom steigt im Vergleich zum Laser um 30%, da die effektive Reflektivität des Gitters geringer ist als die der Rückfacette des Lasers. Verstimmt man den Resonator durch Drehen des Gitters, nimmt der Schwellenstrom mit zunehmendem spektralen Abstand vom Gewinnmaximum zu (Abbildung 6.37 (b)). Dies hat zur Folge, dass bei niedrigen Strömen der Durchstimmbereich durch das Aussetzen der Lasertätigkeit begrenzt wird (d.h. wenn $I < I_{th}(\lambda)$ wird). Bei höheren Strömen springt die Laserwellenlänge außerhalb des Durchstimmbereichs auf die Wellenlänge des Fabry-Perot-Lasers zurück. Dies resultiert aus zwei konkurrierenden Prozessen: Der Gewinn im spektralen Maximum ist höher als bei der Wellenlänge, die das Gitter vorgibt. Bei der Wellenlänge des Gewinnmaximums kann der Laser anschwingen, falls die Eigenoszillation des Verstärkers einsetzt. Solange der externe Resonator einen niedrigeren Schwellenstrom als der Verstärker besitzt, schwingt der Laser auf der Gitterwellenlänge an. Wird die Verstimmung zu groß, dann erreicht die Eigenoszillation zuerst die Laserschwelle, und die Laseremission springt zurück zur Wellenlänge des Fabry-Perot-Lasers.

Fazit

Trapezlasern im externen Resonator erreichen spektral schmalbandig optische Ausgangsleistungen von >700 mW. Obwohl die Vertikalstruktur nicht auf ein breites Gewinnspektrum ausgelegt ist, konnte ein Durchstimmbereich von 58 nm demonstriert werden. Es wurde eine Seitenmodenunterdrückung von bis zu 42 dB nachgewiesen, die deutlich höher ist als typische Werte von 30 dB bei DBR- und DFB-Trapezlasern [123, 124]

6.8 Zuverlässigkeit

Begleitend zur Charakterisierung der Trapezlaser wurden Lebensdaueruntersuchungen durchgeführt. Für eine solche kontrollierte Alterung der Dioden kommen zwei Betriebsmodi in Frage: Bei der Qualifizierung nach Telcordia-Standard [126] ist eine Alterung bei konstanter optischer Ausgangsleistung üblich, was dem Betrieb in der Praxis meist am nächsten kommt. Eine Folge dieses Modus ist jedoch, dass der Betriebsstrom zum Ende der Lebensdauer stark ansteigen kann. Dabei wird das Bauelement unter Umständen erheblich beschädigt, was eine nachträgliche Untersuchung der Degradationsmechanismen verhindert. Für diese Arbeit wurde die Alterung daher bei konstantem Strom durchgeführt, wobei die Lebensdauer $\tau_{80\%}$ durch den Abfall der optischen Leistung auf 80% ihres Ausgangswertes definiert wird.

Während der Alterung wird die optische Ausgangsleistung in Abständen von 15 min kontrolliert. Dabei wird nur ein kleiner Teil der Intensität detektiert, der vom Schutzgehäuse diffus auf eine Diode reflektiert wird (vgl. [116]), und die relative Änderung des Signals ausgewertet. Der Aufbau wird üblicherweise für eine beschleunigte Alterung bei erhöhten Temperaturen genutzt. Abbildung 6.38 zeigt eine so aufgenommene Lebensdauer-Kurve

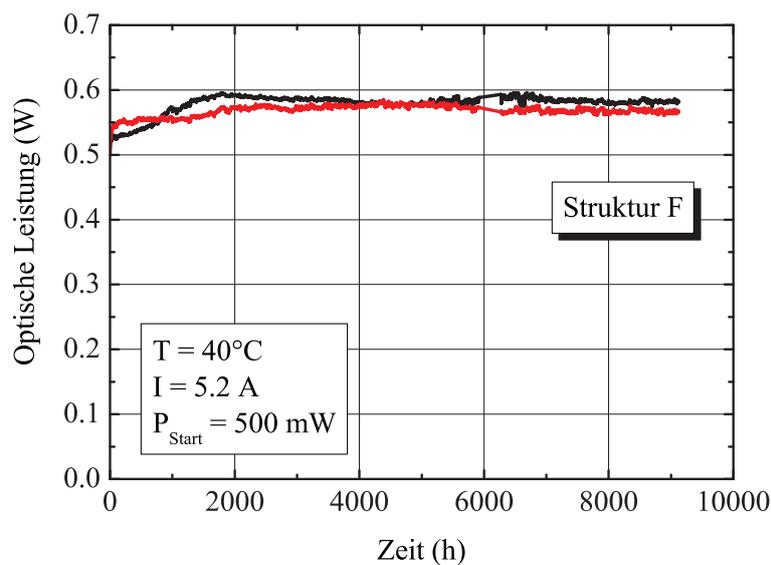


Abbildung 6.38: Lebensdauer-Untersuchung an Trapezlasern vom Typ F. Bei einer Anfangsleistung von 0.5 W wurde nach 9.000 h beschleunigter Alterung bei 40°C noch keine Degradation festgestellt.

bei 0.5 W optischer Ausgangsleistung und 40 °C Wärmesenkentemperatur.

Die Lebensdauer τ hängt über die Arrhenius-Beziehung

$$\tau = \text{const} \cdot e^{-\frac{E_a}{k_B T}} \quad (6.6)$$

mit der Betriebstemperatur zusammen [127]. Bei Kenntnis der Aktivierungsenergie E_a lässt sich damit die Lebensdauer bei Raumtemperatur aus der gemessenen Lebensdauer bei erhöhter Temperatur berechnen. Die Aktivierungsenergie variiert allerdings mit der jeweiligen Laserstruktur (typische Werte bei InGaAsP/InP-Lasern liegen zwischen 0.6 und 0.9 eV [3, 128]). Sie müsste zunächst aus einer größeren Zahl von Lebensdaueruntersuchungen vergleichbarer Laser bei verschiedenen Temperaturen bestimmt werden, wofür hier aber nicht genügend Bauelemente zur Verfügung standen.

Zur Vereinfachung wurde daher die Alterung überwiegend bei 20 °C und 1 W Ausgangsleistung durchgeführt, was dem höchsten anzunehmenden Arbeitspunkt entspricht. Bei dieser Temperatur konnte die oben beschriebene Leistungsdetektion jedoch nicht mehr verwendet werden, da das Signal durch Modeninstabilitäten und Tauwasser auf dem Detektor zu stark verrauscht war. Stattdessen wurde lediglich zu Beginn der Alterung und zum Auswertungszeitpunkt die tatsächliche optische Ausgangsleistung gemessen und zur Bestimmung der Degradationsrate r_D eine lineare Leistungsabnahme angenommen.

Bei Trapezlasern vom Typ F ergibt sich daraus eine mittlere extrapolierte Lebensdauer von >8000 h, bei Variation D erhält man >15.000 h. Tabelle 6.5 fasst die Ergebnisse zusammen. Für eine Statistik der Ausfallrate ist die Anzahl der untersuchten Diodenlaser zwar zu gering, jedoch wurden bei den hier aufgeführten Untersuchungen keine spontanen Ausfälle beobachtet.

Eine weitere wichtige Untersuchung zur Belastbarkeit der Laser stellt die Messung der Zerstörschwelle im gepulsten Betrieb dar. Dies ist am Beispiel eines Trapezlasers vom Typ F und eines Breitstreifenlasers vom Typ E in Abbildung 6.39 dargestellt. Die Messungen wurden bei einem Tastverhältnis von 0.25% und einer Pulslänge von 2.5 μs (a) bzw. 10 μs (b) durchgeführt. In beiden Fällen tritt noch eine merkliche Erwärmung des Bauelements während der Pulsdauer auf, wie am thermischen Überrollen beider Kennlinien zu erkennen ist. Eine Messung bei kürzeren Pulslängen war jedoch apparativ bedingt nicht möglich.

Durch die Stromquelle war die Messung auf Ströme von 30 A limitiert. Bis zu diesem Strom, der beim Trapezlaser einer optischen Leistungsdichte von >10 MW/cm² entspricht,

Struktur	# Dioden	I	P(0 h)	T	t	r_D	$\tau_{80\%}$
F	2	5.20 A	0.5 W	40 °C	9120 h	-	-
D	3	5.90 A	1.0 W	20 °C	6990 h	$1.30 \cdot 10^{-5}/\text{h}$	15.300 h
F	6	4.15 A	1.0 W	20 °C	5500 h	$2.41 \cdot 10^{-5}/\text{h}$	8.300 h

Tabelle 6.5: Ergebnisse von Lebensdaueruntersuchungen an Trapezlasern. t gibt die Alterungsdauer und r_D die mittlere relative Degradationsrate an. Die Lebensdauer $\tau_{80\%}$ wird über den (extrapolierten) Abfall der Ausgangsleistung auf 80% ihres Startwertes definiert.

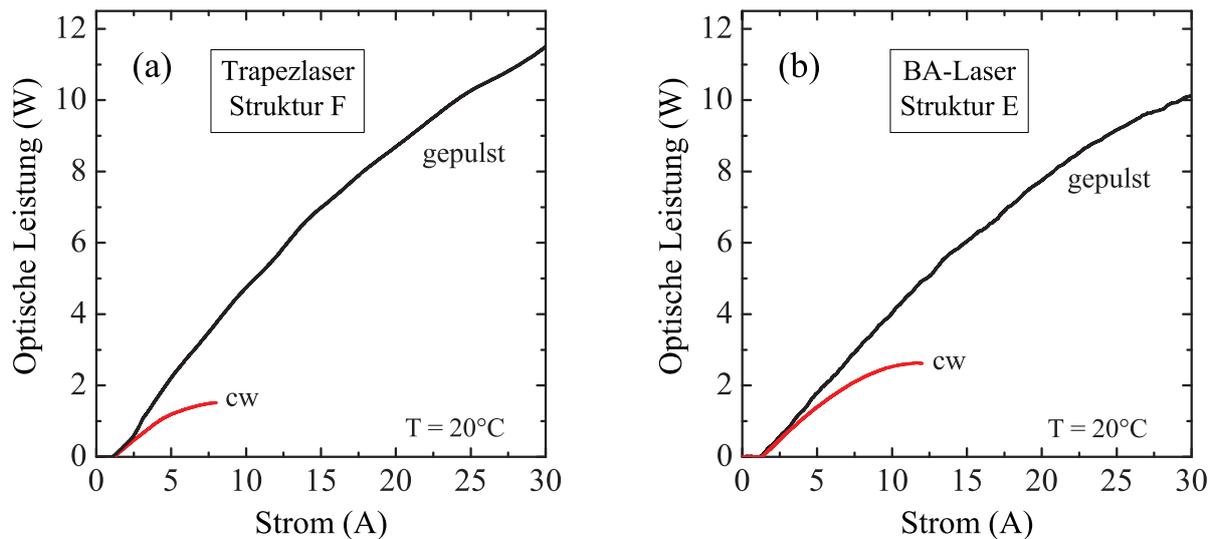


Abbildung 6.39: Gepulste Messungen zur Untersuchung der Belastbarkeit. Messparameter: Tastverhältnis 0.25%, Pulslänge $2.5 \mu\text{s}$ (a) bzw. $10 \mu\text{s}$ (b). Parameter der Breitstreifenlaser: Abmessungen $150 \times 2000 \mu\text{m}^2$, $R_1=98\%$, $R_2=5\%$

wurde keine Schädigung der untersuchten Dioden beobachtet. Damit werden Literaturangaben bestätigt, wonach bei Al-freien InGaAsP-Lasern die Ausgangsleistung durch thermische Effekte beschränkt ist, aber eine Zerstörung der Facetten bei hohen Strömen praktisch nicht auftritt [13, 98].

6.9 Diskussion und Ausblick

Mit den vorgestellten Optimierungsschritten erreichen die untersuchten Trapezlaser bereits optische Ausgangsleistungen von 1.6 W, eine nahezu beugungsbegrenzte Ausgangsleistung von 1 W und Brillanzen von $34 \text{ MW}/\text{cm}^2$. Erste Zuverlässigkeitsuntersuchungen lassen bei diesem Arbeitspunkt Lebensdauern um 10.000 h erwarten.

Darauf aufbauende Optimierungen bieten sich unter den folgenden Aspekten an:

- Die hohe Brillanz ist das wichtigste Merkmal des Trapezlasers. Durch eine Erhöhung der Ausgangsleistung und weitere Unterdrückung der Filamentierung lässt sich die Brillanz weiter steigern.
- Für die praktische Handhabung ist ein kleinerer Divergenzwinkel in der Fast Axis sinnvoll. Hierdurch können Linsen mit niedrigerer numerischer Apertur verwendet werden, und Abbildungsfehler werden reduziert.
- Durch eine Verbesserung der Temperaturstabilität lässt sich der für einen Hochleistungsbetrieb nutzbare Temperaturbereich erweitern.

Im folgenden sollen einige Möglichkeiten diskutiert werden, mit denen sich solche Optimierungen realisieren lässt.

Erhöhung der Brillanz

Der erste Schritt zu höheren optischen Leistungsdichten ist eine weitere Verbesserung der elektrooptischen Eigenschaften. Das kann zum einen über die Vertikalstruktur geschehen, zum anderen über die Bauelementparameter, die während der Prozessierung festgelegt werden.

Die besten in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse wurden mit Vertikalstruktur F erzielt. Diese weist mit $\alpha_i=7.4 \text{ cm}^{-1}$ noch recht hohe interne Verluste auf, wenn man die hier erreichten Bestwerte von $\alpha_i=2.0 \text{ cm}^{-1}$ (Struktur A) bzw. veröffentlichte Bestwerte von $\alpha_i=1.3 \text{ cm}^{-1}$ [11] zugrunde legt. Es besteht bei Struktur F also noch Potenzial, durch ein geringeres α_i den Schwellenstrom zu verringern und den Wirkungsgrad zu steigern. Der größte Teil der internen Verluste wird durch die p-dotierten Bereiche verursacht. Ein möglicher Designansatz, der die Beibehaltung des Divergenzwinkels erlaubt, ist die Verwendung eines unsymmetrischen Wellenleiters, der die optische Mode in den n-dotierten Bereich verschiebt. Dazu kann z.B. im n-seitigen Wellenleiter eine InGaAsP-Zusammensetzung mit größerem Brechungsindex als im p-seitigen Wellenleiter gewählt werden [129].

Verbesserungen des Wirkungsgrads lassen sich auch mit einem niedrigeren Spannungsabfall erzielen. Das lässt sich über die Vertikalstruktur erreichen, wenn der parasitäre Spannungsanteil U_P der Heterobarrieren gesenkt wird. Realisierbar ist das, indem man statt abrupter Übergänge graduierte verwendet. Allerdings würde das Wachstum solcher Gradings die Verwendung einer anderen Epitaxieanlage voraussetzen (vgl. Kapitel 4.4.2).

Ein technologisch einfacher, aber wirkungsvoller Ansatz ist eine Verlängerung des Trapezbereichs. Hierdurch werden die geometrischen Verluste und die Resonatorverluste verringert, was die Schwellenstromdichte senkt. Zugleich führt die größere Fläche zu einem kleineren elektrischen und auch thermischen Widerstand. Dies wurde in jüngster Zeit an GaAs-basierten Trapezlasern gleicher Resonatorgeometrie demonstriert, wo eine Verlängerung des Trapezbereichs von $2000 \mu\text{m}$ auf $3000 \mu\text{m}$ den maximalen Wirkungsgrad von 47% auf 58% erhöhte [130].

Neben einer Verbesserung der elektrooptischen Eigenschaften ist der zweite Ansatz zur Erhöhung der Brillanz die Verbesserung der Strahlqualität. Das bedeutet vor allem, das Einsetzen der Filamentierung zu höheren optischen Leistungen hin zu verschieben.

Unter diesem Aspekt konnte ebenfalls nachgewiesen werden, dass eine Verlängerung des Trapezbereichs sinnvoll ist [130]. Die wegen der geringeren Verluste niedrigere Ladungsträgerdichte führt zu verminderten Ladungsträgerfluktuationen und senkt die Neigung zur Filamentierung.

Wie in Abschnitt 6.5.1 dargestellt wurde, wirkt sich auch ein längerer Rippenbereich positiv auf die Strahlqualität aus, da er die Trapez-Eingangsleistung erhöht und eine bessere Filterwirkung besitzt. Bisher sprachen praktische Überlegungen dagegen, da ein längerer Rippenbereich zu empfindlich in der Montage ist. Weniger anfällig wird das Bauelement, wenn der Rippenwellenleiter nicht vollständig freigestellt ist, sondern nur beidseitig durch Gräben mit einigen $10 \mu\text{m}$ Breite definiert wird. Hierdurch wirkt auf den Rippenwellenleiter während des Lötprozesses ein geringerer Anpressdruck, und Scherkräfte werden

ebenfalls vermieden.

Daneben existieren weitere Möglichkeiten, die Eingangsleistung im Trapezbereich zu erhöhen: Bei dem hier verwendeten flach geätzten Rippenwellenleiter bleibt ein Teil der injizierten Ladungsträger ungenutzt, da die gepumpte Fläche wegen der Stromverbreiterung größer ist als die Ausdehnung der optischen Mode. Mit einer Mesa-Ätzung durch den aktiven Bereich hindurch wird der Strom lateral begrenzt. Eventuell auftretende höhere optische Verluste durch Oberflächenrekombination können vermieden werden, indem man einen zweiten Epitaxieschritt anschließt und den Rippenwellenleiter als vergrabene Struktur auslegt. Diese Variante ist allerdings technologisch sehr aufwendig. Das gilt auch für die Möglichkeit, Rippenwellenleiter- und Trapezbereich separat zu kontaktieren, um über eine größere Stromdichte im Rippenbereich die Trapez-Eingangsleistung zu erhöhen.

Die Entstehung von Filamenten wird vor allem in den Trapez-Randbereichen begünstigt, da hier die größten Ladungsträgerdichten auftreten. Passt man die Strominjektion lateral an die gaußförmige Intensitätsverteilung an, die der Rippenwellenleiter vorgibt, kann im Idealfall ein lateral konstanter Gewinn erzielt werden, was die Neigung zur Strahlfilamentierung senkt und zudem den Wirkungsgrad verbessert. Dieses Konzept wurde bereits erfolgreich mit punkt- bzw. streifenförmigen Kontakten demonstriert, deren Dichte lateral nach außen hin abnimmt [23, 131], und führte zu einer dramatischen Verbesserung der Strahlqualität bei hohen Leistungen.

Verringerung der Strahldivergenz

Nach Abbildung 4.14 kann der Divergenzwinkel in der Fast Axis verringert werden, indem man – ausgehend von Struktur F – die Dicke der Wellenleiterschichten reduziert oder deren Brechungsindex senkt. Hierdurch würde aber der Überlapp der optischen Mode mit den p-dotierten Mantelschichten schnell ansteigen und die internen Verluste erhöhen. Diese Beschränkung kann auch hier durch eine unsymmetrische Struktur überwunden werden. Bereits mehrere Ansätze dieser Art konnten erfolgreich realisiert werden:

Ersetzt man n-seitig die InP-Mantelschicht durch eine InGaAsP-Mantelschicht mit höherem Brechungsindex, ist die optische Mode stärker in den n-dotierten als in den p-dotierten Schichten lokalisiert. Auf diesem Weg konnten Rippenwellenleiter-Laser ($\lambda = 1480 \text{ nm}$) mit $\alpha_i = 3.0 \text{ cm}^{-1}$ und Divergenzwinkeln unter 30° ($1/e^2$) demonstriert werden [5].

Der gleich Effekt lässt sich mit einem zweiten, n-seitigen InGaAsP-Wellenleiter erzielen, der sich in der InP-Mantelschicht befindet. Er wirkt als optische Falle und verschiebt die optische Mode ebenfalls in die n-dotierten Bereiche. Mit einer solchen Struktur konnten interne Verluste von 4.8 cm^{-1} und Divergenzwinkel von 24° (FWHM) erzielt werden [26].

Die Verbreiterung der optischen Mode geht mit einem sinkenden Füllfaktor einher. Je nach Auslegung muss daher gegebenenfalls die Zahl der Quantenfilme erhöht werden, um einen ausreichenden optischen Gewinn zu erzeugen.

Verbesserung der Temperaturstabilität

Die Temperaturempfindlichkeit der Bauelemente hängt zum einen von der des Materials ab, die über T_0 und T_1 ausgedrückt wird. Zum anderen wird sie durch den thermischen Widerstand Z_T beeinflusst.

Der Beitrag der Vertikalstruktur zu Z_T entsteht nach Abschnitt 6.4 überwiegend in den quaternären p-seitigen Wellenleiterschichten. Eine Verringerung dieser Schichtdicke mit dem Ziel eines kleineren Divergenzwinkels wirkt sich also gleichzeitig auch positiv auf den thermischen Widerstand aus.

Die größere Beschränkung liegt jedoch in der geringen Temperaturstabilität des Materialsystems InGaAsP. Typische Literaturwerte für T_0 bei 1.48 μm -Lasern werden mit rund 70 K angegeben [132], sind also höher als die in dieser Arbeit erreichten Werte um 60 K. Durch geeignete Änderung der Vertikalstruktur sollten hier noch Verbesserungen erzielbar sein.

Die bei InGaAsP-Lasern auftretenden hohen Schwellenströme entstehen bei Raumtemperatur aufgrund der Auger-Rekombination. Die niedrigen T_0 -Werte, d.h. der Anstieg von I_{th} oberhalb Raumtemperatur, wird jedoch auf die wegen der geringen Leitungsbanddiskontinuitäten steigende Leckrate sowie auf die Zunahme der internen Verluste zurückgeführt [31, 133, 134]. Eine verbesserte Temperaturstabilität konnte durch Strukturen mit reduzierter n-Dotierung demonstriert werden [133]. Die Leckrate lässt sich zum einen durch tiefere Quantentöpfe verringern, d.h. durch eine Barrierenzusammensetzung mit höherer Bandlückenenergie [90]. Aufwendigere Ansätze beinhalten den Einbau einer dünnen Elektronenbarriere (z.B. InGaP) zwischen Mantelschicht und p-seitigem Wellenleiter [135].

Kapitel 7

Zusammenfassung und Perspektive

Im Rahmen dieser Arbeit konnten erstmals mittels Feststoffquellen-MBE epitaxiierte InGaAsP-Trapezlasern bei 14xx nm demonstriert werden.

Der erste Teil der Arbeit befasste sich mit der Auslegung der Vertikalstruktur. Zur Modellierung wurde eine passive Berechnung des Modenverlaufs in Fast-Axis-Richtung verwendet. Dabei wurden zwei Ansätze zur Dimensionierung der Epitaxieschichten verfolgt: Zum einen wurde das bei GaAs-Hochleistungslasern bewährte LOC-Konzept auf InGaAsP transferiert, um Strukturen mit niedrigen optischen Verlusten zu realisieren. Der andere Ansatz beinhaltete eine Struktur mit dünnen Wellenleiterschichten, die einen höheren modalen Gewinn ermöglicht und mehr Designfreiheit für eine Weiterentwicklung ergab.

Verschiedene LOC-Strukturen und eine Vertikalstruktur mit schmalen Wellenleiter wurden experimentell realisiert und anhand von Schnellprozess-Emittern gepulst charakterisiert. Dabei zeigte sich, dass eine Spacerschicht auf beiden Seiten der aktiven Zone die interne Quanteneffizienz des Bauelements um rund 15% erhöhte und damit zu einer niedrigeren Laserschwelle beiträgt. Eine Variation der Quantenfilmzahl bei den LOC-basierten Strukturen ermöglichte die Extraktion des Materialgewinns und der Transparenzstromdichte, die als Parameter in die BPM-Simulation der Trapezlaser gingen. Weiterhin ließ sich hieraus auch eine Vorhersage für eine optimierte aktive Zone speziell für den Trapezlaser treffen: Mit vier QWs (LOC-Struktur) bzw. drei QWs (schmalen Wellenleiter) war eine Minimierung des Schwellenstroms zu erwarten.

Die Strukturvariante mit schmalen Wellenleiter zeigte von allen untersuchten Vertikalstrukturen die elektrooptisch besten Eigenschaften, was sich auf einen besseren Ladungsträgereinfang in der aktiven Zone und auf den höheren modalen Gewinn zurückführen ließ. Eine Variation des Dotierprofils ergab, dass die untere Grenze der internen Verluste bei etwa 7 cm^{-1} liegt, da sich bei einer geringeren p-Dotierung die interne Quanteneffizienz dramatisch verschlechtert. Hier wiederum bestätigte sich der Vorteil des LOC-Konzeptes, mit dem sich interne Verluste zwischen 2.0 und 3.3 cm^{-1} realisieren ließen. Diese Werte bewegen sich im Bereich von Bestwerten, die bei InGaAsP-Lasern dieser Wellenlänge veröffentlicht wurden.

Aus den so vorcharakterisierten Laserstrukturen wurden im nächsten Schritt Trapezlaser prozessiert. Zur Modellierung der Bauelemente wurde dabei das BPM-

Simulationsprogramm DioSim eingesetzt. Dieses war bis dahin nur bei der Entwicklung GaAs-basierter optischer Bauelemente verwendet worden, so dass zunächst die Parameter des Materialsystems InGaAsP/InP implementiert werden mussten. Dabei ließ sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung zwischen Simulation und Messung beobachten.

Im elektrooptischen Verhalten der Trapezlaser wurden die Vorhersagen aufgrund der Schnellprozess-Charakterisierung bestätigt. LOC-basierte Trapezlaser erreichten bei vier Quantenfilmen den niedrigsten Schwellenstrom (1.4 A), den höchsten Leistungswirkungsgrad (16%) und optische Ausgangsleistungen von 1.2 W. Trotz der hohen internen Verluste stellte sich das Konzept des schmalen Wellenleiters insgesamt jedoch als überlegen heraus. Trapezlaser erreichten hier Schwellenströme von 1.1 A, einen Wirkungsgrad von 22% und optische Ausgangsleistungen von 1.6 W.

Die verschiedenen Bauelemente wurden bezüglich ihrer lateralen Strahleigenschaften (Nahfeld, Fernfeld, Strahlqualität, Astigmatismus) analysiert. Erstmals kam zudem eine ausführliche strom- und orts aufgelöste Analyse der Trapezlaserspektren zur Anwendung. Daraus wurde deutlich, dass die Ladungsträgerverteilung bei den hier untersuchten Strukturen den dominierenden Einfluss auf die laterale Strahlcharakteristik ausübt. Temperatureffekte stellten sich dagegen – trotz merklicher Aufheizung – als nachrangig heraus.

Ausgehend von Simulationen wurde im nächsten Schritt die Bauelementgeometrie optimiert. Dabei wurde unter Beibehaltung von Trapezlänge und -winkel der Rippenquerschnitt angepasst, um eine vollständige Ausleuchtung des Trapezbereichs zu gewährleisten. Auch die Länge des Rippenwellenleiters sowie die Reflektivität der Austrittsfläche wurden optimiert. Basierend auf der Vertikalstruktur mit schmalen Wellenleiter konnten so Trapezlaser realisiert werden, die bei 1 W optischer Ausgangsleistung ein nahezu beugungsbegrenztes Verhalten ($M_{var}^2 = 1.8$, $M_{1/e^2}^2 = 1.3$) zeigten. Die Brillanz betrug bis zu 34 MW/cm². Dies entspricht veröffentlichten Bestwerten von 14xx-Trapezlasern, deren Vertikalstruktur und Resonatorgeometrie vergleichbar ist.

Weiterhin konnte mit Trapezverstärkern im externen Resonator spektral schmalbandiger Betrieb realisiert werden. Dabei wurden optische Ausgangsleistungen >700 mW erreicht. Obwohl die Vertikalstruktur nicht auf ein breites Gewinnspektrum ausgelegt ist, konnte ein Durchstimmbereich von 58 nm demonstriert werden. Mit einer Seitenmodenunterdrückung von bis zu 42 dB wurden deutlich bessere Werte erzielt, als typischerweise mit DBR- und DFB-Trapezlasern erreicht werden.

Abschließend wurde mit ersten Lebensdauer- und Belastungstests die Zuverlässigkeit der Bauelemente untersucht. Spontane Ausfälle und Facettenschädigung wurden weder im Langzeitbetrieb noch bei hohen optischen Leistungen im Pulsbetrieb beobachtet. Eine beschleunigte Alterung bei 40 °C und $P = 0.5$ W ergab nach 9.000 h keine messbare Degradation. Ein Test bei Raumtemperatur und $P = 1$ W lässt auf eine extrapolierte Lebensdauer von rund 10.000 h bei diesem Arbeitspunkt schließen. Zugleich handelt es sich hierbei um die ersten Lebensdauer-Untersuchungen überhaupt, die an 14xx-Trapezlasern durchgeführt wurden.

Der Schwerpunkt der Optimierung bezog sich in dieser Arbeit auf die Vertikalstruktur des Lasers. Der mit $P_{max} = 1.6$ W elektrooptisch vorhandene Spielraum wird hier noch nicht vollständig genutzt, da das Maximum der Brillanz bei 1 W Ausgangsleistung er-

reicht wird und durch den Zusammenbruch der Strahlqualität limitiert ist. Als nächster Entwicklungsschritt bietet sich daher eine Variation der Resonatorgeometrie an, die den Erhalt der Strahlqualität bis zu höheren optischen Leistungen hin ermöglicht. Wirkungsvolle Verbesserungen sind zu erwarten, wenn der Trapezbereich verlängert wird. Mit einer Strukturierung des p-Kontakts, die es erlaubt, die optische Gewinnverteilung an die Modenverteilung anzupassen, sollte ebenfalls eine weitere Erhöhung der Brillanz erreicht werden können.

Zusammenfassend ergibt sich, dass im Rahmen dieser Arbeit erstmals 14xx-Pumplaser mittels Feststoffquellen-MBE realisiert werden konnten. Das Konzept des Rippen-Trapezlasers wurde erfolgreich auf das Materialsystem InGaAsP/InP angewandt und ermöglichte ausgezeichnete Kenndaten von 1 W quasi beugungsbegrenzter optischer Ausgangsleistung. Darüber hinaus wurde im Verstärkerbetrieb ein spektral breiter Abstimmbereich von 58 nm erzielt. Abgerundet wurde die Entwicklung der Bauelemente durch eine Demonstration ihrer Zuverlässigkeit.

Anhang A

Modellierung

Zur Modellierung optoelektronischer Bauelemente existieren komplexe Programmpakete, die in der Lage sind, die Verteilung der Ladungsträger und der optischen Mode dreidimensional zu berechnen. Hierbei treten jedoch zwei Nachteile auf: Zum einen ist der Rechenaufwand erheblich, zum anderen ergeben sich häufig Konvergenzprobleme.

Bei den untersuchten Bauelementen kann eine wesentliche Vereinfachung gemacht werden: Der Brechungsindex ändert sich stark in vertikaler (y -)Richtung, aber im Vergleich dazu nur wenig in x - und z -Richtung. Gleiches gilt im stationären Zustand für die elektrische Feldverteilung. Diese Eigenschaft macht die Lösung der zeitunabhängigen Wellengleichung mit einem Separationsansatz möglich, wobei zunächst die Modenverteilung in y -Richtung an einem Punkt (x, z) berechnet wird. Hierdurch reduziert sich die Wellengleichung auf ein zweidimensionales Problem, in dem der Brechungsindex durch eine Kopplungskonstante $n_{eff}(x, z)$ berücksichtigt wird. Bei dieser sog. effektiven-Index-Näherung beschreibt $n_{eff}(x, z)$ einen in y -Richtung gemittelten Brechungsindex, in den die jeweilige vertikale Modenverteilung gewichtend eingeht [30, 39]

Für die praktische Anwendung bedeutet dies, dass man zunächst für alle Bereiche des Bauelements die vertikale Modenverteilung und den zugehörigen effektiven Brechungsindex bestimmt (Abschnitt A.1). Beim Rippenwellenleiter wäre das z.B. der Rippenbereich sowie der lateral angrenzende Bereich. Dabei hängt der Wert von $n_{eff}(x, z)$ von der Ordnung der Vertikalmode ab und bezieht sich in dieser Arbeit immer auf die Grundmode. Im zweiten Schritt wird dann die Modenverteilung in der (x, z) -Ebene ermittelt (Abschnitt A.2).

A.1 Passive Modellierung der Vertikalmoden

Der vertikale Wellenleiter verfügt typischerweise über einen Brechungsindexsprung von rund 0.1 zu den Mantelschichten. Temperatur- und strominduzierte Änderungen sind um mindestens eine Größenordnung geringer (vgl. Kapitel 3.3.2). Ihr Einfluss ist zudem vergleichbar mit der Unsicherheit in den Zusammensetzungen und Dicken der Epitaxieschichten. Entsprechend lässt sich das Verhalten der Vertikalmode ausreichend genau durch eine

passive Modellierung voraussagen.

Beim Wellenleiter mit Stufenprofil kann die Anzahl der geführten Moden bzw. die Einmodigkeitsgrenze relativ einfach bestimmt werden [55]. Bei anderen Profilen ist dies meist deutlich aufwendiger und häufig nur numerisch möglich. Gleiches gilt für die Bestimmung des Füllfaktors.

Das hier zur Modellierung des Wellenleiters eingesetzte Programm PhotonD [96] bestimmt nach Vorgabe des Brechungsindex-Profiles eindimensional die geführten Moden. Dabei wird zunächst der Verlauf der dielektrischen Funktion ε durch einzelne Segmente mit jeweils konstantem oder linear variierendem ε approximiert. Die nachfolgende Berechnung der Moden beruht auf einem sog. Shooting-Algorithmus: Dazu werden ein Startwert (hier: für den Wellenvektor) sowie die Randbedingungen für das Feld auf beiden Seiten der Epitaxiestructur vorgegeben. Im einfachsten Fall (d.h. ohne Berücksichtigung von Absorption und Gewinn) ist das ein exponentieller Abfall der Mode auf beiden Seiten. Ausgehend vom einen Randwert wird sukzessiv für jedes Segment das Feld (genähert als Potenzreihe 3. oder 4. Ordnung) bestimmt, und zwar unter Berücksichtigung der Maxwellschen Stetigkeitsbedingungen an jeder Segmentgrenze. Nach dem letzten Segment wird der erhaltene Randwert zur Fehlerabschätzung mit dem vorgegebenen verglichen und bei zu großer Abweichung ein neuer Startwert für den nächsten Iterationsschritt bestimmt [136].

Im Rahmen dieser Arbeit wird PhotonD einerseits zur Bestimmung der vertikalen Modenverteilung und von n_{eff} genutzt. Andererseits erlaubt es eine bequeme Bestimmung des Modenüberlapps mit frei definierbaren Bereichen der Vertikalstruktur. Auf diesem Wege wurden die Füllfaktoren der Quantenfilme und der Mantelschichten bestimmt (Kapitel 4), die u.a. für die Abschätzung der optischen Verluste und des Materialgewinns benötigt werden.

A.2 Simulation der (x, z) -Modenverteilung

In lateraler und longitudinaler Richtung muss der Einfluss der Ladungsträger berücksichtigt werden, um die Modenverteilung hinreichend genau bestimmen zu können. Die räumliche Ladungsträgerverteilung und Intensitätsverteilung beeinflussen einander stark, und die ladungsträgerinduzierten Fluktuationen im Brechungsindex bewegen sich in der gleichen Größenordnung wie die Variationen $n_{eff}(x, z)$ des dielektrischen Wellenleiters (Kapitel 3).

Das verwendete Simulationsprogramm DioSim [58, 137] beruht auf vier Grundgleichungen: Das Feld der optischen Mode wird durch die skalare Helmholtz-Gleichung (zeitunabhängige Wellengleichung) beschrieben, die mit Hilfe der effektiven Index-Näherung auf zwei Dimensionen (lateral/axial) reduziert wird:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E(x, z) + \frac{\partial^2}{\partial x^2} E(x, z) + k_0^2 \tilde{n}_{eff}^2(x, z) E(x, z) = 0 \quad (\text{A.1})$$

Hierbei beschreibt $\tilde{n}_{eff}(x, z)$ den komplexen effektiven Brechungsindex.

Das Verhalten der Ladungsträger wird über die eindimensionale Diffusionsgleichung (la-

terale Richtung) berücksichtigt:

$$D \frac{\partial^2}{\partial x^2} N(x, z) + \frac{\eta_i J(x, z)}{e \cdot d_z} - \frac{N(x, z)}{\tau_c} - \frac{I(x, z)}{h\nu} \Gamma g[N(x, z)] = 0, \quad (\text{A.2})$$

Dabei steht D für die Diffusionskonstante, τ_c für die Ladungsträger-Lebensdauer und $I(x, z)$ für die Gesamtintensität der vor- und rücklaufenden Welle. Die Beschränkung auf eine Dimension ist dadurch gerechtfertigt, dass sich die Struktur des Bauelements in longitudinaler Richtung nur langsam ändert (der Öffnungswinkel des Trapezbereichs beträgt nur 6°) und damit Inhomogenitäten durch laterale Diffusionseffekte dominant sind.

Gleichung A.1 und A.2 sind über optischen Gewinn (Gleichung 2.4) sowie den komplexen Brechungsindex,

$$n(x, z) = n_b + \alpha_T \cdot T + \frac{i}{2k_0} (\alpha_i - \Gamma g_{mat}(N(x, z))) - \frac{\alpha_H}{2k_0} \Gamma g_{mat}(N(x, z)), \quad (\text{A.3})$$

miteinander gekoppelt. Dabei wird die Temperaturabhängigkeit vernachlässigt ($\alpha_T \equiv 0$). Diese Vereinfachung ist gerechtfertigt, da die Aufheizung des Bauelements zwar erheblich ist, die laterale Inhomogenität aber sehr gering (Kapitel 6.4.1).

Zur Vereinfachung der numerischen Behandlung wird die Helmholtz-Gleichung in der (1,1)-Padé-Näherung formuliert [139], die bis zu Winkeln von rund 30° zur optischen Achse hinreichend genau ist. Das Differenzialgleichungssystem wird in ein Differenzenschema überführt.

Die Modenverteilung wird nun mit Hilfe der Strahlpropagations-Methode bestimmt [140, 141]. Dazu wird das Simulationsgebiet in axialer und lateraler Richtung in Segmente zerlegt. Sukzessiv werden für jeden Abschnitt die Helmholtz- und Diffusionsgleichung

Materialparameter	Wert	Quelle
Interne Verluste α_i	2.0–7.4 cm ⁻¹	Messung (Kap. 4)
Interne Quanteneffizienz η_i	65%–96%	Messung (Kap. 4)
Henry-Faktor α_H	3.2–3.4	Messung (Kap. 6.4.2)
Diffusionskonstante D	3.8 cm ² s ⁻¹	[57]
Materialgewinn g_0	1014 cm ⁻¹	Messung (Kap. 4.5)
Transparenz-Ladungsträgerdichte N_{tr}	2.27·10 ¹⁸ cm ⁻³	[138]
Hintergrund-Brechungsindex n_b	3.215–3.287	[87], Rechnung (PhotonD)
Füllfaktor Γ	1.36%–2.87%	Rechnung (PhotonD)
Quantenfilmdicke	4.5 nm	vorgegeben
Reflektivitäten R_1, R_2	1.5%/ 98%	Messung (Kap. 5.4)
Wellenlänge λ	1480 nm	vorgegeben

Tabelle A.1: Übersicht der verwendeten Simulationsparameter.

selbstkonsistent gelöst. Eine detaillierte Beschreibung der numerischen Behandlung findet sich in [141].

Neben der ermittelten Moden- und Ladungsträgerverteilung gibt die Simulation Auskunft über verschiedene Kenngrößen des Strahls wie die Fernfeldverteilung sowie die Strahlqualität. Tabelle A.1 enthält einen Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten Simulationsparameter.

Anhang B

Messmethoden

B.1 Fernfeld

Die winkelabhängige Intensitätsverteilung des Fernfelds wird mit dem in Abb. B.1 schematisch dargestellten Messaufbau bestimmt. Als Detektor dient dabei eine feststehend montierte Ge-Photodiode. Die Laserdiode ist auf einer Drehhalterung montiert. Sie befindet sich im Drehpunkt und kann sowohl in der x-z-Ebene (lateral) als auch in der y-z-Ebene (vertikal) rotiert werden. Vor dem Detektor ist eine Irisblende angebracht, die Streulicht blockiert und zugleich als Justierhilfe dient.

Der Aufbau wird rechnergesteuert betrieben. Während die Laserdiode mit Hilfe eines Schrittmotors in einer der beiden Ebenen gedreht wird, wird die Intensität detektiert und der jeweiligen Winkelposition zugeordnet.

Die Winkelauflösung wird durch die Fläche des Detektors limitiert. Dessen Durchmesser liegt bei 1 mm, woraus sich bei einem typischen Abstand von 600 mm zwischen Laser und Detektor eine Auflösung von 0.1° errechnet.

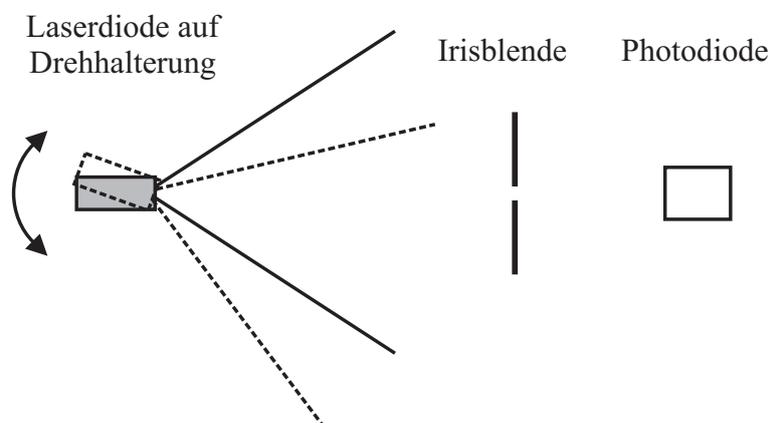


Abbildung B.1: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Charakterisierung des Fernfelds.

B.2 Nahfeld

Das Nahfeld bezeichnet die Intensitätsverteilung des Lasers am Ort der Austrittsfacette. Sie lässt sich auf einfache Weise mit einer vergrößerten Abbildung zugänglich machen. Dies ist schematisch in Abb. B.2 dargestellt.

In vertikaler Richtung fallen Nahfeld und Strahltaille am Ort der Facette zusammen. Man erhält eine vergrößerte Abbildung des Nahfelds, indem man den Strahl in der Fast Axis auf den Detektor fokussiert und damit dort eine neue Strahltaille erzeugt. Beim Trapezlaser liegt die Strahltaille der Slow Axis im Inneren des Bauelements, so dass die Linse eine vergrößerte Strahltaille vor dem Detektor generiert. Die Abbildung des lateralen Nahfelds befindet sich jedoch auch hier am Ort des Detektors.

Als Detektor wird eine InAs-Photodiode eingesetzt, vor der sich eine $5\ \mu\text{m}$ breite Schlitzblende befindet. Der Schlitz ist vertikal orientiert, so dass die Intensität der Fast Axis integriert aufgenommen wird. Das Strahlprofil wird in lateraler Richtung mit Hilfe eines Schrittmotors abgerastert und die ortsabhängige Intensität (wiederum rechnergesteuert) detektiert.

Aus der Brennweite f der Linse und dem Abstand z_{ges} zwischen Austrittsfacette und Detektor lässt sich der Abbildungsmaßstab M errechnen:

$$M = \frac{1 + \sqrt{1 - 4f/z_{ges}}}{1 - \sqrt{1 - 4f/z_{ges}}} \quad (\text{B.1})$$

Mit den in dieser Arbeit typischen Parametern ($z_{ges} = 850\ \text{mm}$, $f = 12.7\ \text{mm}$) erhält man eine ca. 65-fach vergrößerte Abbildung des Nahfelds.

Für die Auflösung des Systems kann prinzipiell die Schlitzbreite, die Schrittweite des Motors oder die Linse den begrenzenden Faktor darstellen. Die Schlitzbreite von $5\ \mu\text{m}$ limitiert für den angegebenen Abbildungsfaktor die Auflösung auf $\geq 0.08\ \mu\text{m}$. Der Schritt-

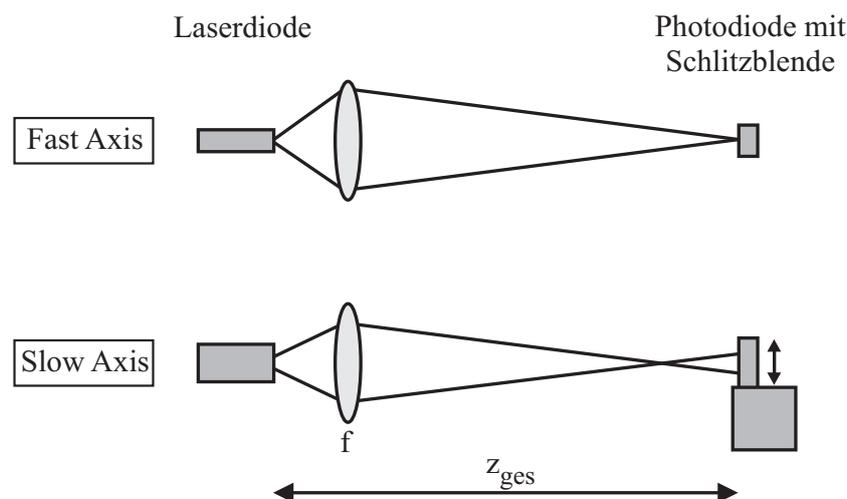


Abbildung B.2: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Charakterisierung des Nahfelds. Die Intensität des abgebildeten Nahfelds wird in einer Richtung integriert (hier: in der Fast Axis). In der anderen Richtung wird das Strahlprofil mit dem Detektor abgerastert.

motor rastert das Strahlprofil in 2048 Schritten ab. Bei einem typischen Messbereich, der der dreifachen Breite des Nahfelds (ca. $600 \mu\text{m}$) entspricht, bedeutet dies eine Auflösung $\geq 0.3 \mu\text{m}$. Mit der Linse lässt sich eine Auflösung von

$$\Delta x = 1.22 \frac{\lambda}{A_N} \quad (\text{B.2})$$

erzielen [60], wobei die numerische Apertur A_N der eingesetzten Linse 0.54 beträgt. Sie stellt damit den begrenzenden Faktor des Systems dar und lässt insgesamt eine Auflösung von 3–4 μm zu.

B.3 Strahlqualität

Für die Bestimmung der Strahlqualität sind verschiedene Methoden gebräuchlich, u.a. die Berechnung von M^2 aus der Breite des Nahfelds und der Divergenz des Fernfelds, sowie die Ableitung aus dem korrigierten Fernfeld, die in Kapitel 3.5 vorgestellt wurde. Das in dieser Arbeit überwiegend genutzte Verfahren beruht auf dem Ausmessen des Strahldurchmessers in der Umgebung einer Strahltaile und soll im folgenden vorgestellt werden.

Abbildung B.3 zeigt eine schematische Darstellung des verwendeten Messaufbaus. Kernstück ist ein rechnergesteuertes Strahlprofil-Messgerät (DataRay Beamscope), das aus einer Linse und dem in Abschnitt B.2 beschriebenen Detektor mit Schlitzblende besteht. Die Linse (Brennweite $f_1 = 75 \text{ mm}$) erzeugt eine Strahltaile. Deren Durchmesser und der Divergenzwinkel des weiter propagierenden Strahls sind über M^2 korreliert. Um die Änderung des Strahldurchmessers in der Nähe der Strahltaile auszumessen, wird der Abstand zwischen Linse und Detektor über eine Strecke von 20 mm variiert. Dabei bleibt die Detektorposition unverändert, und die der Linse wird variiert. Dies setzt einen vor der Fokussierlinse exakt kollimierten Strahl voraus.

Zur Bestimmung des Strahldurchmessers sind verschiedene Definitionen gängig. Ein häufig verwendetes Kriterium ist die Breite, die einem Abfall der Intensität auf das $1/e^2$ -fache des Maximalwerts entspricht. Eine konservativere Abschätzung gemäß ISO 11146, die im Rahmen dieser Arbeit überwiegend eingesetzt wurde, stellt der Varianz-Wert des Strahl-

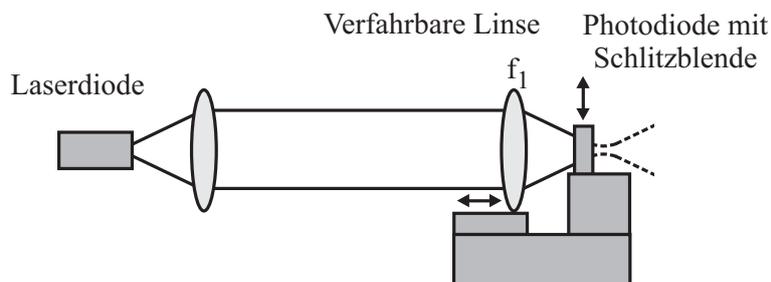


Abbildung B.3: Messaufbau zur Bestimmung der Strahlqualität. Die Fokussierlinse verfährt in Strahlrichtung, während der Detektor das Strahlprofil zu jeder Linsenposition abrastert.

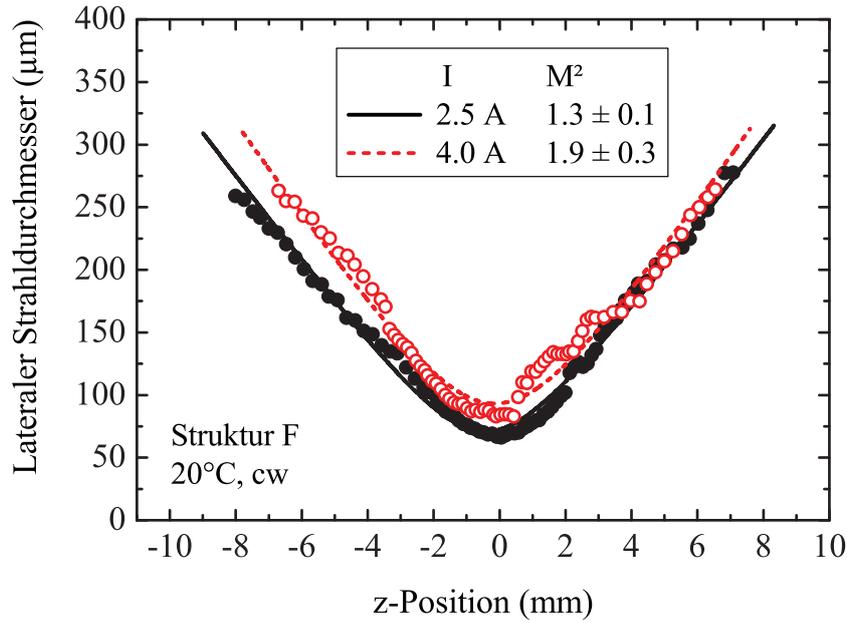


Abbildung B.4: Strahlkaustik eines Trapezlasers bei unterschiedlichen Strömen. Der laterale Strahlquerschnitt wurde nach der Varianz-Methode bestimmt. Offene und gefüllte Symbole kennzeichnen die Messwerte, die Kurven entsprechen der Anpassung nach Gleichung B.4 und wurden zur Bestimmung von M^2 verwendet.

durchmessers dar [142]:

$$w_{var} \equiv 2\sigma_x = 2 \left[\frac{\int x^2 I(x) dx}{\int I(x) dx} \right]^{1/2} \quad (\text{B.3})$$

Die Strahlkaustik, d.h. die Änderung des Strahldurchmessers in der Nähe der Strahltaile, lässt sich durch eine hyperbolische Funktion der Form

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{2z\lambda M^2}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (\text{B.4})$$

beschreiben [143], wobei w_0 den Strahldurchmesser in der Strahltaile kennzeichnet. Abbildung B.4 zeigt die gemessene laterale Strahlkaustik eines Trapezlasers bei unterschiedlichen Strömen (Varianz-Methode) und die aus der Anpassungskurve errechneten Beugungsmaßzahlen.

Typische Fehler von M^2 -Messungen liegen bei ca. 10%. Eine Ausnahme stellt die in Kapitel 6.1 beschriebene Messung von M^2 in der Fast Axis dar. Zur Kollimation wurde hier ein Mikroskopobjektiv mit hoher numerischer Apertur eingesetzt ($A_N = 0.9$), dessen z -Position sich sehr kritisch auf den Verlauf der Strahlkaustik auswirkt. Hierdurch wird die Messung empfindlicher gegenüber Erschütterungen (z.B. durch den Schrittmotor), so dass die Messungsgenauigkeit eher bei 20% liegt.

B.4 Astigmatismus

Der Astigmatismus gibt beim Trapezlaser an, wie weit die Strahltaile der Fast Axis und die virtuelle Strahltaile der Slow Axis in Strahlrichtung voneinander entfernt sind. Die Strahltaile eines gaußschen Strahls ergibt sich aus zwei Eigenschaften: Einerseits wird dort der Strahldurchmesser minimal, andererseits besitzt der Strahl am Ort der Strahltaile eine ebene Phasenfront. Zur Bestimmung des Astigmatismus wird eine dieser beiden Eigenschaften genutzt.

Mit Hilfe interferometrischer Verfahren lässt sich die Krümmung der Phasenfront in lateraler und vertikaler Richtung bestimmen, woraus die Position der Strahltaillen errechnet werden kann [144]. Auf der Änderung des Strahldurchmessers basieren dagegen verschiedene geometrisch-optische Verfahren [145]. Eine solche Messmethode fand auch in dieser Arbeit Anwendung und ist in Abbildung B.5 schematisch dargestellt.

Dabei wird eine Linse im Abstand ihrer Brennweite f zur Austrittsfacette positioniert. In Fast-Axis-Richtung befindet sich die Strahltaile am Ort der Facette, so dass der Strahl durch die Linse vertikal kollimiert wird. Die virtuelle laterale Strahltaile befindet sich im Abstand d hinter der Austrittsfacette. Lateral erzeugt die Linse daher eine Strahltaile im Abstand z_A zur Facette. Um die Position dieser Strahltaile zu bestimmen, wird der in Abschnitt B.2 beschriebene Detektor in Strahlrichtung verschoben, bis der laterale Strahlquerschnitt minimal wird. Der Astigmatismus ergibt sich aus dem Abstand z_A zwischen Detektor und Austrittsfacette:

$$d = \frac{f^2}{z_A - 2f} \quad (\text{B.5})$$

Die Bestimmung des Astigmatismus nach diesem Verfahren hat den Vorteil, dass das Strahlprofil am Ort des Detektors dem korrigierten Fernfeld entspricht (vgl. Kapitel 3.5), so dass beide Messgrößen gleichzeitig ermittelt werden können.

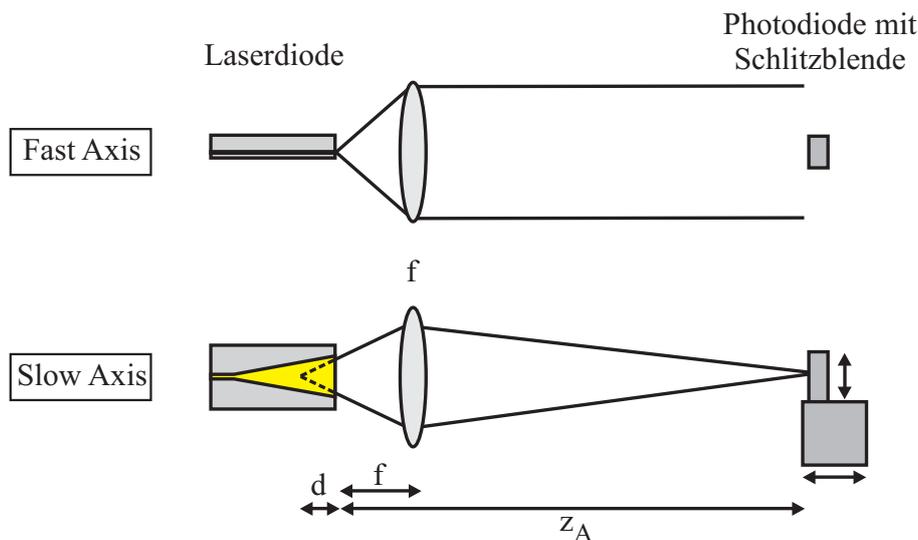


Abbildung B.5: Messaufbau zur Bestimmung des Astigmatismus.

Anhang C

Symbolverzeichnis

a	natürlicher Gitterparameter einer epitaxierten Schicht
a_0	Gitterparameter des Substrats
a_{\perp}	Gitterparameter in Wachstumsrichtung
a_{\parallel}	Gitterparameter in der Wachstumsebene
A	Rekombinationskoeffizient für Grenzflächen- und defektassistierte Rekombination; Emissionsfläche
A_0	Querschnittsfläche des Strahls am Ort der Strahltaile
b_D	lateraler Abstand der Deflektorgräben
b_M	$1/e^2$ -Breite der optischen Mode an der Austrittsfacette
b_n	FWHM-Breite des Brechungsindex-Profiles beim Rippenwellenleiter
b_R	Breite des Rippenwellenleiters
b_T	Breite der Austrittsfacette am Trapez
B	Rekombinationskoeffizient der spontanen Rekombination; Brillanz
c	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
C	Rekombinationskoeffizient der Augerrekombination
C_{11}, C_{12}	Elastizitätsmoduln
d	Astigmatismus
d_c	kritische Schichtdicke
d_{WL}	Dicke der wellenführenden Schichten inkl. aktiver Zone
d_z	Quantenfilmdicke
E	Energie
$E(x, y, z)$	elektrische Feldstärke
$E_{F,e}, E_{F,h}$	Quasiferminiveaus der Elektronen und Löcher
E_g	Bandlückenenergie
$\Delta E_c, \Delta E_v$	Banddiskontinuität im Leitungs- und Valenzband
f	Brennweite
f_e, f_h	Besetzungswahrscheinlichkeit der Elektronen und Löcher
g_{mat}	Materialgewinn
g_0	Gewinnparameter bezüglich der Stromdichte
$g_{0,N}$	Gewinnparameter bezüglich der Ladungsträgerdichte
h	Plancksches Wirkungsquantum

I	Strom
I_{th}	Schwellenstrom
J	externe Stromdichte
J_{th}	Schwellenstromdichte
J_{tr}	Transparenzstromdichte der aktiven Zone bzw. eines QW
J_{∞}	Schwellenstromdichte bei Resonatorlänge $L \rightarrow \infty$
\mathbf{k}	Wellenvektor
k_B	Boltzmannkonstante
\mathbf{k}_0	Vakuum-Wellenvektor
l	Linienanzahl des Reflexionsgitters
L	Resonatorlänge
L_R	Länge des Rippenwellenleiters
L_T	Trapezlänge
m	Gitterordnung
m_e, m_h	effektive Elektronen- bzw. Lochmasse
M_T	Matrixelement des optischen Übergangs
M^2	Beugungsmaßzahl
M_{\perp}^2	Beugungsmaßzahl bezüglich der vertikalen Richtung
M_{\parallel}^2	Beugungsmaßzahl bezüglich der lateralen Richtung
\tilde{n}	komplexer Brechungsindex
n_b	Hintergrund-Brechungsindex
n_{eff}	effektiver Brechungsindex
$n_{g,eff}$	effektiver Gruppenindex
n_R	effektiver Brechungsindex des Rippenwellenleiters
n_0	effektiver Brechungsindex neben dem Rippenwellenleiter
Δn_{eff}	effektiver Brechungsindexsprung am Rippenwellenleiter
N	Ladungsträgerdichte
N_e, N_h	Dichte der Elektronen bzw. Löcher
N_{th}	Schwellenladungsträgerdichte
N_{tr}	Transparenzladungsträgerdichte
P	optische Ausgangsleistung
P_{el}	elektrische Leistung
q	Elementarladung
r_D	Degradationsrate
R_1, R_2	Reflektivität der Austritts- und Rückfacette
R_l	Leckrate
R_{nr}	Rate der nichtstrahlenden Rekombination
R_s	Serienwiderstand
R_{sp}	Rate der spontanen Emission
R_{st}	Rate der stimulierten Emission
t	Alterungsdauer
T	Temperatur
T_0	charakteristische Temperatur der Laserschwelle
T_1	charakteristische Temperatur der Kennliniensteigung
ΔT	Temperaturdifferenz zwischen aktiver Zone und Wärmesenke

U	Spannung
U_d	ideale Diodenspannung
U_p	parasitärer stromunabhängiger Spannungsanteil
V	Volumen der aktiven Zone
w_0, w_1, \dots	Durchmesser der Strahltaile
x, y, z	laterale, vertikale, longitudinale Koordinate
Z_T	thermischer Widerstand
α_{geo}	geometrische Verluste
α_H	Henry-Faktor
α_i	intrinsische Verluste
α_m	Spiegelverluste
α_T	Temperaturkoeffizient des Brechungsindex
Γ, Γ_{QW}	Füllfaktor der aktiven Zone
Γ_e, Γ_h	Füllfaktor der n- bzw. p-dotierten Bereiche
ε	Verspannung
η	elektrooptischer Konversionswirkungsgrad
η_d	differenzieller Wirkungsgrad
η_i	interne Quanteneffizienz
θ	Divergenzwinkel des realen Fernfelds
θ'	Divergenzwinkel des korrigierten Fernfelds
θ_{\perp}	Divergenzwinkel in vertikaler Richtung
θ_{\parallel}	Divergenzwinkel in lateraler Richtung
θ_{FWHM}	Halbwertsbreite des Fernfelds
θ_{1/e^2}	$1/e^2$ -Breite des Fernfeldwinkels
λ	Wellenlänge
$\delta\lambda$	longitudinaler Modenabstand
$\Delta\lambda$	Linienbreite
μ	Schermodul; Ladungsträgermobilität
ν	Poisson-Verhältnis
ρ	spezifischer elektrischer Widerstand
ρ_e, ρ_h	Zustandsdichte der Elektronen und Löcher
ρ_r	reduzierte Zustandsdichte
σ_e, σ_h	Absorptions-Wirkungsquerschnitt der Elektronen und Löcher
τ	Friktionsspannung
$\tau_{80\%}$	Lebensdauer
φ, φ'	Divergenzwinkel innerhalb des Trapezbereichs
Ω	Raumwinkel

Literaturverzeichnis

- [1] T. Kugelstadt, *Stimulierte Raman-Streuung zur Signalverstärkung in Lichtwellenleitern*, Photonik **1**, 72 (2002).
- [2] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics* (Academic Press, San Diego, 1992).
- [3] J. Yoshida, N. Tsukiji, A. Nakai, T. Fukushima und A. Kasukawa, *Highly Reliable High Power 1480 nm Pump Lasers for EDFAs and Raman Amplifiers*, Proc. SPIE **4285**, 146 (2001).
- [4] D. Garbuzov, R. Menna, A. Komissarov, M. Maiorov, V. Khalfin, A. Tsekoun, S. Todorov und J. Connolly, *1400 - 1480 nm Ridge-Waveguide Pump Lasers with 1 Watt CW Output Power for EDFA and Raman Amplification*, Proc. OFC **4**, PD18 (2001).
- [5] Y. Nagashima, S. Onuki, Y. Shimose, A. Yamada und T. Kikugawa, *Novel Asymmetric-Cladding 1.48- μ m Pump Laser with Extremely High Slope Efficiency and CW Output Power of >1 W*, Proc. LEOS S. PD 1.4 (2002).
- [6] A. Guermache, V. Voiriot, N. Bouche, F. Lelarge, D. Locatelli, R. M. Capella und J. Jacquet, *1 W Fiber Coupled Power InGaAsP/InP 14xx Pump Laser for Raman Amplification*, Electron. Lett. **40** (24), 1535 (2004).
- [7] J. N. Walpole, E. S. Kintzer, S. R. Chinn, C. A. Wang und L. J. Missaggia, *High-Power Strained-Layer Tapered Unstable-Resonator Laser*, Proc. CLEO **12**, 339 (1992).
- [8] E. S. Kintzer, J. N. Walpole, S. R. Chinn, C. A. Wang und L. J. Missaggia, *High-Power, Strained-Layer Amplifiers and Lasers with Tapered Gain Regions*, IEEE Photon. Technol. Lett. **5** (6), 605 (1993).
- [9] M. A. Herman und H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy* (Springer, 1989).
- [10] M. T. Kelemen, J. Weber, G. Kaufel, G. Bihlmann, R. Moritz, M. Mikulla und G. Weimann, *Tapered Diode Lasers at 976 nm with 8 W Nearly Diffraction Limited Output Power*, Electron. Lett. **41** (18), 1011 (2005).
- [11] D. Garbuzov, L. Xu, S. R. Forrest, R. Menna, R. Martinelli und J. C. Connolly, *1.5 μ m Wavelength, SCH-MQW InGaAsP/InP Broadened-Waveguide Laser Diodes with Low Internal Loss and High Output Power*, Electron. Lett. **32** (18), 1717 (1996).

- [12] P. A. Crump, W. S. Ring, R. M. Ash, A. Hawkridge, I. Athroll, A. Taylor, E. Brown und A. Hansler, *Ultra High Reliability, Ultra High Power 1480 nm Pump Laser Diodes*, Proc. OFC (San Diego) S. 23 (1999).
- [13] A. Kasukawa, T. Mukaihara, T. Yamaguchi und J. Kikawa, *Recent Progress of High Power Semiconductor Lasers for EDFA Pumping*, Furukawa Review **19**, 23 (2000).
- [14] A. Mathur, M. Ziari und V. Dominic, *Record 1 Watt Fiber-Coupled-Power 1480 nm Diode Laser Pump for Raman and Erbium Doped Fiber Amplification*, Proc. OFC **4**, 211 (2000).
- [15] Z. Huang, P. Crump, T. R. DeVito, J. Farmer, M. Grimshaw, S. A. Igl und S. Macomber, *High-Power Long-Wavelength(1.4 to 1.5 μm)Laser Array and Stacked Array*, Proc. SPIE **5336**, 188 (2004).
- [16] V. Voiriot, A. Guermache, N. Bouche, F. Lelarge, D. Locatelli, B. Ligat, F. Legrand, M.-F. Martineau, T. Filion, D. Keller und J. Jacquet, *1-W Fiber Coupled InGaAsP/InP 14xx Pump Laser*, Proc. 30th ECOC **4**, 870 (2004).
- [17] C. C. Wamsley, M. W. Koch und G. W. Wicks, *Characteristics of Low Threshold 1.3 μm Lasers Grown by Solid Source Molecular Beam Epitaxy*, Proc. LEOS S. 193 (1996).
- [18] W.-Y. Hwang, J. N. Baillargeon, S. N. G. Chu, P. F. Sciortino und A. Y. Cho, *1.3 μm Wavelength GaInAsP/InP Distributed Feedback Lasers Grown Directly on Grating Substrates by Solid Source Molecular Beam Epitaxy*, Compound Semicond. S. 109 (1997).
- [19] Z.-B. Hao, Z.-Y. Ren, W. He und Y. Luo, *1.55 μm InAsP/InGaAsP Strained Multiple-Quantum-Well Laser Diodes Grown by Solid-Source Molecular Beam Epitaxy*, Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2A), 754 (2002).
- [20] A. Wetzels, *Reduzierung der Strahlfilamentierung an monolithischen Master-Oscillator-Power-Amplifiern*, Dissertation, Universität Bonn (1998).
- [21] S. Morgott, *Halbleiter-Trapezverstärker als Laserstrahlquellen hoher Brillanz*, Dissertation, Universität Ulm (2000).
- [22] A. Schmitt, *InGaAs/AlGaAs Leistungslaser hoher elektro-optischer Effizienz und hoher Brillanz*, Dissertation, Universität Kaiserslautern (2000).
- [23] P. Salet, F. Gérard, T. Fillion, A. Piquier, J.-L. Gentner, S. Delepine und P. Dousière, *1.1-W Continuous-Wave 1480-nm Semiconductor Lasers with Distributed Electrodes for Mode Shaping*, IEEE Photon. Technol. Lett. **10** (12), 1706 (1998).
- [24] J. P. Donnelly, J. N. Walpole, S. H. Groves, R. J. Baily, L. J. Missaggia, A. Napoleone, R. E. Reeder und C. C. Cook, *1.5- μm Tapered-Gain-Region Lasers with High-CW Output Powers*, IEEE Photon. Technol. Lett. **10** (10), 1377 (1998).

- [25] A. Mathur, M. Fisher, M. Ziari, M. Hagberg und E. Kolev, *Very High Power 1.48 μm Semiconductor Lasers*, Electron. Lett. **35** (12), 983 (1999).
- [26] S. Delépine, F. Gérard, A. Piquier, T. Fillion, J. Pasquier, D. Locatelli, J.-P. Chardon, H. K. Bissessur, N. Bouché, F. R. Boubal und P. Salet, *How to Launch 1 W Into Single-Mode Fiber From a Single 1.48- μm Flared Resonator*, IEEE Sel. Topics Quantum Electron. **7** (2), 111 (2001).
- [27] P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma und T. van Dongen, *Progress in Long-Wavelength Strained-Layer InGaAs(P) Quantum-Well Semiconductor Lasers and Amplifiers*, IEEE J. Quantum Electron. **30** (2), 477 (1994).
- [28] M. Silver und E. P. O'Reilly, *Optimization of Long Wavelength InGaAsP Strained Quantum Well Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **31** (7), 1193 (1995).
- [29] L. A. Coldren und S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Wiley, New York, 1995).
- [30] G. P. Agrawal und N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers* (Van Nostrand Reinhold, New York, 1993), 2. Auflage.
- [31] J. Piprek, P. Abraham und J. E. Bowers, *Self-Consistent Analysis of High-Temperature Effects on Strained-Layer Multiquantum-Well InGaAsP-InP Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **36** (3), 366 (2000).
- [32] E. Wintner und E. P. Ippen, *Nonlinear Carrier Dynamics in $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ Compounds*, Appl. Phys. Lett. **44** (10), 999 (1984).
- [33] B. Sermage, H. J. Eichler, J. P. Heritage, R. J. Nelson und N. K. Dutta, *Photoexcited Carrier Lifetime and Auger Recombination in 1.3- μm InGaAsP*, Appl. Phys. Lett. **42** (3), 259 (1982).
- [34] M. Rattunde, *Infrarot-Diodenlaser auf der Basis der III-V-Antimonide*, Dissertation, Universität Freiburg (2003).
- [35] S. Seki, H. Oohashi, H. Sugiura, T. Hirono und K. Yokoyama, *Study on the Dominant Mechanisms for the Temperature Sensitivity of Threshold Current in 1.3- μm InP-Based Strained-Layer Quantum-Well Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **32** (8), 1478 (1996).
- [36] J. I. Pankove, *Temperature Dependence of Emission Efficiency and Lasing Threshold in Laser Diodes*, IEEE J. Quantum Electron. **QW-4** (4), 119 (1968).
- [37] N. Wiedmann, *Hochleistungslaser für Hochtemperaturanwendungen*, Dissertation, RWTH Aachen (2001).
- [38] J. D. Evans, J. G. Simmons, D. A. Thompson, N. Puetz, T. Makino und G. Chik, *An Investigation into the Temperature Sensitivity of Strained and Unstrained Multiple Quantum-Well, Long-Wavelength Lasers: New Insight and Methods of Characterization*, IEEE J. S. Top. Quantum Electron. **1** (2), 275 (1995).

- [39] J. Buus, *The Effective Index Method and Its Application to Semiconductor Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **18** (7), 1083 (1982).
- [40] G. P. Agrawal, *Fiber-Optic Communication Systems* (Wiley, New York, 1997), 2. Auflage.
- [41] A. E. Siegman, *Defining, Measuring, and Optimizing Laser Beam Quality*, Proc. SPIE **1868**, 2 (1993).
- [42] P. W. Milonni und J. H. Eberly, *Lasers* (Wiley, New York, 1988).
- [43] C. B. Roundy, M^2 , *What Is It and Why Do I Care?*, Spiricon M^2 Application Note (1994).
- [44] E. Kapon, *Semiconductor Lasers II: Materials and Structures* (Academic Press, San Diego, 1999).
- [45] R. J. Lang, A. Hardy, R. Parke, D. Mehuys, S. O'Brien, J. Major und D. Welch, *Numerical Analysis of Flared Semiconductor Laser Amplifiers*, IEEE J. Quantum Electron. **29** (6), 2044 (1993).
- [46] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik* (Oldenbourg, München, 1983).
- [47] C. H. Henry, *Theory on the Linewidth of Semiconductor Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **QE-18** (2), 259 (1982).
- [48] F. Kano, Y. Yoshikuni, M. Fukuda und J. Yoshida, *Linewidth Enhancement Factor of 1.3 μm InGaAsP/InP Strained-Layer Multiple-Quantum-Well DFB Lasers*, IEEE Photon. Technol. Lett. **3** (10), 877 (1991).
- [49] F. Kano, T. Yamanaka, N. Y. Yamamoto, H. Mawatari, Y. Tohmori, M. Yamamoto und K. Yokoyama, *Reduction of Linewidth Enhancement Factor in InGaAsP-InP Modulation-Doped Strained Multiple-Quantum-Well Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **29** (6), 1553 (1993).
- [50] C. H. Du, K. H. Il, I. L. Ung, C. J. Ji und H. C. Si, *Effects of the Linewidth Enhancement Factor on Filamentation in 1.55 μm Broad-Area Laser Diodes*, Semicond. Sci. Technol. **18** (6), 486 (2003).
- [51] J. R. Marcianite und G. P. Agrawal, *Nonlinear Mechanisms of Filamentation in Broad-Area Semiconductor Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **32** (4), 590 (1996).
- [52] M. T. Kelemen, J. Weber, M. Mikulla und G. Weimann, *Improved Brightness Using Tapered Diode Lasers*, Proc. CLEO Europe S. 150 (2003).
- [53] J. N. Walpole, *Semiconductor Amplifiers and Lasers with Tapered Gain Regions*, Opt. Quantum Electron. **28**, 623 (1996).
- [54] G. Bendelli, K. Komori und S. Arai, *Gain Saturation and Propagation Characteristics of Index-Guided Tapered-Waveguide Traveling-Wave Semiconductor Laser Amplifiers (TTW-SLA's)*, IEEE J. Quantum Electron. **28** (2), 447 (1992).

- [55] B. E. A. Saleh und M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics* (Wiley, New York, 1991).
- [56] M. Ohtsu, H. Tagawa und H. Kotani, *Accurate Measurements of the Wavelengths and Material Constants of 1.5 μm InGaAsP/InP Lasers*, Jap. J. Appl. Phys. **22** (12), 1876 (1983).
- [57] S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds InP, InAs, GaAs, GaP, InGaAs, and InGaAsP* (Wiley, New York, 1992).
- [58] K. Boucke, J. Rogg, M. Kelemen, R. Poprawe und G. Weimann, *Numerical Simulations of Novel High-Power, High-Brightness Diode Laser Structures*, Proc. SPIE **4283**, 586 (2001).
- [59] W. J. Smith, *Modern Optical Engineering* (McGraw Hill, Boston, 1990), 2. Auflage.
- [60] E. Hecht, *Optik* (Addison-Wesley, Bonn, 1991).
- [61] G. C. Dente und M. L. Tilton, *Modeling Broad-Area Semiconductor Optical Amplifiers*, J. Quantum Electron. **29** (1), 76 (1993).
- [62] A. H. Paxton und G. C. Dente, *Filament Formation in Semiconductor Laser Gain Regions*, J. Appl. Phys. **70** (6), 2921 (1991).
- [63] S. Ramanujan und H. G. Winful, *Spontaneous Emission Induced Filamentation in Flared Amplifiers*, IEEE J. Quantum Electron. **32** (5), 784 (1996).
- [64] M. Mikulla, P. Chazan, A. Schmitt, S. Morgott, A. Wetzels, M. Walther, R. Kiefer, W. Pletschen, J. Braunstein und G. Weimann, *High-Brightness Tapered Semiconductor Laser-Oscillators and -Amplifiers with Low Modal Gain Epilayer Structures*, IEEE Photon. Technol. Lett. **10**, 654 (1998).
- [65] G. C. Dente, *Low Confinement Factors for Suppressed Filaments in Semiconductor Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **37** (12), 1650 (2001).
- [66] C. G. Van de Walle, *Band Lineups and Deformation Potentials in the Model-Solid Theory*, Phys. Rev. B **39** (3), 1871 (1989).
- [67] Crosslight Software, Gloucester (Kanada), *PICS3D, Version 4.6.1* (1995-2000).
- [68] J. W. Matthews und A. E. Blakeslee, *Defects in Epitaxial Multilayers*, J. Crystal Growth **27**, 118 (1974).
- [69] B. A. Fox und W. A. Jesser, *The Effect of Frictional Stress on the Calculation of Critical Thickness in Epitaxy*, J. Appl. Phys. **68** (6), 2801 (1990).
- [70] M. Ogasawara, H. Sugiura, M. Mitsuhashi, M. Yamamoto und M. Nakao, *Influence of Net Strain, Strain Type, and Temperature on the Critical Thickness of In(Ga)AsP-Strained Multi Quantum Wells*, J. Appl. Phys. **84** (9), 4775 (1998).

- [71] R. People und J. C. Bean, *Calculation of Critical Layer Thickness versus Lattice Mismatch for Ge_xSi_{1-x}/Si Strained-Layer Heterostructures*, Appl. Phys. Lett. **47** (3), 322 (1985).
- [72] R. People und J. C. Bean, *Erratum: Calculation of Critical Layer Thickness versus Lattice Mismatch for Ge_xSi_{1-x}/Si Strained-Layer Heterostructures*, Appl. Phys. Lett. **49** (4), 229 (1986).
- [73] H. Temkin, D. G. Gershoni, S. N. G. Chu, J. M. Vandenberg, R. A. Hamm und M. B. Panish, *Critical Layer Thickness in Strained $Ga_{1-x}In_xAs/InP$ Quantum Wells*, Appl. Phys. Lett. **55** (16), 1668 (1989).
- [74] M. Krijn, *Heterojunction Band Offsets and Effective Masses in III-V Quaternary Alloys*, Semicond. Sci. Technol. **6** (1), 27 (1991).
- [75] P. S. Zory, *Quantum Well Lasers* (Academic Press, San Diego, 1993).
- [76] E. Kapon, *Semiconductor Lasers I: Fundamentals* (Academic Press, San Diego, 1999).
- [77] G. Jones und E. P. O'Reilly, *Improved Performance of Long-Wavelength Strained Bulk-like Semiconductor Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **29** (5), 1344 (1993).
- [78] W. W. Lui, T. Yamanaka, Y. Yoshikuni, S. Seki und K. Yokoyama, *Optimum Strain for the Suppression of Auger Recombination Effects in Compressively Strained InGaAs/InGaAsP Quantum Well Lasers*, Appl. Phys. Lett. **64** (21), 1475 (1994).
- [79] R. Diehl (Hrsg.), *High-Power Diode Lasers* (Springer, Berlin, 2000).
- [80] A. Kasukawa, T. Namegaya, N. Iwai, N. Yamanaka, Y. Ikegami und N. Tsukiji, *Extremely High Power 1.48 μm GaInAsP/InP GRIN-SCH Strained MQW Lasers*, IEEE Photon. Technol. Lett. **6** (1), 4 (1994).
- [81] P. J. A. Thijs, T. van Dongen, J. J. M. Binsma und E. J. Jansen, *High Performance Buried Heterostructure $\lambda = 1.5 \mu m$ InGaAs/AlGaInAs Strained-Layer Quantum Well Laser Diodes*, Proc. IPRM S. 765 (1996).
- [82] Y. Qian, A. Hohl-AbiChedid, J. Li, F. Ye, F. Yang, A. Rice, X. Chen, S. Solimine, R. Bhat, M. Hu und C.-E. Zah, *High-Performance AlGaInAs/InP 14xx-nm Semiconductor Pump Lasers for Optical Amplification*, Proc. SPIE **4905** (2002).
- [83] W. Ha, V. Gambin, S. Bank, M. Wistey, J. S. Harris und S. Kim, *Long Wavelength GaInNAs(Sb) Lasers on GaAs*, Proc. CLEO S. CTuQ5/269 (2002).
- [84] D. Gollub, S. Moses, M. Fischer und A. Forchel, *1.42 μm Continuous-Wave Operation Of GaInNAs Laser Diodes*, Electron. Lett. **39** (10), 1815 (2003).
- [85] J. Minch, S. H. Park, T. Keating und S. L. Chuang, *Theory and Experiment of $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ and $In_{1-x-y}Ga_xAl_yAs$ Long-Wavelength Strained Quantum-Well Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **35** (5), 771 (1999).

- [86] J. Li, A. Hohl-AbiChedid, A. K. Rice und Y. Qian, *High-Power Singlemode AlGaInAs/InP 14xx-nm Laser for Uncooled Operation*, Electron. Lett. **39** (3), 289 (2003).
- [87] S. Adachi, *Refractive Indices of III-V Compounds: Key Properties of InGaAsP Relevant to Device Design*, J. Appl. Phys. **53** (8), 5563 (1982).
- [88] P. D. Greene, J. E. A. Whiteaway, G. D. Henshall, R. W. Glew, C. M. Lowney, B. Bhumbra und D. J. Moule, *Optimization and Comparison of InP-based Quantum Well Lasers Incorporating InGaAlAs or InGaAsP Alloys*, Int. Symp. GaAs and Related Compounds S. 555 (1990).
- [89] A. Gourevitch, G. Belenky, D. Donetsky, B. Laikhtman, D. Westerfeld, C. W. Trussell, H. An, Z. Shellenbarger und R. Martinelli, *1.47–1.49- μm InGaAsP/InP Diode Laser Arrays*, Appl. Phys. Lett. **83** (4), 617 (2003).
- [90] H. Hirayama, Y. Miyake und M. Asada, *Analysis of Current Injection Efficiency of Separate-Confinement-Heterostructure Quantum Film Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **28** (1), 68 (1992).
- [91] C.-E. Zah, R. Bhat, F. J. Favire, S. G. Menocal, , N. C. Andreadakis, K.-W. Cheung, D.-M. M. Hwang, M. A. Koza und T. P. Lee, *Low-Threshold 1.5 μm Compressive-Strained Multiple- and Single-Quantum-Well Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **27** (6), 1440 (1991).
- [92] A. R. Adams, *Band-Structure Engineering for Low-Threshold High-Efficiency Semiconductor Lasers*, Electron. Lett. **22** (5), 249 (1986).
- [93] O. Gilard, F. Lozes-Dupuy, G. Vassilieff, S. Bonnefont, P. Arguel, J. Barrau und P. Le Jeune, *Strain Optimization for High Differential Gain and Low Current Operation in 1.55 μm InGaAs/InGaAsP Quantum Well Lasers*, J. Appl. Phys. **86** (11), 6425 (1999).
- [94] G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Physics* (Les Editions de Physique, Les Ulis Cedex, 1988).
- [95] N. Tessler und G. Eisenstein, *Distributed Nature of Quantum-Well Lasers*, Appl. Phys. Lett. **62** (1), 10 (1993).
- [96] Photon Design, Oxford, U.K., *Photon Design 1D Waveguide Solver* (1998).
- [97] H.-Y. Chung, G. Stareev, J. Joos, M. Golling und J. Mahnss, *Gas Source MBE growth of 1.3 μm -InAsP/InGaAsP Quantum Well GRINSCHE Laser Showing Low Threshold Current Density and High Output Power*, J. Cryst. Growth **201-202**, 909 (1999).
- [98] M. Fukuda, *Reliability and Degradation of Semiconductor Lasers and LEDs* (Artech House, Boston, 1991).
- [99] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices* (Wiley, New York, 1981), 2. Auflage.

- [100] S. Kakimoto und H. Watanabe, *Intervalence Band Absorption Loss Coefficients of the Active Layer for InP-based Long Wavelength Laser Diodes*, J. Appl. Phys. **87** (5), 2095 (2000).
- [101] D. W. Winston, *SimWindows*, www-ocs.colorado.edu/SimWindows/simwin.html, Version 1.5.0 (1999).
- [102] A. Mathur und P. D. Dapkus, *Fabrication, Characterization and Analysis of Low Threshold Current Density 1.55- μ m-Strained Quantum-Well Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **32** (2), 222 (1996).
- [103] M. B. Panish, *Molecular Beam Epitaxy of GaAs and InP with Gas Sources for As and P*, J. Electrochem. Soc. **127** (12), 2729 (1980).
- [104] G. W. Wicks, M. W. Koch, J. A. Varriano, F. G. Johnson, C. R. Wie, H. M. Kim und P. Colombo, *Use of a Valved, Solid Phosphorus Source for the Growth of Ga_{0.5}In_{0.5}P and Al_{0.5}In_{0.5}P by Molecular Beam Epitaxy*, Appl. Phys. Lett. **59** (3), 342 (1991).
- [105] J. N. Baillargeon, A. Y. Cho und R. J. Fischer, *Evaluation of the Performance and Operating Characteristics of a Solid Phosphorus Source Valved Cracking Cell for Molecular Beam Epitaxy Growth of III-V Compounds*, J. Vac. Sci. Technol. B **13** (1), 64 (1995).
- [106] W. E. Hoke, D. G. Weir, P. J. Lemonias, H. T. Hendriks, G. S. Jackson und P. Colombo, *Solid Source Molecular-Beam Epitaxial Growth of Ga_{0.5}In_{0.5}P Using a Valved, Three-Zone Phosphorus Source*, J. Vac. Sci. Technol. B **13** (2), 733 (1995).
- [107] M. Toivonen, A. Salokatve, K. Tappura, M. Jalonen, P. Savolainen, J. Näppi, M. Pessa und H. Asonen, *Solid Source MBE for Phosphide-Based Devices*, Proc. 8th IPRM S. 79 (1996).
- [108] R. Aidam, R. Lösch, M. Walther, R. Driad und S. Kallenbach, *Multiwafer Solid Source Phosphorous MBE on InP for DHBTs and Aluminum Free Lasers*, Proc. 16th IPRM S. 342 (2004).
- [109] N. Herres, L. Kirste, H. Obloh, K. Köhler, J. Wagner und P. Koidl, *X-ray Determination of the Composition of Partially Strained Group-III Nitride Layers Using the Extended Bond Method*, Mater. Sci. Eng. B **91-92**, 425 (2002).
- [110] J. C. Vickerman, A. Brown und N. M. Reed (Hg.), *Secondary Ion Mass Spectrometry* (Clarendon Press, Oxford, 1989).
- [111] P. H. L. Notten, J. E. A. M. van den Meerakker und J. J. Kelly, *Etching of III-V Semiconductors* (Elsevier, Oxford, 1991).
- [112] M. Tamura, K.-C. Shin, N. Serizawa und S. Arai, *Stripe Direction Dependence of Mesa Angle Formed on (100) InP by Selective Etching Using HCl Solution*, Jpn. J. Appl. Phys. **56** (4A), 2383 (1996).
- [113] A. Thelen, *Design of Optical Interference Coatings* (McGraw-Hill, New York, 1998).

- [114] M. Bäumlner, *Persönliche Mitteilung*.
- [115] Woollam Co., Inc., *WVASE 32, Datenbibliothek der Auswertungssoftware*.
- [116] F. Rinner, *Verbesserung der Langzeitstabilität von InGaAs/AlGaAs Hochleistungs-Diodenlasern*, Dissertation, RWTH Aachen (2003).
- [117] J. Weber, *Ladungsträgerdichteabhängigkeit von Brechungsindex und Gewinn in (Al-GaIn)As Quantenfilm-Diodenlasern*, Diplomarbeit, Universität Freiburg (2002).
- [118] B. W. Hakki und T. L. Paoli, *Gain Spectra in GaAs Double-Heterostructure Injection Lasers*, J. Appl. Phys. **46** (3), 1299 (1975).
- [119] D. J. Bossert und D. Gallant, *Improved Method for Gain/Index Measurements of Semiconductor Lasers*, Electron. Lett. **32** (4), 338 (1996).
- [120] M. T. Kelemen, J. Weber, J. Rogg, F. Rinner, M. Mikulla und G. Weimann, *Beam Quality and Linewidth Enhancement Factor of Ridge-Waveguide Tapered Diode Lasers*, 18th ISLC S. 81 (2002).
- [121] M. Osiński und J. Buus, *Linewidth Broadening Factor in Semiconductor Lasers – An Overview*, IEEE J. Quantum Electron. **QE-23** (1), 9 (1987).
- [122] C. Pfahler, *Persönliche Mitteilung*.
- [123] P. A. Yasaki, K. Komori, G. Bendelli, S. Arai und Y. Suematsu, *A GaInAsP/InP Tapered-Waveguide Semiconductor Laser Amplifier Integrated with a 1.5 μm Distributed Feedback Laser*, IEEE Trans. Photon. Technol. Lett. **3** (12), 1060 (1991).
- [124] S. R. Šelmić, G. A. Evans, T. M. Chou, J. B. Kirk, J. N. Walpole, J. P. Donnelly, C. T. Harris und L. J. Missaggia, *Single Frequency 1550-nm AlGaInAs-InP Tapered High-Power Laser With a Distributed Bragg Reflector*, IEEE Photon. Technol. Lett. **14** (7), 890 (2002).
- [125] W. T. Welford, *Useful Optics* (The University of Chicago Press, Chicago, 1991).
- [126] Bellcore, *Generic Reliability Assurance Requirements for Optoelectronic Devices Used in Telecommunications Equipment*, GR-468-CORE (1998).
- [127] O. Ueda, *Reliability and Degradation of III-V Optical Devices* (Artech House, Boston, 1996).
- [128] T. Hayakawa, N. Miyauchi, S. Yamamoto, H. Hayashi, S. Yano und T. Hijikata, *Highly Reliable and Mode-Stabilized Operation in V-Channeled Substrate Inner Stripe Lasers on P-GaAs Substrate Emitting in the Visible Wavelength Region*, J. Appl. Phys. **53** (11), 7224 (1982).
- [129] M. Peters, *Radically Asymmetric Wavelength-Stabilized Lasers Reduce Loss*, Photonics Spectra **1**, 102 (2005).

- [130] J. Weber, M. T. Kelemen, M. Mikulla und G. Weimann, *5 W High-Efficiency High-Brightness Tapered Diode Lasers at 980 nm*, Proc. CLEO Europe (wird veröffentlicht) (2005).
- [131] P. M. W. Skovgaard, *Non-linear Propagation in Semiconductor Lasers*, Dissertation, National University of Ireland, Cork (1998).
- [132] N. A. Pikhtin, N. V. Fetisova, E. G. Golikova, A. V. Lyutetskiy, S. O. Slipchenko und I. S. Tarasov, *High Power Single Lateral Mode $\lambda=1.48-1.62 \mu\text{m}$ Laser Diodes*, Proc. 27th ECOC S. 166 (2001).
- [133] R. H. Li, J. C. Zhong, B. R. Zhu, Y. J. Zhao und Y. Qu, *High-Power Long-Wavelength LOC Laser Diodes*, Proc. SPIE **2382**, 307 (1995).
- [134] L. V. Asryan, N. A. Gun'ko, A. S. Polkovnikov, G. G. Zegrya, R. A. Suris, P.-K. Lau und T. Makino, *Threshold Characteristics of InGaAsP/InP Multiple Quantum Well Lasers*, Semicond. Sci. Technol. **15**, 1131 (2000).
- [135] P. Abraham, J. Piprek und J. E. Bowers, *Improvement of Internal Quantum Efficiency in $1.55 \mu\text{m}$ Laser Diodes with InGaP Electron Stopper Layer*, Jpn. J. Appl. Phys. **38** (2B), 1239 (31998).
- [136] D. F. G. Gallagher, *Series Solutions to the Arbitrary Profile 1-D Waveguide and Quantum-Well Problems*, IEEE J. Quantum Electron. **28** (8), 1785 (1992).
- [137] K. Boucke, *Numerical Simulations of New High-Power High-Brightness Diode Laser Structures*, Proc. 17th ISLC S. 99 (2000).
- [138] J. C. L. Yong, J. M. Rorison und I. H. White, *$1.3\text{-}\mu\text{m}$ Quantum-Well InGaAsP, AlGaInAs, and InGaAsN Laser Material Gain: A Theoretical Study*, IEEE J. Quantum Electron. **38** (12), 1553 (2002).
- [139] G. R. Hadley, *Wide-Angle Beam Propagation Using Padé Approximant Operators*, Optics Lett. **17** (20), 1426 (1992).
- [140] J. Rogg, *Hochleistungslaser hoher Strahlqualität mit integrierten winkelselektiven Modenfiltern*, Dissertation, RWTH Aachen (2003).
- [141] K. Boucke, *Beschreibung DioSim* (1999).
- [142] M. A. Porras, J. Alda und E. Bernabeu, *Complex Beam Parameter and ABCD Law for Non-Gaussian and Nonspherical Light Beams*, Appl. Optics **31** (30), 196 (1992).
- [143] D. Inc., *BeamScope-P5 User Manual* (2001).
- [144] D. C. Hall, *Carrier-Induced Lensing in Broad-Area and Tapered Semiconductor Amplifiers*, IEEE Photon. Technol. Lett. **6** (2), 186 (1994).
- [145] Y. Sidorin und R. V. Shack, *Measurement of Laser Diode Astigmatism Using the Beam-Line Method*, Opt. Eng. **40** (6), 995 (2001).

Publikationen

Teilergebnisse dieser Arbeit waren Gegenstand von Veröffentlichungen:

- S. Kallenbach, M. T. Kelemen, J. Weber, R. Aidam, R. Lösch, G. Kaufel, M. Mikulla und G. Weimann, *Entwicklung von InGaAsP/InP-Lasern hoher Brillanz bei 1.4–1.5 μm* , 68. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 8.-12. März 2004, Regensburg.
- R. Aidam, R. Lösch, M. Walther, R. Driad und S. Kallenbach, *Multiwafer Solid Source Phosphorous MBE on InP for DHBTs and Aluminum Free Lasers*, Proc. IPRM S. 342 (2004)
- M. T. Kelemen, J. Weber, S. Kallenbach, C. Pfahler, M. Mikulla und G. Weimann, *Astigmatism and Beam Quality of High-Brightness Tapered Diode Lasers*, Proc. SPIE **5452**, S. 233 (2004).
- S. Kallenbach, M. T. Kelemen, R. Aidam, R. Lösch, G. Kaufel, M. Mikulla und G. Weimann, *High-Power, High-Brightness Tapered Diode Lasers for Eye-Safe Operation*, Proc. LEOS **2**, S. 473 (2004).
- S. Kallenbach, M. T. Kelemen, R. Aidam, R. Lösch, G. Kaufel, M. Mikulla und G. Weimann, *High-Power, High-Brightness Ridge-Waveguide Tapered Diode Lasers at 14xx nm*, Proc. SPIE **5738**, S. 406 (2005).
- S. Kallenbach, R. Aidam, R. Lösch, G. Kaufel, M. T. Kelemen, M. Mikulla und G. Weimann, *14xx High Brightness Tapered Diode Lasers Grown by Solid Source MBE*, Photon. Technol. Lett. **18** (5), S. 655 (2006).

Publikationen, die nicht in direktem Zusammenhang mit dieser Arbeit stehen:

- X. Xun, J. K. Erwin, W. Bletscher, J. Choi, S. Kallenbach, M. Mansuripur, *Crystallization Studies on Phase-Change Optical Recording Media by Use of a Two-Dimensional Periodic Mark Array*, Appl. Opt. **40** (35), S. 6535, (2001).
- S. Kallenbach, M. Fiebig, D. Fröhlich und T. Lottermoser *Abbildung geordneter Strukturen auf Oberflächen mit Hilfe nichtidealer Laserquellen*, 65. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 26.–30. März 2001, Hamburg.

- T. Lottermoser, M. Fiebig, S. Kallenbach und M. Maat, *Coupling of Ferroelectric and Antiferromagnetic Order Parameters in Hexagonal RMnO₃*, Appl. Phys. B **B74** (7-8), S. 759 (2002).
- J. Weber, M. T. Kelemen, S. Kallenbach, S. Deubert, J. P. Reithmaier, A. Forchel und M. Mikulla *Vergleich von InGaAs/(AlGaAs) Quantenpunkt- und Quantenfilm Ridge-Trapez-Lasern*, 66. Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 24.–28. März 2003, Dresden.
- M. Fiebig, D. Fröhlich, T. Lottermoser und S. Kallenbach, *Phase-Resolved Imaging with Non-Ideal Laser Sources*, Opt. Lett. **29** (1), S. 41, (2004).

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich mich bei all denen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere gilt mein Dank

- ... meinem Doktorvater Prof. Dr. G. Weimann, der mir die Durchführung dieser Arbeit am Fraunhofer IAF ermöglichte und den Fortgang der Promotion mit stetem Interesse verfolgt und engagiert unterstützt hat.
- ... Prof. Dr. J. Leuthold für die Übernahme des Korreferats und das entgegengebrachte Interesse an dieser Arbeit.
- ... Dr. Márc Kelemen für die fachliche Betreuung und die angenehme und produktive Zusammenarbeit. Sein Optimismus und seine Begeisterungsfähigkeit haben, ebenso wie die zahlreichen fachlichen Diskussionen, einen großen Teil zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.
- ... Dr. Michael Mikulla für die beständige Unterstützung, viele fachliche Diskussionen, und für den großen experimentellen Freiraum, durch den viele spannende Ideen im Rahmen dieser Arbeit umgesetzt werden konnten.
- ... Rainer Lösch, Dr. Rolf Aidam, Nadine Götzmann und Dr. Martin Walther für das blitzschnelle Wachstum der MBE-Schichten und viele Diskussionen, die die Entstehung der Trapezlaser mit ermöglicht haben.
- ... Nicola Rollbühler für die Epitaxie der MOVPE-Schichten.
- ... Dr. Gudrun Kaufel für die zuverlässige und engagierte Betreuung der Prozessruns sowie für ihre stete Hilfsbereitschaft bei technologischen und nicht-technologischen Problemen.
- ... Waltraud Fehrenbach, Elke Kelemen, Mechthild Korobka, Johannes Linsenmeier, Elfriede Olander, Simeon Preuß, Karin Schäuble, Jeanette Schleife, Barbara Weber, Brigitte Wieber und allen nicht namentlich erwähnten Mitarbeitern der Technologie, die an der Entstehung der Trapezlaser beteiligt waren, für die gewissenhafte Prozessierung der Bauelemente.
- ... Rudolf Moritz, Nico Lehmann, Andreas Michailov und Beatriz Campillo-Lundbeck für die professionelle Montage der Laser.

- ... Helmer Konstanzer für die Lebensdauertests.
- ... Dr. Manfred Maier für die SIMS-Analysen, Lutz Kirste und Hans Güllich für die HRXRD-Messungen, sowie Dr. Michael Kunzer und Columbina Leancu für die PL-Messungen.
- ... Christian Pfahler und Jürgen Weber für die freundschaftliche Zusammenarbeit, das gewissenhafte Korrekturlesen und die zahlreichen spannenden physikalischen und nicht-physikalischen Diskussionsrunden.
- ... den Ehemaligen der "Lasermafia", Dr. Joseph Rogg und Dr. Franz Rinner, für die Einarbeitung, die Unterstützung mit Rat und Tat und für die angenehme Zeit.
- ... Eva Geerlings, Dr. Thomas Maier, Dr. Christian Mann, Dr. Marcel Rattunde und Karl Schneider für die freundschaftliche Zusammenarbeit und die Erhaltung der "Work-Life-Balance".
- ... den Mitarbeitern der Abteilung TE für die angenehme Arbeitsatmosphäre.
- ... meinen Eltern, die mir das Physikstudium ermöglicht haben.

Lebenslauf

Persönliche Daten

14.10.1975 Senta Kallenbach
 geboren in Dortmund

Schulbildung

1982 – 1986 Brücherhof-Grundschule, Dortmund
1986 – 1995 Goethe-Gymnasium, Dortmund

Studium

1995 – 1998 Physikstudium an der Universität Dortmund
1998 – 1999 Studium am Optical Sciences Center, University of Arizona,
 Tucson (USA)
1999 – 2001 Diplomarbeit an der Universität Dortmund,
 Abschluss Diplom-Physikerin

Beruf

2002 – 2005 Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Fraunhofer-Institut
 für Angewandte Festkörperphysik (IAF), Freiburg
seit 2006 Entwicklungsingenieurin bei der Robert Bosch GmbH,
 Schwieberdingen

