

Herstellung und Charakterisierung von abstimmbaren und Hochleistungslasern auf GaSb

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



vorgelegt von
Mirjam Seufert
aus Schweinfurt

Würzburg 2009

Eingereicht am: 18.12.2009
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

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

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

Tag des Promotionskolloquiums: 28.10.2010

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Laserprinzip und wichtige Kenngrößen	6
2.2	Das AlGaIn-AsSb Materialsystem	10
3	Probenherstellung	14
3.1	Molekularstrahlepitaxie	14
3.2	Design der Laserstruktur	17
3.3	Prozessierung	21
4	Hochleistungslaser	27
4.1	Wachstum von Hochleistungslasern	28
4.2	Trapezlaser	41
4.3	Gewinngeführte Trapezlaser	43
4.4	Indexgeführte Trapezlaser	51
4.5	Indexgeführte Trapezlaser mit frequenzselektiven Bragg-Gittern	54
5	Photonische Kristallspiegel und Mikrolaser	62
5.1	Mikrolaser mit ein-dimensionalen photonischen Kristallen	63
5.2	Mikrolaser mit zwei-dimensionalen photonischen Kristallen	65
6	Weit abstimmbare Halbleiterlaser	70
6.1	Abstimmverhalten	70
6.2	Weit abstimmbare Fabry-Pérot Laser mit interner Photodiode	73
6.3	Weit abstimmbare photonische Kristall Laser	77
6.4	Weit abstimmbare Laser mit Hilfe des Konzepts der binärisierten Über- gitter	84
6.5	Vergleich der Konzepte zur Herstellung abstimmbarer Laser	91
	Zusammenfassung	93

Summary	98
Literaturverzeichnis	103
Veröffentlichungen der Autorin	112
Lebenslauf	115
Danksagung	116
Versicherung an Eides statt	118

Kapitel 1

Einleitung

Getrieben von einer ständig wachsenden Anzahl an Anwendungen erfreut sich der Markt für Halbleiterlaserdioden einem stetigen jährlichen Zuwachs in der Größenordnung von 10 % [Deu07]. Alleine im Jahre 2003 stieg der weltweite Verkauf der kommerziell genutzten Diodenlaser um 16 % auf 3,1 Milliarden Euro. Insbesondere der Sektor Hochleistungslaserdioden ist in starkem Aufschwung begriffen. Dies ist nicht zuletzt bedingt durch die gerade in den letzten Jahren verbesserten Herstellungstechnologien und Bauteileigenschaften. Die Anwendungen von Hochleistungslaserdioden reichen von der Materialbearbeitung über die Telekommunikation bis hin zur Medizintechnik. Viele dieser Spezialanwendungen erfordern neben einer ausreichend hohen Laserleistung auch die Abdeckung eines spektral breitbandigen Wellenlängenbereiches. Als Beispiel für eine solche Anwendung sei hier die hochsensitive laserbasierende Gassensorik, wie sie zum Beispiel bei der Atemgasdiagnostik eingesetzt wird, genannt [Hen02]. Dabei ermöglicht die Nutzung des AlGaIn-AsSb Materialsystems zur Herstellung von Halbleiterdiodenlasern den Vorstoß in Wellenlängenbereiche größer $2 \mu\text{m}$, die mit GaAs nicht und mit InP basierenden Halbleiterdiodenlasern nur begrenzt zugänglich sind. Da, besonders in diesem Bereich charakteristische Absorptionslinien vieler industriell genutzter Gase liegen [Hit96], erschließen sich in diesem Umfeld neue Märkte für monomodige und weit abstimmbare Laser.

Laserdioden besitzen viele Vorteile gegenüber anderen Laserarten sowohl im Hinblick auf Kosten, Größe, Zuverlässigkeit, Effizienz, als auch deren Wellenlängenbereich und Abstimmbarkeit, jedoch bedarf es immer noch zusätzlichen Verbesserungen, um deren Einsatzgebiet immer weiter zu optimieren und zu vergrößern.

Stetiger Optimierungsbedarf besteht hier zum einen im Bezug auf die maximal erreichbare Ausgangsleistung, zum anderen erfordern viele Anwendungen, vor allem in der Telekommunikation, der Gassensorik und der Prozesskontrolle eine stabile mono-

modige Laseremission. Des weiteren ist für viele Laseranwendungen eine weit abstimmbare monomodige Lichtquelle wünschenswert, wie zum Beispiel in Wellenlängenmultiplexanwendungen (wavelength division multiplexing), wo derzeit noch mehrere einzelne Laserbauteile eingesetzt werden, um einen gewissen Spektralbereich mit diskreten Wellenlängenwerten abdecken zu können [Bra90].

Im Rahmen dieser Arbeit wird beiden Anforderungen - Steigerung der Ausgangsleistung bei monomodiger Emission und Erweiterung des monomodig zugänglichen Wellenlängenabstimmbereichs - durch Design und Implementierung neuartiger auf dem Materialsystem AlGaIn-AsSb basierender Halbleiterlaser Rechnung getragen.

Zunächst werden in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen vorgestellt, die für ein Verständnis der Funktionsweise von Halbleiterlasern unabdingbar sind. In diesem Zusammenhang wird auf die physikalischen Prozesse der Lasertätigkeit eingegangen und das zugrundeliegende AlGaIn-AsSb Materialsystem vorgestellt.

Im Anschluss daran wird in Kapitel 3 die Herstellung der Halbleiterlaser beleuchtet. Besonderer Fokus liegt dabei zum einen auf einer Einführung in die Molekularstrahlepitaxie, ein Verfahren das zur Herstellung qualitativ hochwertiger Halbleiterschichten verwendet wird. Diese Halbleiterschichten dienen als Ausgangsmaterial für die Herstellung der in dieser Dissertation erarbeiteten Diodenlaser. Detailliert wird zum anderen auf das zugrundeliegende Laserdesign und die Prozessierungstechnologien der unterschiedlichen Bauteiltypen eingegangen.

Gegenstand von Kapitel 4 sind im Rahmen der Arbeit entwickelte Ausführungen von Hochleistungsdiodenlasern. Dabei wird zunächst die Optimierung der Epitaxiestruktur mit Hilfe eines zugrundeliegenden theoretischen Modells, das die internen Verluste abschätzt, systematisch dargestellt. Auf diesen Laserstrukturen werden nachfolgend Trapezlaser mit verbesserten Ausgangsleistungen und Strahleigenschaften prozessiert. Diese Trapezlaser werden in zwei Ausführungen entwickelt, zum einen als gewinngeführte und zum anderen als indexgeführte Bauteile. Bei letzteren wird zusätzlich ein frequenzselektives Bragg-Gitter eingeführt und die damit verbundenen wellenlängenstabilisierten Emissionseigenschaften demonstriert.

Als Erweiterung werden in Kapitel 5 auf dem AlGaIn-AsSb Materialsystem erstmalig ein- und zwei-dimensionale photonische Kristalle als hochreflektierende monolithisch integrierte Spiegel vorgestellt. Diese werden zur Herstellung von neuartigen Mikrolasern verwendet, deren charakteristische Eigenschaften aufgezeigt werden.

Kapitel 6 widmet sich drei Konzepten zur Herstellung von spektral monomodigen weit abstimmbaren Halbleiterlasern. Dazu gehören gekoppelte Fabry-Pérot Kavitäten, gekoppelte photonische Kristall Laser und Laser mit binärisiertem Übergitter. Zum

besseren Verständnis der Bauteile wird zunächst die theoretische Grundlage des Abstimmverhaltens dargelegt. Detailliert werden die aus elektro-optischen Messungen erhaltenen Ergebnisse bauteilspezifisch diskutiert und die drei Konzepte hinsichtlich der charakteristischen Kenngrößen miteinander verglichen.

Abschließend folgt ein Überblick über die im Rahmen der Dissertation implementierten Bauteile und eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

Im Folgenden wird die grundlegende Funktionsweise eines Lasers erklärt und physikalische Beziehungen zum Verständnis von Halbleiterlasern dargelegt. Zusätzlich werden die fundamentalen Eigenschaften des AlGaIn-AsSb Materialsystems vorgestellt, das zur Herstellung der in dieser Arbeit vorgestellten Laserstrukturen verwendetet wird.

2.1 Laserprinzip und wichtige Kenngrößen

Das Akronym LASER steht für „Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation“ und beschreibt den Vorgang der Verstärkung eines Strahlungsfeldes basierend auf der stimulierten Emission. Diese stellt neben stimulierter Absorption und spontaner Emission eine der drei Wechselwirkungen des elektromagnetischen Strahlungsfeldes mit Elektronen dar. Durch die stimulierte Emission wird ein im Leitungsband (E_L) des Halbleiters befindliches Elektron durch ein Photon geeigneter Frequenz in das Valenzband (E_V) unter Aussendung eines Photons zurückversetzt. Das Elektron rekombiniert mit einem Loch im Valenzband. Das hierbei emittierte Photon stimmt in Energie ($E = h\nu = E_L - E_V$), Phase und Polarisation mit dem eingestrahlteten Photon überein. Beide Photonen können wiederum stimulierte Emission im Kristall hervorrufen. Es kommt zu einer lawinenartigen Verstärkung des eingestrahlteten Photons.

Eine weitere Form der Wechselwirkung stellt die stimulierte Absorption von Photonen dar. Hierbei wird ein Elektron durch die Energie eines einfallenden Photons vom Valenzband in einen energetisch höheren Zustand, dem Leitungsband, angeregt. Diesen Vorgang bezeichnet man im Zusammenhang mit Lasern auch als optisches Pumpen. Das System wird aus dem thermischen Gleichgewicht gebracht und dadurch eine weitere Grundvoraussetzung für den Betrieb eines Lasers erzielt, der Zustand der Besetzungsinversion der Energiezustände. Hierbei erlangt das Leitungsband des Halbleiters eine

höhere Besetzungsdichte als das Valenzband.

Die optische Verstärkung $g(\nu)$ des Lasers hängt sowohl von der Differenz der Übergangsraten von stimulierter Emission und stimulierter Absorption, $[R_E - R_A]$, als auch von der Gruppengeschwindigkeit v_g und der Dichte ρ_{ph} der Photonen ab. Je größer die hervorgerufene Besetzungsinversion, desto größer ist die optische Verstärkung des Lasers:

$$g(\nu) = \frac{[R_E - R_A]}{\rho_{ph} \cdot v_g}. \quad (2.1)$$

Die Besetzungsinversion wird im Falle der Injektions-Halbleiterlaser durch Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes in Vorwärtsrichtung erreicht. Hierdurch werden Elektronen in das Leitungsband und Löcher in das Valenzband injiziert, die strahlend rekombinieren können. Im Laserbetrieb verstärkt sich das Strahlungsfeld mit der Ausgangsintensität I_0 nach Durchlaufen eines Streckenelements Δz exponentiell auf:

$$I(z) = I_0 \cdot e^{g(\nu)\Delta z}. \quad (2.2)$$

Zusätzlich müssen jedoch in Gleichung 2.2 optische Verluste berücksichtigt werden, womit wir zur dritten Möglichkeit der Wechselwirkung eines elektromagnetischen Strahlungsfeldes mit Elektronen kommen, der spontanen Emission. Diese beschreibt den ohne äußere Einwirkung stattfindenden Übergang eines Elektrons in einen niedrigeren Energiezustand unter Aussendung eines Photons. Neben diesen drei gerade beschriebenen Wechselwirkungen gibt es noch nichtstrahlende Prozesse, welche ohne die Beteiligung von Photonen stattfinden, wie beispielsweise die Augerrekombination, Phononenwechselwirkung, thermisch aktivierte Ladungsträgerverluste und die nichtstrahlende Störstellenrekombination. Die hier beim Übergang eines Elektrons in ein niedrigeres Energieniveau freiwerdende Energie, kann dann beispielsweise an ein zweites Elektron oder in Form von Gitterschwingungen an den Kristall abgegeben werden. Zusammen mit der spontanen Emission stellen diese Wechselwirkungen die Prozesse nicht stimulierter Übergänge dar. Zusätzlich zu den bereits diskutierten Prozessen müssen Verluste berücksichtigt werden, die quantitativ durch den Parameter α_i , interne Laserverluste, beschrieben werden. Damit werden zusätzlich alle Verluste zusammengefasst, welche durch Streuung oder Absorption in der Umgebung des laseraktiven Materials und im laseraktiven Material selbst entstehen [Kne99]. Betrachtet man Gleichung 2.3 so erkennt man, dass das Strahlungsfeld des Lasers verstärkt wird, falls die optische Verstärkung $g(\nu)$ größer als die internen Verluste α_i ist:

$$I_\nu = I_0 \cdot e^{[g(\nu) - \alpha_i]z}. \quad (2.3)$$

Um die Intensität des Strahlungsfeldes weiter zu erhöhen wird die Lichtwelle mittels Spiegel und einem dadurch entstehenden Resonator in die aktive Zone rückgekoppelt und hierbei wiederum lawinenartig Photonen erzeugt. Im Resonator wird daher die Lichtwelle mit Hilfe von konstruktiver Interferenz verstärkt und stehende Wellen der Wellenlänge $L = i\lambda_i/(2n_{eff})$ werden ausgebildet, wobei L die Länge des Resonators ist und i eine natürliche Zahl. Die hier vorgestellten Halbleiterlaser werden als Kantenelemente prozessiert. Die Spaltkanten, also der Übergang zwischen Halbleiter und Luft, dienen als Spiegel. Diese Spiegel besitzen lediglich eine begrenzte Reflektivität R , und sorgen somit für die Rückkopplung des Laserlichts in das aktive Medium, jedoch auch für die Auskopplung. Über die Formel

$$R = \frac{(n_{eff} - 1)^2}{(n_{eff} + 1)^2} \quad (2.4)$$

lässt sich die Reflektivität der Spaltfacette mit einem effektiven Brechungsindex des Halbleiters von $n_{eff} = 3,6$ zu $R = 32\%$ berechnen. Um die Laserfunktion aufrecht zu erhalten, muss die optische Verstärkung innerhalb eines Resonatorumlaufs die Verluste wenigstens ausgleichen, das heißt, die sog. Schwellenbedingung muss erfüllt sein [Kne99]:

$$R_1 R_2 e^{[2L(g - \alpha_i)]} \geq 1 \quad \text{oder} \quad g \geq g_0 = \alpha_i - \frac{1}{2L} \ln [R_1 R_2]. \quad (2.5)$$

R_1 und R_2 sind die Reflektivitäten der Spiegel und g_0 die Schwellenverstärkung. Das aktive Medium der hier vorgestellten Halbleiterlaser wird aus Quantenfilmen gebildet und befindet sich in der Raumladungszone eines pn-Übergangs, wo die Rekombination von aus dem n-dotierten Bereich injizierten Elektronen und von aus dem p-dotierten Bereich injizierten Löchern erfolgt, sowie die optische Verstärkung stattfindet.

Wichtige Lasereigenschaften wie Temperaturstabilität, Schwellenstromdichte und Quanteneffizienz hängen grundlegend von der Dimensionierung der aktiven Zone ab [Hol80]. Bereits der Übergang von drei-dimensionalen volumenartigen Schichten als aktives Material hin zu dünnen Quantenfilmen, also zwei-dimensionalen Schichten, bringt wesentliche Verbesserungen. Der Grund hierfür ist über die Zustandsdichten der Ladungsträger zu erklären. Während drei-dimensionales Volumenmaterial eine wurzelförmig mit der Energie anwachsende Zustandsdichte besitzt, und somit in der Nähe der

Bandkante nur wenige Zustände vorhanden sind, besitzen zwei-dimensionale Quantenfilme eine stufenförmige Zustandsdichte. Die Quantisierung in einer Raumrichtung wird hier hervorgerufen durch die begrenzte Dicke der Quantenfilme, die im Bereich der de Broglie Wellenlänge der Elektronen liegt (wenige Nanometer). Daher sind an der Bandkante viele Zustände gleicher Energie vorhanden. Um nun also die für die Laserfunktion so wichtige Besetzungsinversion zu erhalten, muss ein Quantenfilmlaser wesentlich weniger gepumpt werden. Die Reduktion der Dimensionierung der aktiven Schicht führt theoretisch zu einer größeren Verstärkung [Asa86] was auch in einer Reduktion der Schwellenstromdichte erkennbar wird [Klo00].

Viele interne Kenngrößen zur Charakterisierung von Halbleiterlasern, wie die optische Verstärkung g_ν oder die internen Verluste α_i sind durch Messung nicht direkt zugänglich, können jedoch über andere Parameter hergeleitet werden. Aus der Lichtleistungskennlinie der Laser können beispielsweise der Schwellenstrom I_0 und über die Dimension des Laser die Schwellenstromdichte $j_0 = (I_0/\text{Fläche des gepumpten Bereichs})$ aber auch der Anstieg der Leistung mit angelegtem Strom dP/dI ermittelt werden. Per Definition ergibt die Zahl der pro Zeiteinheit emittierten Photonen $dP/h\nu$ durch die Zahl der pro Zeiteinheit injizierten Elektronen dI/e den externen differentiellen Wirkungsgrad η_{ex} , auch externe Quanteneffizienz genannt:

$$\eta_{ex} = \frac{e}{h\nu} \frac{dP}{dI}. \quad (2.6)$$

Demnach ist η_{ex} die Zahl der vom Laser emittierten Photonen pro injiziertem Elektron. Der interne differentielle Wirkungsgrad η_i ist über interne α_i und durch die Spiegel verursachte Verluste α_R mit η_{ex} gekoppelt:

$$\eta_{ex} = \eta_i \cdot \left(\frac{\alpha_R}{\alpha_R + \alpha_i} \right), \quad (2.7)$$

wobei $\alpha_R = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right)$ die Spiegelverluste darstellt. Durch eine längenabhängige Auftragung des externen differentiellen Wirkungsgrads können, mit Hilfe der Spiegelverluste α_R , sowohl die internen Verluste α_i , als auch der interne differentielle Wirkungsgrad berechnet werden [Ebe92]:

$$\frac{1}{\eta_{ex}} = \frac{\alpha_i}{\eta_i \cdot \ln\left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}\right)} \cdot L + \frac{1}{\eta_i}. \quad (2.8)$$

Mit Hilfe dieser Gleichung erhält man somit sowohl eine bauteilinhärente Eigenschaft nämlich η_i , während man über α_i Aussagen über die Eigenschaften des Resonators erhält.

Über die Messungen des Schwellenstroms I_0 lassen sich mit der daraus errechenbaren Schwellenstromdichte j_0 Bauelemente unterschiedlicher Abmessungen miteinander vergleichen. Interessant sind hierbei besonders temperaturabhängige Messungen. Um bei erhöhter Temperatur die zunehmenden Verluste auszugleichen, muss der Laser stärker gepumpt werden was sich in einem erhöhten Schwellenstrom bemerkbar macht. Dieses Verhalten kann innerhalb gewisser Bereiche durch eine Exponentialfunktion nach [Col95] angenähert werden:

$$j_0 = j_{T_0} \cdot e^{(T/T_0)}. \quad (2.9)$$

T_0 ist hierbei die sogenannte charakteristische Temperatur des Lasers und hängt zusammen mit j_{T_0} eigentlich ebenfalls von der Temperatur ab, kann aber in gewissen Bereichen als konstant betrachtet werden. Mit steigender Temperatur kommen unterschiedliche Verlustmechanismen verschieden stark zum Tragen wodurch sich unterschiedliche T_0 -Werte in den einzelnen Temperaturbereichen ergeben. Einer dieser Verlustmechanismen ist zum Beispiel die thermische Emission von Ladungsträgern aus den Quantenfilmen, welche somit nicht mehr zur Verstärkung beitragen können. T_0 erhält man nun aus der temperaturabhängigen halb-logarithmischen Auftragung der Schwellenstromdichte. Erstrebenswert sind hierbei hohe T_0 -Werte bei gleichzeitig niedriger Schwellenstromdichte. Dies bedeutet, dass sich mit steigender Temperatur die Schwellenstromdichte nicht mehr wesentlich verändert, somit Lasereigenschaften über einen großen Bereich temperaturstabil sind.

2.2 Das AlGaIn-AsSb Materialsystem

Das AlGaIn-AsSb Materialsystem gehört zu den Verbindungshalbleitern der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems. Die physikalischen Eigenschaften der verschiedenen III-V Halbleiter sind durch ihre ähnliche Kristallstruktur weitestgehend miteinander vergleichbar. Wie die meisten III-V Verbindungshalbleiter kristallisiert GaSb in der Zinkblendestruktur, d.h. das Gitter besteht aus zwei Untergittern welche aus jeweils den Gruppe-III bzw. den Gruppe-V Atomen bestehen. Diese Untergitter sind kubisch-flächenzentriert und zueinander um ein Viertel der Raumdiagonalen versetzt. Durch die stark ausgeprägte sp^3 -Hybridisierung ist jedes Atom einer Hauptgruppe von

vier nächsten Nachbarn der jeweils anderen Hauptgruppe umgeben. Die Kantenlänge der kubischen Gitter entspricht der Gitterkonstanten a welche in dem hier vorgestellten Materialsystem von $6,10 \text{ \AA}$ für GaSb bis $6,48 \text{ \AA}$ für InSb variieren kann.

In Abbildung 2.1 sind die Energielücken gegenüber den Gitterkonstanten einiger III-V Halbleiter aufgetragen. Die Linien zwischen den binären Verbindungen (z. B. InSb, GaSb) kennzeichnen den Bandlückenverlauf der ternären Halbleiterverbindungen in Abhängigkeit ihrer Zusammensetzung (z. B. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$). Der Bereich zwischen diesen Linien kann quarternären Verbindungen wie beispielsweise $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ zugeordnet werden. Alle hier vorgestellten Strukturen werden auf GaSb-Wafern mit einer Gitterkonstante von $0,610 \text{ nm}$ aufgewachsen. Die für die folgenden Laserstrukturen benötigten Mantel- und Wellenleiterschichten werden mit Hilfe quarternärer $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ Verbindungen realisiert. Im Vergleich zu GaAs und AlAs mit annähernd gleichen Gitterparametern (siehe Abbildung 2.1) unterscheiden sich die Gitterparameter von GaSb und InSb stärker voneinander (6 % Gitterfehlpassung). Um ein gitterangepasstes Wachstum zu ermöglichen, ist es nötig, As in geringen Mengen zur $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ Verbindung hinzuzufügen.

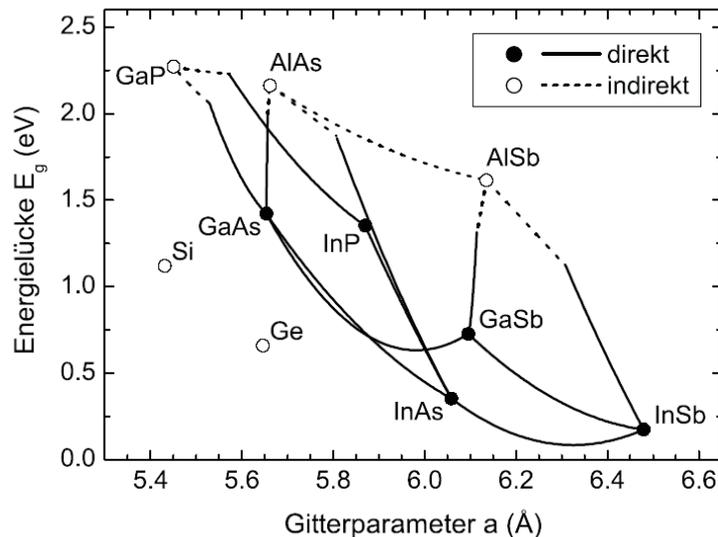


Abbildung 2.1: Bandlücken verschiedener Halbleitermaterialien aufgetragen über die Gitterparameter (bei 300 K). Durchgezogene Linien kennzeichnen Verbindungen mit direkter Bandlücke, gestrichelte Linien solche mit indirekter Bandlücke [Iba02].

Mit Hilfe der Regel von Vegard [Veg21] können durch lineare Interpolation aus den

Gitterparametern der binären Halbleiter, die Gitterparameter $a(x)$ der ternären (und quarternären) Verbindungen bestimmt werden:

$$a(x) = a_{A_2B} + x(a_{A_1B} - a_{A_2B}) \quad \text{für} \quad (A_1)_x(A_2)_{1-x}B. \quad (2.10)$$

Wobei hier A_1 und A_2 jeweils Elemente einer Hauptgruppe und B ein Element der anderen Hauptgruppe darstellen. An GaSb gitterangepasstes Wachstum wird daher beispielsweise mit Mantelschichten einer Zusammensetzung von $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ und Wellenleiterschichten mit $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}_{0,02}\text{Sb}_{0,98}$ erreicht. Durch dieses gitterangepasste Wachstum ist es also möglich die verschiedenen elektronischen und optischen Eigenschaften von unterschiedlichen Halbleiterverbindungen auszunutzen. Wachsen die Epitaxieschichten nicht gitterangepasst auf, kommt es zu Verspannungseffekten. Diese Verspannungen könnten zu Gitterfehlern und somit Störstellen führen, was gerade für opto-elektronische Anwendungen kritisch ist.

Im GaSb Materialsystem ist InSb der Verbindungshalbleiter mit der geringsten Bandlückenenergie und wird daher unter Beimischung von Ga als aktives Lasermaterial verwendet. Da eine zwei-dimensionale Zustandsdichte die Schwellenstromdichte eines Lasers gegenüber volumenartigem Material deutlich senkt [Hol80], besteht die gewählte aktive Schicht aus wenigen Nanometern dicken Quantenfilmen. Die gewünschte Bandlücke lässt sich hierbei über die Zusammensetzung des Quantenfilms einstellen und kann prinzipiell von 0,235 eV unter Verwendung von purem InSb bis 0,812 eV bei purem GaSb variiert werden [Vur01]. Beide Verbindungen zählen zu den direkten Halbleitern. Dies bedeutet, dass Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum im reziproken Raum direkt übereinander liegen und somit zur Anregung eines Elektrons in das Leitungsband lediglich ein Photon ausreichender Energie nötig ist. Die meist sehr dünnen Quantenfilme (Dicken von ca. 10 nm) müssen hierbei nicht gitterangepasst aufgewachsen werden, da bis zu einer gewissen kritischen Schichtdicke, die sich nach der Stärke des Verspannungsgrads richtet, sich ein so genanntes pseudomorphes Wachstum ergibt. Das bedeutet, dass die nur wenige Nanometer dicken Quantenfilme elastisch verspannt aufwachsen. Hierbei wird in der Wachstumsebene die Gitterkonstante des Substrats der Epitaxieschicht aufgezwungen. Wird die kritische Schichtdicke überschritten kommt es teilweise zur Relaxation, das heißt die aufgewachsene Schicht nimmt ihre ursprüngliche Gitterkonstante an, was zu Defektstellen im Kristall führen kann. Die hier vorgestellten Quantenfilme für Laser im Wellenlängenbereich um $2 \mu\text{m}$ bestehen aus druckverspanntem $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{Sb}$. Für längere Wellenlängen muss jedoch As hinzugegeben werden, da ansonsten die Verspannung zu groß wird. Die bewusst einge-

setzte Verspannung der Quantenfilme bewirkt eine Verschiebung der Bandkantenlage, sowie eine Veränderung der Bandkantenkrümmung und eine Vergrößerung der Energielücke durch Verschiebung der Energiebänder. Weitere Vorteile dieser druckverspannten Quantenfilme ist die Reduzierung der Auger-Rekombination, eine der bedeutendsten Verlustmechanismen in GaSb Halbleiterlasern [Ada86] und die Erzeugung fast gleich großer Diskontinuitäten in Valenz- und Leitungsband und somit vergleichbar großem energetischen Einschluss beider Ladungsträgersorten [Rat03].

Kapitel 3

Probenherstellung

Das folgende Kapitel widmet sich zunächst der Herstellung nanometer-dünner Schichten mittels Molekularstrahlepitaxie. Das Design der Laserstruktur wird vorgestellt und die Wahl der einzelnen Schichtzusammenstellungen näher erläutert. Im letzten Abschnitt wird die weitere Prozessierung der Laserstruktur zu Breitstreifenlasern, Stegwellenleiterlasern, abstimmbaren Lasern und Trapezlasern behandelt.

3.1 Molekularstrahlepitaxie

Um qualitativ hochwertige Halbleiterlaser herstellen zu können, bedarf es atomarer, einkristalliner Schichtfolgen, exakt festgelegter Dicken. Diese Schichten sind in ihrer Skalierung oft nur wenige Nanometer dick und müssen in ihrer Schichtzusammensetzung genau kontrollierbar sein. Dies wird mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) ermöglicht. Das Verfahren wurde bereits Ende der sechziger Jahre entwickelt [Art68], [Cho71] und bis zum heutigen Tage weiter verfeinert [Cho97], [Led99].

Die in dieser Arbeit vorgestellten Laserstrukturen werden mittels einer Molekularstrahlepitaxieanlage des Typs EIKO EV 100 S, wie in Abbildung 3.1 schematisch gezeigt, hergestellt. Radial im Boden der Hauptkammer angebracht befinden sich hitzebeständige Effusionszellen, welche die hochreinen Materialien Aluminium (Al), Gallium (Ga), Indium (In), Arsen (As) und Antimon (Sb), sowie die Dotierstoffe Gallium-Tellurit (Ga_2Te_3) für die n-Dotierung und Beryllium (Be) für die p-Dotierung in Bornitridtiegeln als Feststoffe beinhalten. Durch elektrisch steuerbare Heizwendeln können die Tiegel in den Effusionszellen auf Temperaturen zwischen 260°C (As) und 1200°C (Al) erhitzt werden, und somit die Materialien in den Tiegeln zum Verdampfen bzw. Sublimieren gebracht werden. Hierdurch können sich Teilchen am Substrat ablagern und einkristalline Schichten bilden. Der Effusionszelle von Sb ist eine sogenannte

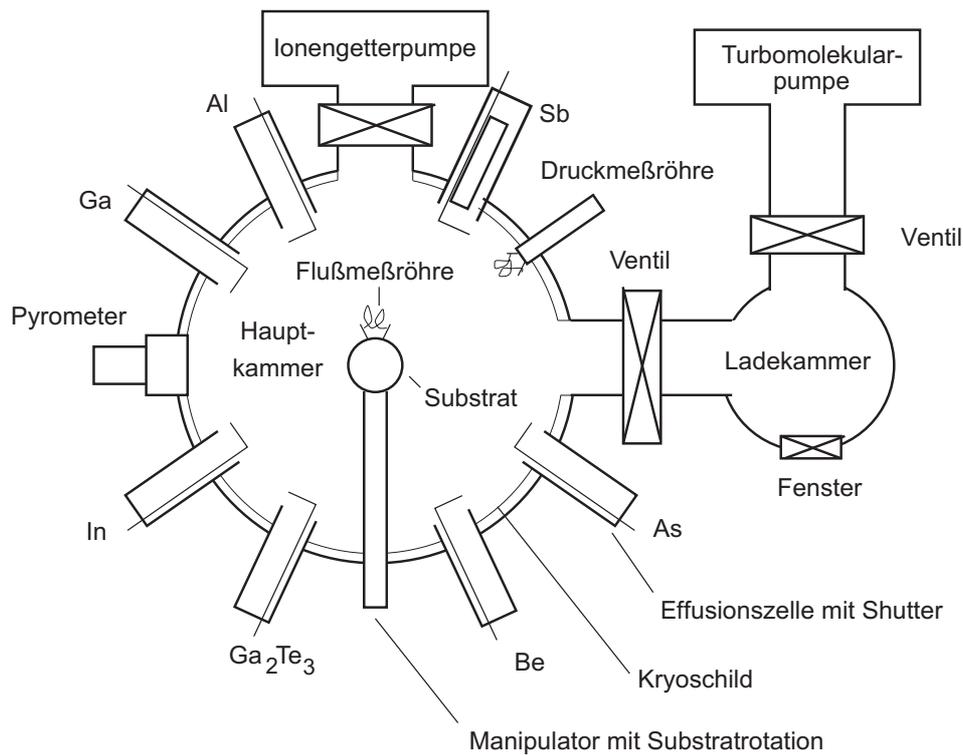


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der Molekularstrahlepitaxieanlage nach [Ble98].

Crackerstufe mit Temperaturen um 1000°C nachgeschaltet. Diese dient der thermischen Aufspaltung der vorwiegend als Tetramere Sb_4 verdampfenden Moleküle in Dimere Sb_2 .

Der entstehende Molekularstrahl aus nicht-ionisierten Teilchen ist exponentiell von der Temperatur abhängig und kann somit über die Zellentemperatur geregelt werden. Über Tantal-Shutterbleche am Ausgang der Zellen kann der Materialfluss in Sekundenbruchteilen unterbrochen werden. Dies erlaubt das Wachstum atomar glatter Schichten unterschiedlicher Materialzusammensetzung. Die Sb-Zelle ist darüber hinaus mit einem Nadelventil versehen. Daher kann der Materialfluss hier zusätzlich noch über die Ventilstellung beeinflusst werden. Zur Kontrolle der Flüsse dient eine Druckmessröhre am Manipulator mittig der Hauptkammer, welche in den Molekularstrahl gedreht werden kann.

Das zu bewachsende Substrat, ein in (100)-Ebene orientierter n-dotierter GaSb-Wafer, befindet sich auf einem heizbaren Halter im Zentrum der Hauptkammer am Manipulator, direkt im Strahlengang der Effusionszellen. Die Substrattemperatur kann während des Wachstums über ein Pyrometer kontrolliert werden. Ein Rotieren des Substrats um die eigene Achse soll hierbei Inhomogenitäten der Molekularstrahlen und der Temperaturverteilung ausgleichen.

Grundvoraussetzung für ein monokristallines Schichtwachstum ist ein Ultrahochva-

kuum bei Druckverhältnissen von 10^{-8} bis 10^{-9} Torr. Dies wird zum einen durch ein Pumpensystem, bestehend aus Ionengetterpumpe angeschlossen an der Hauptkammer, Turbomolekularpumpe mit vorgeschaltener Drehschieberpumpe angeschlossen an der Ladekammer und zum anderen durch ein mit flüssigem Stickstoff gekühltes Kryoschild in der Hauptkammer gewährleistet (siehe Abb. 3.1). Die Ladekammer ist durch ein Ventil von der Hauptkammer getrennt und ermöglicht einen Probenaustausch ohne das Ultrahochvakuum der Hauptkammer zu durchbrechen. Das Kryoschild hingegen soll noch vorhandene Restgase in der Hauptkammer absorbieren, trägt somit also zu einer weiteren Absenkung des Innendrucks bei [Ede98] und trennt zusätzlich die einzelnen Effusionszellen thermisch voneinander. Der Probentransport zwischen Lade- und Hauptkammer erfolgt über eine magnetisch gelagerte Transferstange.

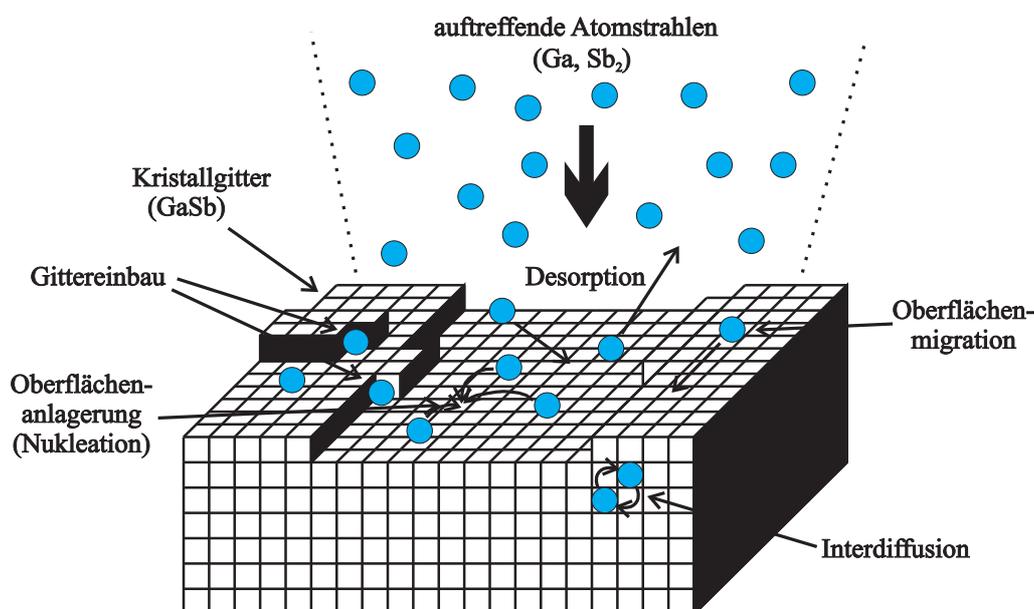


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der während des Wachstums auftretenden Prozesse nach [Her89].

Das Ultrahochvakuum ermöglicht eine mittlere freie Weglänge der Molekularstrahlen von mehreren Metern, und garantiert daher das annähernd wechselwirkungsfreie Auftreffen eines gerichteten Materialstrahls auf das Substrat. Die Wachstumsrate der Schichten wird im Wesentlichen durch die Elemente der dritten Hauptgruppe gesteuert, daher werden die Gruppe-V-Elemente im Überfluss angeboten. Die Ursache hierfür ist der Haftkoeffizient der Elemente, also das Verhältnis der im Kristall eingebauten zu den ankommenden Atomen. Dieser Haftkoeffizient ist für die Gruppe-III-Elemente

annähernd eins und im Gegensatz hierzu für die Gruppe-V-Elemente annähernd null. Erst mit Hilfe freier Valenzen der Atome der III-Hauptgruppe können die Atome der V-Hauptgruppe in den Kristall mit eingebaut werden. Das Wachstum selbst wird im wesentlichen durch kinetische Prozesse an der Substratoberfläche wie Nukleation, Interdiffusion, Desorption oder Gittereinbau, wie in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt, bestimmt. Das System befindet sich hierbei nicht im thermodynamischen Gleichgewicht [Her89], wobei die im Überschuss angebotenen Gruppe-V-Elemente auf dem bis zu 520°C heißen Substrat hochbeweglich sind. Diese Beweglichkeit, die sogenannte Migrationslänge, also die mittlere freie Weglänge der an der Oberfläche angelagerten Atome ist ein entscheidender Parameter zum Wachstum qualitativ hochwertiger Schichten. Je höher diese ist, desto wahrscheinlicher ist es, dass die Atome an der Substratoberfläche auf atomare Stufen und passende Bindungspartner treffen. Finden die Atome der Gruppe-V-Elemente ein Atom der Gruppe-III, so gehen sie mit diesem eine chemische Bindung ein, falls kein passender Bindungspartner gefunden wird oder vorhanden ist, desorbieren sie wieder. An atomaren Stufen sind die Bindungskräfte durch die vielen zur Verfügung stehenden nächsten Nachbarn besonders groß. Die Migrationslänge kann zum einen durch Erhöhung der Substrattemperatur und zum anderen durch Herabsetzen des V/III-Verhältnisses erhöht werden um Schichten größtmöglicher Güte zu garantieren.

3.2 Design der Laserstruktur

Die in dieser Arbeit hergestellten Laserstrukturen basieren auf einer Heterostruktur mit getrenntem Einschluss (separate confinement heterostructure = SCH-Schichtstruktur) von Lichtwelle und Ladungsträgern. Das Design dieser Struktur ist schematisch in Abbildung 3.3 dargestellt. Die Besonderheit eines derartigen Designs ist, dass einerseits die Ladungsträger durch die dotierten Mantel- und Wellenleiterschichten zur undotierten aktiven Zone mit Quantenfilm geführt werden, wo sie durch stimulierte Emission rekombinieren (siehe Abb. 3.3 b)). Die Ladungsträger werden im Quantenfilm durch die niedrigere Bandlückenenergie eingeschlossen. Die Rekombinationszone ist hierbei undotiert um Absorption des Lichts an den Dotieratomen zu minimieren. Die zweite Besonderheit dieses SCH-Designs ist andererseits, dass auch die Photonen im Wellenleiter in transversaler Richtung eingeschlossen werden (siehe Abb. 3.3 a)). Dies wird durch Verwendung einer Mantelschicht mit wesentlich niedrigerem Brechungsindex gegenüber der aktiven Zone erreicht, was zur Totalreflexion der Lichtwelle an der Mantelschicht führt und somit die Wellenführung der Lichtmode gewährleistet. Daher ist

der Brechungsindex n des verwendeten Materials ein weiterer wichtiger Parameter zum Entwerfen eines Halbleiterlasers. Sowohl elektrischer als auch optischer Einschluss sind somit in dieser SCH-Schichtstruktur gewährleistet, daher auch die Namensgebung (separate confinement). Für das GaSb Materialsystem sind, im Gegensatz zu GaAs oder InP nur beschränkt Materialparameter in der Literatur zu finden. Für die in dieser Arbeit verwendeten Simulationen und Berechnungen werden daher die veröffentlichten Daten von [Iof] und [Kri91] verwendet.

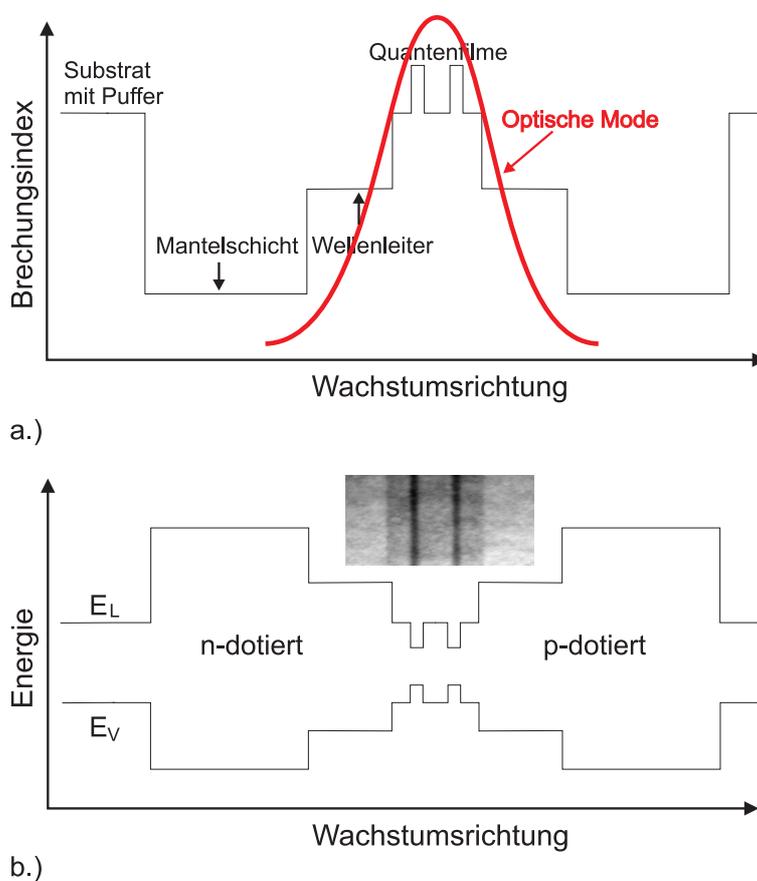


Abbildung 3.3: a.) Schematischer Brechungsindexverlauf der SCH-Struktur mit eingebetteter optischer Mode. b.) Leitungs- und Valenzbandverlauf der Laserstruktur mit Transmissionselektronenmikroskop-Aufnahme der aktiven Zone.

Zu Beginn des epitaktischen Strukturwachstums wird eine hoch n-dotierte GaSb Pufferschicht auf das Substrat aufgewachsen, um eine Glättung der Oberfläche zu erreichen. Die darauf folgende $1,8 \mu\text{m}$ dicke Mantelschicht aus $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}_{0,04}\text{Sb}_{0,96}$ ist wie das Substrat n-dotiert, wobei das Dotierprofil zur nominell undotierten aktiven Zo-

ne hin kontinuierlich über die Wellenleiterschichten hin abnimmt. Wichtig ist hierbei der sich aus dem Aluminiumgehalt ergebende niedrigere Brechungsindex der Mantelschicht gegenüber Wellenleiter und aktiver Zone, um den optischen Einschluss der Mode um die Quantenfilme herum zu gewährleisten. Das Dotierprofil wird sowohl auf der n- als auch auf der p-dotierten Seite zur aktiven Zone hin alle 140 nm stufenförmig abgesenkt. Zur Verdeutlichung des Dotierverlaufs ist in Abbildung 3.4 eine Sekundärionen-Massenspektroskopie-Aufnahme der gesamten Laserstruktur dargestellt. Zu erkennen sind die relativ zueinander aufgetragenen Verläufe von Al, GaSb, In und vor allem von Te und Be.

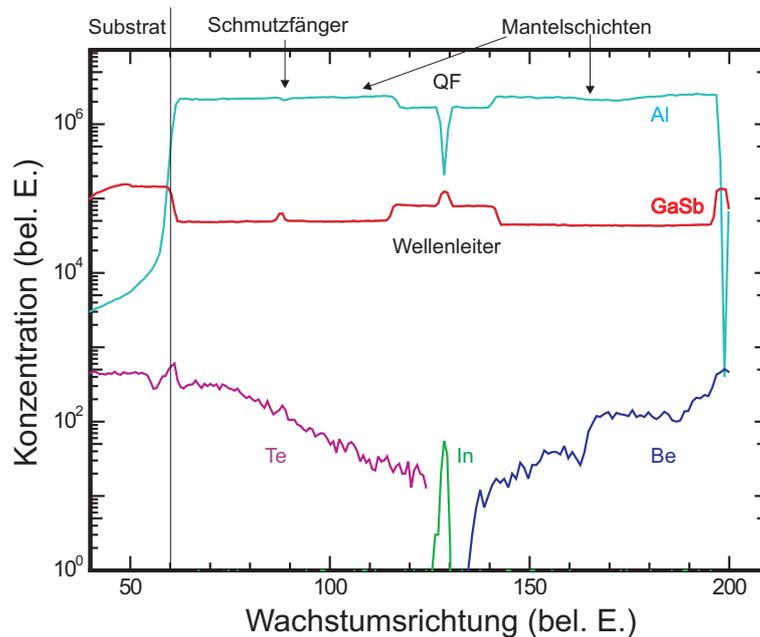


Abbildung 3.4: Sekundärionen-Massenspektroskopie-Aufnahme der Laserstruktur mit deutlich erkennbarem Dotierprofil der n-Dotierung (Te) und p-Dotierung (Be), so wie der Materialien Aluminium (Al), Galliumantimonid (GaSb) und Indium (In) (siehe [Mül06]). Der Indiumpeak deutet die Lage der Quantenfilme (QF) mittig der Struktur an.

Da sich Verunreinigungen und Defekte bevorzugt an Heterogrenzflächen ablagern, dient ein zehn Perioden langes $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}/\text{GaSb}$ -Übergitter mittig der unteren Mantelschicht als Schmutzfänger, Versetzungen werden damit „blockiert“. Um maximale Ausgangsleistungen erzielen zu können wird ein SCH-Design mit verbreiterem Wellenleiter gewählt, dass sich auch bereits in der Literatur mehrfach bewährt hat [Gar97] [Kim02] [Sht07]. Hierbei wird die aktive Zone von jeweils 300 nm bis 600 nm

breiten $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{Sb}_{1-y}$ Wellenleiterschichten mit einem Aluminiumgehalt zwischen 20 % und 30 % umgeben.

Um die ideale Wellenleiterbreite für die herzustellenden Laser zu evaluieren werden Füllfaktorwerte mittels Transfermatrixmethode für unterschiedliche Wellenleiterbreiten bei ansonsten konstanten Laserstrukturparametern berechnet. Diese Werte sind in Abbildung 3.5 graphisch dargestellt. Die Berechnungen werden mittels der Computersoftware WSolve durchgeführt [Eug04]. Der in dieser Arbeit gewählte Wellenleiter ist 400 nm dick und besteht aus $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$. Dies stellt einen sinnvollen Kompromiss zwischen möglichst geringem Überlapp mit der p-dotierten Mantelschicht $\Gamma_{p-M} = 9,5 \%$ und gleichzeitig hohem Füllfaktor $\Gamma_{QF} = 2,9 \%$ dar. Wählt man dagegen eine geringere Wellenleiterbreite von lediglich 150 nm, so maximiert sich zwar $\Gamma_{QF} = 3,6 \%$ jedoch vervierfacht sich dadurch auch Γ_{p-M} . Dies bedeutet dann zwar eine höhere Verstärkung, jedoch wird diese durch gestiegene Absorptionsverluste wieder zerstört.

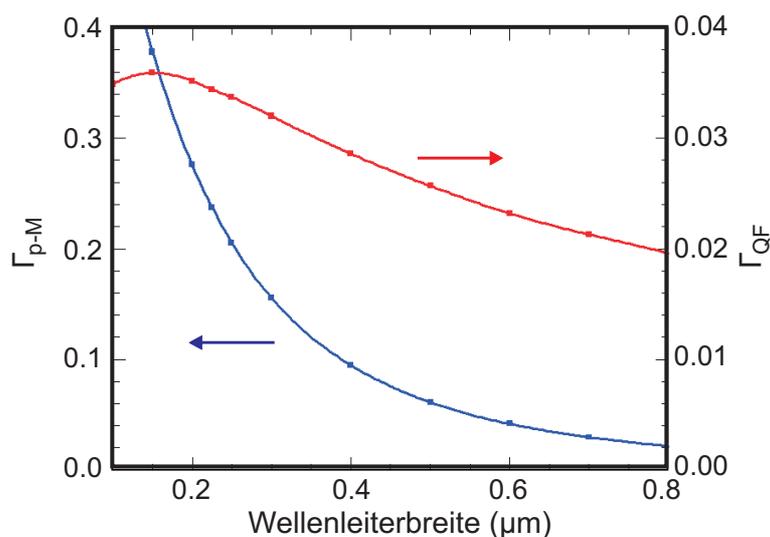


Abbildung 3.5: Überlapp der geführten Lichtwelle mit p-dotierter Mantelschicht und Quantenfilm aufgetragen gegen unterschiedliche Wellenleiterbreiten bei ansonsten konstanten Laserparametern.

Die aktive Zone des Lasers bleibt nominell undotiert um Absorption des Lichts an den Ladungsträgern zu minimieren. Sie besteht in allen hier vorgestellten Laserstrukturen aus zwei druckverspannten $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ Quantenfilmen welche in dünnen GaSb Barrieren eingebettet sind. Auch diese Barrieren dienen der Optimierung der Grenzschichten zum Quantenfilm. Der Abstand zwischen den beiden Quantenfilmen ist hier-

bei so gewählt (größer als 20 nm [Hol80]), dass deren quantenmechanische Zustände voneinander entkoppelt sind. Die relative Bandanordnung entspricht wie in Abbildung 3.3 b.) zu erkennen ist einer Typ-I Anordnung. Dies bedeutet, dass die Bandlücken aller Halbleiterzusammensetzungen vollständig überlappen. Die auf die aktive Zone folgende symmetrisch zur Unterseite angeordnete p-dotierte Hälfte der Laserstruktur, besteht aus oberem Wellenleiter, oberer Mantelschicht und wird von einer 150 nm dicken hoch p-dotierten GaSb Deckschicht abgeschlossen. Diese dient als Schutz vor Oxidation und verringert den Kontaktwiderstand der Laserstruktur.

3.3 Prozessierung

Im Rahmen dieser Arbeit werden neuartige Laserdesigns auf dem antimonidischen Materialsystem entwickelt, die bisher nur in anderen Materialsystemen realisiert werden konnten. Zur Herstellung dieser komplexen Bauteilgeometrien ist es erforderlich einige Prozessschritte neu zu parametrisieren. Dabei ergeben sich mehrere technologische Herausforderungen, da viele auf anderen Materialsystemen bereits etablierte Prozesse nicht direkt auf das antimonidische Materialsystem übertragen werden können. Dies kann auf den stark metallischen Charakter des Antimons im Vergleich zu beispielsweise Arsen zurückgeführt werden. Zusätzlich treten amphotäre chemische Eigenschaften auf, welche je nach Milieu Antimon sowohl als Base als auch als Säure wirken lassen [Pfa06a].

Breitstreifenlaser

Zur Grundcharakterisierung der Laserstrukturen werden zunächst einfache Breitstreifenlaser prozessiert, welche auf einem 1 x 1 cm² großen Waferstück hergestellt werden. Dieses Waferstück wird auf der Unterseite mit einem Palladium/Gold-Germanium/Palladium/Gold n-Kontakt und auf der Oberseite mittels Schattenmaske mit 50 μm und 100 μm breiten Streifen eines Gold-Germanium/Nickel/Gold p-Kontakts versehen. Zur Optimierung des elektrischen Kontakts wird der n-Kontakt zusätzlich 30 s lang bei einer Temperatur von 300°C einlegiert. Um nun unterschiedliche Resonatorlängen zu erhalten, wird das Waferstück in Barren unterschiedlicher Breite gespalten, wobei die Spaltfacetten durch ihren Luft/Halbleiter-Brechungsindex-Unterschied als Resonatorspiegel (mit einer Reflektivität von ca. 32 %) fungieren.

Hochleistungs-Breitstreifenlaser

Um hohe Ausgangsleistungen zu erzielen werden ebenfalls Breitstreifenlaser prozessiert, die jedoch zur besseren Wärmeabfuhr mit der Epitaxienseite in Richtung Wärmesenke aufgebaut werden sollen. Hierzu wird zunächst auf das $1 \times 1 \text{ cm}^2$ große Waferstück lichtempfindlicher Negativ-Lack aufgeschleudert und ausgebacken. Streifen der Breite $50 \mu\text{m}$ bis maximal $200 \mu\text{m}$ werden im Abstand von $0,5 \text{ mm}$ zueinander optisch belichtet und in einer so genannten Electron Cyclotron Resonance Reactive Ion Etching (ECR-RIE) Anlage mit einem Chlor/Argon-Gemisch mindestens bis 150 nm Tiefe (entspricht der Dicke der hochdotierten GaSb Deckschicht) in die Laserstruktur übertragen. Dieser Prozessschritt reduziert das Auftreten von Leckströmen. Um den Strompfad einzunengen wird zusätzlich Magnesiumoxid als Isolationsschicht aufgetragen. Darauf folgend wird der Titan/Platin/Gold p-Kontakt flächig auf die Probe aufgedampft und die Probe auf eine Dicke von ca. $150 \mu\text{m}$ abgedünnt. Das Abdünnen der Probe dient hierbei der besseren Handhabung beim späteren Spalten und vereinzeln der Laser. Abschließend wird der Chrom/Gold-Germanium/Palladium/Gold n-Kontakt auf die Rückseite aufgebracht und 30 s lang bei einer Temperatur von 300°C einlegiert. Zum Schluss folgt eine Chrom/Gold Beschichtung für die bessere Haftung eventuell anzubringender Golddrähte zur Kontaktierung einzelner Bauteile.

Stegwellenleiterlaser

Als Grundbaustein für die nachfolgend vorgestellten optischen Bauteilkonzepte dient der Stegwellenleiter (ridge waveguide = RWG). Zu deren Herstellung wird die Probe mit Polymethylmetacrylat (PMMA) belackt und die Stege mittels Elektronenstrahlithographie belichtet. Die Entwicklung des Lacks erfolgt mit Methylisobutylketon (MIBK) und Isopropanol wobei die entwickelten Bereiche des PMMAs herausgelöst werden. Eine Ätzmaske bestehend aus BaF_2 und Cr wird ganzflächig auf die Probe aufgedampft und anschließend mit dem verbliebenen, das heißt unbelichteten PMMA im Ultraschallbad abgelöst. Daraufhin wird die Maskengeometrie in einer ECR-RIE Anlage mit einem Chlor/Argon-Gemisch in den Halbleiter übertragen. Die gewählte Äztiefe ist jeweils abhängig von der Schichtzusammenstellung der Laserstruktur. Meist wird eine Tiefe von 150 nm über dem oberen Wellenleiter gewählt, was einen guten lateralen Modeneinschluss garantiert. Mit einer Lackschleuder wird Benzocyclobuten (BCB) als Isolator und zum Planarisieren der Struktur aufgetragen, ausgehärtet und bis auf die Stegobenseite verascht. Die vom Rippenwellenleiter verbliebene Maske wird entfernt. Optischer Positiv-Lack wird aufgetragen und die Kontaktstreifen über den

Stegen belichtet. Zuletzt wird nach der Entwicklung Titan/Platin/Gold als p-Kontakt aufgedampft. Nach dem Abdünnen der Probe auf eine Dicke von ca. $150\ \mu\text{m}$ wird der Palladium/Gold-Germanium/Palladium/Gold n-Kontakt rückseitig flächig aufgedampft. Einlegieren und Spaltvorgang sind identisch mit der Vorgehensweise bei den Breitstreifenlasern.

Weit abstimmbare Fabry-Pérot Laser

Die Fabry-Pérot Laser (FP) mit gekoppelten Kavitäten (coupled cavities = CCs) bestehen aus zwei miteinander gekoppelten Stegwellenleiterlasern, welche über einen zusätzlich geätzten Spalt voneinander getrennt sind (siehe Abbildung 6.3 Segment eins und zwei). Um die Resonatoren zu entkoppeln und definierte Laserfacetten zu gewährleisten wird der vordefinierte Spalt nochmals bis zu einer Tiefe unterhalb der aktiven Schicht geätzt. Hierzu wird zunächst auf der gesamten Probe PMMA aufgetragen, mit Elektronenstrahlolithographie die Spalte belichtet und anschließend mit MIBK und Isopropanol entwickelt. Mit der ECR-RIE Anlage werden die mit Hilfe von Ätztests optimierten Spalte bis auf eine Tiefe von ca. $1,8\ \mu\text{m}$ geätzt. Das verbliebene PMMA wird wiederum im Ultraschallbad entfernt und das Laserbauteil identisch wie bei der Technologie der Stegwellenleiter mit BCB versehen. Die weitere Prozessierung verläuft ebenfalls analog zum Vorgehen bei den RWG Lasern.

Weit abstimmbare photonische Kristall Laser

Die weit abstimmbaren photonischen Kristall (photonic crystal = PhC) Laser sind ähnlich aufgebaut wie die FP CC Laser, mit dem Unterschied dass hier die geätzten Spalte durch zwei-dimensionale (2 dim) PhCs ersetzt werden (siehe Abbildung 6.7). Nach dem Ätzen der RWGs verbleibt die Ätzmaske aus BaF_2 und Cr zunächst auf den Stegen. Als Ätzmaske für die Löcher wird Siliziumdioxid auf die gesamte Probe aufgedampft und PMMA aufgeschleudert. Mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie wird das Lochmuster belichtet und die belichteten Zylinder anschließend aus dem PMMA herausgelöst. Die somit freigelegten SiO_2 Stellen werden mit einer RIE-Anlage bis auf den Halbleiter durchgeätzt. Das eigentliche Löcherätzen wird in der ECR-RIE-Anlage durchgeführt. Die hierfür nötigen Einstellungen, welche auf anderen Materialsystemen bereits bekannt sind, müssen ähnlich wie beim Spaltätzen für die FP CC Laser erst durch Ätztests gefunden und optimiert werden. Zum Ablösen der sich nun nur noch seitlich des Stegwellenleiters befindlichen SiO_2 Schicht müsste Flusssäure verwendet werden, was jedoch, wie Tests gezeigt haben, zur vollständigen Zerstörung der antimonidischen Lochstrukturen führt. Um diesen Schritt zu umgehen, wird die SiO_2

Schichtdicke so gewählt, dass lediglich eine sehr dünne Schicht nach dem Löcherätzen verbleibt. Da sowohl BCB als auch SiO_2 ein Isolator ist, stört das seitlich vom Steg verbleibende SiO_2 die Funktionsweise des späteren Laserbauteils nicht. Hinzu kommt, dass der Brechungsindex von SiO_2 mit $n_{\text{SiO}_2} = 1,44$ [Mal65] sehr nahe an dem von BCB mit $n_{\text{BCB}} = 1,54$ [Dow07] liegt und daher die verbleibende SiO_2 Restschicht auch für die optische Wellenführung vernachlässigbar ist und auf der Probe bleiben kann. Im Folgenden wird wiederum mit BCB die Probe planarisiert und die auf dem Steg verbliebene Ätzmaske aus BaF_2 und Cr mit dem darüber befindlichen SiO_2 von den Stegen entfernt. Alle weiteren Schritte sind identisch mit der RWG Prozessierung.

Weit abstimmbare Laser mit binärisierten Übergittern

Wie die beiden zuvor vorgestellten Konzepte, basiert auch die Prozessierung der Laser mit binärisiertem Übergitter zunächst auf RWGs. Diese nun durchgängigen RWGs werden in diesem Fall mit einem lateralen Chromübergitter versehen (siehe Abbildung 6.13). Hierzu wird nach dem Ätzen der RWGs PMMA aufgetragen und eine binärisierte Gitterstruktur mittels Elektronenstrahlolithographie belichtet (zur Theorie der binärisierten Übergitter siehe Kapitel 6.4). Die Probe wird wie oben beschrieben entwickelt und mit Hilfe eines Elektronenstrahlverdampfers Chrom aufgedampft. Der verbliebene Lack mit dem darüber befindlichen Chrom wird abgehoben und das laterale binäre Chromgitter bleibt erhalten. BCB wird mit der Lackschleuder aufgetragen, und alle folgenden Schritte sind wiederum identisch zur RWG Prozessierung.

Gewinngeführte Trapezlaser

Gewinngeführte Trapezlaser bestehen aus einer geätzten RWG Sektion und einer ungeätzten Trapezsektion (siehe Abb. 4.13). Zunächst wird wie bereits bei der Stegwellenleiterlaser-Herstellung vorgestellt die RWG Sektion durch optische Lithographie definiert und in einem ECR-Ätzprozess in den Halbleiter übertragen. Anschließend werden nach elektronenstrahlolithographischer Belichtung von aufgebrachtem PMMA, das auch als Ätzmaske fungiert, Deflektorgräben in den Halbleiter geätzt (siehe Abb. 4.14). In einem weiteren Prozessschritt wird zur Planarisierung und Isolation der RWG Sektion flächig BCB aufgetragen und bis auf die Stegoberfläche verascht. Des weiteren wird die Trapezsektion mittels optischer Lithographie definiert und die hochdotierte GaSb Deckschicht außerhalb des Trapezbereiches abgeätzt. Um den Strompfad auf die Fläche des Trapezes zu begrenzen wird zusätzlich zum beschriebenen Ätzschritt mittels thermischen Aufdampfens der Isolator Magnesiumoxid außerhalb des Trapez-

bereiches aufgebracht. Abschließend erhält die Struktur identisch zu den Hochleistungs-Breitstreifenlasern flächige p- und n-Kontakte.

Indexgeführte Trapezlaser

Die Herstellung der indexgeführten Trapezlaser ähnelt weitgehend der Prozessierung von RWG Lasern. Der signifikante Unterschied besteht in der Geometrie der Ätzmaske. Diese definiert neben einer RWG Sektion auch eine trapezförmige Sektion wie in Abbildung 4.19 schematisch gezeigt. Ätzprozess, Planarisierung mit BCB und Kontaktherstellung sind identisch wie bei der RWG Prozessierung.

Facettenbeschichtung und Montage

Um die Ausgangsleistung durch eine der Facetten zu erhöhen, kann wahlweise auf hochreflektierende (HR) Beschichtung der Rückfacette zurückgegriffen werden oder/und auf eine antireflektierende (AR) Beschichtung der Frontfacette. Durch Aufdampfen zweier aufeinander folgender Siliziumdioxid/Silizium $\lambda/4$ -Schichten können HR-Beschichtungen mit Reflektivitäten von bis zu ca. 97 % oder mit Hilfe einer einzelnen Siliziumdioxid $\lambda/4$ -Schicht AR-Beschichtungen mit einer Reflektivität von ca. 7 % erzielt werden.

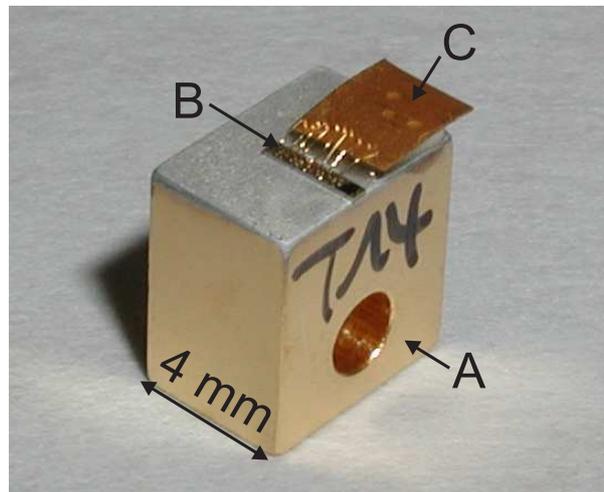


Abbildung 3.6: Kupferblock (A) mit aufgebautem Laser (B) und Goldfähnchen (C).

Zur besseren Wärmeableitung werden die prozessierten Laser durch Spalten vereinzelnd und mit der epitaxierten Seite auf einen Kupferblock mittels Indium aufgelötet. Dieser Kupferblock dient als p-Kontakt und als Wärmesenke zur nur noch ca. $2 \mu\text{m}$ bis

2,5 μm entfernt liegenden aktiven Laserschicht. Der n-Kontakt der vereinzelt Laser wird mittels Golddrahnten mit einer Lotfahne verbunden, welche durch eine Keramik vom Kupferblock elektrisch isoliert ist. Eine Aufnahme eines solchen aufgebauten Lasers ist in Abbildung 3.6 zu sehen.

Kapitel 4

Hochleistungslaser

Das nachstehende Kapitel beschäftigt sich mit dem Wachstum und Design von Lasern für Hochleistungsanwendungen. Hierbei wird Schritt für Schritt auf ein spezialisiertes Bauteil hingearbeitet, welches hohe Strahlbrillanz und frequenzstabilisiertes Emissionsverhalten vereint.

Hochleistungsdiodelnaser werden als Schlüsselbauelemente für die Gesellschaft von morgen gehandelt, besonders in Bereichen des Gesundheitswesens, der Telekommunikation, der Materialbearbeitung und der Umwelttechnologie [Oud05b]. Die Weiterentwicklungen im Bereich mikrostrukturierter opto-elektronischer Bauelemente erlauben es, existierende sperrige und teure Laserquellen zu ersetzen. Des weiteren sind durch die verbesserten Bauteileigenschaften, zu denen insbesondere die stetig steigende maximale Ausgangsleistung und das Vordringen in neue Wellenlängenbereiche bei gleichzeitig frequenzstabilisierter Emission zählen, zukünftige innovative Anwendungen wie Krebstherapie und medizinische Diagnostiktechniken denkbar [Oud05a].

Im Bereich der Hochleistungslaser konzentriert sich die Forschung momentan besonders auf Wellenlängenbereiche für Telekommunikationsanwendungen. Hierbei werden hauptsächlich die Wellenlängen um $1,3 \mu\text{m}$ bzw. $1,55 \mu\text{m}$ benötigt, da Standardglasfasern bei diesen Wellenlängen ihre minimale Dispersion bzw. minimale Absorption aufweisen. Typische Ausgangsleistungen liegen hier bei mehreren Watt, was mit Lasern basierend auf dem GaAs Materialsystem erreicht wurde (8 W bei $1,3 \mu\text{m}$ und 10°C [Liv00]). Ein Vorstoß in langwelligere Bereiche wurde erst durch die Nutzung des GaSb Materialsystems ermöglicht. Besonders in den letzten Jahren wurden hier wesentliche Fortschritte erzielt. So konnten Rattunde et al. mit GaSb basierten Hochleistungselementen bei einer Wellenlänge von $2,0 \mu\text{m}$ Ausgangsleistungen von 1,7 W [Rat04] bis 1,96 W [Rat06] demonstrieren, und bei Wellenlängen von $2,4 \mu\text{m}$, $2,5 \mu\text{m}$, $2,7 \mu\text{m}$ und $2,8 \mu\text{m}$ Ausgangsleistungen von 1 W [Sht07], 1 W [Kim02], 0,5 W [Kim03] und

0.16 W [Kim03]. Noch höhere Ausgangsleistungen konnten durch die Kopplung mehrerer Einzelemitter zu einem monolithischen Bauteil erzielt werden (16.9 W bei 1,9 μm Wellenlänge [Kel06], 13 W bei 2 μm Wellenlänge [Kel05b]).

4.1 Wachstum von Hochleistungslasern

Um einen Laser mit hohen Ausgangsleistungen herstellen zu können, ist es nötig sowohl die elektrischen als auch die optischen Verluste möglichst gering zu halten. Eine der größten Ladungsträgerverlustmechanismen stellt die nicht-strahlende Auger-Rekombination dar, wie bereits im Kapitel 2.1 vorgestellt. Dieser Verlustmechanismus nimmt mit größer werdender Emissionswellenlänge zu und spielt daher im GaSb Materialsystem eine bedeutendere Rolle als in Materialsystemen kürzerer Emissionswellenlänge [Mey98], [Tak85], kann jedoch durch die Verwendung druckverspannter Quantenfilme reduziert werden [Ada86]. Ladungsträgerverluste an Störstellen im Halbleiterlaser lassen sich weitestgehend durch ein optimiertes Wachstum vermeiden. Zusätzlich werden durch den in der Mantelschicht eingebauten Schmutzfänger Defekte in Bereiche außerhalb der aktiven Zone eingefangen (siehe Abschnitt 3.2).

Die optischen Verlustmechanismen wie Freie-Ladungsträger-Absorption und Inter-Valenzband-Absorption steigen mit der Dichte der freien Ladungsträger an. Somit ist besonders ein Überlapp der optischen Mode mit hoch-dotierten Wellenleiter- und Mantelschichten zu vermeiden oder möglichst gering zu halten. Hierbei gilt es, einen Kompromiss zwischen geringem Überlapp und dennoch ausreichender Dotierung bis hin zur aktiven Zone zu finden. Der dominierende Anteil der optischen Verluste findet hierbei an Löchern statt [Cas78], [Gar96], die Verluste an Elektronen hingegen sind vernachlässigbar.

Um die Absorptionsverluste an Ladungsträgern quantitativ zu beschreiben und hieraus Einsichten über eine Optimierung des Laserwachstums zu erhalten, soll mit Hilfe eines Modells der Wirkungsquerschnitt der Verluste untersucht werden. Hierzu werden folgende Annahmen gemacht:

$$\alpha_i = \alpha_{i,P} + \alpha_{i,Rest} \approx \sigma_P \cdot \Gamma_P \cdot P + n \cdot \alpha_{i,QW} \quad (4.1)$$

Die internen Verluste α_i teilen sich auf in Verluste an Löchern $\alpha_{i,P}$, sowie zusätzlichen Verlustkanälen $\alpha_{i,Rest}$, die durch Prozesse an den Heteroübergängen der n Quantenfilme entstehen. Hierbei ist σ_P der Wirkungsquerschnitt der Löcher im Bezug auf optische Absorption, Γ_P der Überlapp der Lichtmode mit dem p-dotierten Bereich des

Lasers und P die Konzentration der Löcher in diesem Bereich. Die hier vorgestellten Laser weisen alle ein zur aktiven Zone hin abnehmendes Dotierprofil auf, daher wird zur Berechnung des Absorptionsquerschnitts die Laserstruktur in 100 nm dicke Schichten mit einer jeweils festen Dotierkonzentration untergliedert und mit dem jeweiligen Modenüberlapp gewichtet:

$$\Gamma_P \cdot P = \sum_{i=0}^j \Gamma_{P_i} \cdot P_i \quad (4.2)$$

Mit diesem Modell werden nun Laser unterschiedlichen Schichtaufbaus systematisch miteinander verglichen. Dabei muss gewährleistet sein, dass die Laserstrukturen bei annähernd gleicher Wellenlänge emittieren (hier bei ca. $2 \mu\text{m}$), so dass die mit der Wellenlänge quadratisch anwachsende Ladungsträgerabsorption in allen Fällen konstant ist. Es werden drei unterschiedliche Laserstrukturen mit dem in Abbildung 4.1 gezeigten Schichtaufbau und Modenprofil miteinander verglichen.

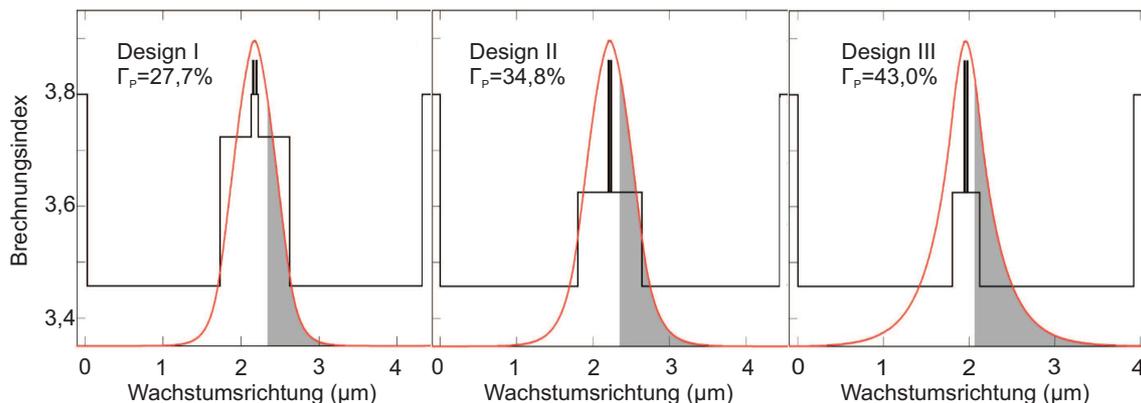


Abbildung 4.1: Brechungsindexverlauf und Modenlage verschiedener Laserdesigns. Die grau hinterlegten Flächen kennzeichnen den Überlapp der Lichtmode mit p-dotierten Schichten.

Das erste gezeigte Design I ist das bereits in Kapitel 3.2 vorgestellte Standarddesign. Der Schichtaufbau des zweiten Lasers ist dem gegenüber leicht unterschiedlich: Der hier verwendete Wellenleiter hat einen im Vergleich zum Design I um 10 % erhöhten Aluminiumanteil (also 30 %). Des weiteren sind die beiden Quantenfilme nicht in GaSb Barrieren eingebettet, sondern werden direkt vom $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}_{0,03}\text{Sb}_{0,97}$ Wellenleiter eingeschlossen. Somit ist der Brechungsindexsprung von Wellenleiter- zu Mantelschichtmaterial niedriger als bei Design I. Damit einhergehend tritt ein größerer

Überlapp der optischen Mode mit der Mantelschicht auf. Design III weist im Vergleich zu Design II einen um 250 nm reduzierten Wellenleiter mit einer Breite von lediglich 150 nm auf, jedoch mit identischer Materialzusammensetzung. Dies führt - wie bereits aus Abbildung 3.5 ersichtlich - zu einer weiteren Verbreiterung der Lichtmode, das heißt einem erhöhten Überlapp mit den p-dotierten Mantelschichten, allerdings auch zu einem erhöhten Überlapp der Mode mit den Quantenfilmen.

Des weiteren wirkt sich eine hohe Valenz- und Leitungsbanddiskontinuität negativ auf die Verstärkung von Laserstrukturen mit mehreren Quantenfilmen aus, da in diesem Fall benachbarte Quantenfilme unterschiedlich stark mit Ladungsträgern gepumpt sein können. Während bei Design I lediglich eine Leitungs(Valenz)banddiskontinuität von 35 meV (92 meV) auftritt, betragen diese bei den Designs II und III immerhin 258 meV (242 meV). Die Werte ergeben sich aus Berechnungen nach [Kri91] für Quantenfilme der Zusammensetzung $\text{Ga}_{0,78}\text{In}_{0,22}\text{Sb}$.

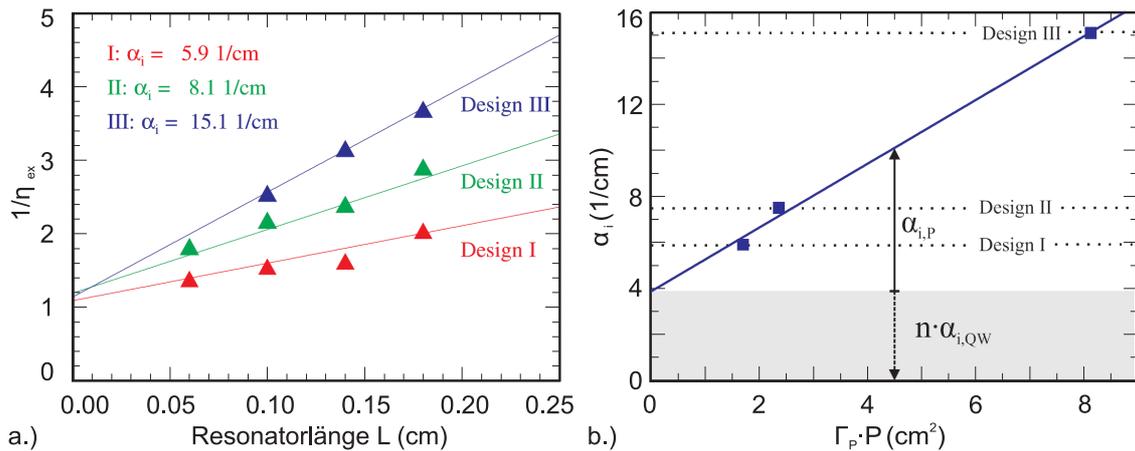


Abbildung 4.2: a.) Reziproke externe Quanteneffizienz der verschiedenen Laserdesigns aufgetragen gegen unterschiedliche Resonatorlängen. b.) Ermittelte interne Verluste aufgetragen gegen $\Gamma_P \cdot P$. Die Steigung der Ausgleichsgeraden ergibt den Wirkungsquerschnitt $\sigma_P = 1,9 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$.

Um nun den Wirkungsquerschnitt σ_P zu erhalten, werden über die Messung der externen Quanteneffizienz (siehe 2.6) von unterschiedlich langen Breitstreifenlasern die strukturspezifischen Werte der internen Absorptionen ermittelt (siehe Abbildung 4.2 a.)). Hierbei zeigt sich, dass Design I mit einem Wert von $\alpha_i = 5,9$ 1/cm die geringsten internen Verluste der Serie aufweist. Dies ist zu erwarten, da in diesem Fall der Überlapp der Lichtmode mit den p-dotierten Mantel- und Wellenleiterschichten innerhalb der drei

verwendeten Designs (I,II und III) am minimalsten ist. Mit zunehmendem Überlapp erhöhen sich auch die internen Verluste systematisch.

Trägt man nun die ermittelten Werte der internen Absorption gegen das berechnete Produkt $\Gamma_P \cdot P$ auf, wie in Abbildung 4.2 b.) gezeigt, so entspricht die Steigung der Ausgleichsgeraden gemäß Gleichung 4.1 gerade dem Wirkungsquerschnitt σ_P , der sich hier zu $1,9 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ ergibt. Der Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit der Ordinate gibt den Wert der Restabsorption durch die Quantenfilme an. Vergleicht man nun den erhaltenen Wert σ_P mit Literaturangaben die für ähnliche Laserstrukturen erarbeitet wurden, so fällt auf, dass die Werte der Literatur mit $4,6 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ deutlich höher sind [Rat04].

Um die Gründe für diesen wesentlichen Werteunterschied zu eruieren, wird eine Laserserie auf Basis des vorgestellten Designs I, das im Folgenden als Standardstruktur bezeichnet wird, gewachsen. Dabei wird die p-Dotierkonzentration bei ansonsten gleichem Schichtaufbau systematisch variiert. Zunächst wird von einem minimalen und maximalen Anfangs- ($4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) und Endwert ($4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) des p-Dotierprofils im Laser ausgegangen. Dies entspricht für die folgende Dotierserie einem Wert von 100 %. Innerhalb der Serie werden weitere Laser mit relativen Dotierkonzentrationen von 75 %, 50 %, 37,5 % und 25 % hergestellt. Aus Breitstreifenmessungen werden wiederum die Werte der internen Absorption ermittelt und graphisch gegen das Produkt $\Gamma_P \cdot P$ aufgetragen (Abbildung 4.3 blaue ausgefüllte Dreiecke). Wie nicht anders zu erwarten, fällt der Wert für die interne Absorption mit abnehmender Dotierung. Dies ist eine Folge der verringerten Absorption an durch die Dotierung zur Verfügung stehenden Ladungsträgern. In der graphischen Darstellung fällt auf, dass die Werte der Dotierserie (ausgefüllte Dreiecke) nicht auf der in Abb. 4.2 b.) ermittelten Ausgleichsgeraden der Designserie (ungefüllte Dreiecke) liegen. Dies widerspricht der a priori getroffenen Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen $\Gamma_P \cdot P$ und α_i und könnte daher ein erstes Indiz dafür sein, dass der zuvor ermittelte Wert für σ_P möglicherweise fehlerbehaftet ist, was eine nähere Betrachtung erforderlich macht.

Die Gründe hierfür können in einer fehlerbehafteten Berechnung von $\Gamma_P \cdot P$ liegen. Es könnte sein, dass bisher von einer zu hohen Dotierkonzentration P im Laser ausgegangen wurde. Typischerweise werden die Dotierkonzentrationen experimentell anhand von Messungen an eigens dafür hergestellten Dotierproben ermittelt. Diese Dotierproben haben einen über die gesamte Struktur konstanten Dotierverlauf. Da im tatsächlichen Laser jedoch das Dotierprofil über die Struktur hin verfahren wird, ist aufgrund der Trägheit der Effusionszelle davon auszugehen, dass die im Wachstumsprogramm gewünschten Wachstumstemperaturen erst mit einer gewissen zeitlichen Verzögerung

erreicht werden. Demgemäß überschätzt der angenommene Wert für die Wachstumstemperatur - und somit der angenommene Wert für die Dotierkonzentration - den tatsächlichen Dotierwert. Der thermischen Trägheit der Beryllium-Zelle wird im Folgenden durch eine Verringerung der im Wachstumsprogramm vorgegebenen Temperatur um -10°C Rechnung getragen.

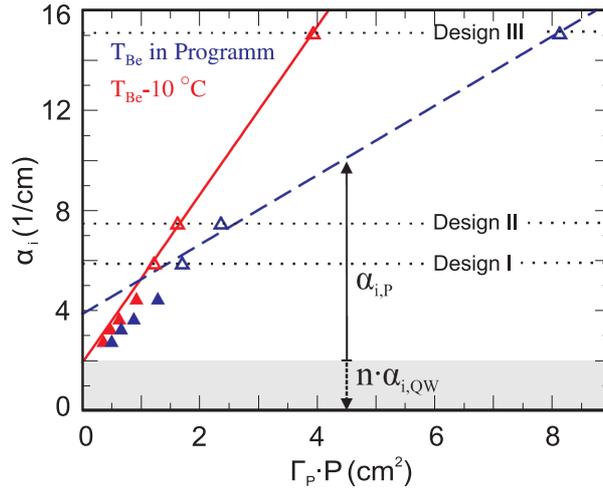


Abbildung 4.3: Interne Verluste der Laser aufgetragen gegen das Produkt $\Gamma_P \cdot P$. Die ausgefüllten Datenpunkte stammen aus Ergebnissen der Dotierserie, die unausgefüllten aus Ergebnissen der Designserie. Die blaue Ausgleichsgerade zeigt die Werte unter Verwendung der im Wachstumsprogramm angegebenen Temperatur der Be-Zelle, die rote Ausgleichsgerade hingegen zeigt einen Verlauf unter Verwendung von um -10°C verringerter Be-Zellentemperatur.

Ermittelt man nun die dieser reduzierten Zellentemperatur entsprechenden neuen Dotierwerte P und trägt diese - multipliziert mit dem Modenüberlapp Γ_P - wiederum graphisch gegen die ermittelten Werte α_i von Dotier- und Designserie auf, so ergibt sich nun ein linearer Zusammenhang (rote Linie in Abb. 4.3). Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden erhält man $\sigma_P = 4,0 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$. Dieser Wert für σ_P deckt sich nun sehr gut mit dem zuvor zitierten Literaturwert [Rat04].

Das Modell liefert neben dem Wert für den Wirkungsquerschnitt auch eine Aussage über die Größe der Restabsorption. Wie sich aus Abb. 4.3 ablesen lässt, ergibt sich für die $n = 2$ Quantenfilme ein Wert für $\alpha_{i,QW}$ von $1,0 \text{ cm}^{-1}$. Dieser Wert ist auch vergleichbar mit der Literaturangabe aus [Rat03] wo $\alpha_{i,QW} = 1,3 \text{ cm}^{-1}$ erhalten wurde.

Um die Hochleistungseigenschaften der gewachsenen Laser zu untersuchen, werden

zunächst Breitstreifenlaser aus den Laserstrukturen der Dotierserie prozessiert. Hierbei werden jeweils Lichtleistungs- und Spannungskennlinien von Lasern der Dimension $100 \times 1000 \mu\text{m}^2$ im gepulsten Modus ($3 \mu\text{s}$ Pulse mit einer Periode von 1 ms) bei Raumtemperatur gemessen und deren charakteristische Größen miteinander verglichen. In Abbildung 4.4 sind Lichtleistungskennlinien der fünf Laser der Dotierserie graphisch dargestellt. Wie der Abbildung zu entnehmen ist, sinkt die Schwelle mit abnehmender p-Dotierung systematisch bis zu einem Wert von 200 mA für den Laser mit $37,5 \%$ relativer p-Dotierung. Erst für kleinere Dotierkonzentrationen steigt die Schwelle wieder an. So tritt bei dem Laser mit 25% relativer p-Dotierkonzentration bereits eine Schwelle von 265 mA auf. Da die maximale Ausgangsleistung dieser Hochleistungslaser generell thermisch limitiert ist, ist eine niedrige Schwellenstromdichte essentiell für einen Hochleistungslaserbetrieb, um das Aufheizen der Bauteile im Betrieb möglichst gering zu halten. Die gemessenen externen Quanteneffizienzen weisen mit etwa $0,2 \text{ W/A}$ durchgehend gute Werte auf.

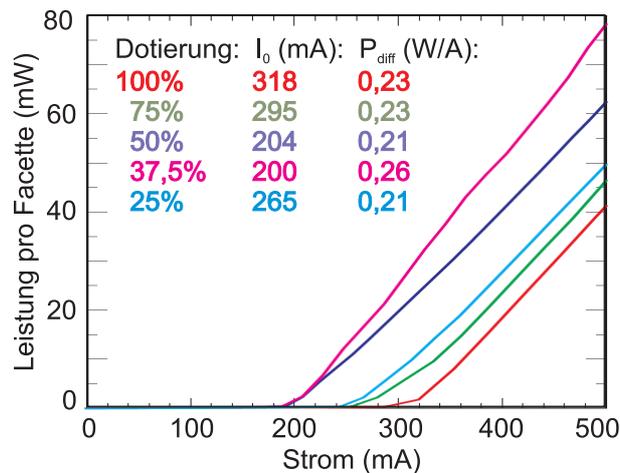


Abbildung 4.4: Breitstreifenlaser-Leistungskennlinien der Dotierserie.

Die Spannungskennlinien der Laser sind durch Angabe der Einsatzspannung U_0 sowie des differentiellen Widerstands R_{diff} charakterisiert. Für die Laser der Dotierserie ergeben sich Werte von $U_0 = 0,65 \dots 0,7 \text{ V}$. Über die Emissionswellenlänge und die Gleichung

$$U_0 = \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot e} \quad (4.3)$$

lässt sich der theoretische Mindestwert der Einsatzspannung zu 0,62 V errechnen. Da der gemessene Wert aller Laserproben sehr gut mit diesem theoretischen Wert übereinstimmt kann darauf geschlossen werden, dass die angelegte Spannung vorwiegend am pn-Übergang der Laserstrukturen abfällt, zusätzliche Spannungsverluste, z.B. an Heteroübergängen treten kaum auf. Dies stellt eine weitere wichtige Voraussetzung für den Gebrauch der Laser in Hochleistungsanwendungen dar. Durch Vierpunktmessungen werden ferner die differentiellen Widerstände R_{diff} der Laserproben ermittelt. Für R_{diff} ergeben sich durchgehend Werte um $0,15 \Omega$ was darauf schließen lässt, dass der vertikale Widerstand der Strukturen durch die Reduzierung der p-Dotierkonzentration im untersuchten Bereich nicht negativ beeinflusst wird.

Wie bereits zuvor erwähnt muss bei dem hier verwendeten Modell zur Untersuchung der internen Absorption eine annähernd gleiche Emissionswellenlänge der miteinander zu vergleichenden Laserstrukturen gewährleistet sein. Diese identische Emissionswellenlänge garantiert eine annähernd gleiche Absorption an freien Ladungsträgern, da diese Absorption quadratisch mit der Wellenlänge steigt. Daher werden von jedem Breitstreifenlaser Emissionsspektren aufgenommen und miteinander verglichen. Diese werden gepulst bei einer Stromstärke, die dem zweifachen Schwellenstrom entspricht, gemessen. Aufgrund der Messung im gepulsten Modus ist die Erwärmung der Laser durch den Strom nur minimal und daher nur eine vernachlässigbare Wellenlängenverschiebung, aufgrund unterschiedlicher Stromstärken, zu erwarten.

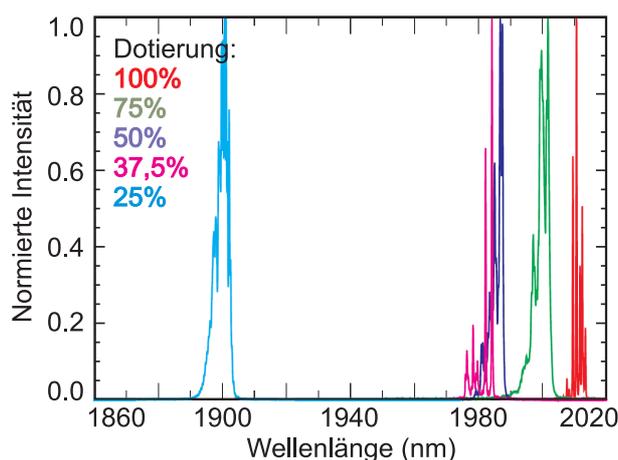


Abbildung 4.5: Emissionsspektren der Breitstreifenlaser der Dotierserie gepulst gemessen bei zweifachem Schwellenstrom.

Wie in Abbildung 4.5 zu erkennen ist, emittieren mit einer Ausnahme alle La-

ser um die angestrebte Wellenlänge von $2 \mu\text{m}$. Die Laserstruktur mit 25 % relativer p-Dotierkonzentration emittiert um ca. 100 nm zu kurzwellig. Diese Laserstruktur wurde zum Ende der Dotierserie gewachsen. Die Wellenlängenverschiebung ist auf einen geringeren Indiumfluss innerhalb der Molekularstrahlanlage zurückzuführen. Größenordnungsmäßig sollte die um etwa 5 % reduzierte Wellenlänge wegen der quadratischen Wellenlängenabhängigkeit zu etwa 10 % geringerer Absorption an freien Ladungsträgern führen und damit zu einer etwa 10 %igen Unterschätzung der gesamten Absorption im Vergleich zu den langwelligeren Lasern.

Für einen Hochleistungslaserbetrieb unabdingbar ist eine ausreichende Temperaturstabilität des Lasers. Wie in Abschnitt 2.1 beschrieben, kennzeichnet die empirische Größe T_0 die Abhängigkeit der Laserschwelle von der Temperatur und stellt somit ein Maß für die Temperaturstabilität des Lasers dar. In Abbildung 4.6 ist exemplarisch die Abhängigkeit der Schwellenstromdichte für die Laserstruktur mit 100 % relativer Dotierkonzentration als Funktion der Temperatur in logarithmischer Darstellung gezeigt. Deutlich sind einzelne Temperaturbereiche mit konstantem T_0 Wert zu erkennen. Um Raumtemperatur zeigt diese Laserstruktur einen T_0 Wert von 102 K. Vergleicht man diesen Wert nun mit dem an den weiteren Lasern der Dotierserie gemessenen, so fällt auf, dass mit abnehmender Dotierung der T_0 Wert systematisch sinkt. So zeigt die Laserstruktur mit 75 % Dotierung noch einen T_0 Wert von 85 K, bei der Struktur mit 50 % liegt nur noch ein T_0 Wert von 73 K vor. Reduziert man die Dotierung weiter auf 37,5 % so wird hierfür ein T_0 von 67 K ermittelt und für die Struktur mit 25 % Dotierung schließlich ein T_0 Wert von 59 K. Zu erklären ist die Reduzierung des T_0 Wertes mit der Tatsache, dass mit abnehmender Dotierung zunehmend weniger Ladungsträger zur Verfügung stehen, die thermisch aus den Quantenfilmen emittierte Ladungsträger ersetzen könnten. Entscheidend für den ermittelten T_0 Wert ist ebenfalls der Arbeitspunkt, das heißt, die sich je nach Temperatur ergebende jeweilige Schwellenstromdichte der Laser. Ein erhöhter Arbeitspunkt des Lasers entspricht höheren Ladungsträgerdichten im Laser und damit einer erhöhten Auger-Rekombination, die ihrerseits limitierend auf den T_0 Wert wirkt. Wie sich bereits zuvor durch Messungen der Lichtleistungskennlinien gezeigt hat, besitzen die Laser der Dotierserie voneinander unterschiedliche Schwellenstromdichten (siehe auch Tabelle 4.1) mit einer maximalen Differenz von $\Delta j_0 = 139 \text{ A/cm}^2$. Dennoch fällt der T_0 Wert innerhalb der Dotierserie mit abnehmender Dotierung. Demgemäß spielt der unterschiedliche Arbeitspunkt hier lediglich eine untergeordnete Rolle. Viel mehr scheint die Dotierung einen dominanten Einfluss auf den T_0 Wert zu haben. Die T_0 Werte der Laserstrukturen im mittleren Dotierbereich entsprechen publizierten Angaben von vergleichbaren Lasern (75 K [Ber98],

74 K [Mül07c]).

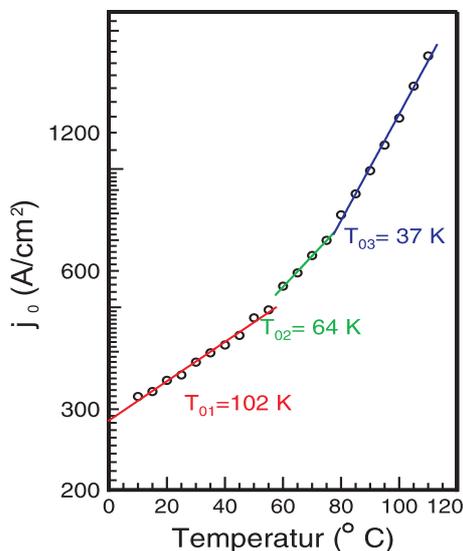


Abbildung 4.6: Schwellenstromdichte in Abhängigkeit der Betriebstemperatur eines Breitstreifenlasers der Laserstruktur mit 100 % Dotierkonzentration.

Trägt man die Schwellenstromdichte gegen die reziproke Laserlänge $1/L$ auf, so erhält man aus dem Schnittpunkt der Ausgleichsgeraden mit der Ordinate bei $1/L = 0$ die sogenannte Transparenzstromdichte j_{trans} (siehe Abb. 4.7). Diese gibt die erwartete Schwellenstromdichte bei einem unendlich langen Laser an. In diesem Fall sind also die Spiegelverluste vernachlässigbar, das heißt die Transparenzstromdichte entspricht genau der Stromdichte, bei der die Verstärkung gerade die internen Verluste ausgleicht. Demgemäß korrespondieren geringere interne Verluste α_i mit geringeren Transparenzstromdichten. Dieser Zusammenhang kann mit Hilfe der Dotierserie bestätigt werden wie aus Abbildung 4.7 zu entnehmen ist. Während die Probe mit 100 % relativer Dotierkonzentration noch eine Transparenzstromdichte von $j_{trans}=276$ A/cm² aufweist, fällt diese über die gesamte Dotierserie hinweg systematisch ab, bis hin zu einem Wert von $j_{trans}=176$ A/cm² bei der Probe mit der geringsten Dotierkonzentration von 25 %.

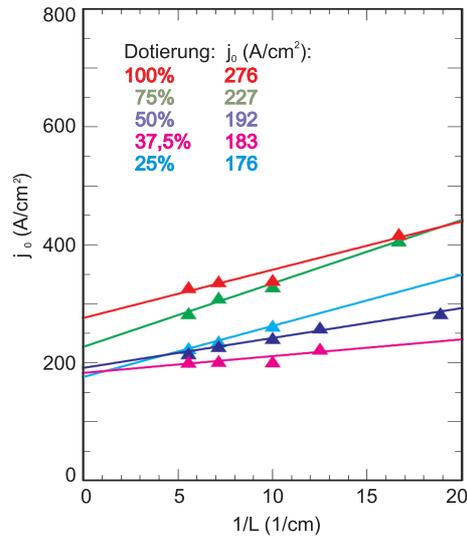


Abbildung 4.7: Schwellenstromdichte der Breistreifenlaser der Dotierserie aufgetragen gegen die reziproke Resonatorlänge. Die Transparenzstromdichte ergibt sich durch Extrapolation auf unendlich lange Resonatorlänge.

Vergleich man nun alle erhaltenen Laserkenngrößen der Dotierserie miteinander (siehe Tabelle 4.1), so erkennt man, dass die Struktur mit 37,5 % relativer Dotierkonzentration aufgrund der geringsten Schwellenstromdichte, vergleichsweise geringer interner Absorption, relativ hohem T_0 Wert und niedriger Transparenzstromdichte innerhalb der Dotierserie das größte Potenzial für Hochleistungsanwendungen besitzt.

Dotierung	100%	75%	50%	37,5%	25%
j_0 (A/cm ²)	341	303	244	202	263
α_i (cm ⁻¹)	5,9	4,5	3,7	3,3	2,8
T_0 (K)	102	85	73	67	59
j_{trans} (A/cm ²)	276	227	192	183	176

Tabelle 4.1: Gemessene Kenngrößen von Breistreifenlasern der Dotierserie.

Um die ideale Laserlänge für die maximale Ausgangsleistung bei gegebener Laserstruktur zu evaluieren, werden längenabhängig die charakteristischen Lasergrößen

Schwellenstrom, externe Quanteneffizienz und maximale Ausgangsleistung an einem Standardlaser des Designs I gemessen. Hierzu werden Hochleistungsbreitstreifenlaser (HP-BA Laser) mit Kontaktbreiten von $100\ \mu\text{m}$ prozessiert, in unterschiedliche Längen gespalten und mit der bewachsenen Seite nach unten auf Kupferwärmesenken montiert (siehe Abb. 3.6). Alle folgenden Messungen finden im Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur statt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.8 zusammengefasst.

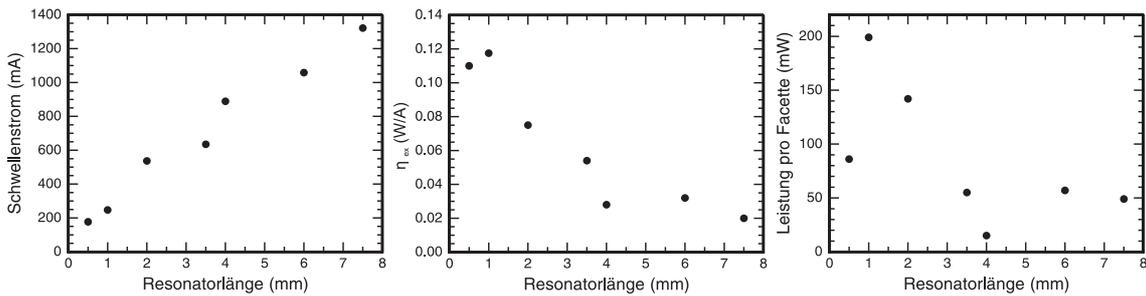


Abbildung 4.8: Ergebnisse der längenabhängigen Messung an HP-BA Lasern der Standardstruktur Design I. Aufgetragen sind jeweils Schwellenstrom, externe Quanteneffizienz und maximale Ausgangsleistung gegen Resonatorlänge.

Deutlich zu erkennen ist ein Ansteigen des Schwellenstroms mit länger werdenden Bauteilen. Dies ist damit zu erklären, dass sich mit steigender Bauteillänge auch die aktive Fläche vergrößert und zum Ausgleich der Verluste mehr Strom nötig ist um eine Besetzungsinversion im Laser zu erreichen. Vergleicht man nun die externe Quanteneffizienz und die maximale Lichtleistung der Laser unterschiedlicher Resonatorlängen, so ist ein Maximum um die Länge 1 mm zu erkennen. Mit steigender Laserlänge nehmen zwar die Spiegelverluste anteilig ab, demgegenüber stehen jedoch thermische Verluste, die durch Aufheizen des Bauteils im Betrieb entstehen, aufgrund des zum Pumpen des Lasers notwendigen erhöhten Stroms. Da die Ausgangsleistung bei Laserlängen zwischen 1 mm und 2 mm am größten ist, werden im Folgenden hauptsächlich Laserlängen in diesem Bereich untersucht.

Um nun die Ausgangsleistung der HP-BA Laser aus der Frontfacette weiter zu erhöhen wird die Rückfacette mit einer hochreflektierenden (HR) Beschichtung und die Frontfacette mit einer antireflektierenden (AR) Beschichtung versehen. Die Spiegelreflektivität einer unverspiegelten Facette beträgt $R_{un} = 0.32$, die einer AR beschichteten Facette $R_{AR} = 0.07$ und die einer HR verspiegelten Facette $R_{HR} = 0.83$ [lux]. In Abbildung 4.9 sind die Lichtleistungskennlinien eines unverspiegelten und eines AR-HR

verspiegelten HP-BA Lasers der Laserstruktur mit 50 % relativer Dotierkonzentration und den Abmessungen 1 mm x 100 μm graphisch im Vergleich dargestellt. Bei annähernd konstant bleibendem Schwellenstrom von 150 mA erhöht sich die externe Quanteneffizienz von unverspiegeltem zu verspiegeltem Laserbauteil von 0,17 W/A auf 0,26 W/A. Die maximale Ausgangsleistung kann von 320 mW auf 520 mW erhöht werden. Mit Hilfe der Facettenverspiegelung kann demnach die Ausgangsleistung aus der Frontfacette um das 1,63 fache gesteigert werden.

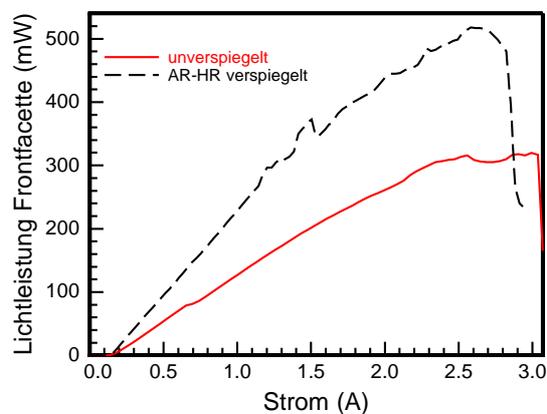


Abbildung 4.9: Lichtleistungskennlinie eines unverspiegelten HP-BA Lasers und eines AR und HR verspiegelten Lasers. Beide Laserbauteile sind auf Kupferwärmesenken mit der Episeite nach unten montiert.

Systematisch werden nun alle Bauteile der Dotierserie nach erfolgter AR-HR Facettenvergütung mit der epitaxierten Seite nach unten auf Wärmesenken aufgebaut und deren Lichtleistungs- und Spannungskennlinien bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb gemessen. Pro Laserstruktur werden mindestens 10 unterschiedliche Laser montiert und charakterisiert. Abbildung 4.10 zeigt die für die einzelnen Dotierkonzentrationen erhaltenen maximalen Ausgangsleistungen. Für die maximale relative Dotierkonzentration (100 %) ist die Ausgangsleistung wie zu erwarten generell niedriger als im mittleren Dotierbereich. Dies liegt an der hohen Absorption an freien Ladungsträgern. Der Bestwert der Lichtleistung von 750 mW wird mit HP-BA Lasern der Struktur mit 37,5 % relativer Dotierkonzentration erreicht.

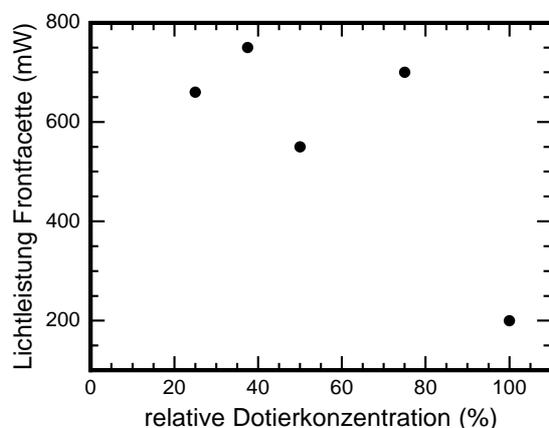


Abbildung 4.10: Maximale Ausgangsleistung der HP-BA Laser der Dotierserie gegen relative Dotierkonzentration.

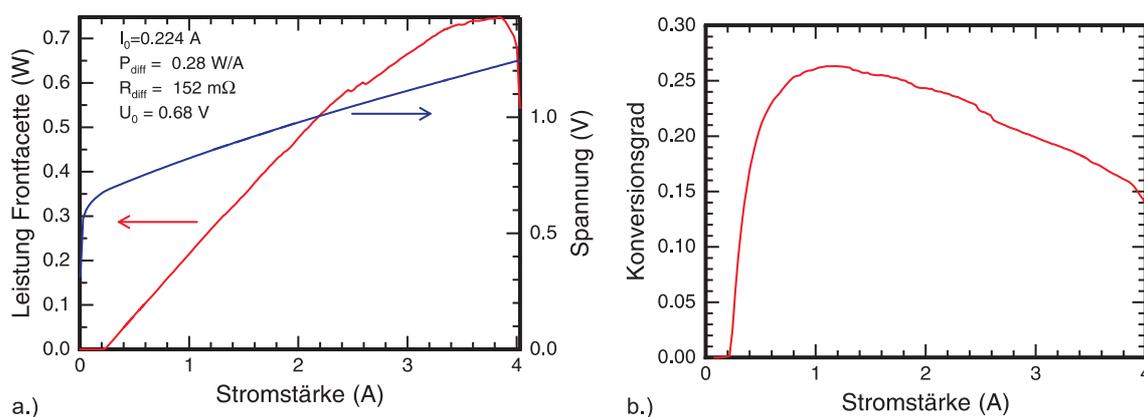


Abbildung 4.11: a.) Lichtleistungs- und Spannungskennlinie eines verspiegelten, aufgebauten, $1.5 \text{ mm} \times 100 \mu\text{m}$ großen HP-BA Lasers mit einer relativen Dotierung von 37.5 %. b.) Zugehöriger Konversionsgrad gegen angelegten Strom.

Für diesen Laser sind in Abbildung 4.11 die Lichtleistungs- und Spannungskennlinie sowie der Konversionsgrad (sog. wall-plug efficiency) als Funktion des Pumpstroms dargestellt. Das Bauteil weist mit einer Schwelle von 224 mA und einer externen Quanteneffizienz von 0,28 W/A bemerkenswerte Eigenschaften auf. Insbesondere der erreichte Konversionsgrad, welcher ein Maß für die Umwandlung von elektrischer Pumpleistung in emittierte Lichtleistung darstellt, gehört mit einem Wert von über 26 % zu

den höchsten Konversionsgraden, die bisher für das antimonidische Materialsystem erreicht wurden [Rat06]. Somit stellen die demonstrierten Laserstrukturen eine vielversprechende Basis zur Realisierung von komplexen spezialisierten Bauteilen mit hoher Strahlbrillanz dar.

4.2 Trapezlaser

Bislang wurde das Augenmerk lediglich auf die maximal erzielbare Ausgangsleistung der Laser gelegt. Für viele Anwendungen entscheidend ist jedoch die optische Leistung P pro Emissionsfläche A und Raumwinkel Ω in dem die abgestrahlte Leistung eingeschlossen ist [Wal96] oder auch Strahlbrillanz (brightness) genannt, welche die Anwendbarkeit für praktische Systeme bestimmt. Quellen mit hoher Strahlbrillanz sind sehr wichtig, da sie es mit Hilfe einfacher externer Optiken erlauben, den Strahl auf einen kleinen Punkt zu fokussieren [Kel07]. Die beste Strahlbrillanz wird daher durch Maximieren der Ausgangsleistung und Minimieren der Strahldivergenz erreicht. Höchste Strahlbrillanz haben Laser die ein beugungsbegrenztes ideales gaußförmiges Abstrahlprofil haben. In der Praxis besitzen Laser jedoch zumeist von der Gaußcharakteristik abweichende Strahlprofile, beispielsweise aufgrund des Anschwingens mehrerer geführter Lichtmoden.

Um eine hohe Strahlbrillanz der Laser zu erzielen, ist demnach einerseits eine große Emissionsfläche für hohe Leistungen bei gleichzeitig reduzierter Substrat- und Oberflächenhitze nötig. Andererseits ist aber auch eine verringerte laterale Dimensionierung zur Gewährleistung der Ausbildung genau einer räumlichen Mode notwendig. Betrachtet man die zuvor vorgestellten Hochleistungs-Breitstreifenlaser, so erreichen diese Ausgangsleistungen bis 750 mW. Da die Halbwertsbreite (HWB oder auch full width at half maximum = FWHM) des Fernfelds (FF), über Fouriertransformation mit der FWHM des Nahfelds verbunden ist, haben daher die Breitstreifenlaser zusätzlich zur hohen Ausgangsleistung, durch ihre lateral breite Facette ein ausgedehntes Nahfeld und somit eine relativ schmale Fernfeldcharakteristik. Aufgrund der Breite der Wellenführung (hier $100\ \mu\text{m}$ Breite), bestimmt durch die Kontaktbreite, treten hier jedoch mehrere laterale Moden auf, was zu einem nicht gaußförmigen Fernfeld führen kann (siehe Abb. 4.12 a.)).

Im Vergleich hierzu zeigen Laser mit verringerter lateraler Dimensionierung, wie beispielsweise Stegwellenleiterlaser (hier $5\ \mu\text{m}$ Breite), eine gute lateral monomodige Strahlqualität, aufgrund ihres Modeneinschlusses, jedoch mit vergleichsweise geringen Ausgangsleistungen bei verbreitertem Fernfeld (siehe Abb. 4.12 b.)).

Das Fernfeld in vertikaler Richtung ist durch die Schichtabfolge der Laserstruktur bestimmt (Breite der aktiven Zone hier ca. 900 nm), und daher weitgehend unabhängig von der prozessierten Lasergeometrie, welche lediglich Einfluss auf das horizontale Fernfeld hat (siehe Abb. 4.12 c.)).

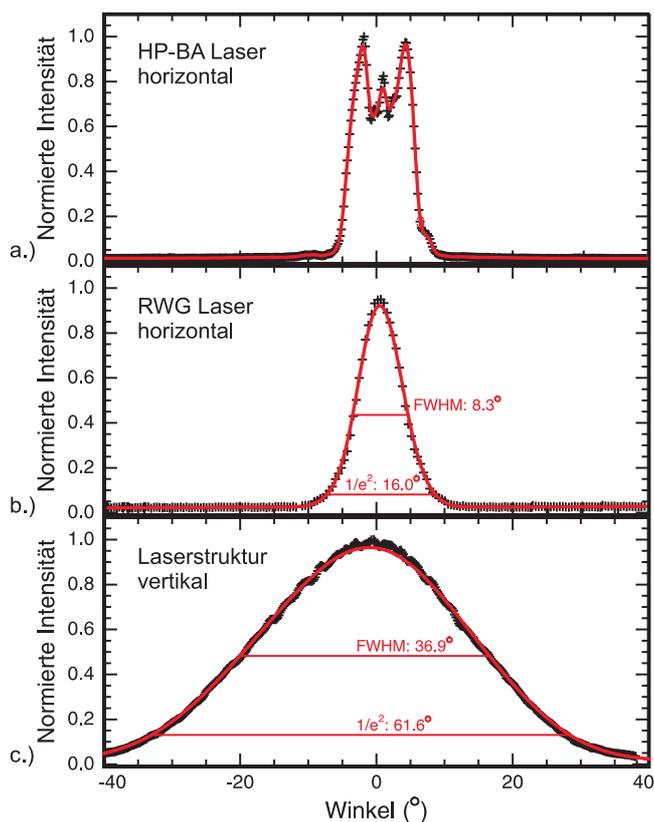


Abbildung 4.12: Horizontales Fernfeld eines a.) HP-BA Lasers ($1500 \times 100 \mu\text{m}^2$), b.) RWG Lasers ($2100 \times 5 \mu\text{m}^2$) und c.) vertikales Fernfeld der Laserstruktur (identisch für HP-BA und RWG Laser) bei jeweils einer Stromdichte von 1300 A/cm^2 .

Die Anzahl m der im Stegwellenleiter geführten Moden richtet sich zum einen nach der Breite des Stegs und zum anderen nach der geätzten Tiefe. Diese lässt sich über die normalisierte Wellenleiterdicke D wie folgt berechnen [Bot99]:

$$(m - 1) \cdot \pi \leq D < m \cdot \pi \quad (4.4)$$

mit

$$D = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot b \cdot \sqrt{n_{eff}^2 - n_{eff,geätzt}^2} \quad (4.5)$$

Dabei ist b die Breite des Stegs, n_{eff} und $n_{eff,geätzt}$ sind die effektiven Brechungsindizes innerhalb der Stegwelleinleiterlaserstruktur und der seitlich des Stegwellenleiters abgeätzten Laserstruktur. λ_0 ist die Emissionswellenlänge des Lasers im Vakuum. Für den Fall monomodiger Wellenführung ($m = 1$) beträgt die Stegwellenleiterbreite:

$$b < \left(\frac{2}{\lambda_0} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{eff,geätzt}^2} \right)^{-1} \quad (4.6)$$

Ein Konzept, um die für Hochleistungslaser vorteilhaften Eigenschaften von HP-BA Lasern und RWG Lasern miteinander in einem Bauteil zu verbinden, stellen die in den letzten Jahren vielfältig untersuchten Trapezlaser dar. Diese bestehen aus einer geätzten Stegwellenleitersektion, die sich in eine Trapezsektion aufweitet. Man unterscheidet prinzipiell zwischen gewinngeführten Trapezlasern (siehe Abb. 4.13) und indexgeführten Trapezlasern (siehe Abb. 4.19). Während bei letzteren die Wellenführung durch einen Indexsprung hervorgerufen wird (durch laterales Abätzen des Halbleitermaterials), wird bei gewinngeführten Trapezlasern die Modenführung in der Trapezsektion mit Hilfe von flächenselektivem elektrischen Pumpen (durch entsprechende Kontaktgeometrie) realisiert. Indexgeführte Trapezlaser haben in der Regel sehr kleine Öffnungswinkel (um 1° [Esq06]). Im Gegensatz dazu weisen gewinngeführte Trapezlaser typische Öffnungswinkel von 4° bis 6° [Wal96] auf und somit durch das vergrößerte Verstärkungsvolumen eine höhere Ausgangsleistung.

Erstmals wurden Trapezlaser in Form von gewinngeführten Bauteilen im Jahre 1993 bei einer Emissionswellenlänge von 980 nm und mit Ausgangsleistungen von bis zu 4.2 W vorgestellt [Kin93]. Seit damals wurden Trapezlaser unterschiedlicher Wellenlänge auf verschiedenen Materialsystemen realisiert und immer wieder Rekorde hinsichtlich der Ausgangsleistung und Strahlqualität gebrochen, sowohl im Bereich der indexgeführten (AlGaInP/GaInP/GaInAs bei 915 nm 0,65 W cw und 1 W cw [Mic05b], InGaAs/AlGaAs bei 980 nm 1,1 W cw [Mic05a]) als auch im Bereich der gewinngeführten Trapezlaser (GaAsP/AlGaAs bei 808 nm 4.4 W cw [Dit06]).

4.3 Gewinngeführte Trapezlaser

Eines der ersten veröffentlichten Ergebnisse zu gewinngeführten Trapezlasern auf dem antimonidischen Materialsystem, wurde bereits im Jahre 1993 vorgestellt. Die hierbei

erzielte Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb lag bei 750 mW [Cho93] (bei 2 μm Wellenlänge) und konnte bis zum heutigen Tag auf einen Wert von 1,5 W verdoppelt werden [Pfa06b] (bei 1,9 μm Wellenlänge).

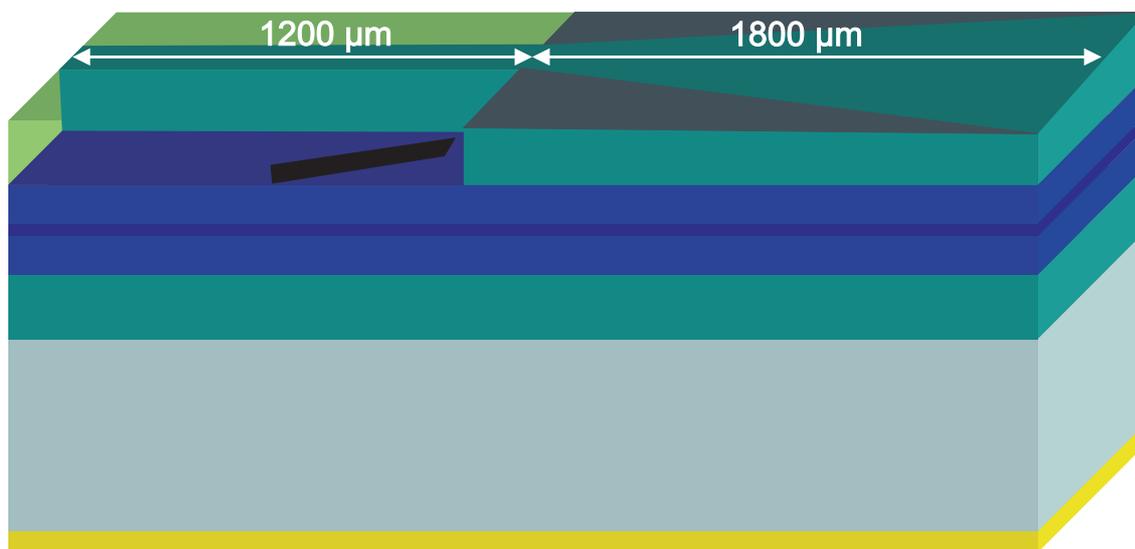


Abbildung 4.13: Schematische Darstellung eines gewinngeführten Trapezlasers mit geätzten Deflektorgräben seitlich der RWG Sektion und durch eine Isolation begrenzter Trapezsektion.

Durch den geometrischen Aufbau eines Trapezlasers wird nur ein Teil der an der Frontfacette rückreflektierten Leistung wieder in die RWG Sektion eingekoppelt. Ein Teil des Lichts wird aufgrund des nicht senkrechten Verlaufs der Trapezsektion und dem von Null verschiedenen Auftreffwinkel auf die Frontfacette aus dem Resonator gestreut. Im Vergleich zu RWG und BA Lasern mit rechtwinkliger Resonatorgeometrie kommt es daher zu erhöhten Leistungsverlusten. Wie in Abbildung 4.13 und 4.14 zu erkennen werden seitlich des Stegwellenleiterbereichs sogenannte Deflektorgräben (beam spoiler) in einem Winkel von 45° realisiert. Diese Gräben werden als Spalte ausgeführt und sind bis durch die aktive Zone des Laserstruktur geätzt. Sie dienen dazu eine Interferenz des an der Frontfacette reflektierten Lichtes mit der in der RWG Sektion des Resonators propagierenden Lichtmode zu verhindern und dadurch eventuell entstehende Seitenmoden zu unterdrücken.

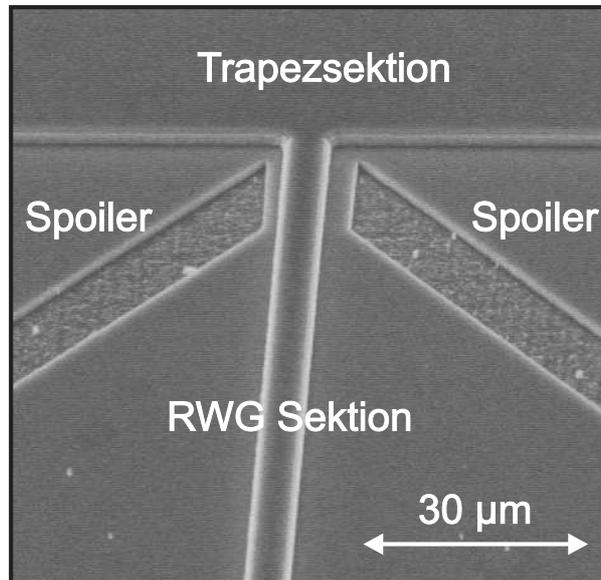


Abbildung 4.14: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme (REM) der geätzten RWG Sektion mit geätzten Deflektorgräben (beam spoiler) seitlich. Im oberen Bereich entsteht bei weiterer Prozessierung die Trapezsektion.

Der Öffnungswinkel des Trapezbereichs wird mit 6° so gewählt, dass zum einen ein möglichst maximales verstärkendes Volumen zur Verfügung steht, und zum anderen die Strahlqualität noch ideal ist. Dieser maximale Winkel von 6° wird auch in der Literatur hauptsächlich verwendet [Pas05], [Kel05a], [Kal05], [Dit06], da bei Winkeln größer 6° die Strahlqualität aufgrund von eintretenden Interferenzeffekten beträchtlich leidet [Wal96].

Der von der Lichtmode eingenommene Beugungswinkel am Übergang von geätztem Stegwellenleiter zu Trapezbereich wird maßgeblich durch die Breite des Stegwellenleiters und die Ätztiefe bestimmt. Durch das Ätzen ergibt sich der für die laterale Wellenführung entscheidende Unterschied des Brechungsindex von Vollmaterial zu geätztem Halbleitermaterial, das lateral mit BCB bedeckt ist. Dies wird in Abbildung 4.15 verdeutlicht. Dargestellt sind die sich ergebenden Fernfeldwinkel φ im Halbleiter für unterschiedliche RWG Breiten, sowie unterschiedliche effektive Brechungsindexunterschiede beim Übergang der Lichtmode vom geätzten RWG Bereich in das ungeätzte Material der Trapezsektion. Der grau hinterlegte Bereich kennzeichnet Bauteildimensionen monomodiger Lichtmodenführung, außerhalb dieses Bereichs treten mehrere laterale Moden auf. Wie anhand der gestrichelten Linie zu erkennen ist, beträgt für den angestrebten Fernfeldwinkel von 6° (siehe oben) die maximale RWG Breite $7 \mu\text{m}$, wobei

der Brechungsindexunterschied im Bereich von 0,009 bis 0,013 liegen muss. Der Verlauf der Abhängigkeit des Fernfelds von der RWG Breite lässt sich wie folgt erklären: Ausgehend vom maximalen Fernfeldwinkel sinkt dieser Winkel mit steigender RWG Breite aufgrund der sich ergebenden Verbreiterung des Nahfelds, und sinkt mit abnehmender RWG Breite, da sich hier die Führung der Lichtmode verschlechtert, und diese aus dem RWG Bereich seitlich herauslappt. Dies bedeutet wiederum eine Verbreiterung des Nahfelds und somit eine Verringerung des Fernfeldwinkels.

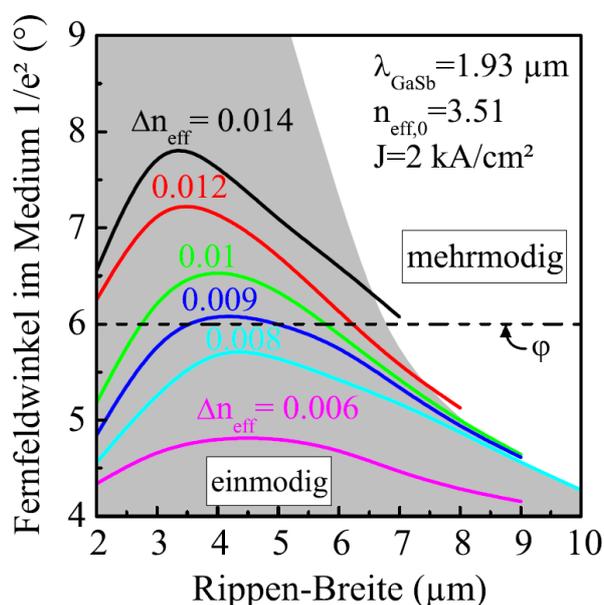


Abbildung 4.15: Simulierter Abstrahlwinkel einer 1000 μm langer RWG Sektion in die Trapezsektion bei unterschiedlichen Brechungsindexunterschieden aus [Pfa06a].

Im Folgenden werden Ergebnisse von gewinngeführte Trapezlaser mit einem Öffnungswinkel von 6° , einer RWG Länge von 1200 μm und einer Länge der Trapezsektion von 1800 μm diskutiert. Die RWG Breiten werden zwischen 3 μm und 6 μm variiert. Zur Bestimmung der idealen Ätztiefe wird der effektive Brechungsindexunterschied für verschiedene Ätztiefen mit der Computersoftware WSolve berechnet [Eug04]. Um den zuvor bestimmten idealen effektiven Brechungsindexunterschied von 0,009 bis 0,013 zu erreichen, muss demnach die Ätztiefe so gewählt werden, dass die Höhe der verbleibenden oberen Mantelschicht über der aktiven Zone zwischen 40 nm und 100 nm liegt. Bei den hergestellten gewinngeführten Trapezlasern wird daher die Ätztiefe so gewählt, dass die verbleibende obere Mantelschicht eine Dicke von ca. 50 nm aufweist.

Alle Bauteile werden mit einer AR Beschichtung der Frontfacette und einer zweifachen HR Verspiegelung der Rückfacette versehen und mit der epitaxierten Seite auf Kupferwärmesenken montiert.

Tabelle 4.2 zeigt die Bestwerte der erhaltenen Laserschwelen, der externen Quanteneffizienzen so wie der optischen Ausgangsleistungen von Trapezlasern unterschiedlicher RWG Breiten. Wie nicht anders zu erwarten, sinkt der Schwellenstrom tendenziell mit kleiner werdender Stegwellenleiterbreite, also Bauteilfläche. Alle Bauteile weisen hohe Quanteneffizienzen um 0,12 W/A auf, wobei der Trapezlaser mit der geringsten RWG Breite von 3 μm einen exzellenten Wert von 0,18 W/A erreicht. Kombiniert mit dem niedrigen Schwellenstrom ist dies auch das Bauteil mit der höchsten Ausgangsleistung von 388 mW aus der Frontfacette. Für geringere RWG Breiten erwartet man nach Abbildung 4.15 eine schlechtere Lichtmodenführung. Abbildung 4.16 zeigt die der Tabelle zugrunde liegenden Messdaten, welche bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb aufgenommen werden.

RWG Breite	I_0 (mA)	η_{ex} (mW)	P_{max} (mW)
6 μm	566	0,12	169
5 μm	533	0,12	235
4 μm	517	0,12	210
3 μm	376	0,18	388

Tabelle 4.2: Bestwerte der Lichtleistungskennlinien der gewinngeführten Trapezlaser mit unterschiedlichen RWG Breiten.

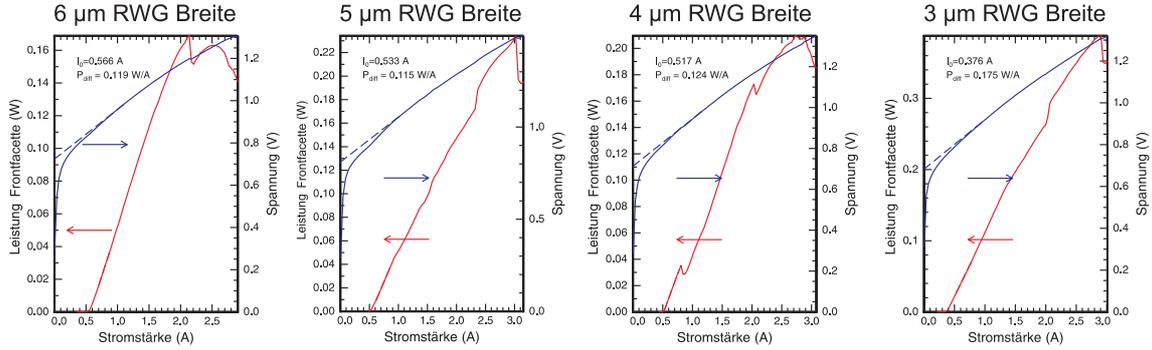


Abbildung 4.16: Elektrische und Lichtleistungskennlinien der gewinngeführten Trapezlaser mit variierender RWG Breite.

Um das Fernfeldverhalten der gewinngeführten Trapezlaser zu verstehen, muss zunächst ein Blick auf die räumlichen Strahleigenschaften geworfen werden. In vertikaler Richtung sind die räumlichen Strahleigenschaften durch die epitaxiierte Schichtabfolge bestimmt, die innerhalb des Bauteils durch Prozessierung so gut wie nicht beeinflusst wird. In großer Entfernung zur Austrittsfläche nimmt man den vertikalen Quellpunkt der Strahlung am Ort der Austrittsfläche wahr, da dort aufgrund der Wellenführung die Phasenfront der Welle eben ist. Dem gegenüber liegt der virtuelle Quellpunkt des Strahlungsfelds mit ebener Phasenfront in horizontaler Richtung am Ende der RWG Sektion. Durch Divergenz und Brechung ergibt sich für einen gewinngeführten Trapezlaser in horizontaler Richtung der Fernfeldwinkel Θ (siehe Abb. 4.17):

$$\Theta = 2 \cdot \sin^{-1}(n_{eff} \cdot \sin \frac{\varphi}{2}) \approx n_{eff} \cdot \varphi, \quad (4.7)$$

das heißt, der Fernfeldwinkel ist aufgrund der Beugung um den Faktor n_{eff} gegenüber dem Divergenzwinkel φ erhöht. Der Quellpunkt des horizontalen Strahlungsfelds befindet sich im Innern des Laserresonators und zwar im Abstand

$$d \approx \frac{L_T}{n_{eff}}, \quad (4.8)$$

von der Frontfacette, wobei L_T die Länge der Trapezsektion ist. Über die Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex n_{eff} ergibt sich eine intrinsische Temperaturabhängigkeit der Lage des internen Quellpunktes und somit auch des Fernfeldwinkels. Da der effektive Brechungsindex mit der Temperatur ansteigt, steigt proportional auch der

Fernfeldwinkel. Gewinngeführte Trapezlaser weisen aus diesem Grund generell einen Astigmatismus auf (horizontaler und vertikaler Quellpunkt an unterschiedlichen Positionen auf der optischen Achse).

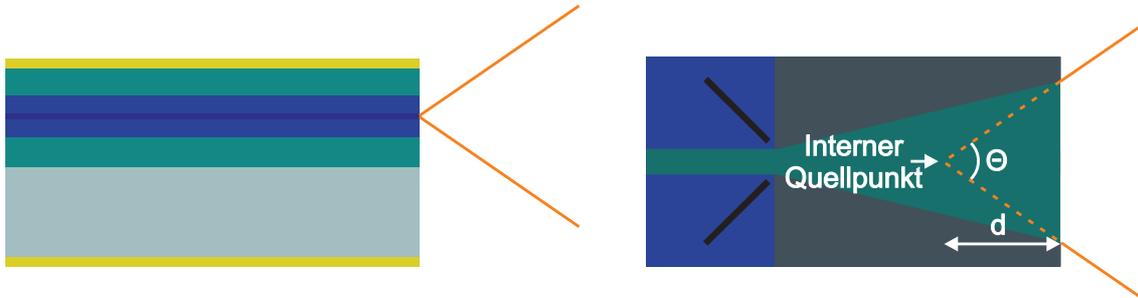


Abbildung 4.17: Schematische Darstellung der Abstrahlcharakteristik eines gewinngeführten Trapezlasers in vertikaler Richtung (links) und in horizontaler Richtung (rechts).

Zur Untersuchung der Fernfeldeigenschaften gewinngeführter Trapezlaser werden Bauteile mit unterschiedlich breiten RWG Sektionen bei konstanter Stromdichte von 500 A/cm^2 gemessen. In Abbildung 4.18 sind vergleichend die horizontalen Fernfelder der Trapezlaser mit Breiten der RWG Sektion von 3, 4, 5 und $6 \mu\text{m}$ dargestellt. Auffallend ist, dass für alle untersuchten RWG Breiten die Fernfeldwinkel generell kleiner sind ($3,6^\circ$) als für einen trapezlosen $6 \mu\text{m}$ breiten Referenz RWG Laser ($8,3^\circ$). Wie oben bereits erwähnt, wird eine Ätztiefe von 40 nm bis 100 nm über der aktiven Zone angestrebt. Wie Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen zeigen, wird eine Ätztiefe von ca. 50 nm oberhalb der aktiven Zone erreicht.

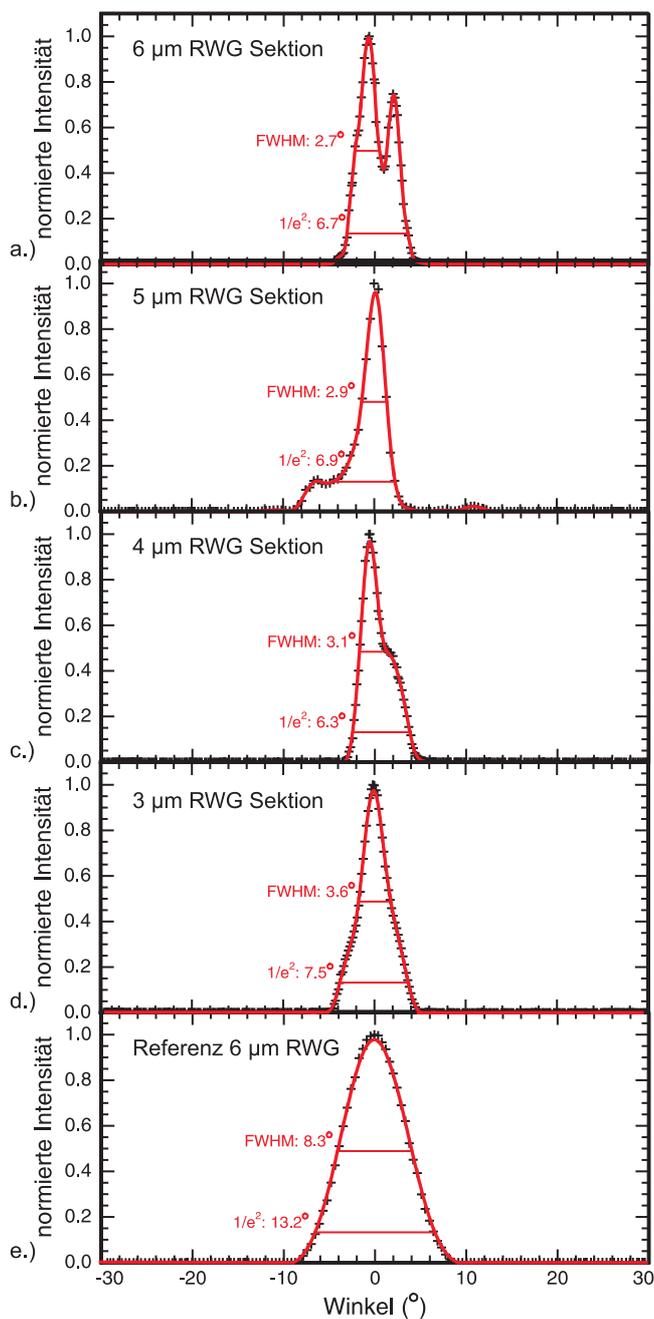


Abbildung 4.18: a.) bis d.) Horizontale Fernfelder der gewinngeführten Trapezlaser mit unterschiedlichen RWG Sektionsbreiten und e.) eines Referenz RWG Lasers gleicher Länge der Breite $6 \mu\text{m}$.

Der mit dieser Ätztiefe verbundene Fernfeldwinkel weist mit einem Wert von $3,6^\circ$ ein Maximum bei einer RWG Breite von ca. $3 \mu\text{m}$ auf (siehe Abb. 4.15, $\Delta n_{eff} = 0,012$). Dieses Maximum sollte sich auch in den in Luft gemessenen Fernfeldern des gesamten

Trapezlaserteils widerspiegeln. Wie Abbildung 4.18 zeigt, nimmt der Fernfeldwinkel ausgehend von einer Breite von $3 \mu\text{m}$ mit größer werdender RWG Breite ab. Aufgrund der Ausbildung einer weiteren Mode ist es jedoch wenig sinnvoll eine Klassifizierung der Fernfeldcharakteristik nach dem Winkel der HWB des Strahlprofils vorzunehmen. Geht man lediglich von der Hauptmode aus, so ist eine Abnahme der Halbwertsbreite auszumachen. Die Form der Fernfeldcharakteristiken die von der idealen Gaussform abweichen kann folgendermaßen erklärt werden: Bei kleinen RWG Breiten führt die Beugung am Übergang vom RWG Ende in die Trapezsektion zur Ausbildung eines relativ breiten Beugungsbildes dessen Hauptmoden von der verstärkenden Trapezsektion mit einem Winkel von lediglich 6° nicht in voller Breite geführt werden kann. Das „Abschneiden“ der Hauptmode äußert sich in symmetrisch um die Hauptmode auftretenden Satelliten (siehe Abbildung 4.18 d.). Andererseits treten für größere RWG Breiten bereits in der RWG Sektion mehrere laterale Moden auf, die auch im Trapezbereich weiter geführt werden. Ein Ansatz diesen Umstand zu umgehen, stellen indexgeführte Trapezlaser dar, bei welchen die Modenführung in der Trapezsektion durch einen Brechungsindexunterschied gezielt beeinflusst werden kann.

4.4 Indexgeführte Trapezlaser

Wie bereits oben erwähnt ergibt sich für den idealen Öffnungswinkel des gewinngeführten Trapezbereichs ein Wert von 6° . Um eine angepasste Modenpropagation von der RWG Sektion in die Trapezsektion zu gewährleisten, sollte die Breite der RWG Sektion genau so gewählt werden, dass ausschließlich das Hauptmaximum der Intensitätsverteilung nach der Beugung der Welle am Ende der RWG Sektion (vergleiche Beugung am Spalt) in der Trapezsektion geführt wird. Somit würde die Hauptmode die Trapezsektion gerade „voll ausfüllen“. Die Abhängigkeit der RWG Breite b vom Öffnungswinkels des Trapez β wird wie folgt beschrieben:

$$\beta = 2 \cdot \frac{\lambda_0}{b \cdot n_{eff}}. \quad (4.9)$$

Für den angestrebten Trapezwinkel von 6° würde sich mit einer Emissionswellenlänge von $\lambda_0 = 2 \mu\text{m}$ und einem $n_{eff} = 3,67$ eine Stegwellenleiterbreite von $b \approx 10 \mu\text{m}$ ergeben. Nach Abbildung 4.15 können bei einer solchen Stegwellenleiterbreite jedoch bereits mehrere laterale Lichtmoden auftreten.

Um dies zu verhindern, kann der gewinngeführte Trapezbereich durch einen indexgeführten Trapezbereich ersetzt werden, so dass die Modenpropagation im gesamten

Bauteil auf Indexführung beruht. Dazu wird der Trapezbereich identisch mit der RWG Sektion lateral abgeätzt (siehe Abb. 4.19 und Abb. 4.20).

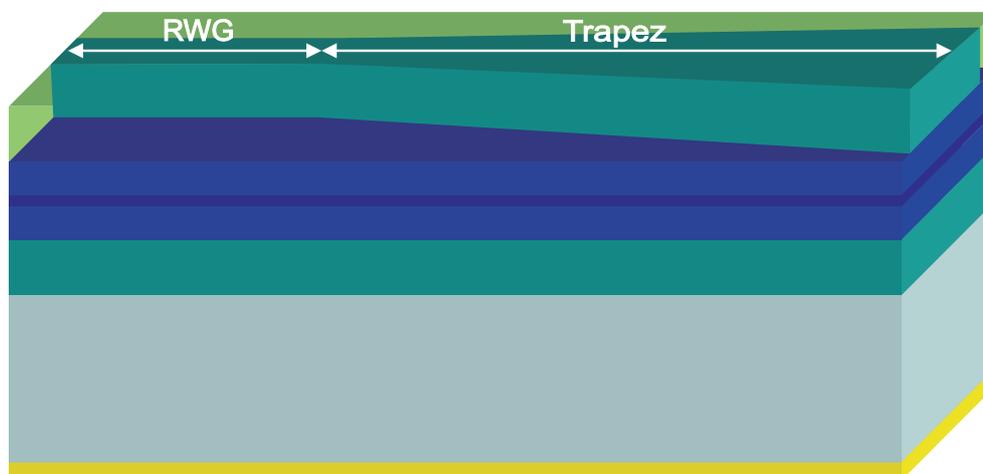


Abbildung 4.19: Schematische Darstellung des indexgeführten Trapezlasers.

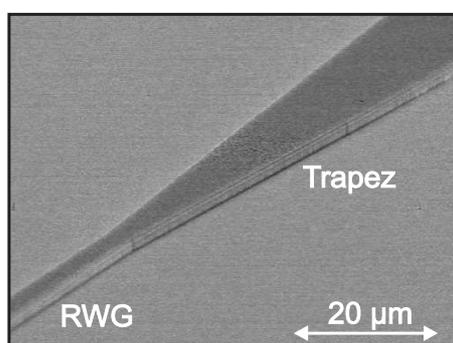


Abbildung 4.20: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines indexgeführten Trapezlasers.

So hergestellte indexgeführte Trapezlaser mit unterschiedlich breiten RWG Sektionen werden bei Raumtemperatur im Dauerstrichbetrieb elektro-optisch charakterisiert und hinsichtlich ihrer maximal erreichbaren Ausgangsleistung klassifiziert. Abb 4.21 zeigt die für indexgeführte Trapezlaser mit konstantem Öffnungswinkel von $1,1^\circ$, RWG Länge von $800\ \mu\text{m}$, Trapezlänge von $1800\ \mu\text{m}$ und RWG Breiten von 2 , 4 , 6 und $8\ \mu\text{m}$ erhaltenen Ausgangsleistungen. Es werden für die Darstellung jeweils ca. 15 Laser pro Stegwellenleiterbreite untersucht und über deren Ausgangsleistung gemittelt. Zu erkennen ist ein Maximum der Ausgangsleistung bei RWG Breiten von etwa $4\ \mu\text{m}$. Für

kleinere RWG Breiten leidet die Wellenführung, die Lichtmode lappt seitlich aus dem Steg heraus. Für größere RWG Breiten steigt der Pumpstrom signifikant an, was die thermisch limitierte maximale Ausgangsleistung begrenzt.

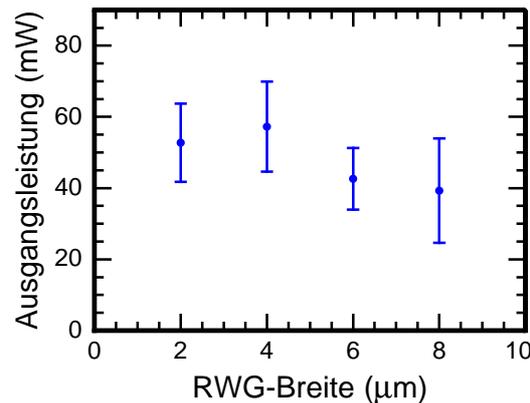


Abbildung 4.21: Vergleich der Ausgangsleistungen in Abhängigkeit der RWG Breiten anhand der indexgeführten Trapezlaser.

Die hier untersuchten indexgeführten Trapezlaser dienen lediglich der Optimierung des Laserdesigns und werden daher weder verspiegelt noch mit der epitaxierten Seite nach unten auf Wärmesenken montiert. Deshalb sind die gezeigten Ausgangsleistungen relativ niedrig. Generell weisen indexgeführte Trapezlaser niedrigere Leistungen auf, als gewinngeführte Trapezlaser, da das optische Verstärkungsvolumen geringer ist und Verluste an den zusätzlich geätzten Oberflächen entstehen. Nichts desto trotz eignen sich indexgeführte Trapezlaser als Grundbaustein für opto-elektronische Bauelemente mit hohen Ausgangsleistungen. Alle bisher vorgestellten Bauteile weisen (siehe Abb. 4.22) ein spektral breites Emissionsspektrum auf. Dies disqualifiziert sie für Anwendungen bei denen sowohl eine hohe Strahlbrillanz, als auch eine hohe spektrale Modenstabilität gefordert ist. Im nachstehenden Abschnitt wird ein auf der Grundlage der bisherigen Messungen basierendes optimiertes Design für indexgeführte Trapezlaser vorgestellt. Zusätzlich wird dieses Hochleistungsbauelement mit frequenzselektiven Gittern für frequenzstabilisierte Emission versehen.

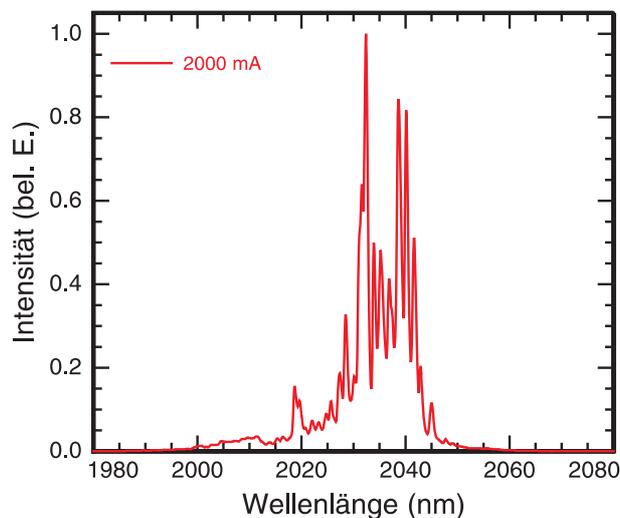


Abbildung 4.22: Emissionsspektrum eines indexgeführten Trapezlasers (RWG Länge 800 μm , RWG Breite 4 μm , Trapez Länge 1800 μm , Winkel 1.1°).

4.5 Indexgeführte Trapezlaser mit frequenzselektiven Bragg-Gittern

Herkömmlich hergestellte monomodige Laser, welche vom Konzept der verteilten Rückkopplung mit Hilfe eines zum RWG lateral angebrachten Chromgitters Gebrauch machen (distributed feedback laser = DFB Laser) haben hervorragende monomodige Emissionseigenschaften mit einigen zehn dB Seitenmodenunterdrückung (side mode suppression ratio = SMSR), zeigen jedoch nur geringe Ausgangsleistungen von 10 bis 15 mW im Wellenlängenbereich um 2 μm [Ble01], [Mül07c].

Insbesondere die in dieser Arbeit vorgestellten indexgeführten Trapezlaser mit Bragg Spiegeln (distributed Bragg reflector = DBR) eröffnen völlig neue Anwendungsbereiche, wie zum Beispiel die photoakustische Spektroskopie [Ros80], [Har00] oder auch kohärent-optische Sensoranwendungen [Man03] aufgrund ihrer spektralen Frequenzstabilität und ihrer hohen Ausgangsleistungen. Ein weiterer Vorteil dieser DBR Trapezlaser ist ihr schmales Fernfeld. Alle diese Eigenschaften zusammen ergeben ein frequenzstabilisiertes Laserbauteil hoher Ausgangsleistung und Brillanz, welches einfach prozessierbar ist, da sich der Herstellungsprozess an den konventioneller DFB Laser anlehnt.

Vertikal emittierende GaSb Laser (vertical-cavity surface-emitting laser = VCSEL)

im Wellenlängenbereich von 2 bis $2,3 \mu\text{m}$ sind ebenfalls für derartige Anwendungen geeignet. Sie zeigen sehr gute Eigenschaften bezüglich Frequenzstabilität und Ausgangsleistung, müssen jedoch optisch gepumpt werden [Här06], [Hop07]. Elektrisch gepumpte VCSEL in diesem Wellenlängenbereich weisen nur geringe Ausgangsleistungen von wenigen mW auf [Bac08], [Cer08].

DBR Trapezlaser-Konzepte wurden bereits auf anderen Materialsystemen vorgestellt, wie beispielsweise auf GaAs mit einem Oberflächengitter sechster Ordnung am Ende des RWG Bereichs eines gewinngeführten Trapezlasers bei einer Emissionswellenlänge von 980 nm [Pas07] oder auf InP bei einer Wellenlänge von $1,55 \mu\text{m}$ [Sel02]. Die SMSR dieser Laser war jedoch limitiert auf 20 dB.

Um sowohl neue Wellenlängenbereiche zu erschließen, als auch die spektralen Lasereigenschaften zu verbessern, werden in dieser Arbeit indexgeführte DBR Trapezlaser realisiert.

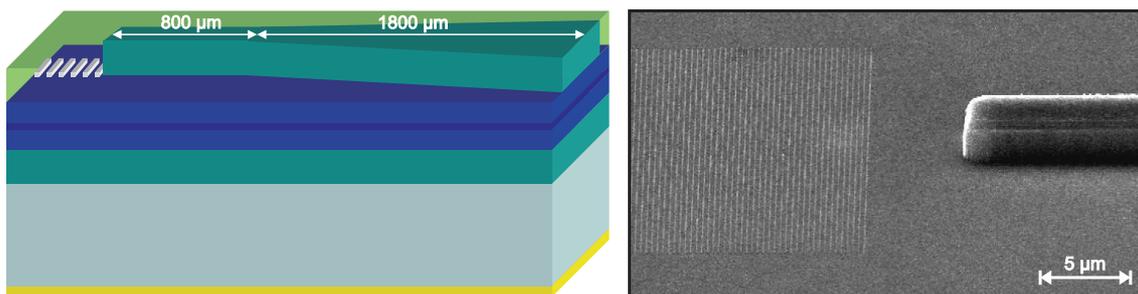


Abbildung 4.23: Schematische Darstellung eines indexgeführten DBR Trapezlasers. Die Abbildung rechts zeigt eine REM-Aufnahme des hinteren Endes der RWG Sektion mit anschließenden Chrom DBRs.

Die Laser werden auf einer der zuvor vorgestellten Hochleistungslaserstrukturen prozessiert. Wie in Abbildung 4.23 zu erkennen ist, besteht das Bauteil aus einer $4 \mu\text{m}$ breiten und $800 \mu\text{m}$ langen RWG Sektion mit anschließender $1,8 \text{ mm}$ langer Trapezsektion. Die Breite des Trapez öffnet sich von $4 \mu\text{m}$ bis auf $40 \mu\text{m}$. Am hinteren Ende des RWG Bereichs befinden sich die Chrom DBRs. Der Frontspiegel wird zusätzlich mit einer AR Beschichtung versehen. Abbildung 4.23 rechts zeigt eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der DBRs mit einem Teil der RWG Sektion, die Länge der DBRs beträgt bei diesem Bauteil $200 \mu\text{m}$. Es werden zur Optimierung der Bauteile sowohl DBR-Länge, DBR-Gitterperiode, als auch Trapezwinkel variiert. Die Emissionswellenlänge λ des Bauteils wird durch die frequenzselektive DBR Sektion mit der Gitterperiode Λ gemäß der Bragg-Bedingung

$$\lambda = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda \quad (4.10)$$

festgelegt. Hierbei ist n_{eff} der effektive Brechungsindex der Struktur.

Die Lichtleistungskennlinien eines DBR Trapezlasers mit dem oben beschriebenen Design sind in Abbildung 4.24 im Vergleich zu einem reinen indexgeführten Trapezlaser gleichen Designs und einem RWG Laser mit 4 μm Breite gezeigt. Alle drei Bauteile werden identisch verspiegelt, montiert und haben die gleiche Bauteillänge von 2,6 mm. Die Ausgangsleistung des reinen Trapezlasers ist mit 214 mW 2,7 mal höher als die des DBR Trapezlasers mit 80 mW, was durch die Spiegelverluste des frequenzselektiven DBR Spiegels verursacht wird. Beim Austreten aus dem hinteren Ende des RWG Bereich fächert sich das Laserlicht auf und wird nicht vollständig in den Laser zurückreflektiert. Des Weiteren ist der DBR Bereich nicht elektrisch gepumpt, was zu zusätzlichen Verlusten führt. Der erhöhte Schwellenstrom des DBR Trapezlasers im Vergleich zu RWG und Trapezlaser ist durch die spektrale Position des Verstärkungsmaximums bei niedrigeren Injektionsströmen bedingt: Bei niedrigen Strömen ist das Maximum des Verstärkungsprofils gegenüber der vom Gitter unterstützten Emissionswellenlänge blau verschoben und das Bauteil emittiert spektral multimodig (siehe Abb. 4.26 a.)). Erst ab einem Strom von ca. 700 mA erfährt die durch das Gitter vordefinierte Wellenlänge aufgrund der thermischen Verschiebung des Gewinnprofils ausreichend Verstärkung und das Bauteil beginnt wellenlängenstabilisiert zu emittieren (siehe Abb. 4.26 b.)). Die DBR unterstützte Emissionswellenlänge wird hierbei anhand von vorhergehenden stromabhängigen Spektrenmessungen so gewählt, dass sie genau im Leistungsmaximum des Lasers gefördert wird, also bei einem Injektionsstrom von 1,2 bis 1,8 A. Die maximale Ausgangsleistung des DBR Trapezlaser ist 80 mW bei 20°C und 87 mW bei 10°C.

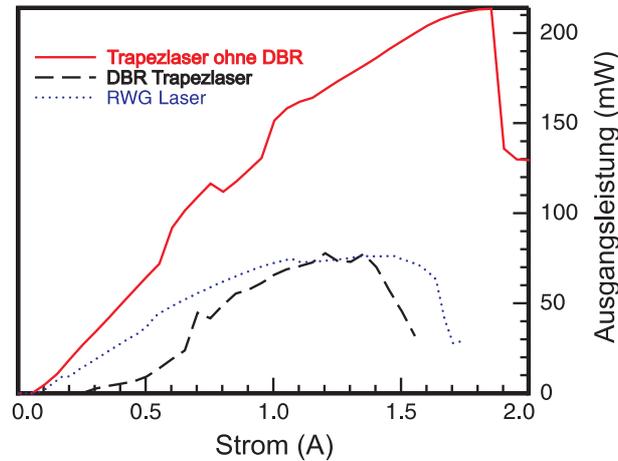


Abbildung 4.24: Lichtleistungskennlinien bei 20°C eines reinen indexgeführten Trapezlasers mit 4 μm breiter RWG Sektion und 40 μm Frontfacette, eines indexgeführten DBR Trapezlasers gleichen Designs und eines normalen 4 μm breiten RWG Lasers.

Um eine Vorstellung des verbesserten horizontalen Fernfelds zu bekommen, das durch die Einführung eines Trapezbereichs an den RWG Bereich zu erwarten ist, ist in Abbildung 4.25 ein Vergleich zwischen dem FF eines 4 μm breiten RWG Lasers und eines indexgeführten DBR Trapezlasers gezeigt. Der Trapezlaser weist eine Halbwertsbreite des Fernfelds von nur 8° bei maximaler Ausgangsleistung (Injektionsstrom = 1,2 A) auf. Im Gegensatz hierzu zeigt der RWG Laser eine FF HWB von 19,5°. Zu erklären ist dies durch die im Vergleich zum RWG Laser verbreiterte Frontfacette des indexgeführten DBR Trapezlasers von 40 μm und dem damit verbundenen verbreiterten Nahfeld und somit verengten Fernfeld.

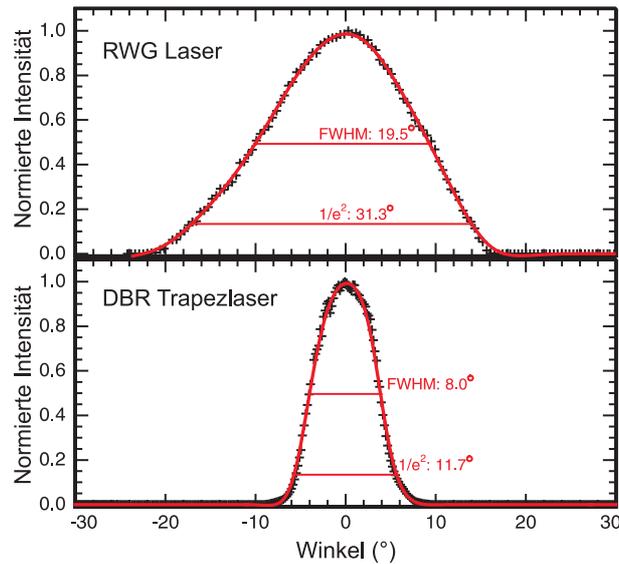


Abbildung 4.25: Winkelauflöstes Strahlprofil eines 4 μm breiten RWG Lasers im Vergleich zu einem DBR Trapezlaser mit 4 μm breitem RWG Bereich und 40 μm breiter Frontfacette. Die gemessenen Daten werden durch Kreuze dargestellt, die durchgezogene Linien dienen der Führung des Auges.

Das Emissionsspektrum des DBR Trapezlasers ist in Abbildung 4.26 b.) bei maximaler Ausgangsleistung gezeigt. Wie erwartet weist das Spektrum eine klar definierte Mode bei der festgelegten Wellenlänge von 2029 nm mit einer SMSR von 40 dB auf. Die Wellenlängenverschiebung mit der Temperatur beträgt lediglich $\Delta\lambda/\Delta T = 0,16 \text{ nm/K}$, was fünf mal geringer ist als der $\Delta\lambda/\Delta T$ Wert des puren Trapezlasers ohne DBR. Die geringe Wellenlängenverschiebung mit der Temperatur rührt daher, dass die Wellenlänge durch das Gitter über die Bragg-Beziehung festgesetzt ist und daher die Verschiebung lediglich durch die Temperaturabhängigkeit des effektiven Brechungsindex bedingt ist (vgl. Gleichung 4.10).

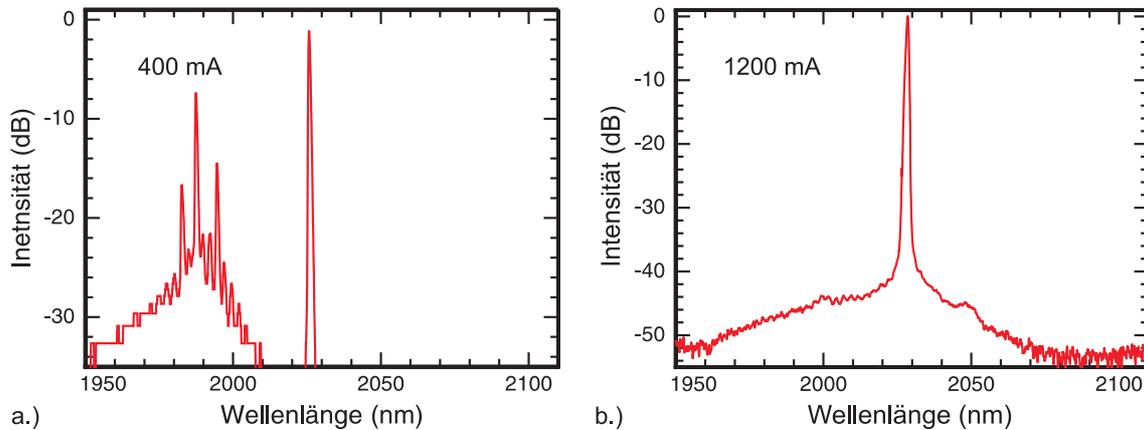


Abbildung 4.26: Emissionsspektren eines DBR Trapezlasers bei 20°C und a.) 400 mA Injektionsstrom und b.) bei 1200 mA Injektionsstrom mit 40 dB SMSR.

Das komplexgekoppelte Metallgitter sorgt zwar für eine wellenlängenstabilisierte Emission des Bauteils, führt jedoch wie bereits oben erwähnt auch zu einer Limitierung der möglichen Ausgangsleistung, da ein Teil der Lichtmode durch das Gittermaterial Chrom absorbiert wird. Um nun diesen Anteil gering zu halten wird bei dem im Folgenden vorgestellten Design das Chrom lediglich als Ätzmaske verwendet um ein halbleiterbasierendes Übergitter zu generieren. Hierbei wird in einem zweistufigen Ätzprozess zunächst der Stegwellenleiter geätzt, jedoch nicht bis zur gewünschten Endtiefe (ca. 200 nm flacher) und analog zum oben vorgestellten Bauteildesign das Chromgitter definiert und aufgedampft. In einem nachfolgenden zweiten Ätzschritt wird nun die gesamte Struktur mit RWG und Übergitter auf die gewünschte Endtiefe abgeätzt (siehe Abb. 4.27). Auf diese Weise entsteht ein größtenteils auf Halbleitermaterial basierendes Gitter, das gegenüber dem reinen Chromgitter mit weniger Absorptionsverlusten verbunden ist. Vielmehr wird die Lichtmode durch dieses Gitter stärker indexmoduliert statt wie zuvor signifikant verlustmoduliert.

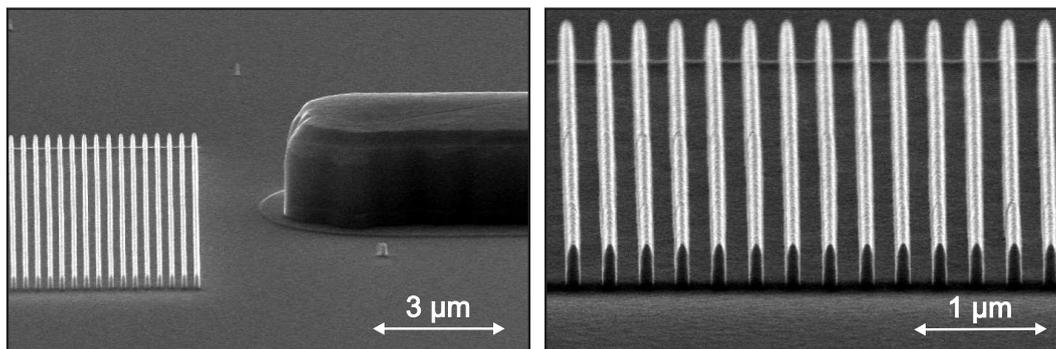


Abbildung 4.27: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen geätzter DBR-Spiegel am Ende der RWG Sektion eines indexgeführten Trapezlasers.

Abbildung 4.28 zeigt die Lichtleistungskennlinie sowie das Emissionsspektrum eines indexgeführten DBR Trapezlasers mit geätztem Übergitter. Im Vergleich zu den Daten des Lasers mit reinem Metallgitter (80 mW) zeigt dieses Bauteil eine deutlich erhöhte Lichtleistung von 156 mW aus der Frontfacette. Daneben ist aufgrund der verringerten Gitterabsorption ein verringerter Schwellenstrom von 92 mA zu beobachten. Das bei einem Strom von 1500 mA und bei einer Temperatur von 20°C aufgezeichnete Laserspektrum zeigt mit einer Seitenmodenunterdrückung von > 31 dB ausgezeichnete frequenzstabilisierte Emission.

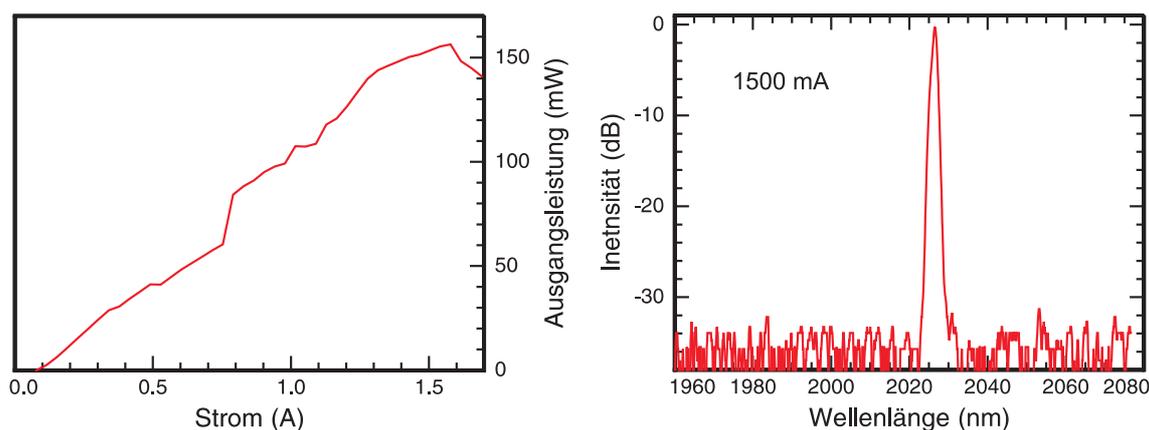


Abbildung 4.28: Lichtleistungskennlinie und frequenzstabilisiertes Emissionsspektrum (>31 dB bei 1500 mA) des indexgeführten Trapezlasers mit geätzten DBRs.

Wie gesehen sorgt das geätzte Gitter für eine Reduktion der Verluste und somit

einer annähernden Verdopplung der Ausgangsleistung im Vergleich zu ungeätzten Metallgittern, ohne jedoch die Wellenlängenstabilität negativ zu beeinflussen. Um eine weitere Verbesserung der Leistungsausbeute zu erzielen ist ein möglicher Weg, die geätzte Gittersektion zu kontaktieren. Dies ermöglicht es somit, im Gegensatz zu den bisher vorgestellten Bauteildesigns mit passivem Gitterelement, hier nun auch die Verstärkung innerhalb der Gittersektion auszunutzen. Dies erfordert jedoch einen sehr hohen Technologieaufwand zu dem im Rahmen dieser Arbeit die Grundlagen gelegt werden können.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die zwei vorgestellten Konzepte der indexgeführten DBR Trapezlaser auf dem GaSb Materialsystem die Herstellung neuartiger wellenlängenstabiler Hochleistungsbauelemente mit verbesserten FF Eigenschaften ($\text{HWB} = 8^\circ$), Ausgangsleistungen (87 mW bzw. 156 mW) und frequenzstabilisiertem Emissionsverhalten (2029 nm @ 40 dB bzw. 2027 nm @ 31 dB) ermöglichen. Im Vergleich zu konventionellen Laser mit verteilter Rückkopplung stellt dies eine etwa Verzehnfachung der Ausgangsleistung von frequenzstabilisierten Bauteilen dar [Ble01].

Kapitel 5

Photonische Kristallspiegel und Mikrolaser

Im Hinblick auf visionäre Bauteilkonzepte für sehr kompakte opto-elektronische Systeme, gibt es einen stets wachsenden Bedarf an Miniaturisierung und somit monolithischer Integration von aktiven und passiven photonischen Bauteilen. Ein Konzept zur weiteren Verkleinerung der Laserbauteile auf eine Größe, die es ermöglicht einen hoch integrierten und dichten Zusammenschluss zu vereinen, ist die Verwendung von photonischen Kristallen (photonic crystals = PhCs). Dieses Konzept das im folgenden Kapitel vorgestellt wird, erlaubt es, weitaus kleinere Laser zu generieren, als dies durch einfaches Spalten der Laser möglich ist. Darüber hinaus eröffnet dieser Fortschritt die Möglichkeit einer on-chip monolithischen Integration der Laser in weitaus komplexere miniaturisierte Systeme wie Wellenleiter oder Verstärker. Durch die hohe Reflektivität dieser PhC Strukturen können, im Vergleich zu Kantenemittern mit gespaltenen Facetten, höhere Ausgangsleistungen erzielt und Resonatorlängen reduziert werden.

Seit das Konzept der PhC Bandlücke im Jahre 1987 vorgestellt wurde [Yab87], [Joh87] stieg das Interesse an PhCs immer weiter an und wurde im Rahmen dieser Arbeit zum ersten mal auf Laser des AlGaIn-AsSb Materialsystems angewandt. Hierbei wurden erste zwei-dimensionale PhCs auf GaSb bereits 2006 vorgestellt [Goz06], während jedoch der erfolgreiche Einsatz in optischen Bauteilen noch auf andere Materialsysteme beschränkt war (GaAs [Wen93], [O´B96] oder InP [Hap01]).

Um die optischen Eigenschaften der ein- und zwei-dimensionalen (1 und 2 dim) PhCs grundlegend untersuchen zu können, werden 5 μm breite Stegwellenleiterlaser unterschiedlicher Länge prozessiert mit jeweils einer gespaltenen Facette (somit einer definierten Reflektivität von 30 %) und einer durch PhCs definierten Facette.

5.1 Mikrolaser mit ein-dimensionalen photonischen Kristallen

Abbildung 5.1 b.) zeigt eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme einer Teststruktur mit 1 dim PhC (Braggspiegeln) fünfter Ordnung und drei Wiederholungen. Diese Braggspiegel werden variiert hinsichtlich der Wiederholungen und Interferenz-Ordnung. Die entsprechenden Schichtfolgen-Dicken werden gemäß der Gleichung:

$$d_{BCB} = \frac{m}{4} \frac{\lambda}{n_{BCB}} \quad \text{mit } m = 1, 3, 5, \dots \quad (5.1)$$

$$d_{HL} = \frac{2k - m}{4} \frac{\lambda}{n_{HL}} \quad \text{mit } m \leq k \quad (5.2)$$

gewählt. Hierbei ist n der Brechungsindex, d die jeweilige Dicke der Schicht und λ die Emissionswellenlänge des Lasers. Der Index BCB kennzeichnet hierbei die geätzten Bereiche während sich der Index HL auf die ungeätzten Zwischenbereiche bezieht. Die geätzten Gräben werden zur Planarisierung und Isolation mit BCB gefüllt, so dass in einem nachfolgenden Prozessschritt eine strukturierte Kontaktebene auf das Bauteil aufgebracht werden kann. k stellt die Ordnung der Spiegel dar. Nach Gleichung 5.1 und 5.2 sind die Schichtdicken so gewählt, dass nach Hin- und Rücklauf einer elektromagnetischen Welle durch die Spiegelfolge die Bedingung für konstruktive Interferenz erfüllt ist, also Maxima der Reflektivität auftreten.

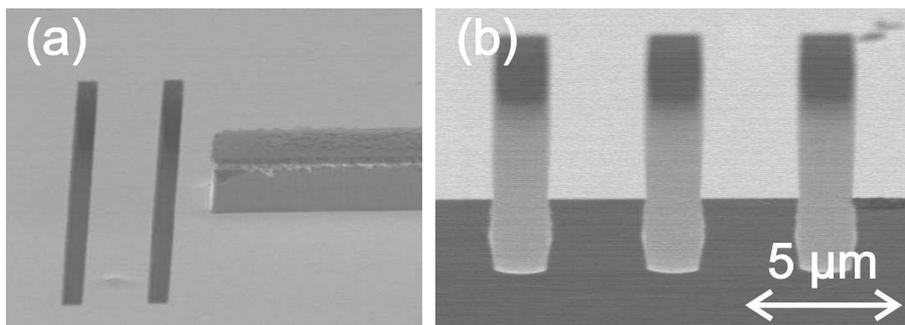


Abbildung 5.1: a.) Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme von 1 dim PhC Spiegeln dritter Ordnung. b.) Seitenansicht der 1 dim PhC Teststruktur, erkennbar ist die homogene Struktur, hohes Aspektverhältnis und ein fast vertikales Ätzprofil.

In Abbildung 5.2 ist die Ausgangsleistung von Mikrolasern unterschiedlicher Reso-

natorlänge dargestellt. Die Stegwellenleiter-Laser bestehen hierbei aus einer gespaltenen Frontfacette und einer 1 dim PhC Facette fünfter Ordnung mit einer Wiederholrate von zwei. Die Messungen werden im gepulstem Betrieb ($3 \mu\text{s}$ Pulsweite, 1 kHz Wiederholrate) bei einer Temperatur von 15°C durchgeführt. Die Spiegelverluste dieser sehr kurzen Laser steigen anteilig mit abnehmender Resonatorlänge immer weiter an, was sich durch eine starke Erhöhung der Schwelle und Abnahme der Ausgangsleistung bemerkbar macht.

Während Mikrolaser mit einer Länge von $230 \mu\text{m}$ eine Ausgangsleistung von 7 mW und eine Schwelle von 40 mA besitzen, zeigen Laser der Länge $100 \mu\text{m}$ lediglich noch eine Leistung von 1,5 mW und eine Schwelle von 72 mA.

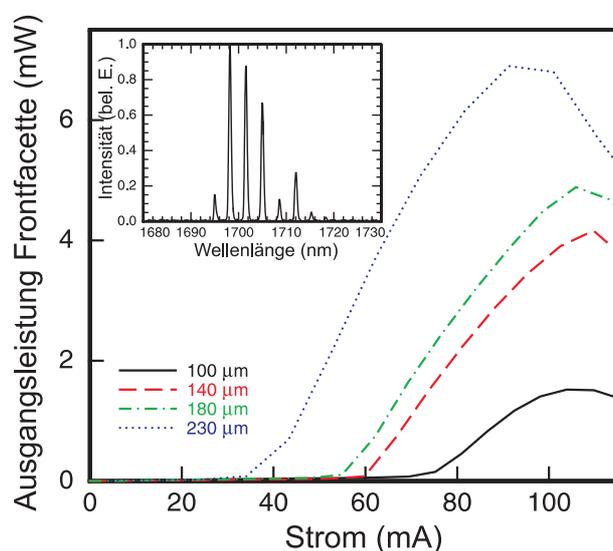


Abbildung 5.2: (Farbige Linien) Ausgangsleistung 1 dim PhC Mikrolaser unterschiedlicher Resonatorlängen (gepulst). Kleine Abbildung: Emissionsspektrum eines $110 \mu\text{m}$ langen 1 dim PhC Mikrolasers mit erkennbarem Fabry-Pérot Modenabstand von 3,38 nm.

Die hier vorgestellten 1 dim PhC Spiegel ermöglichen also die Miniaturisierung von Lasern, da die verwirklichte Resonatorlänge in diesem Fall nicht mehr vom Spaltprozess abhängt.

Erhöhte Laserverluste ergeben sich jedoch durch Inhomogenitäten in der Spaltbreite, Fluktuation in der Spalttiefe und nicht idealen Ätzprofilen mit endlichen Spalttiefen. Darüber hinaus ist es durch die limitierte Äzttiefe nicht möglich die Spiegel über die komplette Facette des Lasers zu ätzen. Daher wird zunächst auf Stegwellenleiter-Level

abgeätzt (also bis ca. 150 nm über dem oberen Wellenleiter) und anschließend erst die Spiegel mit einer Tiefe von ca. 2 μm geätzt. Da somit nicht die komplette Facette durch die Spiegel abgedeckt ist, kommt es zu inhärenten Verlusten.

Das aufgenommene Emissionsspektrum eines 1 dim PhC Mikrolasers erlaubt desweiteren Rückschlüsse auf die Resonatorlänge des Lasers (kleine Abb. 5.2). Durch die klar erkennbaren Fabry-Pérot Modenabstände von $\Delta\lambda = 3,38 \text{ nm}$ lässt sich die effektive Resonatorlänge des Lasers mit Hilfe des effektiven Gruppenbrechungsindex [Buu05]:

$$n_{eff,G} = n_{eff} - \lambda \frac{dn}{d\lambda} = 3.61 - 1700 \text{ nm} \cdot (-1.7 \cdot 10^{-4} 1/\text{nm}) = 3.9 \quad (5.3)$$

berechnen. Hierbei werden die Werte für den effektiven Brechungsindex n_{eff} und $\frac{dn}{d\lambda}$ aus zuvor prozessierten Lasern mit verteiltem Chrom-Rückkopplungsgitter evaluiert. Mit der Gleichung [Buu05]:

$$\Delta\lambda = \lambda_N - \lambda_{N+1} \simeq \frac{\lambda_N^2}{2n_{eff,G}L}. \quad (5.4)$$

ergibt sich somit eine theoretische Resonatorlänge von 110 μm in sehr guter Übereinstimmung mit der unter einem optischen Mikroskop gemessenen Laserlänge.

Um die Spiegelverluste der vorgestellten 1 dim PhC Laser zu minimieren werden nun zur Verbesserung der Bauteileffizienz 2 dim PhCs als monolithisch integrierte Spiegel anstatt der 1 dim Spiegel hergestellt.

5.2 Mikrolaser mit zwei-dimensionalen photonischen Kristallen

Abbildung 5.3 zeigt einige Rasterelektronenmikroskop-Aufnahmen von 2 dim PhC Strukturen. Um die optimalen Spiegeleffizienzen zu erhalten, werden die 2 dim PhCs in triangulärer Anordnung hinsichtlich ihres Luftfüllfaktors f , Gitterperiode a und Tiefe variiert. Die gezeigten Teststrukturen in Abbildung 5.3 b.) und c.) zeigen glatte und gleichmäßige Formen. Teilabbildung a.) stellt die im späteren Bauteil verwendeten 2 dim Spiegel mit 20 Reihen PhCs, 1,4 μm Ätztiefe, Luftfüllfaktor von $f = 47 \%$ und Gitterperiode von $a = 440 \text{ nm}$ dar.

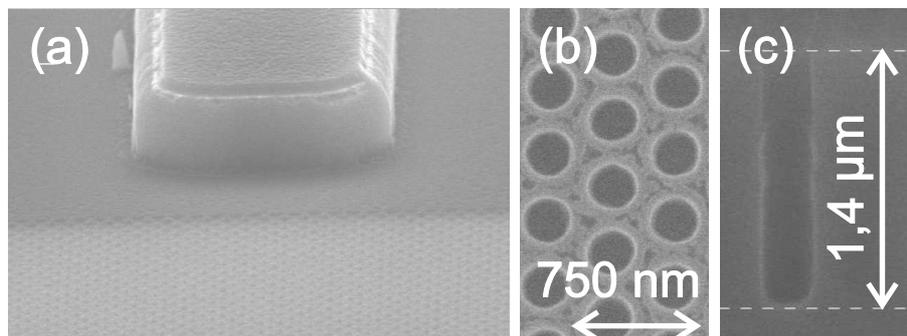


Abbildung 5.3: a.) Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme von 20 Reihen triangulär angeordneter 2 dim PhC Spiegeln. b.) und c.) Draufsicht und Seitenansicht der 2 dim PhC Teststrukturen. Gut erkennbar ist die homogene Struktur, das hohe Aspektverhältnis und das fast vertikale Ätzprofil.

Die zur Berechnung der Reflektivitäten benötigten Untersuchungen an internen Parametern der prozessierten Stegwellenleiterlaser werden anhand von Referenz-Stegwellenleiterlasern mit gespaltenen Facetten ($R_1 = R_2 = 30\%$, Stegwellenleiterbreite $W = 5\ \mu\text{m}$) durchgeführt. Dazu wird zunächst der Schwellenstrom I_0 für verschiedene Resonatorlängen L untersucht. Die Daten werden bei einer Temperatur von 15°C und im Dauerstrichbetrieb gemessen. Die gemessenen Schwellen gegen unterschiedliche Resonatorlängen werden durch eine Ausgleichsfunktion nach folgender Gleichung [Col95] beschrieben:

$$I_0 = J_{trans} W L \exp\left[\left(\alpha_i - \frac{\ln \sqrt{R_1 R_2}}{L}\right) \frac{1}{g_0}\right] \quad (5.5)$$

Hieraus erhält man interne Laserparameter wie Transparenzstromdichte $J_{trans} = 275,8\ \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$, interne Verluste $\alpha_i = 7,9\ \frac{1}{\text{cm}}$ und eine modale Verstärkung $g_0 = 31,1\ \frac{1}{\text{cm}}$ der verwendeten Struktur. Diese Daten werden für die Ausgleichsfunktion an die Schwellenwerte der einseitig mit 2 dim PhCs ausgestatteten Stegwellenleiterlasern verwendet, um auf deren Reflektivität schließen zu können, welche somit die einzige Unbekannte ist.

Unter Verwendung dieser Werte ergibt sich somit die in Abbildung 5.4 gezeigte Ausgleichskurve der gemessenen 2 dim PhC Laserdaten. Die Reflektivität des 2 dim PhC Spiegels kann zu $R_2 = 84\%$ bestimmt werden.

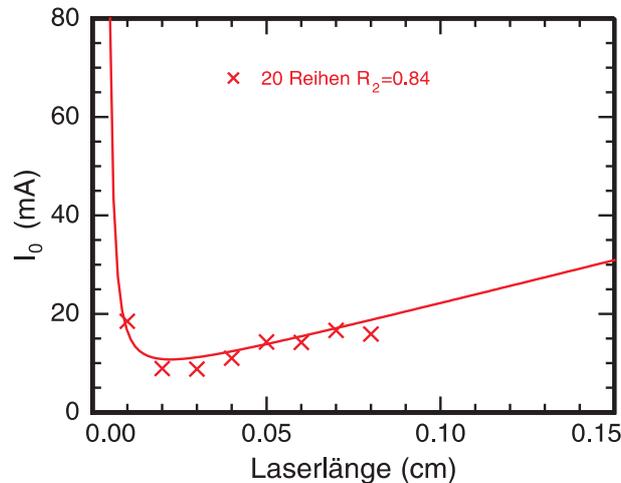


Abbildung 5.4: Schwellenströme gegen Laserlänge der 2 dim PhC Laser mit einer gespaltenen Facette und dazugehöriger Ausgleichsfunktion nach Gleichung 5.5.

Um das Verhalten der 2 dim PhCs besser verstehen zu können, werden finite difference time domain (FDTD) Simulationen mit Hilfe der Programms crystal wave für das GaSb Materialsystem durchgeführt. Die Software wird hierbei speziell mit Parametern für das AlGaIn-AsSb Materialsystem versehen und die Transmission der triangulär angeordneten 2 dim PhCs in Abhängigkeit der normierten Frequenz (Gitterperiode/Wellenlänge) und des Füllfaktors errechnet. Diese wird in Abbildung 5.5 als Falschfarbenbild gezeigt. Hierbei entsprechen blaue (rote) Bereiche einer hohen (niedrigen) Transmission. Wie an den roten Regionen gut zu erkennen ist, zeichnet sich eine klare Bandlücke ab. Die Interferenzmuster entlang der Bereiche niedriger Transmission (rot) sind auf die endliche Anzahl der zur Erzeugung des Falschfarbenbildes verwendeten FDTD Spektren zurückzuführen und können vernachlässigt werden. Die Interferenzmuster in der rechten unteren Abbildungshälfte spiegeln Fabry-Perót Oszillationen der Transmissionsspektren wider. Zusätzlich zum zentralen Bereich niedriger Transmission mittig des Abbildes, ist in der oberen linken Ecke ein weiterer Parameterbereich mit geringer Transmission erkennbar. Mit einem Füllfaktor von 47 %, einer Gitterperiode von 440 nm und einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 2020$ nm (entsprechend einer normierten Frequenz von 0.22) liegen die prozessierten 2 dim PhCs also exakt in einem Parameterbereich geringer Transmission. Der experimentell bestimmte Reflektionswert von $R_2 = 84$ % für die verwendeten Spiegel liegt hierbei 10 % niedriger als durch FDTD Simulation vorhergesagt. Dieser kleine Unterschied ist jedoch durch

Prozess-Inhomogenitäten in Lochradii, nicht-vertikale Ätzprofile und die endliche Tiefe der PhCs erklärbar.

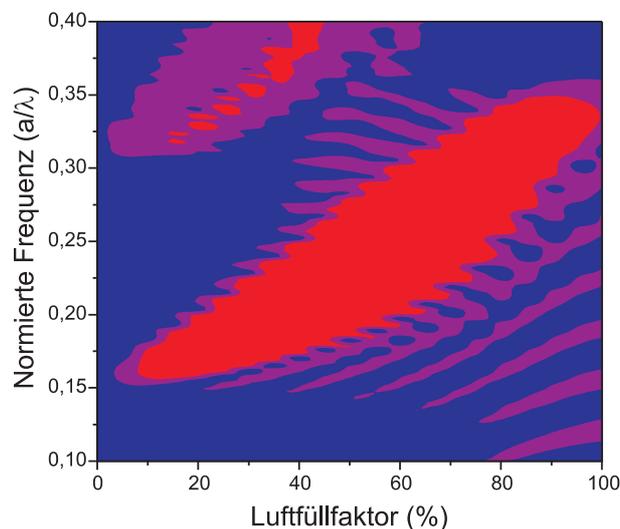


Abbildung 5.5: Transmission der triangulär angeordneten 2 dim PhCs für das AlGaIn-AsSb Materialsystem farbkodiert dargestellt gegen Luftfüllfaktor und normierte Frequenz. Das Transmissions-Falschfarbenbild zeigt in den roten (blauen) Bereichen die Gebiete niedriger (hoher) Transmission.

Durch die Einführung der 2 dim PhCs als Spiegel können sehr hohe Reflektivitäten erzielt werden. Mit Hilfe dieser Spiegel werden ebenfalls Mikrolaser mit einer gespaltenen Facette und einer mit 2 dim PhCs prozessierten Facette hergestellt. Abbildung 5.6 zeigt Ausgangsleistungen 200 μm und 100 μm langer Mikrolaser gemessen bei 15°C im Dauerstrichbetrieb. Der längere Laser besitzt Leistungen von bis zu 19 mW und eine Schwelle von lediglich 12 mA, wobei der um die Hälfte kleinere Laser nur noch 5,8 mW Ausgangsleistung und eine Schwelle von 18 mA aufweist. Dieses Verhalten kann durch die bereits beschriebenen anteilig steigenden Spiegelverluste erklärt werden.

Wie man in Gleichung 5.4 erkennen kann, sind Resonatorlänge und Modenabstand reziprok voneinander abhängig, also je kleiner die Resonatorlänge desto größer der Modenabstand. Dies erlaubt die Realisierung von ultrakurzen Lasern mit nur wenigen spektralen longitudinalen Emissionsmoden im Verstärkungsbereich. Auch das Emissionsspektrum des 2 dim PhC Mikrolasers der Länge 100 μm zeigt die charakteristischen Fabry-Pérot Moden, wobei sich hier eine Hauptmode mit einem Seitenmodenunterdrückungsverhältnis von 20 dB ausbildet (siehe Abb. 5.6).

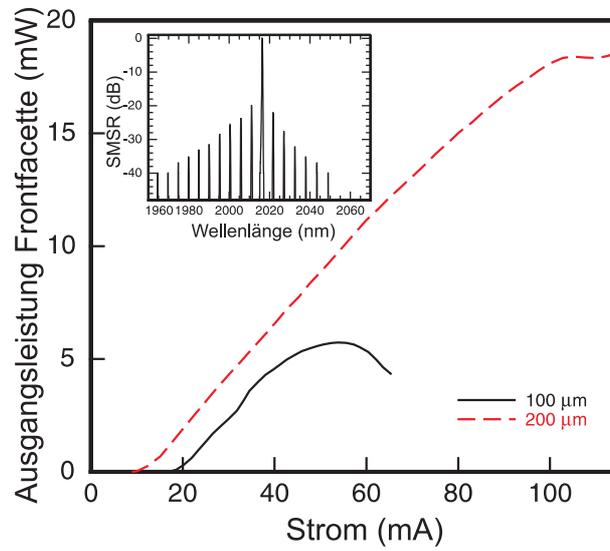


Abbildung 5.6: Ausgangsleistungen 2 dim PhC Mikrolaser mit Resonatorlängen von 200 μm und 100 μm . Kleine Abbildung: Emissionsspektrum eines 100 μm langen Mikrolasers mit monomodiger Emission von 20 dB

1 dim und 2 dim PhCs auf dem GaSb Materialsystem sind demnach eine nützliche Methode zur Herstellung monolithisch integrierter Mikrolaser.

Kapitel 6

Weit abstimmbare Halbleiterlaser

Unterschiedlichste Arten monomodig emittierender Laser wie beispielsweise Laser mit verteilter Rückkopplung (distributed feedback laser = DFB Laser [Sal06] oder distributed Bragg reflector lasers = DBR Laser [Mül07a]) mit genau *einer* spezifischen Emissionswellenlänge wurden für das AlGaIn-AsSb Materialsystem bereits vorgestellt. Das bisher einzige Konzept für monolithisch integrierte monomodige Laser welche bei *mehreren* anstimmbaren diskreten Wellenlängen emittieren können, sind jedoch gekoppelte Kavitäten. Diese weit abstimmbaren Laser haben durch ihren großen monomodigen Emissionsbereich von mehreren 10 nm ein großes Anwendungspotential und werden als Schlüsselement für eine Vielzahl von optischen Messungen gehandelt. Im Wellenlängenfenster von 1,55 μm bis 3,36 μm (abgedeckter Wellenlängenbereich für Typ-I GaSb-Diodenlaser [Alm99], [Gra05], [Sht08]) sind abstimmbare Laser beispielsweise für die simultane Detektion mehrerer Gase mit einem Laser von Interesse. Dies wird durch Einstellen der Emissionswellenlänge auf charakteristische Absorptionslinien erzielt. Drei Konzepte zur Herstellung weit abstimmbarer Halbleiterlaser sollen im nachstehenden Kapitel vorgestellt und die grundlegenden Funktionsprinzipien näher erläutert werden.

6.1 Abstimmverhalten

Weit abstimmbare Halbleiterlaser können auf mehrere Arten realisiert werden, wie beispielsweise durch gespaltene gekoppelte Kavitäten [Tsa85], mit ein-dimensionalen [Wie01] oder zwei-dimensionalen Bragg-Spiegeln (photonischen Kristallen [Mah04]) und durch gekoppelte Kavitäten mit binärisiertem Übergitter mit verteilter Rückkopplung [Mül01].

Das Abstimmverhalten baut hierbei meist auf der gegenseitigen Kopplung zweier

longitudinaler Modenkämme auf, die sich in den beiden Lasersegmenten ausbilden. Die Wellenlängenverschiebung wird durch strominduziertes Aufheizen der einzeln kontaktierten Segmente hervorgerufen. Dies bedeutet, dass die Fabry-Pérot Modenkämme der einzelnen Segmente unabhängig voneinander spektral zueinander verschoben werden können. Die Emissionswellenlänge des gesamten Bauteils wird dann durch Überlagerung der Modenkämme bei einer spektralen Position definiert, bei welcher eine Kopplung der individuellen longitudinalen Modenkämme entsteht. Dies ist immer dann der Fall, wenn die Modenkämme der beiden Segmente um die Hälfte des longitudinalen Modenabstands, also $\Delta\lambda/2$ zueinander versetzt sind. Dieser Punkt stellt den maximal möglichen Modenversatz der beiden Segmente zueinander dar. Die beiden Segmente wirken zueinander wie frequenzselektive Spiegel.

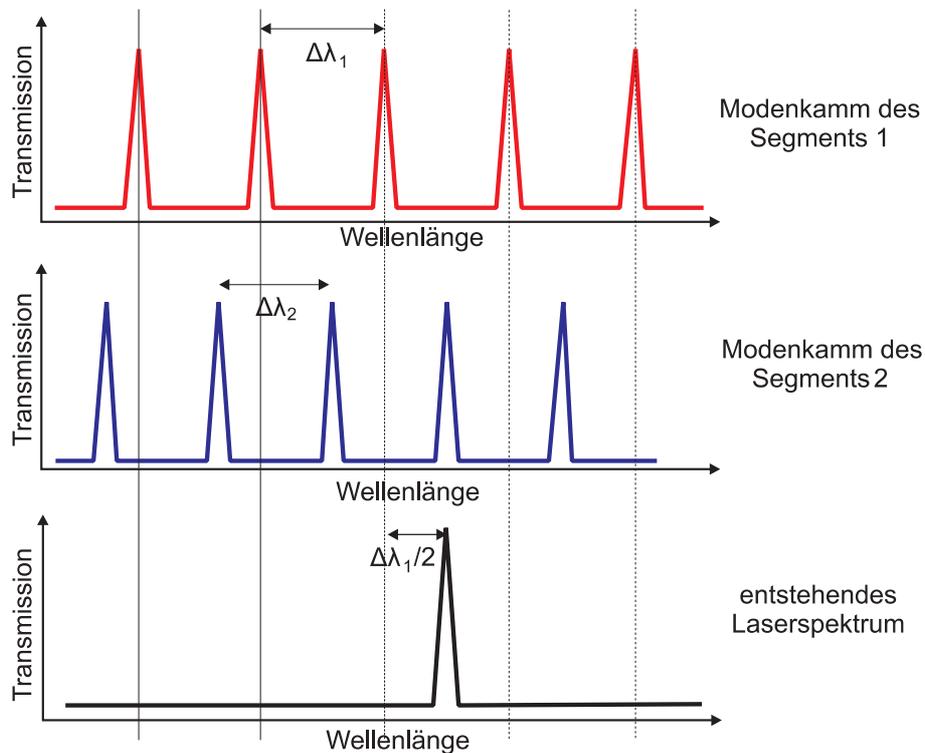


Abbildung 6.1: Abstimmverhalten: Kopplung zweier unterschiedlicher Modenkämme und dadurch entstehende Emissionswellenlänge des Gesamtbauteils.

In den Segmenten bilden sich, je nach Resonatorlänge unterschiedliche Modenkämme aus, wobei der Modenkamm mit den größeren Modenabständen $\Delta\lambda_1$ gemäß Gleichung 5.4 dem kürzeren Segment angehört (Segment eins). Wird nun der Injektionsstrom des Segments zwei erhöht, kommt es zur Erwärmung und somit verschiebt sich

der Modenkamm zwei hin zu höheren Wellenlängen. Es kommt zur oben beschriebenen Kopplung bei einem Modenversatz von $\Delta\lambda/2$ und somit ändert sich die Emissionswellenlänge des gesamten Bauteils (siehe Abb. 6.1). Der hierbei entstandene Modensprung von kleinerer zu größerer Emissionswellenlänge wird durch die Modenabstände im Segment eins bestimmt.

Das soeben vorgestellte Abstimmverhalten trifft auf gekoppelte Kavitäten mit ein-dimensionalen oder zwei-dimensionalen Bragg-Spielen zu. Gekoppelte Kavitäten mit binärisiertem Gitter mit verteilter Rückkopplung verhalten sich etwas anders. Hier wird das Abstimmverhalten durch den Verlustverlauf der implementierten binären Übergitter bestimmt.

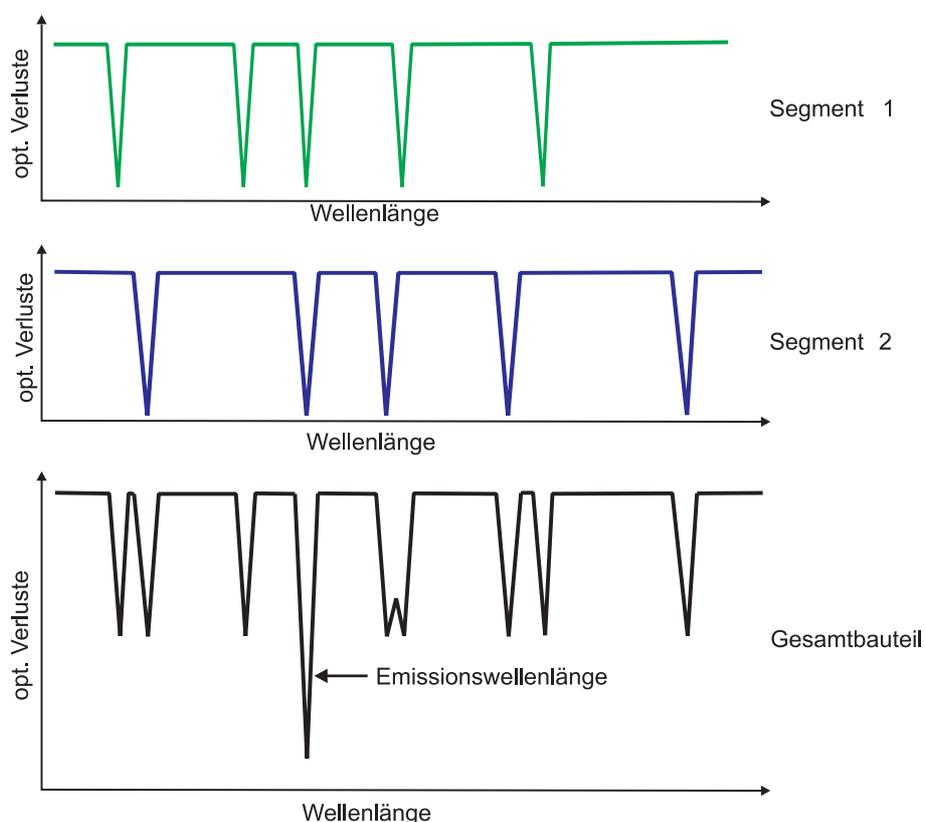


Abbildung 6.2: Abstimmverhalten der gekoppelten Kavitäten mit binärisiertem Übergitter: In beiden Segmenten ergibt sich aus dem jeweilig anliegenden binären Übergitter ein vorbestimmter Verlustverlauf. Die Kopplung beider Segmente miteinander legt den Punkt des niedrigsten Verlusts und dadurch die Emissionswellenlänge des Gesamtbauteils fest.

Wie Abbildung 6.2 zeigt, ist jedes binäre Übergitter mit einem wellenlängenabhän-

gigen Verlustverlauf behaftet. An diskreten spektralen Positionen, die durch die jeweiligen Übergitterperioden festgelegt sind, treten Verlustminima auf. Das Gesamtbauteil wird folglich bei der Wellenlänge anschwingen, bei der zwei spektrale Verlustminima resonant überlappen.

Die im Folgenden vorgestellten Konzepte zur Herstellung weit abstimmbaren Laser wurden alle zum ersten mal auf dem GaSb Materialsystem verwirklicht und liefern Bauteile mit erstaunlich guten Eigenschaften.

6.2 Weit abstimmbare Fabry-Pérot Laser mit interner Photodiode

Die in diesem Abschnitt untersuchten abstimmbaren Fabry-Pérot Laser (Fabry Pérot coupled cavity laser = FP CC laser) bestehen aus zwei longitudinal miteinander gekoppelten FP Resonatoren, welche durch einen geätzten Spalt voneinander getrennt sind.

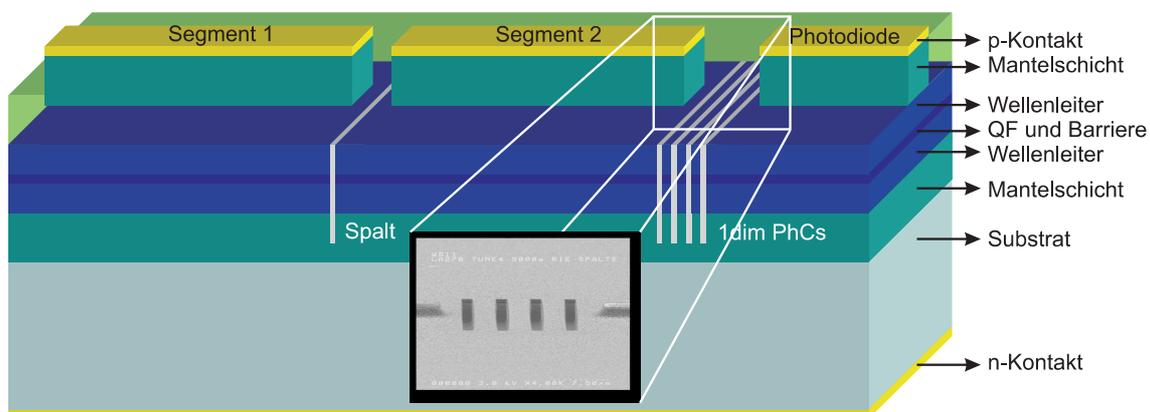


Abbildung 6.3: Schemabild des monolithischen Laserbauteils mit aktiver CC Laserregion (Segment 1 und 2 separiert durch einen Spalt) und 1 dim PhCs als Unterbrechung zur passiven internen Photodiode. Die kleine Abbildung zeigt eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der 1 dim PhCs.

Verwirklicht wird dieses Konzept auf einer Standard-SCH-Laserstruktur (siehe Abschnitt 3.2). Abbildung 6.3 zeigt die schematische Darstellung dieses monolithisch integrierten Laserbauteils mit einer zusätzlichen Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der 1 dim PhCs. Die FP CC Laser bestehen aus zwei im Abstand von ca. $5 \mu\text{m}$ longitudinal zueinander angeordneten Stegwellenleitern die nochmals durch einen tief geätzten

(ca. $1,8 \mu\text{m}$ tief, zur Unterbrechung der aktiven Schicht) Spalt voneinander getrennt sind. Die Resonatorlängen beider Segmente werden hierbei von $120 \mu\text{m}$ bis $600 \mu\text{m}$ variiert. Zusätzlich werden 1 dim PhCs unterschiedlicher Ordnung und Periode als hochreflektierende Spiegel angrenzend hinter das zweite Segment der FP CC Laser gesetzt. Nahe dieser Spiegel befindet sich ein drittes Stegwellenleiter-Segment, welches in Sperrrichtung gepolt als interne Photodiode (int. PD) verwendet werden kann. Die Gesamtlänge dieses hochintegrierten Bauteils beträgt hierbei nicht mehr als 1 mm. Alle drei Segmente sind unabhängig voneinander kontaktierbar.

Um den maximalen spektral monomodigen Emissionsbereich dieser FP CC Laser zu bestimmen werden zahlreiche Bauteile bei einer Temperatur von 18°C im Dauerstrichbetrieb gemessen, wobei sowohl die Ströme des ersten, als auch die Ströme des zweiten Segments in 2 mA Schritten von 40 mA bis 120 mA gegeneinander variiert werden. Da diese Messungen sehr zeitaufwändig sind (ca. 1600 Spektren je Laser) wird hierfür ein schneller miniaturisierter Monochromator mit InGaAs Detektor verwendet [APE GmbH, Model APE Wavescan Spectrometer So11129]. Dieser Monochromator bietet lediglich eine dynamische Auflösung um 10 dB. Abbildung 6.4 zeigt ausgewählte Emissionsspektren eines Bauteils mit Resonatorlängen von $495 \mu\text{m}$ des ersten Segments und $325 \mu\text{m}$ des zweiten Segments. Jedes dieser Spektren ist einem bestimmten Strom-Wertepaar zugehörig. Der gesamte adressierbare Abstimmbereich beträgt bei diesem Bauteil mit interner Photodiode 42 nm. Vergleichbare Werte (45 nm) wurden mit einem fast baugleichen, aus zwei durch einen geätzten Spalt getrennten Segmenten bestehenden FP CC Bauteil, mit gespaltenen Front- und Rückfacetten ohne interne Photodiode, erzielt [Mül06].

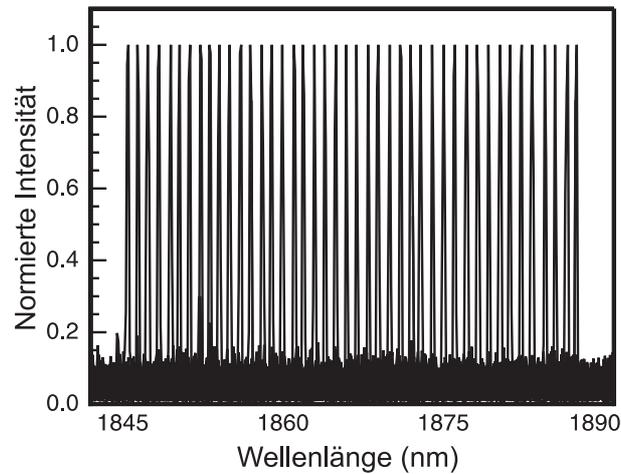


Abbildung 6.4: Einige Emissionsspektren für unterschiedliche Injektionsströme der zwei Segmente des FP CC Lasers. Der maximal erreichbare Abstimmbereich umfasst 42 nm.

Um das Verhalten der Wellenlängenverschiebung dieses Bauteils näher betrachten zu können, wird der Strom durch ein Segment konstant gehalten und der Strom durch das zweite Segment variiert. Die durch die strominduzierte Erwärmung hervorgerufene Modenkammverschiebung in einem Segment erzeugt Modensprünge, die durch das in Abschnitt 6.1 vorgestellte Abstimmverhalten bestimmt werden. Wie in Abbildung 6.5 erkennbar, kann ein kontinuierliches Abstimmen der Emissionswellenlänge von 32 nm (von 1853 nm bis 1885 nm) über die Temperaturabhängigkeit des effektiven Brechungsindex erreicht werden. Durch Variation beider Segmentströme wird ein noch größerer Wellenlängenbereich durch quasikontinuierliches Abstimmverhalten erreichbar wie bereits in Abbildung 6.4 gezeigt.

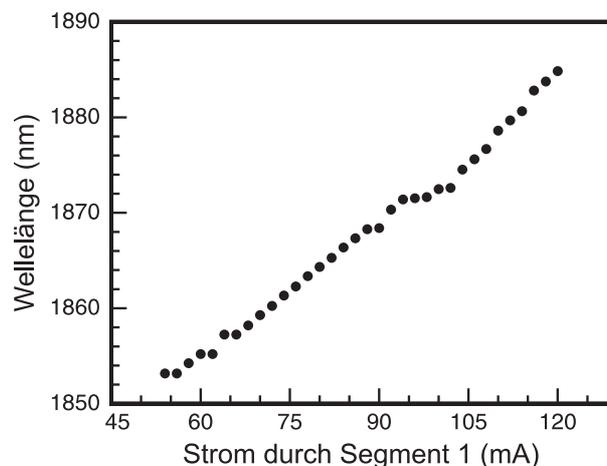


Abbildung 6.5: Emissionswellenlänge des FP CC Lasers aufgetragen gegen den Injektionsstrom des ersten Segments. Der Strom durch Segment zwei ist konstant auf 66 mA gehalten. Es wird ein kontinuierliches Abstimmen der Emissionswellenlänge über 32 nm erreicht.

Eine weitere Eigenschaft dieses monolithisch integrierten weit abstimmbaren Bauteils ist die Möglichkeit, die Ausgangsleistung während des Betriebes simultan zu messen. Diese Eigenschaft ist gerade für Anwendungen in der laserbasierenden Gassensorik von besonderer Bedeutung. Diese Aufgabe wird durch das dritte Segment erfüllt. Das in Sperrrichtung betriebene Segment liefert einen messbaren Photostrom der durch das eingestrahlte Laserlicht aus dem aktiven FP CC Laser erzeugt wird. Auf diese Weise fungiert das dritte passive Element als monolithisch integrierte Photodiode (PD). Dies kann in Abbildung 6.6 anhand der vergleichend übereinander gelegten gemessenen Ausgangsleistungskennlinien verdeutlicht werden. Hierbei wird auf der einen Seite des Laserbauteils die Lichtleistung mit Hilfe einer externen InAs PD und auf der anderen Seite des Bauteils über die interne PD aufgezeichnet. Der mit Hilfe der internen PD aufgenommene Photostrom (multipliziert mit einem Kalibrationsfaktor) stimmt gut mit der mit einer externen InAs Diode detektierten Kennlinie überein. Der in Abbildung 6.6 zu erkennende antikorrelierende Verlauf der mit externer bzw. interner Photodiode gemessenen Leistung ist auf auftretende Modensprünge zurückzuführen. Diese Modensprünge verursachen in den beiden Segmenten eine Umverteilung der Photonendichte, was sich somit in den beschriebenen gegengleichen Leistungsschwankungen zeigt. Die Ausgangsleistung ist mit 3 mW hierbei geringer als die des puren zwei-segmentigen FP CC Lasers [Mül06] mit 6 mW wobei bei dem hier vorgestellten drei-segmentigen Bauteil berücksichtigt werden muss, dass ein Teil der Leistung an die interne PD verloren

geht, daher auch der erhöhte Schwellenstrom (zwei-segmentig 38 mA, drei-segmentig 79 mA).

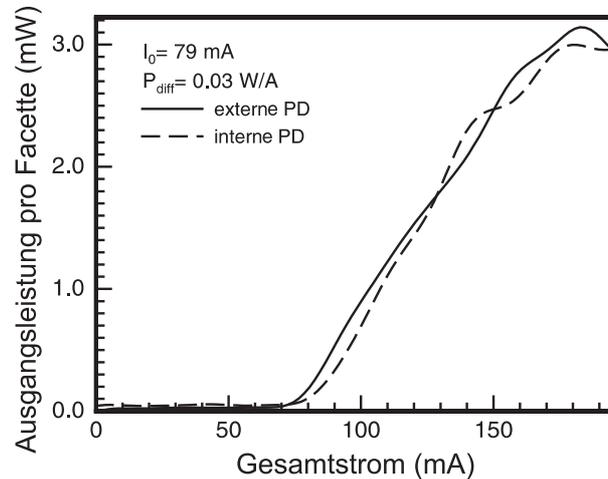


Abbildung 6.6: Ausgangsleistung pro Facette gegen den Gesamtstrom durch den FP CC Laser. Die durchgehende Kennlinie stellt die mit externer InAs PD gemessene Kennlinie dar, die gestrichelte die mit der monolithisch integrierten PD gemessene Kennlinie.

Innerhalb des weiten Abstimmereichs dieses hoch integrierten Laserbauteils liegt eine Vielzahl an für Industrie und Umwelt wichtigen Gasabsorptionslinien wie beispielsweise die von Methan, Kohlenstoffdioxid, Salzsäure und Wasser [Hit96]. Da man mit diesem Bauteil die Möglichkeit hat den FP CC Laser genau auf eine Emissionswellenlänge einzustellen, ebnet es den Weg, konventionelle Gassensorik-Anordnungen mit einer Vielzahl von monomodig emittierenden Lasern bei verschiedenen Wellenlängen zu ersetzen, um Multi-Komponenten-Gasgemische zu detektieren. Somit stellt dieses neuartige mikro-skalierte optoelektronische Bauteil, welches ein System von gekoppelten Kavitäten als aktives und einer internen Photodiode als passives Element beinhaltet, einen weiteren Schritt auf dem Weg in Richtung on-chip optisches Sensor-Labor dar.

6.3 Weit abstimmbare photonische Kristall Laser

Da 2 dim PhCs nun auf dem AlGaIn-AsSb Materialsystem erfolgreich hergestellt wurden (siehe Kapitel 5) eröffnen diese neue Möglichkeiten zur Herstellung einer Vielzahl innovativer Bauteile. Nachdem das Konzept bereits auf anderen Materialsysteme realisiert wurde [Mah04], [Sch01], kann der Ansatz hier durch das GaSb Materialsystem auf

Wellenlängenbereiche bis $3,36 \mu\text{m}$ übertragen werden. Der Vorteil der sich durch die Verwendung der 2 dim PhCs im Vergleich zu durch einfache Spalte unterbrochene FP CC Laser ergibt, liegt in der einstellbaren Reflektivität der Spiegel und der damit verbundenen Möglichkeit der weiteren Miniaturisierung der Bauteile. Zusätzlich können im Vergleich zu FP CC Lasern mit Hilfe der 2 dim PhCs Spiegelverluste minimiert werden, somit ist es möglich ein weit abstimmbares Bauteil mit einer Gesamtbauzeillänge von nur $500 \mu\text{m}$ herzustellen.

Dieses Laserkonzept wird ebenfalls auf einer Standard-AlGaIn-AsSb-SCH-Laserstruktur verwirklicht (siehe Abschnitt 3.2). Die $4 \mu\text{m}$ breiten Stegwellenleiter werden bis auf eine Tiefe von 150 nm über der aktiven Zone geätzt, wobei die einzelnen Segmente longitudinal in einigen μm Abstand zueinander angeordnet sind. Anschließend werden die 2 dim PhCs zwischen den Segmenten bis auf eine Tiefe von $1,3 \mu\text{m}$ in die Laserstruktur, zur Unterbrechung der aktiven Zone, geätzt. Diese 2 dim PhCs dienen nun zur Trennung der Segmente und als hoch reflektierende Rückspiegel. Abbildung 6.7 zeigt schematisch den Aufbau des PhC CC Laserbauteils. Das Bauteil setzt sich zusammen aus erstem und zweitem Segment, welche durch zwei Reihen 2 dim PhCs getrennt sind, und aus dem Rückspiegel, der aus acht Reihen 2 dim PhCs besteht. Beide Segmente sind individuell kontaktierbar. Wie die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme des achtreihigen PhC-Rückspiegels in Abbildung 6.7 verdeutlicht, sind die 2 dim PhCs triangulär, mit einem Luftfüllfaktor von $f = 21 \%$ und einer Gitterperiode von $a = 370 \text{ nm}$ angeordnet. Fügt man diese Werte nun in die Abbildung 5.5 mit einer sich aus der Emissionswellenlänge λ von 1965 nm und der Gitterperiode a ergebenden normalisierten Frequenz $a/\lambda = 0,19$ und dem Luftfüllfaktor ein, so ist klar erkennbar das die verwendeten 2 dim PhCs genau innerhalb eines Bereiches geringer Transmission liegen und somit als Spiegel geeignet sind.

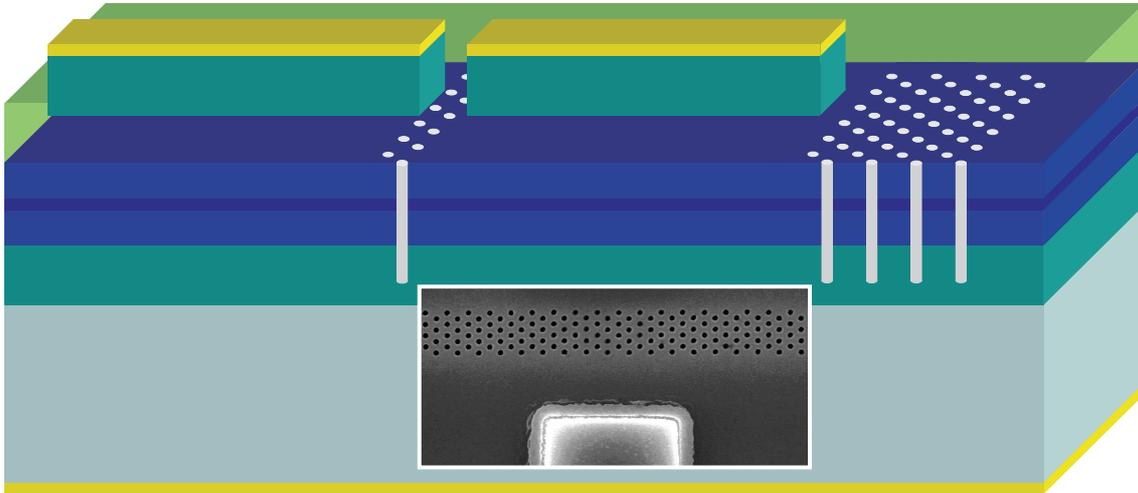


Abbildung 6.7: Schemabild eines PhC CC Lasers. Die kleine Abbildung zeigt eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme des PhC Rückspiegels mit einem Teil des zweiten Segments.

Die elektrische und die Lichtleistungskennlinie eines lediglich $500 \mu\text{m}$ langen zwei-segmentigen PhC CC Lasers mit einem Längenverhältnis von $3,6 : 1$ ist in Abbildung 6.8 gezeigt. Durch die geringeren optischen Verluste zwischen den Kavitäten und die hohe Reflektivität des Rückspiegels kann die Effizienz des Bauteils im Vergleich zu FP CC Lasern deutlich erhöht werden (PhC CC Laser Effizienz $\eta_{ex,PhC} = 0,14 \text{ W/A}$, FP CC Laser Effizienz $\eta_{ex,FP} = 0,09 \text{ W/A}$ [Mül07b]). Es können so Ausgangsleistungen durch die Frontfacette von $13,5 \text{ mW}$ erzielt werden. Dieser Wert ist mehr als zweimal höher als für FP CC Laser des gleichen Materialsystems [Mül07b] und zweimal höher als die Ausgangsleistung eines PhC CC Lasers der auf dem GaInNAs Materialsystem verwirklicht wurde [Sch01]. Die kleine Abbildung 6.8 zeigt ein monomodiges Emissionsspektrum des vorgestellten Bauteils beim Betrieb mit Strömen von $I_1 = 70 \text{ mA}$ durch das Segment eins und $I_2 = 40 \text{ mA}$ durch das Segment zwei. Das Spektrum weist eine Seitenmodenunterdrückung von 40 dB auf.

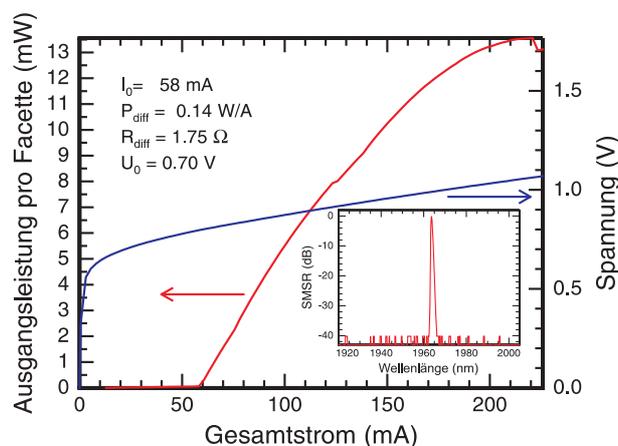


Abbildung 6.8: Kennlinien eines 2 dim PhC CC Lasers mit einem Resonatorlängenverhältnis von $3,6 : 1$ und einer Gesamtlänge von $500 \text{ } \mu\text{m}$. Kleine Abbildung: Emissionsspektrum des PhC CC Lasers mit einem SMSR von 40 dB .

Ein Beispiel für das in Kapitel 6.1 vorgestellte quasi-kontinuierliche Abstimmverhalten ist in Abbildung 6.9 anhand eines Lasers aus zwei gekoppelten Kavitäten mit zwei-dimensionalen photonischen Kristallen gezeigt. Erkennbar ist die sich verschiebende Emissionswellenlänge mit Erhöhung des Injektionsstroms des Segments zwei. Der Injektionsstrom des Segments eins bleibt hierbei konstant. Zunächst wird die Verschiebung lediglich durch die thermische Abhängigkeit des effektiven Brechungsindizes hervorgerufen und beträgt nur $0,03 \text{ nm/mA}$ was zu einer kontinuierlichen Wellenlängenverschiebung führt. Eine diskrete Änderung der Emissionswellenlänge wird erst durch den Modensprung erzeugt, der zustande kommt durch Entstehung einer neuen Überlappsposition von Modenkamm des Segments eins mit dem Modenkamm des Segments zwei. Es entsteht also ein quasi-kontinuierliches Abstimmverhalten.

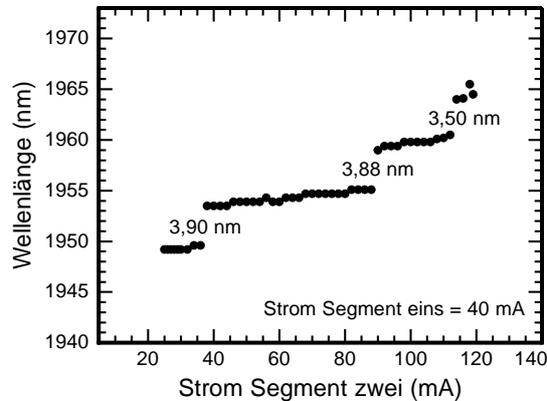


Abbildung 6.9: Emissionswellenlänge eines Lasers bestehend aus gekoppelten Kavitäten aufgetragen gegen den Injektionsstrom des zweiten Segments. Deutlich sind Modensprünge hin zu größeren Wellenlängen erkennbar.

Wie gerade erläutert, kann die Emissionswellenlänge durch Variation der Injektionsströme systematisch verändert werden. Um den gesamten erreichbaren Emissionsbereich des PhC CC Lasers zu erhalten, werden Messungen mit einem breiten Bereich an Injektionsströmen durchgeführt, welche sich von 25 mA bis 120 mA für das längere Segment eins und von 15 mA bis 90 mA für das kürzere Segment zwei erstrecken. Da diese Messungen sehr zeitaufwändig sind (ca. 750 Spektren je Laser) wird hierfür ein schneller miniaturisierter Monochromator mit InGaAs Detektor verwendet [APE GmbH, Model APE Wavescan Spectrometer So11129]. Einige der aus dieser Messung erhaltenen Emissionsspektren sind in Abbildung 6.10 dargestellt. Die Spektren werden in linearer Auftragung gezeigt da der dynamische Intensitätsbereich des schnellen Messaufbaus auf 10 dB limitiert ist. Große Sorgfalt wird darauf angewendet, dass die gezeigten Spektren in ihrer Intensitätsdynamik nur durch das Detektorrauschen des Messsystems und nicht durch Seitenmoden des Lasers limitiert sind (siehe das in Abbildung 6.8 gezeigte, mit einem anderen Messaufbau aufgenommene Spektrum).

Durch das vorgestellte Variieren der Injektionsströme ist es also nun möglich den PhC CC Laser quasi-kontinuierlich auf Emissionswellenlängen von 1965 nm bis 2012 nm einzustellen. Dieser Abstimmbereich überschreitet den mit auf dem GaInNAs Materialsystem realisierten PhC CC Lasern von 32 nm [Sch01] deutlich und ist vergleichbar mit dem 45 nm breiten Abstimmbereich der zwei-segmentigen FP CC Laser des gleichen Materialsystems [Mül07b]. Dabei muss weiterhin berücksichtigt werden, dass alle hier vorgestellten Emissions-Abstimmbereiche unter konstant gehaltenen Tempe-

turen (18°C) aufgenommen werden, und durch zusätzliche Variation der gesamten Bauteiltemperatur weiter verfeinert und vergrößert werden könnten.

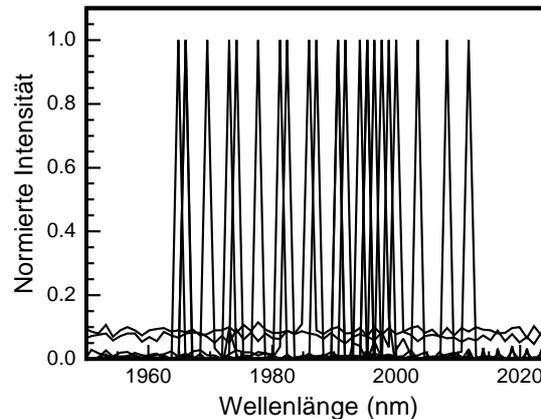


Abbildung 6.10: Serie der Emissionsspektren für verschiedene Injektionsströme. Der gesamte Abstimmbereich beträgt 47 nm.

Die Verwirklichung eines monolithisch hochintegrierten optischen Bauteils mit interner Photodiode als fundamentales optisches Bauteil (Transceiver) ist auch mit Hilfe der 2 dim PhCs möglich. Als drittes Segment wird auch bei diesem CC Laser eine PD hinter den Rückspiegel gesetzt. Vergleichbare monolithisch integrierte Bauteile wurden auf anderen Materialsystemen wie InP oder GaAs mit Emissionswellenlängen unterhalb $1,6 \mu\text{m}$ realisiert [Mah04]. Zur Herstellung wird die gleiche Laserstruktur verwendet wie für die puren PhC CC Laser, jedoch mit 2 dim PhC mit einer Gitterperiode $a = 400 \text{ nm}$, gleichem Luftfüllfaktor und triangulärer Anordnung. Dies entspricht einer normierten Frequenz von ca. $a/\lambda = 0,20$ und garantiert somit dass die PhCs mittig des in Abbildung 5.5 gezeigten Bereichs geringer Transmission liegen. Ein Schemabild des Bauteils mit einem sechsreihigen 2 dim PhC Rückspiegel ist in Abbildung 6.11 gezeigt. Das gesamte monolithische Bauteil ist lediglich $800 \mu\text{m}$ lang.

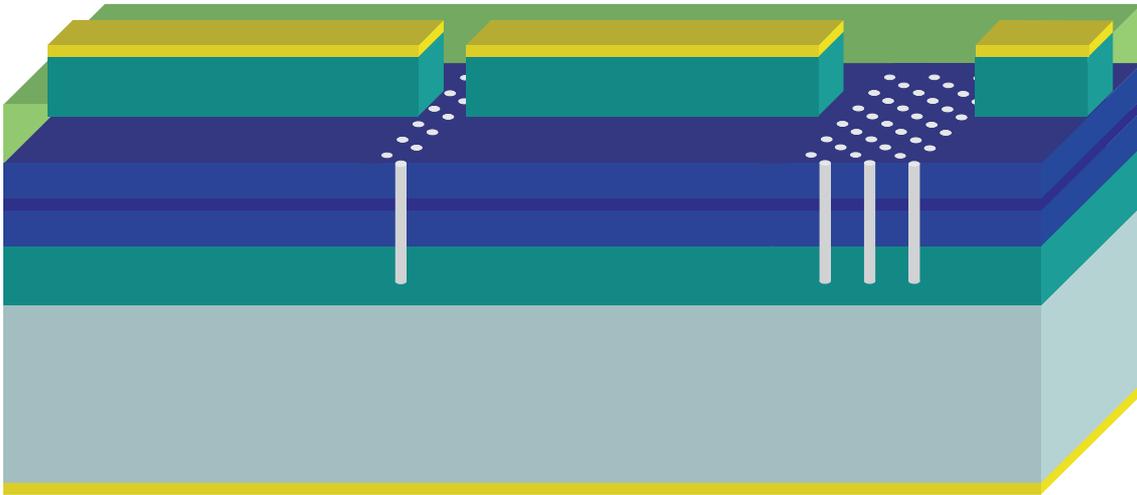


Abbildung 6.11: Schemabild eines PhC CC Lasers mit integrierter PD als drittes Segment.

Das Funktionsprinzip der internen Photodiode wurde bereits im Kapitel 6.2 beschrieben. In Abbildung 6.12 ist die a.) mit einer externen InAs Diode aufgenommene Leistungskennlinie im direkten Vergleich zu der mit der b.) monolithisch integrierten Photodiode gemessenen Lichtleistungskennlinie gezeigt. Der durch die interne PD (int PD) detektierte Leckstrom wird abgezogen und die maximale Ausgangsleistung anhand der externen InAs PD kalibriert. Der Schwellenstrom stimmt überein und die maximale Ausgangsleistung des PhC CC Lasers mit integrierter PD beträgt 9 mW. Diese Leistung ist um 4 mW niedriger als die der puren PhC CC Laser mit acht Reihen 2 dim PhCs als Rückspiegel. Dieser Unterschied in der Ausgangsleistung wird durch die höheren Spiegelverluste der verwendeten PhCs verursacht, bei denen absichtlich die Anzahl der Reihen verringert wurde um ausreichend Laserlicht in die PD koppeln zu können.

Wie in Abbildung 6.12 c.) zu erkennen ist, emittiert auch dieses hochintegrierte dreisegmentige Bauteil monomodig mit einer Seitenmodenunterdrückung von 32 dB.

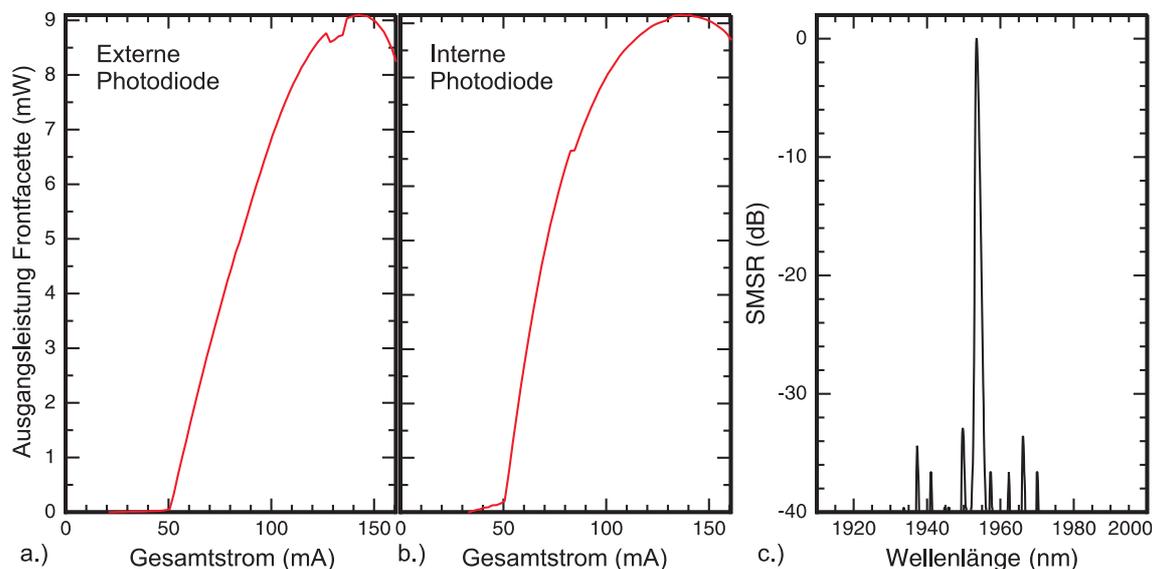


Abbildung 6.12: Lichtleistungskennlinien des PhC CC Lasers mit integrierter PD, a.) detektiert mit einer externen InAs PD, b.) detektiert mit der internen PD. c.) Monomodiges Emissionsspektrum des Lasers mit SMSR von 32 dB.

Somit ergibt sich durch die Verwendung von 2 dim PhCs zur Realisierung von CC Lasern mit eventuellen zusätzlichen Bauteilerweiterungen eine deutliche Leistungsverbesserung gegenüber zuvor vorgestellten FP CC Lasern mit 1 dim PhCs und einfachem geätztem Spalt. Darüber hinaus ermöglichen 2 dim PhCs die Realisierung weitaus komplizierterer Bauteile.

6.4 Weit abstimmbare Laser mit Hilfe des Konzepts der binärisierten Übergitter

Die beiden zuvor vorgestellten Konzepte der FP und PhC CC Laser erlauben zwar das Abstimmen der Wellenlänge über einen sehr breiten monomodigen Emissionsbereich, leiden jedoch unter der Tatsache, dass sich die Emissionswellenlänge des Bauteils rein durch das, durch die Lasergeometrie vorgegebene, longitudinale Modenspektrum der jeweilige Kavität ergibt. Somit ist ein externer Einfluss auf die spektrale Lage der anschwingenden Moden lediglich eingeschränkt, durch die Wahl der Kavitätslängen möglich. Die Mode kann nur durch ein kompliziertes Zusammenspiel der Segmentströme kontrolliert werden, welches für jeden einzelnen Laser unterschiedlich ist. Darüber

hinaus ist der Herstellungsprozess sehr komplex, was die Ausbeute an Bauteilen, die bei den gewünschten Wellenlängen emittieren, limitiert. Die Vorteile der im Folgenden vorgestellten gekoppelten Kavitäten mit binärisierten Übergittern (binary superimposed gratings = BSG) sind das einfache Herstellungsverfahren, das vergleichbar ist mit dem konventioneller lateral-gekoppelter DFB Laser und die Möglichkeit, bei Kenntnis des effektiven Brechungsindex der Laserstruktur, vorhersagen zu können, wo die Emissionswellenlänge des Bauteils liegen wird. Auf diese Weise können „Mehr-Farben Laser“ realisiert werden, welche eine Vielzahl an vordefinierten diskreten Wellenlängen ansteuern können.

Vergleichbare BSG Konzepte wurden auf anderen Materialsystemen wie InP [Mül01] und GaAs [Mül02], [Mül03] realisiert, jedoch nur bei Wellenlängen unterhalb $1,6 \mu\text{m}$. Die BSG Laser werden auf einer Standard AlGaIn-AsSb-Laserstruktur prozessiert (siehe Abschnitt 3.2).

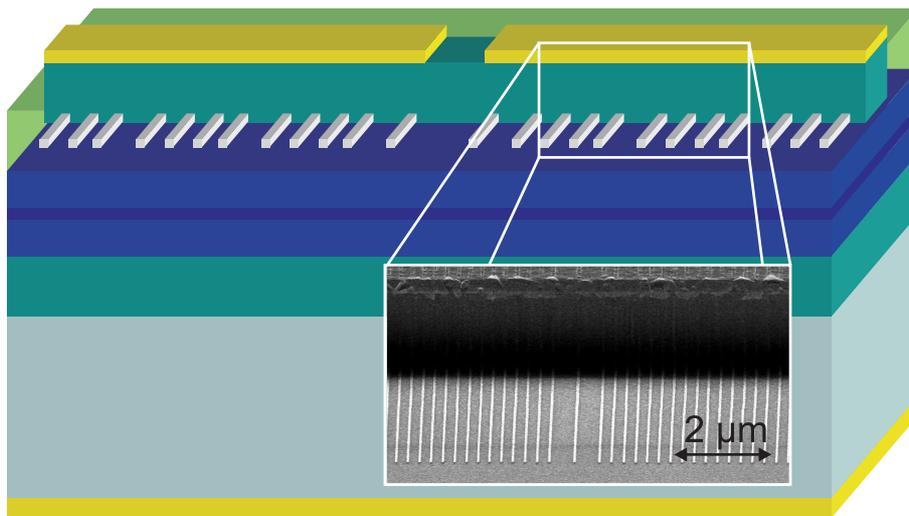


Abbildung 6.13: Schematische Darstellung eines BSG CC Lasers. Kleine Abbildung: Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme des binärisierten übereinander gelegten Chromgitters lateral zum Stegwellenleiter.

Abbildung 6.13 zeigt die schematische Darstellung des Bauteils mit dem durchgehenden Stegwellenleiter und lateralem Chromgitter. Diese Chromgitterstruktur basiert auf dem Prinzip der binärisierten Übergitter, welches nachfolgend noch vorgestellt wird und wirkt als Reflektor und Absorber des evaneszenten Anteils der Lasermode, die seitlich aus dem Stegwellenleiter herauslappt. Die Modulation des Brechungsindex sorgt für eine verteilte Rückkopplung. Somit wirkt das binärisierte Übergitter als (multi)-

frequenz-selektives Element. Die Segmente sind nicht wie zuvor durch einen geätzten Spalt oder geätzte 2 dim PhCs voneinander getrennt und stellen daher geringere Ansprüche an die Prozessierung. Beide Segmente sind $400 \mu\text{m}$ lang und getrennt kontaktierbar. Das gesamte Bauteil mit gespaltenen Facetten ist somit $800 \mu\text{m}$ lang. Das kleine Abbild in 6.13 zeigt eine Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme eines Teils des lateralen BSG.

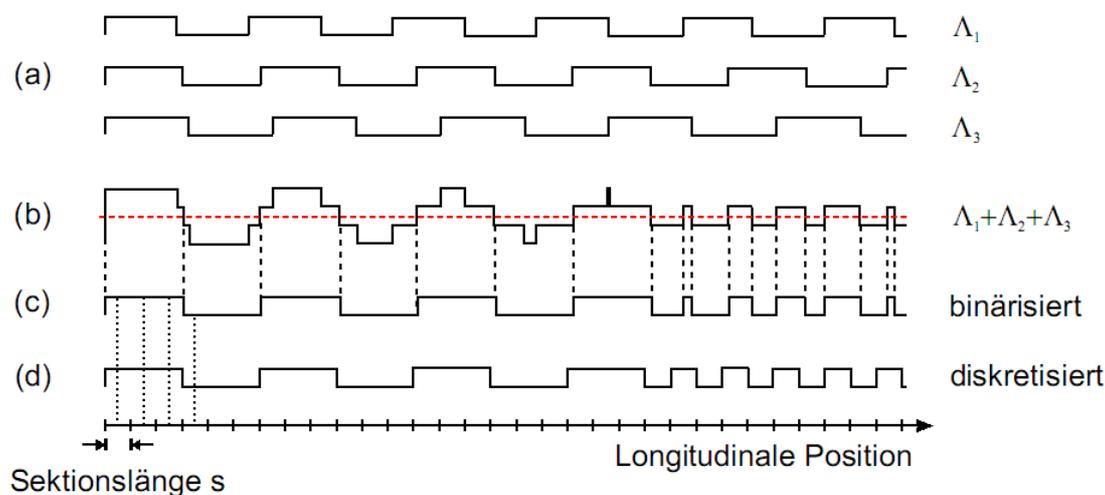


Abbildung 6.14: Schematische Darstellung der Entwicklung eines binärisierten Übergitters aus einzelnen Gittern mit jeweils einer unterstützten Emissionswellenlänge.

Im Unterschied zu normalen DFB Lasern bei denen das Gitter den Laser zur Emission bei einer einzigen spektralen Wellenlänge zwingt, erlaubt das binärisierte Übergitter die Definition einer Vielzahl an Moden mit vergleichbaren Schwellenströmen. Das binärisierte Übergitter erlaubt mehrere Reflektionspeaks j bei der Wellenlänge λ_j . Dieses BSG, welches j Peaks unterstützt, wird erzeugt wenn j individuelle binäre Gitter (jedes mit einer definierten Gitterperiode verbunden mit einer diskreten Bragg-Wellenlänge, siehe Abb. 6.14 (a) und (b)) übereinander gelegt werden. Um die lithographische Herstellung zu vereinfachen werden die so erzeugten Übergitter binärisiert, indem jedes Segment in i Pixel der gleichen Länge s unterteilt wird (siehe Abb. 6.14 (c) und (d)) und jedem Pixel eines von zwei diskreten Level zugewiesen wird [Avr98a], [Avr98b]. Der effektive Brechungsindex $n_i(\lambda)$ jedes Segments i wird zwischen zwei Werten variiert:

$$n_{i,1}(\lambda) = n(\lambda) + \Delta n/2, \quad f[s(i-1/2)] > 0 \quad (6.1)$$

$$n_{i,2}(\lambda) = n(\lambda) - \Delta n/2, \quad f[s(i-1/2)] < 0 \quad (6.2)$$

wobei $f(x)$ eine gewichtete Summe der folgenden sinus-Funktion ist:

$$f(x) = \sum_{j=1}^N a_j \sin\left(\frac{2\pi x}{\Lambda_j} + \Psi_j\right) \quad (6.3)$$

mit der Gitterperiode:

$$\Lambda_j = \frac{\lambda_j}{2n(\lambda_j)} \quad (6.4)$$

a_j ist die Amplitude zur Gewichtung der Reflektionspeaks und Ψ_j die zugehörige Phasenkonstante.

Der vorgestellte BSG CC Laser unterstützt vier Moden bei den definierten Emissionswellenlängen von 1859 nm, 1864 nm, 1871 nm und 1876 nm.

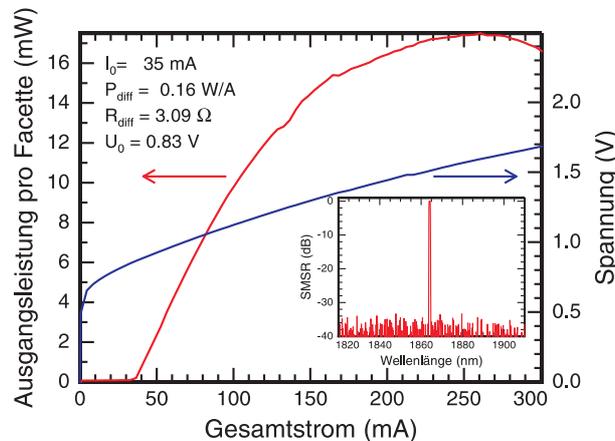


Abbildung 6.15: Elektrische und Lichtleistungskennlinie eines BSG CC Lasers mit einer Ausgangsleistung pro Facette von 18 mW. Kleine Abbildung: Monomodiges Emissionsspektrum des BSG CC Lasers (gemessen mit $I_1 = 78 \text{ mA}$ und $I_2 = 24 \text{ mA}$) mit 33 dB SMSR.

Wie die Abbildung 6.15 zeigt, weist der BSG CC Laser im Vergleich zu FP CC Lasern (38 mA [Mül06]) und PhC CC Lasern (58 mA, siehe Abschnitt 6.3) sehr niedrige Schwellenströme von $I_0 = 35 \text{ mA}$ auf. Die Ausgangsleistung pro Facette beträgt 18 mW und ist somit drei mal höher als die der FP CC Laser und 1,4 mal höher als die

Ausgangsleistung der Frontfacette der PhC CC Laser. Die verbesserte Lichtleistung kann darauf zurückgeführt werden, dass bei diesem Bauteil kein geätzter Spalt zwischen den einzelnen Segmenten vorliegt und daher kaum Verluste an den Grenzflächen zwischen den Kavitäten auftreten. Die Kavitäten sind lediglich durch getrennte Kontakte voneinander separiert. Die kleine Abbildung in 6.15 zeigt ein Emissionsspektrum des BSG CC Lasers für Injektionsströme von $I_1 = 78$ mA und $I_2 = 24$ mA mit einer Seitenmodenunterdrückung von 33 dB.

Die spektralen Emissionseigenschaften des Bauteils werden unter Variation der Injektionsströme der beiden Segmente detailliert untersucht. Aus den sich ergebenden Emissionsspektren, werden das spektrale Emissionsmaximum mit dazugehöriger Seitenmodenunterdrückung ermittelt. In Abbildung 6.16 ist jeder dargestellte Punkt stellvertretend für eine Messung der Seitenmodenunterdrückung (SMSR) in Abhängigkeit der Emissionswellenlänge bei genau einem vorgegebenen Injektionsstrom-Wertepaar des abstimmbaren Lasers abgebildet. Durch Variation der Segment-Injektionsströme können unterschiedliche vordefinierte Wellenlängen eingestellt werden, wobei SMSR von 33 dB erreicht werden. Die gestrichelten Linien in Abbildung 6.16 repräsentieren die spektrale Lage der durch das Übergitter vordefinierten Zielwellenlängen von 1859 nm, 1864 nm, 1871 nm und 1876 nm. Die vordefinierten Wellenlängen stimmen gut mit den Emissionsmaxima bei größter Seitenmodenunterdrückung überein. Somit kann das eine erfolgreiche Umsetzung des Konzeptes der weit abstimmbaren Laser mit binärisierten Übergittern demonstriert werden.

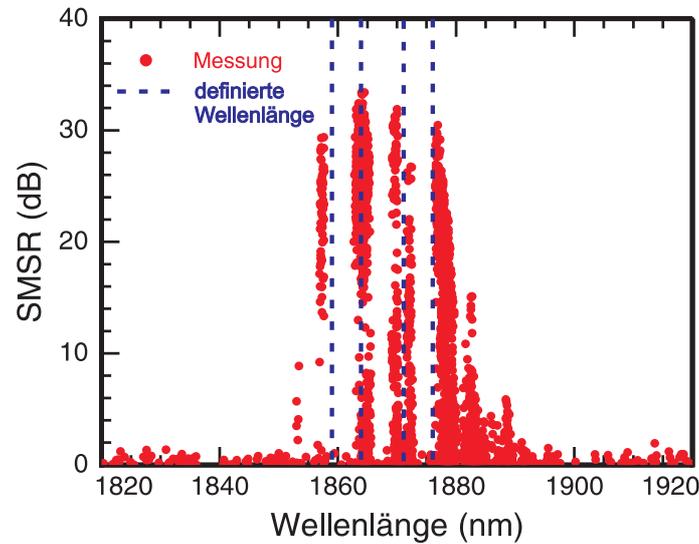


Abbildung 6.16: Gemessene SMSR des BSG CC Lasers aufgetragen gegen Emissionswellenlängenmaximum (Punkte) im Vergleich zu durch das Übergitter vordefinierten Emissionswellenlängen (gestrichelte Linien).

Um die spektrale Emissionscharakteristik des BSG CC Lasers genauer zu beleuchten, wird ein Falschfarbenbild, welches die Emissionswellenlänge gegen die Injektionsströme durch das Segment eins und zwei darstellt, in Abbildung 6.17 links gezeigt. Es sind deutlich vier Emissionsbereiche zu identifizieren, welche mit den vordefinierten Bragg-Wellenlängen von 1859 nm, 1864 nm, 1871 nm und 1876 nm des BSG übereinstimmen. Die schwarzen bzw. weißen Bereiche zeigen Wellenlängen unter 1854 nm bzw. über 1882 nm in denen das verstimmt Laserbauteil nur noch SMSR-Werte unter 15 dB aufweist (Vgl. Abbildung 6.16).

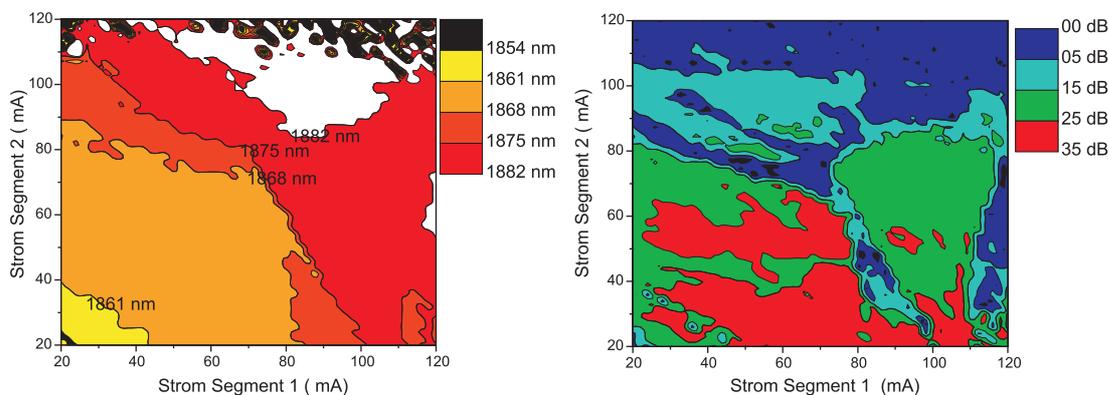


Abbildung 6.17: links: Falschfarnebild der Emissionswellenlängen-Karte eines BSG CC Lasers, wobei die Emissionswellenlängen gegen die Injektionsströme der Segmente eins und zwei aufgetragen sind. Die vordefinierten Wellenlängenbereiche können klar voneinander unterschieden werden. rechts: Korrespondierendes Falschfarnebild der SMSR-Werte der Laserspektren bei unterschiedlichen Injektionsstrompaaren. Hohe SMSR-Werte können, wie an den hellen Bereichen zu erkennen ist, für alle vier vordefinierten Wellenlängenbereiche erzielt werden.

Um die monomodigen Emissionseigenschaften des Bauteils zu zeigen, ist in Abbildung 6.17 rechts zusätzlich das zur Emissionscharakteristik gehörige Falschfarnebild der Seitenmodenunterdrückung in Abhängigkeit der Injektionsströme gezeigt. Helle Bereiche kennzeichnen Gebiete hoher SMSR, dunklere Bereiche Gebiete niedrigerer SMSR. Bei einem Injektionsstrom des Segments 1 = 80 mA und des Segments 2 = 26 mA emittiert das BSG-Laserbauteil beispielsweise bei einer Wellenlänge von 1864 nm mit einer SMSR von 33 dB. Verändert man die Injektionsströme z. B. auf Segment 1 = 102 mA und Segment 2 = 20 mA, so verschiebt sich die Emissionswellenlänge auf 1876 nm mit einer SMSR von 25 dB (Vgl. Abbildung 6.16). Diese Falschfarnebilder, welche zum einen große Bereiche mit konstanter Wellenlänge zeigen und zum anderen große Bereiche monomodiger Emission, bestätigen, dass das Durchschalten zwischen verschiedenen diskreten Wellenlängen mit dem vorgestellten BSG CC Laser möglich ist.

6.5 Vergleich der Konzepte zur Herstellung abstimmbarer Laser

Zur besseren Übersicht folgt zum Abschluss dieses Kapitels ein kurzer Vergleich aller drei Konzepte zur Realisierung weit abstimmbarer Halbleiterlaser.

Laser-konzept	FP CC	PhC CC	BSG CC
Schwelle (mA)	38	58	35
Max. Leistung (mW)	6 (pro Facette)	14 (Frontfacette)	18 (pro Facette)
Abstimm-bereich (nm)	42	47	Variabel (hier 17)
SMSR (dB)	25	40	33
Interne Photodiode	ja	ja	nein
Bauteillänge (μm)	1000 (mit PD)	800 (mit PD)	800 (ohne PD)

Tabelle 6.1: Übersicht über die wesentlichen Resultate der unterschiedlichen abstimmbaren Laserdesigns. Der Schwellenstrom, die maximale Ausgangsleistung, der maximale Abstimmbereich, die erreichte Seitenmodenunterdrückung, sowie die Realisierbarkeit einer zusätzlichen internen Photodiode sind dargestellt.

In Tabelle 6.1 werden die wesentlichen Eigenschaften der weit abstimmbaren Laser dargestellt. Zu erkennen sind zunächst neben Unterschieden in den Schwellenströmen auch Variationen der maximalen Ausgangsleistung. Während die FP CC Laser mit 6 mW (pro Facette) noch recht geringe Lichtleistungen erzielen, erreichen PhC CC Laser - da sich die Reflektivitäten der Spiegel besser einstellen lassen und durch geringere Spiegelverluste - bereits 13,5 mW aus der Frontfacette (die Rückfacette besteht hier aus mehreren Reihen hochreflektierender PhCs). Die Prozessierung beider Bauteile ist durch die hohen Anforderungen an die Spalte und PhCs sehr komplex, was auch zu einer geringeren Bauteilerausbeute führt. Wesentliche Verbesserungen der Ausgangsleistung können hingegen durch die Herstellung der BSG CC Laser erzielt werden,

da hier der Prozess ohne geätzte Spalte auskommt, daher kaum Verluste im Bereich zwischen den Segmenten auftreten. Weiterhin ist dieser Prozess vergleichbar mit der Herstellungstechnologie eines herkömmlichen DFB-Lasers. Große Unterschiede zeigen sich auch im maximalen Abstimmbereich der Laser. Mit Hilfe der FP CC und PhC CC Laser, deren Konzept sehr ähnlich ist, können Bereiche von um die 45 nm in sehr feinen Schritten abgedeckt werden. Hier limitiert lediglich der maximale Verstärkungsbereich der Laserstruktur den maximalen Abstimmbereich und die Abmessungen der einzelnen Segmente die Abstimmschrittweite. Allerdings ist vor Beginn der Messungen nicht vorhersagbar an welchen spektralen Stellen das Laserbauteil emittiert. Durch die Verwendung eines binären Übergitters, wie es bei den BSG CC Lasern anliegt, ist es zwar nur eingeschränkt möglich einen so breiten Bereich mit kleiner Schrittweite abzudecken, allerdings lässt sich durch das Gitter die Wunschemissionswellenlänge unter Kenntnis des effektiven Brechungsindex der Laserstruktur bereits vor der Prozessierung festlegen. Eine zusätzliche interne Photodiode zur simultanen Messung der Ausgangsleistung des Bauteils ist sowohl bei FP CC, als auch bei PhC CC Lasern einfach zu realisieren, da hier lediglich zusätzliche 2 oder 1 dimensionale PhCs zur Abtrennung des dritten Segments mit in den Prozess eingebaut werden müssen. Dies ist bei BSG CC Lasern nicht ohne erheblich höheren technologischen Aufwand bei der Herstellung möglich. Somit besitzen alle drei Bauteilkonzepte Vor- und Nachteile und müssen je nach Anwendungsgebiet ausgewählt werden.

Zusammenfassung

Ziel dieser Arbeit war es, basierend auf dem AlGaIn-AsSb Materialsystem neuartige Laserbauelemente mit bisher unerreichten Kenndaten zu entwerfen, herzustellen und zu untersuchen. Der Fokus lag dabei zum Einen auf einer Steigerung der optischen Ausgangsleistung in Kombination mit einem monomodigen spektralen Emissionsverhalten. Zum anderen lag ein wesentliches Hauptaugenmerk auf der Realisierung von monomodig emittierenden Lasern mit einem weiten Wellenlängenabstimmbereich.

Die Bauteile zur Erzielung einer hohen Ausgangsleistung wurden von Grund auf, beginnend mit der epitaktischen Herstellung der Laserstruktur erarbeitet. Die Schichtabfolge wurde dabei anhand eines quantitativen Modells welches die Verluste in einem Laserresonator in Abhängigkeit von Materialkomposition, Schichtdicken und Dotierung beschreibt, systematisch optimiert. Mit Hilfe von Wachstumsserien innerhalb derer sowohl Schichtaufbau als auch Dotierprofil variiert wurden, konnten optimierte Laserstrukturen hergestellt werden. Als vielversprechendes Design hat sich eine sogenannte SCH-Schichtstruktur (separate confinement heterostructure) erwiesen, deren aktive Zone aus zwei, in GaSb Barrieren eingebetteten $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ Quantenfilmen besteht, die wiederum von einem 400 nm dicken $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ Wellenleiter und einer 1,8 μm dicken $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}$ Mantelschicht eingeschlossen sind. Bei dieser Laserstruktur betrug der Überlapp der Lichtmode mit den p-dotierten Wellenleiter und Mantelschichten lediglich 27,7 % wodurch die Verluste durch Absorption an freien Ladungsträgern gering gehalten, und dementsprechend die internen Verluste α_i auf einen Wert von 5,9 1/cm minimiert werden konnten. In einem weiteren Optimierungsschritt wurde, bei konstantem Schichtdesign, systematisch die für die Verluste durch Ladungsträgerabsorption maßgebliche p-Dotierung zwischen 100 % und 25 % (relative Dotiereinheit) variiert. Ausgehend von der Standarddotierung (100 % entspricht einem Dotierverlauf von einer Anfangsdotierkonzentration von $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ bis zu einer Enddotierkonzentration von $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) konnten mit einer relativen Dotierung von 37,5 % Hochleistungs-Breitstreifenlaser mit einer von 341 A/cm² auf 202 A/cm² reduzierter Schwellenstromdichte und mit von 5,9 1/cm auf 3,3 1/cm reduzierten internen

Verlusten realisiert werden. Diese Bauteile lieferten nach Verspiegelung und Montage Ausgangsleistungen bis zu 750 mW im Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur. Der erreichte Konversionsgrad von elektrische in optische Leistung von über 26 % gehört zu den höchsten bisher in der Literatur veröffentlichten Werten bei einer Wellenlänge um $2 \mu\text{m}$.

Um neben der Ausgangsleistung auch die Strahlqualität der Laser zu erhöhen, wurden auf den optimierten Epitaxieschichten Trapezlaser prozessiert. Hierbei wurden sowohl gewinngeführte, als auch indexgeführte Trapezlaserbauteile realisiert. Die gewinngeführten Trapezlaser bestehen aus einer geätzten Stegwellenleitersektion und einer ungeätzten, lediglich durch die Kontaktgeometrie vorgegebenen Trapezsektion. Hierbei dient die Stegwellenleitersektion (RWG Sektion) zur Begrenzung auf genau eine geführte Mode, während die Trapezsektion als verstärkendes Element eingesetzt wird. Der Öffnungswinkel der Trapezsektion wurde mit 6° gerade so gewählt, dass ein maximales Verstärkungsvolumen des Lasers eingeschlossen wird, jedoch gerade noch keine Interferenzeffekte auftreten, welche die Strahleigenschaften beeinflussen können. Die Ätztiefe der RWG Sektion beeinflusst die Strahlaufweitung beim Übergang der Lichtmode von RWG Sektion in die Trapezsektion. Deshalb wurde mittels Simulationen die ideale Ätztiefe bestimmt, bei der der Aufweitungswinkel des Strahlprofils im Medium gerade dem Öffnungswinkel des Trapez entspricht. Mit der so erhaltenen Ätztiefe wurden gewinngeführte Trapezlaserstrukturen unterschiedlicher Stegwellenleiterbreiten im Bereich von $3 \mu\text{m}$ bis $6 \mu\text{m}$ hergestellt. Hier zeigte sich, dass sowohl im Hinblick auf die maximale Ausgangsleistung (388 mW im Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur) als auch der Qualität des Strahlprofils (Halbwertsbreite $3,6^\circ$) eine RWG Breite von $3 \mu\text{m}$ die besten Bauteilkenndaten liefert. Dieser Fernfeldwinkel ist nicht einmal halb so groß wie der Fernfeldwinkel eines Referenz RWG Lasers ohne Trapezsektion, der Trapezlaser zeichnet sich also durch eine hohe Strahlqualität aus.

Ein alternatives Konzept zu gewinngeführten Trapezlasern stellen hier die indexgeführten Trapezlaser dar. In diesem Fall ist sowohl die RWG Sektion, als auch die Trapezsektion lateral abgeätzt und es kommt zu einer indexgeführten Modenpropagation. Um hier systematisch ein Optimum der Lasergeometrie mit dem Ziel einer hohen Ausgangsleistung zu entwickeln, wurden indexgeführte Trapezlaser mit unterschiedlichen RWG Breiten untersucht. Die maximale Ausgangsleistung wurde mit Bauteilen von $4 \mu\text{m}$ RWG Breite bei einer Länge der RWG Sektion von $1200 \mu\text{m}$ und einer Trapezlänge von $1800 \mu\text{m}$ mit einem Öffnungswinkel von $1,1^\circ$ erzielt. Im verspiegelten und auf Wärmesenke montiertem Zustand erreichten solche indexgeführten Trapezlaser Ausgangsleistungen bis zu 214 mW. Im Vergleich zu einem Referenz RWG Laser

gleicher Breite ($4 \mu\text{m}$) und Länge ($2,6 \text{ mm}$) mit einer Halbwertsbreite des Fernfelds von $19,5^\circ$ konnte mit indexgeführten Trapezlasern die Halbwertsbreite des Fernfelds auf $8,0^\circ$ reduziert werden.

Um diese erreichten hohen Leistungswerte bei gleichzeitig hoher Strahlqualität mit einer wellenlängenstabilisierten Emissionscharakteristik zu kombinieren, wurden die indexgeführten Trapezlaser am Ende der RWG Sektion mit frequenzselektiven Bragg-Gittern ausgestattet. Diese Gitterstrukturen wurden als komplexgekoppelte Chromgitter ausgeführt. Die Periode der Gitterstruktur legt dabei die Emissionswellenlänge des Bauteils fest. Mit Hilfe dieser Technologie konnten frequenzstabilisiert emittierende indexgeführte Trapezlaser mit 80 mW Ausgangsleistung und einer Seitenmodenunterdrückung von bis zu 40 dB bei einer Wellenlänge von 2030 nm realisiert werden. Durch die Absorption der Lichtmode an den Chromgittern ist die Ausgangsleistung in diesem Fall geringer als bei gitterlosen Trapezlasern. Um diesen störenden Einfluss geringer zu halten wurde in einem spezialisierten Bauteilkonzept das Chromgitter lediglich als Ätzmaske eingesetzt, um ein 200 nm tiefgeätztes halbleiterbasierendes Bragg-Gitter zu erzeugen, bei welchem der Überlapp der Lichtmode mit dem Metall signifikant reduziert ist. Dies spiegelte sich auch in der mit dieser Bauteilgeometrie erzielten maximalen Ausgangsleistung von bis zu 156 mW wider. Auch mit diesem Bauteilkonzept konnten frequenzstabilisiert emittierende Trapezlaser (Seitenmodenunterdrückung $>31 \text{ dB}$) bei einer Wellenlänge von ca. 2030 nm generiert werden. Dieses Bauteil übertrifft bisher verwendete monomodig emittierende Laser mit verteilter Rückkopplung (distributed feedback laser) in der Ausgangsleistung um etwa das zehnfache.

Neben der Realisierung eines Bauteilkonzepts das hohe Ausgangsleistung, exzellente Strahlbrillanz und spektral monomodige Emission vereint, war ein weiteres Ziel der Arbeit, ein Laserdesign zu erarbeiten, welches einen weiten monomodigen Wellenlängenabstimmbereich gewährleistet. Diese Vorgabe kann durch den Einsatz von photonischen Kristallspiegeln als funktionelles Element im Laserdesign umgesetzt werden. Hierzu wurden zunächst erstmalig auf dem AlGaIn-AsSb Materialsystem aktive opto-elektronische Bauteile basierend auf ein- und zwei-dimensionalen photonischen Kristallspiegeln erarbeitet. Mit Hilfe dieser Technologie war es möglich, miniaturisierte Diodenlaser mit Resonatorlängen von nur $100 \mu\text{m}$ herzustellen. Die Ausgangsleistungen dieser Laser lagen dabei im Bereich von 6 mW . Die sukzessive Optimierung der photonischen Kristalle gelang mithilfe von sogenannten finite difference time domain Simulationen, mit denen die transversale photonische Bandstruktur der Kristalle berechnet und somit eine auf die zu erarbeitenden Laserstrukturen angepasste Kristallgeometrie eruiert wurde. Mit zwei-dimensionalen photonischen Kristallspiegeln konnte

durch geschickte Wahl von Kristallperiode (~ 440 nm) und Luftfüllfaktor (47%) Reflektivitätswerte von $R = 84$ % realisiert werden.

Die entwickelten photonischen Kristallstrukturen wurden nun gezielt eingesetzt, um weit abstimmbare Laser mit gekoppelten Kavitäten zu erzeugen, wobei benachbarte Kavitäten jeweils durch ein- bzw. zwei-dimensionale photonische Kristallstrukturen voneinander getrennt wurden. Zunächst wurden gekoppelte Fabry-Perót Lasern mit drei Kavitäten hergestellt, bei denen zur Trennung der dritten (passiven) Kavität von den beiden anderen (aktiven) Kavitäten ein 4-fach ein-dimensionaler photonischer Kristallspiegel verwendet wurde. Die dritte Kavität trägt somit nicht zum Laserbetrieb bei und wurde als interne Photodiode zur Aufzeichnung der Laserleistung eingesetzt. Jede der aktiven Kavitäten besitzt eine Reihe erlaubter longitudinaler Moden (Modenkamm), wobei der spektrale Abstand benachbarter Moden nur von der Länge der Kavität abhängt. Koppelt man nun zwei Kavitäten unterschiedlicher Länge so wird das Gesamtlaserbauteil genau bei der Wellenlänge monomodig emittieren, bei der longitudinale Lasermoden der Einzelkavitäten maximal miteinander koppeln. Über eine separate Ansteuerung jeder Kavität mit einem unabhängigen Pumpstrom wurde so eine relative spektrale Verschiebung der Modenkämme gegeneinander erreicht und die resultierende Lasermode in einem weiten Spektralbereich durchgestimmt. Beispielsweise konnte mit einem gekoppelten Kavitäten Laser von $495 \mu\text{m}$ bzw. $325 \mu\text{m}$ Segmentlängen im Wellenlängenbereich um 1860 nm eine monomodige spektrale Abstimmung über ein Fenster von 42 nm erzielt werden. Gleichzeitig konnte gezeigt werden, dass das dritte entkoppelte Segment wirkungsvoll als interne Photodiode fungierte. Insgesamt konnte also ein weit abstimmbares Bauteil mit monolithisch eingebauter Leistungsüberwachung realisiert werden. In einem nächsten Schritt wurden die ein-dimensionalen photonischen Kristalle durch zwei-dimensionale Kristalle ersetzt. Der große Vorteil lag hierbei in der einstellbaren Reflektivität und der damit verbundenen Möglichkeit der weiteren Miniaturisierung der Bauteile. Es konnte so ein $500 \mu\text{m}$ langes gekoppelte Kavitäten Bauteil (Längenverhältnis der Kavitäten 3,6:1) mit einem monomodigen Abstimmbereich von 47 nm im Wellenlängenbereich um 1990 nm und einer Ausgangsleistung von 14 mW demonstriert werden. Daneben wurde auch auf Basis dieses Bauteils ein aus drei Kavitäten bestehender Laser prozessiert mit dem es möglich war neben dem weiten Durchstimmbereich, über den Photostrom im dritten (passiven) Segment simultan die Ausgangsleistung zu messen. Bei beiden erarbeiteten weit abstimmbaren Lasern ist die Emissionswellenlänge rein durch das longitudinale Modenspektrum, also die geometrische Länge der Segmente bestimmt. Ein Vorgeben von vordefinierten Emissionswellenlängen ist mit diesen Konzepten nicht möglich. Um diesen Umstand zu begegnen

wurde ein weiteres Konzept zur Herstellung weit abstimmbarer Laser eingesetzt, das auf der Technologie sog. binärisierter Übergitter beruht. Dabei wird lateral an jedes der beiden Segmente ein Chromgitter aufgebracht, welches durch Überlagerung verschiedener Gitterperioden mehrere vordefinierte Emissionswellenlängen unterstützt. Über das Abstimmverhalten konnten somit die voreingestellten Emissionswellenlängen mit einem einzigen Bauteil sukzessive abgetastet werden. Im Speziellen konnte ein Bauteil entwickelt werden, das bei Wellenlängen von 1859 nm, 1864 nm, 1871 nm und 1876 nm monomodig, mit typischer Seitenmodenunterdrückung von 30 dB emittiert und eine maximale Ausgangsleistung von 18 mW aufweist.

Innerhalb der weiten Abstimmbereiche dieser hoch integrierten Laserbauteile liegen eine Vielzahl an für Industrie und Umwelt wichtigen Gasabsorptionslinien, daher eröffnen sie eine Reihe innovativer Anwendungen wie zum Beispiel die laserbasierte Multi-Komponenten-Gasanalyse, die herkömmlich mit mehreren monomodigen Lasern durchgeführt werden muss. In Verbindung mit den erarbeiteten Konzepten zur Erzielung hoher Ausgangsleistungen, bei gleichzeitig hoher Strahlbrillanz und monomodiger Emission besitzen die vorgestellten Laser enormes Potential neue Anwendungsgebiete im Wellenlängenbereich von 1,8 μm bis 3 μm zu erschließen, wie beispielsweise die photoakustische Spektroskopie oder kohärent-optische Sensoranwendungen in Umweltanalytik, Medizintechnik und industrieller Prozesskontrolle.

Summary

The goal of this work was to design, realize and characterize innovative laser devices based on the AlGaIn-AsSb material system with previously un-reached characteristic device performance. The focus was on the one hand on the enhancement of the optical output power in combination with a singlemode spectral emission behavior. On the other hand the essential task throughout this work was the realization of singlemode emitting lasers with a broad wavelength tuning range.

The devices for the demonstration of high output power were developed from scratch, beginning with the layout and implementation of the epitaxial laser structure. The layer sequence was systematically optimized based on a theoretical model which describes the laser losses in dependence of material composition, layer thickness and doping. Via growth series within which the layer sequence as well as the doping profile were varied, optimized laser structures could be realized. A SCH-laser structure (separate confinement heterostructure) with an active layer comprising of two $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ quantum wells embedded in GaSb barriers and surrounded by a 400 nm thick $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}_{0.02}\text{Sb}_{0.98}$ waveguide and a 1800 nm thick $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}_{0.04}\text{Sb}_{0.96}$ cladding layer turned out to be the optimum design. Within this laserstructure the overlap between the optical mode with the p-doped waveguide and cladding layer was just 27,7 % so the losses by free-carrier-absorption could be kept low and consequently the internal losses α_i could be minimized to a value of 5,9 1/cm. In a further optimization step, while keeping the layer design fixed, the p-doping which controls the free-carrier-absorption, was systematically varied from 100 % to 25 % (relative doping level). Based on the standard doping (100 % equals a doping profile ranging from $4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ to $4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) high power broad-area lasers with a relative doping level of 37,5 % were realized. As compared to lasers with a standard doping the threshold current density was reduced from 341 A/cm² to 202 A/cm² and the internal losses were minimized from 5,9 1/cm to 3,3 1/cm. After facet coating and mounting this device delivered output power of up to 750 mW in continuous wave mode at room temperature. The measured wall-plug efficiency of over 26 % is one of the highest values published so far

in the 2 μm wavelength range.

To enhance the beam quality of the laser devices in addition to their output-power, tapered lasers were processed on the optimized epitaxial structures. Gain-guided as well as index-guided tapered lasers were realized. The gain-guided tapered lasers consist of an etched ridge waveguide section and a non-etched tapered section which is defined by a trapezoid contact geometry. In these devices the ridge waveguide section (RWG section) provides optical confinement to limit the lasing to just one guided mode, whereas the tapered section serves as amplifying element. The aperture angle of the tapered section was selected to be 6° , in order to both provide sufficiently high gain volume and at the same time suppress interference effects which would influence the beam quality. The etch depth of the RWG section affects the lateral extension of the laser mode as it propagates from the RWG section into the tapered section. Therefore, simulations were carried out to evaluate the ideal etch depth at which the divergence angle of the mode profile within the semiconductor medium exactly matches the aperture angle of the tapered-section. Using this etch depth a gain-guided tapered lasers with different RWG widths ranging from 3 μm to 6 μm were processed. It was shown that in view of maximum output power (388 mW in continuous-wave-mode at room temperature) as well as with regards to optimized beam quality (full width at half maximum angle $3,6^\circ$) an RWG width of 3 μm guarantees the best device characteristics. The farfield angle was just half as large as the farfield-angle of a reference RWG laser without a tapered-section, the tapered-laser thus showing high beam quality.

An alternative to gain-guided tapered lasers are index-guided tapered lasers. This concept implies that the RWG section, as well as the tapered-section are laterally etched so that an index-guided mode propagation is given. To systematically find the optimum laser geometry with regards to high output-power, index-guided tapered lasers with different RWG widths were analyzed. Maximum output-power was attained by a device with 4 μm RWG width at a RWG length of 1200 μm , a tapered-length of 1800 μm and a aperture angle of $1,1^\circ$. After facet coating and mounting these index-guided tapered lasers achieved output-powers of up to 214 mW. In comparison to RWG lasers of the same width (4 μm) and length (2,6 mm) which exhibited a full width at half maximum angle of the farfield of $19,5^\circ$, the farfield angle of these index-guided tapered lasers was reduced to a value of $8,0^\circ$ full width at half maximum.

To combine high output powers, high beam quality and a frequency stabilized emission, index-guided tapered-lasers were equipped with frequency selective Bragg-gratings at the end of the RWG section. These grating structures were implemented as complex-coupled chromium grating, the emission wavelength of such a Bragg-grating

based device being defined by the grating period. Using this approach frequency stabilized emitting index-guided tapered lasers with an output-power of 80 mW and a side mode suppression ratio of 40 dB at an emission wavelength of 2030 nm were realized. Due to the absorption of the lightmode by the chromium grating the output power in this case is lower as that of a tapered laser without grating. To reduce this parasitic influence, a specialized device was fabricated by using the chromium grating as etching mask to produce a 200 nm deeply etched semiconductor based Bragg-grating, which significantly lowers the overlap of the lightmode with the metal. This beneficial implication could be directly seen in the achieved output power of 156 mW. The spectral emission characteristics was unaffected by this grating modification. Hence by applying this device concept wavelength stabilized emitting tapered lasers (side mode suppression ratio > 31 dB) at an emission wavelength of around 2030 nm were realized. These devices exceeded the output power of conventional single mode emitting distributed feedback laser at this wavelength by about ten times.

Besides the realization of devices that combine high output-power, excellent beam brilliance and spectral singlemode emission an additional major goal of this work was to develop a laser design which enables a wide singlemode wavelength tuning range. This was achieved by the application of photonic crystals as functional elements used in the laser design. For the first time active opto-electronic devices based on one- and two-dimensional photonic crystals were realized on the AlGaIn-AsSb materialsystem. With this technology it was possible to generate miniaturized laser diodes with a resonator length of only 100 μm . The output power of these lasers were in the range of 6 mW. A gradual optimization of the photonic crystals was carried out employing finite difference time domain simulations, with which the transversal photonic band structure of the crystals could be calculated to find the optimum crystal geometry for the required application. Reflectivity values of $R = 84$ % were achieved for the two-dimensional photonic crystal mirrors via a careful choice of the crystal period (~ 440 nm) and the air fill factor (47 %).

The developed photonic crystal structures were specifically employed to generate widely tunable lasers based on coupled cavities with adjacent cavities being separated by one- or two-dimensional photonic crystal structures. Initially, coupled Fabry-Perót lasers with three cavities were processed, where a 4 period one-dimensional photonic crystal mirror was used for the separation of the third (passive) segment from the two other (active) cavities. The third cavity was used as an internal photodiode for the detection of the laser output power. Each of the active cavities has a number of allowed longitudinal modes (modecomb), whereas the spectral distance of adjacent modes just

depends on the length of the cavity. If two cavities of different length were coupled the resulting laser device emitted singlemode at the maximum coupling point of the longitudinal laser modes of the separated cavities. By separately addressing each cavity with a certain injection current a spectral shift of the mode combs was generated and thus the resulting laser mode could be adjusted over a broad spectral range. E.g. using $495\ \mu\text{m}$ and $325\ \mu\text{m}$ segment lengths, a coupled cavity laser with a singlemode spectral tuning of $42\ \text{nm}$ in the wavelength range of around $1860\ \text{nm}$ could be realized. Simultaneously, it was demonstrated that the third segment effectively serves as internal photodiode, so that a widely tuning device with monolithically integrated power-control could be realized. In a next step the one-dimensional photonic crystals were replaced by two-dimensional photonic crystals. The big advantage here was the adjustable reflectivity and accordingly the possibility of further miniaturization of the device. A $500\ \mu\text{m}$ long coupled cavity device (length ratio of the cavities of 3,6:1) with a singlemode tuning range of $47\ \text{nm}$ in the wavelength range around $1990\ \text{nm}$ and an output-power of $14\ \text{mW}$ was demonstrated. Furthermore, on the basis of this device, a three segment widely tunable laser was processed with which it was possible to simultaneously measure the output-power via the photocurrent of a third (passive) segment.

With devices introduced so far, the emission wavelength of the widely tunable laser devices was defined solely by the longitudinal mode spectrum, thus by the geometrically length of the segments. A prediction of predefined emission wavelengths was not possible with these concepts. To circumvent this drawback, an additional concept for the fabrication of widely tunable lasers, based on the technology of binary superimposed gratings, was implemented. Laterally to both segments a chromium grating comprising a set of superimposed grating periods was patterned to support several predefined wavelengths. Via the tuning principle, this set of predefined emission wavelengths could be successfully achieved with one single device. Specifically, a device with wavelengths of $1859\ \text{nm}$, $1864\ \text{nm}$, $1871\ \text{nm}$ and $1876\ \text{nm}$ emitting singlemode with typical side mode suppression ratios of $30\ \text{dB}$ and a maximum output-power of $18\ \text{mW}$ was developed.

Within the broad tuning range of these highly integrated laser devices there are a multitude of industrially and environmentally important gas absorption lines, therefore these devices pave the way for a variety of innovative applications, for example the laser based multi-component-gas analysis, which conventionally has to be conducted by several singlemode laser sources. Through the combination of high output-powers, high beam brilliance and singlemode emission the investigated lasers have enormous potential to open up new application areas in the wavelength range from $1,8\ \mu\text{m}$ up to $3\ \mu\text{m}$,

like for example photo-acoustic spectroscopy or coherent-optical sensor applications in environmental analysis, medical technology and industrial process control.

Literaturverzeichnis

- [Ada86] ADAMS A.: Band-structure engineering for low-threshold high efficiency semiconductor lasers. In: *Electron. Lett.* 22 (1986), S. 249
- [Alm99] ALMUNEAU G., Genty F., Wilk A., Grech P., Joullie A., Chusseau L.: GaInSb/AlGaAsSb strained quantum well laser emitting at 1.55 μm at room temperature. In: *Semicond. Sci. Technol.* 14 (1999), S. 89–92
- [Art68] ARTHUR J. R.: Interaction of Ga and As₂ molecular beams with GaAs surfaces. In: *J. Appl. Phys.* 39 (1968), S. 4032
- [Asa86] ASADA M., Miyamoto Y., Suematsu Y.: Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers. In: *J. Quantum Electron.* 22 (1986), S. 1915–1921
- [Avr98a] AVRUTSKY I. A., Ellis D. S., Tager A., Anis H., Xu J. M.: Design of widely tunable semiconductor lasers and the concept of binary superimposed gratings (BSG's). In: *IEEE J. Quantum Electron.* 34 (1998), S. 729
- [Avr98b] AVRUTSKY I. A., Fay M., Xu J. M.: Multiwavelength diffraction and apodization using binary superimposed gratings. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 10 (1998), S. 839
- [Bac08] BACHMANN A., Lim T., Kashani-Shiranzi K., Dier O., Lauer C., Amann M. C.: Continuous-wave operation of electrically pumped GaSb-based vertical cavity surface emitting laser at 2.3 μm . In: *Electron. Lett.* 44 (2008), Nr. 3, S. 202–203
- [Ber98] BERTRU N., Baranov A., Cuminal Y., Alumenau G., Genty F., Joullié A., Brandt O., Mazuelas A., Ploog K. H.: Long-wavelength (Ga,In)Sb/GaSb strained quantum well lasers grown by molecular beam epitaxy. In: *Semicond. Sci. Technol.* 13 (1998), S. 936–940

- [Ble98] BLEUEL T.: *Ga(Al,In)Sb-Laserdioden für den nahen Infrarotbereich*, Physikalisches Institut der Universität Würzburg, Diplomarbeit, 1998
- [Ble01] BLEUEL T., Müller M., Forchel A.: 2- μm GaInSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers. In: *IEEE Photonics Technol. Letters* 13 (2001), Nr. 6
- [Bot99] BOTEZ D.: Design considerations and analytical approximations for high continuous-wave power, broad-waveguide diode lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 74 (1999), S. 3102–3104
- [Bra90] BRACKETT C. A.: Dense wavelength division multiplexing networks: principles and applications. In: *IEEE Journal on Selected Areas in Communications* 8 (1990), S. 948–964
- [Buu05] BUUS J., Amann M., Blumenthal D. J.: *Tunable laser diodes and related optical sources*. John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2005
- [Cas78] CASEY H., M. Panish: *Heterostructure lasers, part A.: Fundamental principles*. Academic Press, New York, 1978
- [Cer08] CERUTTI L., Ducanhez A., Grech P., Garnache A., Genty F.: Room-temperature, monolithic, electrically-pumped type-L quantum-well Sb-based VCSELS emitting at 2.3 μm . In: *Electron. Lett.* 44 (2008), Nr. 3, S. 203–205
- [Cho71] CHO A. Y.: Film deposition by molecular-beam techniques. In: *J. Vac. Sci. Technol.* 8 (1971), S. 31
- [Cho93] CHOI J. N., Walpole J. N., Turner G. W., Eglash S. J., Missaggia L. J., Connors M. K.: GaInAsSb-AlGaAsSb tapered lasers emitting at 2 μm . In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 5 (1993), S. 1117
- [Cho97] CHO, A. Y.: *Molecular Beam Epitaxy*. Spektrum Verlag Berlin, 1997
- [Col95] COLDREN L. A., Corzine S. W.: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. John Wiley and Sons, Inc., New York, 1995
- [Deu07] DEUTSCHER INSTITUS-VERLAG: *Lasertechnik: Hightech „made in Germany“*. Deutscher Institut-Verlag, www.foerderland.de, 2007
- [Dit06] DITTMAR F., Sumpf B., Fricke J., Erbert G., Tränkle G.: High-power 808 nm tapered diode lasers with nearly diffraction-limited beam quality of $M^2=1.9$ at $P=4.4$ W. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18 (2006), S. 601–603

- [Dow07] DOW CHEMICAL COMPANY: <http://www.dow.com/cyclotene/solution/ref-wave.htm>. (2007)
- [Ebe92] EBELING K. J.: *Integrierte Optoelektronik: Wellenleiteroptik, Photonik, Halbleiter*. Springer Verlag, Berlin, 1992
- [Ede98] EDELMANN, C.: *Vakuumphysik*. Spektrum Verlag Heidelberg, 1998
- [Esq06] ESQUIVIAS H., Tijero J. M. G., Borrueal L., Sujekci S., Larkins E. I., Odriozola O. I., Odriozola: Operating principles and performance limits of high brightness tapered lasers. In: *Bright EU newsletter, Forschungsbericht 2* (2006)
- [Eug04] EUGSTER P., Höfling S.: *Numerical Waveguide Solver v1.0*, 2004
- [Gar96] GARBUZOV C. Z., Martinelli R., Lee H., York P., Menna R., Connolly J., Narayan S.: Ultralow-loss broadened-waveguide high-power 2 μm AlGaAsSb/InGaAsSb/GaSb separate-confinement quantum-well lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 69 (1996), S. 2006–2008
- [Gar97] GARBUZOV D. Z., Martinelli R. U., Lee H., Menna R. J., York P. K., Di-Marco L. A., Harvey M. G., Matarese R. J., Narayan S. Y., Connolly J. C.: 4 W quasi-continuous-wave output power from 2 μm AlGaAsSb/InGaAsSb single-quantum-well broadened waveguide laser diodes. In: *Appl. Phys. Lett.* 70 (1997), S. 2931–2933
- [Goz06] GOZU S., Akahane K., Yamamoto N., Ueta A., Ohtani N, Tsuchiya M.: Nanoscale structure fabrication of multiple AlGaSb/InGaSb quantum wells by reactive ion etching with chlorine-based gases toward photonic crystals. In: *J. Vac. Sci. Technol.* 24 (2006), S. 2291
- [Gra05] GRAU M., Lin C., Dier O., Lauer C., Aman M. C.: Room-temperature operation of 3.26 μm GaSb-based type-I laser with quaternary AlGaInAsSb barriers. In: *Appl. Phys. Lett.* 87 (2005), Nr. 241104
- [Hap01] HAPP T. D., Markard A., Kamp M., Frochel A., Anand S., Gentner J. L., Bouadma N.: Nanofabrication of two-dimensional photonic crystal mirrors for 1.5 μm short cavity lasers. In: *J. Vac. Sci. Technol.* 19 (2001), S. 2775
- [Har00] HARREN F. J. M., Cotti G., Oomens J., Hekkert S. L.: *Photoacoustic spectroscopy in trace gas monitoring, Encyclopedia of Analytic Chemistry*. Wiley & Sons, Chichester, 2000

- [Hen02] HENNING O., Magori E.: Method for selective detection of gases using laser spectroscopy. In: *freepatentsonline.de* (2002), Nr. 1,223,422
- [Her89] HERMANN M., Sitter H.: *Molecular Beam Epitaxy, fundamentals and current status*. Springer Verlag, Berlin, 1989
- [Hit96] HITRAN 96 DATABASE: www.hitran.com. (1996)
- [Hol80] HOLONYAK N., Kolabas R. M., Dupius R.D., Dapkus P. D.: Quantum-well heterostructure lasers. In: *IEEE J. Quantum Electron.* QE 16 (1980), Nr. 170
- [Hop07] HOPKINS J. M., Maclean A. J., Riis E., Schulz N., Rattunde M., Manz C., Köhler K., Wagner J., Burns D.: Tunable, single-frequency, diode-pumped 2.3 μm VECSEL. In: *Opt. Exp.* 15 (2007), S. 8215
- [Här06] HÄRKÖNEN A., Guina M., Oktotnikov O., Rößner K., Hümmer M., Lehnhardt T., Müller M., Forchel A., Fischer M.: 1-W antimonide-based vertical external cavity surface emitting laser operating at 2 μm . In: *Opt. Exp.* 14 (2006), S. 6479
- [Iba02] IBACH H., Lüth H.: *Festkörperphysik, Einführung in die Grundlagen*. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2002
- [Iof] IOFFE, SEMICONDUCTORS ON NSM: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html>.
- [Joh87] JOHN S.: Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), S. 2486–2489
- [Kal05] KALLENBACH S., Kelemen M. T., Aidam R., Lösch R., Kaufel G., Mikulla M., Weimann G.: High-power high-brightness ridge-waveguide tapered diode laser at 14xx nm. In: *Proc. SPIE.* 5738 (2005)
- [Kel05a] KELEMEN M. T., Weber J., Bihlmann G., Moritz R., Mikulla M., Weinmann G.: Tapered diode lasers at 976 nm with 8 W nearly diffraction limited output power. In: *Electron. Lett.* 41 (2005), Nr. 18, S. 1011–1013
- [Kel05b] KELEMEN M. T., Weber J., Rattunde M., Pfahler C., Kaufel G., Moritz R., Manz C., Mikulla M., Wagner J.: High-power diode laser arrays at 2 μm for material processing. In: *Proceeding 3dr Internat. WLT-Confernce on Lasers in Manufacturing, Munich* (2005)

- [Kel06] KELEMEN M. T., Weber J., Rattunde M., Kaufel G., Schmitz J., Moritz R., Mikulla M., Wagner J.: High-power 1.9 μm diode laser arrays with reduced far-field angle. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18 (2006), S. 628–630
- [Kel07] KELEMEN M. T., Weber J., Kaufel G., Moritz R., Mikulla M., Weinmann G.: High-power high-brightness lasers. In: *First E-Newsletter, www.ist-brighter-eu.org* (2007), S. 21–30
- [Kim02] KIM J. G., Shterengas L., Martinelli R. U., Belenky G. L., Garbuzov D. Z., Chan W. K.: Room-temperature 2.5 μm InGaAsSb/AlGaAsSb diode lasers emitting 1 W continuous waves. In: *Appl. Phys. Lett.* 81 (2002), S. 3146–3148
- [Kim03] KIM J. G., Shterengas L., Martinelli R. U., Belenky G. L.: High-power room-temperature continuous wave operation of 2.7 and 2.8 μm In(Al)GaAsSb/GaSb diode lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003), S. 1926–1928
- [Kin93] KINTZER E. S., Walpole J. N., Chinn S. R., Wang C. A., Missaggia L. J.: High-power, strained-layer amplifiers and lasers with tapered gain regions. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 5 (1993), S. 605
- [Klo00] KLOPF F., Reithmaier J. P., Forchel A.: Highly efficient GaInAs/(Al)GaAs quantum-dot lasers based on a single active layer versus 980 nm high-power quantum-well lasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 77 (2000), S. 1419–1421
- [Kne99] KNEUBÜHL F. K., Sigrist M. W.: *Laser*. B. G. Teubner Verlag, Stuttgart, 1999
- [Kri91] KRIJN M. P. C. M.: Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys. In: *Semicond. Sci. Technol.* 6 (1991), S. 27–31
- [Led99] LEDENTSOV, N. N.: *Growth Processes and Surface Phase Equilibria in Molecular Beam Epitaxy*. Spektrum Verlag Berlin, 1999
- [Liv00] LIVSHITS D. A., Egorov A. Yu., Riechert H.: 8 W continuous wave operation of InGaAsN lasers at 1.3 μm . In: *Electron. Lett.* 36 (2000), S. 1381–1382
- [lux] LUXPOP: www.luxpop.com.
- [Mah04] MAHNKOPF S., Marz R., Kamp M., Duan G. H., Lelarge F., Forchel A.: Tunable photonic crystal coupled-cavity laser. In: *IEEE J. Quantum Electron.* 40 (2004), S. 1306–1314

- [Mal65] MALITSON I. H.: Interspecime Comparison of the Refractive Index of Fused Silica. In: *J. Opt. Soc. Am.* 55 (1965), S. 1205
- [Man03] MANSOUR K., Ksendzov A., Maker P. D., Muller R. E., Manfra M. J., Turner G. W.: Single-mode semiconductor reference oscillator development for coherent detection optical remote sensing applications. In: *3dr annual ESTO Conference* (2003)
- [Mey98] MEYER J. R., Felix C. L., Bewley W. W., Vurgaftman I., Aifer E. H., Olafsen L. J., Lindle J. R., Hoffmann C. A., Yang M.-J., Bennett B. R., Shanabrook B. V., Lee H., Lin C. H., Pei S. S., Miles R. H.: Auger coefficients in type-II InAs/Ga_{1-x}In_xSb quantum wells. In: *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998), S. 2857–2859
- [Mic05a] MICHEL N., Calligaro M., Krakowski M., Deubert S., Reithmeier J. P., Frochel A.: 980 nm small aperture tapered laser (1 W cw, $M^2 \sim 3$) and tapered arrays (> 3 W cw): comparison between GaInAs/(Al)GaAs quantum dot and quantum well structures. In: *Proc. SPIE* 5738 (2005)
- [Mic05b] MICHEL N., Hassiaoui I., Calligaro M., Lecomte M., Parillaud O., Krakowski M., Borruel L., Garcia-Tijero J. M., Esquivias I., Sujecki S., Larkins E. C.: High-power diode lasers with Al-free active regions at 915 nm. In: *Proc. SPIE* 5989 (2005)
- [Mül01] MÜLLER M., Kamp M., Frochel A., Gentner J. L.: Wide-range-tunable laterally coupled distributed feedback lasers based on InGaAsP-InP. In: *Appl. Phys. Lett.* 79 (2001), S. 2684–2686
- [Mül02] MÜLLER M., Klopff F., Kamp M., Reithmaier J.P., Frochel A.: Wide range tunable laterally coupled distributed-feedback lasers based on InGaAs-GaAs quantum dots. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14 (2002), S. 1246
- [Mül03] MÜLLER M., Gollub D., Fischer M., Kamp M., Frochel A.: 1,3 μm continuously tunable distributed feedback laser with constant power output based on GaInNAs-GaAs. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 15 (2003), S. 897
- [Mül06] MÜLLER, M.: *Herstellung und Charakterisierung von monomodigen und abstimmbaren Lasern im Bereich von 2 μm auf GaSb*, Universität Würzburg, Diplomarbeit, 2006

- [Mül07a] MÜLLER M., Bauer A., Lehnhardt T., Rößner K., Hümmer M., Forchel A.: One dimensional and two dimensional photonic crystal GaInSb/AlGaAsSb microlasers. In: *Appl. Phys. Lett.* 91 (2007), S. 201116
- [Mül07b] MÜLLER M., Scherer H., Lehnhardt T., Rößner K., Hümmer M., Werner R., Forchel A.: Widely tunable coupled cavity lasers at 1.9 μm on GaSb. In: *Nanotechnol.* 19 (2007), S. 592
- [Mül07c] MÜLLER M., T. Lehnhardt, K. Rößner, M. Hümmer, R. Werner, Forchel A.: High performance short period superlattice digital alloy InSb/Ga_xIn_{1-x}Sb laser emitting at 1.9 μm . In: *Nanotechnol.* 18 (2007), S. 265302
- [O´B96] O´BRIEN J., Painter O., Lee R., Cheng C. C., Yariv A., Scherer A.: Lasers incorporating 2D photonic bandgap mirrors. In: *Electron. Lett.* 32 (1996), S. 2243
- [Oud05a] OUDART M., Larkins E.: Health-care - an important and growing market. In: *First E-Newsletter, www.bright-eu.org* (2005), S. 17
- [Oud05b] OUDART M., Larkins E.: Wide wavelength light for public welfare: High brightness laser diode systems for health, telecom and environment use. In: *First E-Newsletter, www.bright-eu.org* (2005)
- [Pas05] PASCHKE K., Stumpf B., Dittmar F., Ebert G., Fricke J., Ginolas A., Dzionk Ch., Knauer A., Wenzel H., Tränkle G.: 5.3 W CW high brightness 980 nm tapered diode lasers. In: *CLEO* (2005), S. 113
- [Pas07] PASCHKE K., Behrendt J., Maiwald M., Fricke J., Wenzel H., Ebert G.: High power, single mode 980 nm DBR tapered diode lasers with integrated 6th order surface gratings based on simplified fabrication process. In: *Proc. SPIE* 6184 (2007), S. 618401
- [Pfa06a] PFAHLER, Christian: *Diodenlaser hoher Brillanz auf Basis der III-V-Antimonide*, Fakultät für Mathematik und Physik, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Diss., 2006
- [Pfa06b] PFAHLER C., Kaufel G., Kelemen M. T., Mikulla M., Rattunde M., Schmitz J., Wagner J.: GaSb-based tapered diode lasers at 1.93 μm with 1.5-W nearly diffraction-limited power. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18 (2006), S. 758

- [Rat03] RATTUNDE, M.: *Infrarot-Diodenlaser auf der Basis der III-V-Antimonide*, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Diss., 2003
- [Rat04] RATTUNDE M., Schmitz J., Kiefer R., Wagner J.: Comprehensive analysis of the internal losses in 2.0 μm (AlGaIn)(AsSb) quantum-well diode laser. In: *Appl. Phys. Lett.* 84 (2004), S. 4750–4752
- [Rat06] RATTUNDE M., Schmitz J., Kaufel G., Kelemen M., Weber J., Wagner J.: GaSb-based 2.X μm quantum-well diode lasers with low beam divergence and high output power. In: *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), S. 081115
- [Ros80] ROSENCWAIG A.: Photoacoustic Spectroscopy. In: *Ann. Rev. Biophys. Bioeng.* 9 (1980), S. 31
- [Sal06] SALHI A., Barat D., Romanini D., Rouillard Y., Ouvrard A., Werner R., Seufert J., Koeth J., Vicet A., Garnache A.: Single-frequency Sb-based distributed-feedback lasers emitting at 2.3 μm above room temperature for application in tunable diode laser absorption spectroscopy. In: *Appl. Optics* 45 (2006), S. 4957
- [Sch01] SCHERER H., Gollub D., Kamp M., Forchel. A.: Tunable GaInNAs lasers with photonic crystal mirrors. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 17 (2001), S. 2247
- [Sel02] SELMIC S. R., Evans G. A., Chou T. M., Kirk J. B., Walpole J. N., Donnelly J. P., Harris C. T., Missaggia L. J.: Single frequency 1550 nm AlGaInAs-InP tapered high-power laser with a distributed Bragg reflector. In: *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14 (2002), S. 890–892
- [Sht07] SHTERENGAS L., Belenky G., Kisin M. V., Donetsky D.: High power 2.4 μm heavily strained type-I quantum well GaSb-based diode lasers with more than 1 W of continuous wave output power and a maximum power-conversion efficiency of 17,5 percent. In: *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007), S. 011119
- [Sht08] SHTERENGAS L., Belenky G., Hosoda T., Kipshidze G., Suchalkin S.: Continuous wave operation of diode lasers at 3.36 μm at 12°C. In: *Appl. Phys. Lett.* 93 (2008), Nr. 1, S. 011103
- [Tak85] TAKESHIMA M.: Effect of Auger recombination on laser operation in $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. In: *J. Appl. Phys.* 58 (1985), S. 3846–3850

- [Tsa85] TSANG W. T.: The cleaved-coupled-cavity (C-3) laser. In: *Semicond. Semimaterials* 22 (1985), S. 257–273
- [Veg21] VEGARD L.: Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome. In: *Z. für die Physik* 5 (1921), Nr. 17
- [Vur01] VURGAFTMAN I., Meyer J. R.: Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. In: *Appl. Physics Review* 89 (2001), Nr. 11
- [Wal96] WALPOLE J. N.: Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions. In: *Opt. Quantum Electron.* 28 (1996), S. 623
- [Wen93] WENDT J. R., Vawter G. A., Gourley P. L., Brennan T. M., Hammons B. E.: Nanofabrication of photonic lattice structures in GaAs/AlGaAs. In: *J. Vac. Sci. Technol.* 11 (1993), S. 2637
- [Wie01] WIEDEMANN J., Raj M. M., Ebihara K., Matsui K., Tamura S., Arai S.: Deeply etched semiconductor/benzocyclobutene distributed Bragg reflector laser combined with multiple cavities for 1.5 μm wavelength single-mode operation. In: *Jap. J. Appl. Phys. Part 1* 40 (2001), S. 4031–4037
- [Yab87] YABLONOVITCH E.: Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics. In: *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987), S. 2059–2062

Veröffentlichungen der Autorin

Veröffentlichungen als Erstautorin:

M. Müller, H. Scherer, T. Lehnhardt, K. Rössner, M. Hümmer, R. Werner, and A. Forchel: “*Widely tunable coupled cavity lasers at 1.9 μm on GaSb*”; IEEE Photon. Technol. Lett. **19** (2007), pp. 592-594.

M. Müller, T. Lehnhardt, K. Rössner, M. Hümmer, R. Werner and A. Forchel: “*High performance short period superlattice digital alloy InSb/Ga_xIn_{1-x}Sb laser emitting at 1.9 μm* ”; Nanotechnol. **18** (2007), p. 265302.

M. Müller, T. Lehnhardt, A. Bauer, K. Rössner, M. Hümmer, and A. Forchel: “*Highly integrated widely tunable single mode laser with on-chip power control*”; Nanotechnol. **18** (2007), p. 315203.

M. Müller, A. Bauer, T. Lehnhardt, K. Rössner, M. Hümmer, and A. Forchel: “*Long wavelength broad area lasers with tilted contacts*”; Electron. Lett. **43** (**22**) (2007), pp. 1199-1201.

M. Müller, A. Bauer, T. Lehnhardt, K. Rössner, M. Hümmer, and A. Forchel: “*One dimensional and two dimensional photonic crystal GaInSb/AlGaAsSb microlasers*”; Appl. Phys. Lett. **91** (2007), p. 201116.

M. Müller, A. Bauer, T. Lehnhardt, and A. Forchel: “*Widely tunable photonic crystal coupled cavity lasers on GaSb*”; IEEE Photon. Technol. Lett. **20** (2008), pp. 1100-1102.

M. Müller, A. Bauer, T. Lehnhardt, and A. Forchel: “*Highly integrated coupled cavity photonic crystal laser with on-chip power control on the AlGaIn/AsSb material system*”; Nanotechnol. **19** (2008), p. 265203.

M. Müller, T. Lehnhardt, K. Rössner, and A. Forchel: “*Tunable lasers on GaSb using the concept of binary superimposed gratings*”; Appl. Phys. Lett. **93** (2008), p. 081117.

M. Müller, A. Bauer, T. Lehnhardt, M. Kamp and A. Forchel: “*High power frequency stabilized GaSb DBR tapered laser*”; IEEE Photon. Technol. Lett. **20** (2008), pp. 2162-2164.

Veröffentlichungen als Co-Autorin:

K. Rössner, M. Hümmer, T. Lehnhardt, M. Müller, A. Forchel, M. Fischer, and J. Koeth: “*Continuous-wave operation of GaInAsSb-GaSb type-II ridge waveguide lasers emitting at 2.8 μm* ”; IEEE Photon. Technol. Lett. **18** (2006), pp. 1424-1426.

M. Hümmer, K. Rössner, T. Lehnhardt, M. Müller, A. Forchel, R. Werner, M. Fischer, and J. Koeth: “*Long wavelength GaInAsSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers emitting at 2.84 μm* ”; Electron. Lett. **42** (10) (2006), pp. 583-584.

A. Härkönen, M. Guina, O. Okhotnikov, K. Rössner, M. Hümmer, T. Lehnhardt, M. Müller, A. Forchel, and M. Fischer: “*1-W antimonide-based vertical external cavity surface emitting laser operating at 2 μm* ”; Opt. Expr. **14** (2006), pp. 6479-6484.

A. Härkönen, M. Guina, O. Okhotnikov, K. Rössner, M. Hümmer, T. Lehnhardt, M. Müller, A. Forchel, M. Fischer, and J. Koeth: “*Tunable self-seeded semiconductor disk laser*”; Electron. Lett. **43** (2007), p. 457.

A. Bauer, M. Müller, T. Lehnhardt, K. Rössner, M. Hümmer, and A. Forchel: “*GaSb-based lasers with two-dimensional photonic crystal mirrors*”; Nanotechnol. **19** (2008), p. 015203.

R. Kudrawiec, M. Motyka, J. Misiewicz, M. Hümmer, K. Rössner, T. Lehnhardt, M. Müller, and A. Forchel: “*Room temperature contactless electroreflectance of the ground and excited state transitions in $\text{Ga}_{0.76}\text{In}_{0.24}\text{As}_{0.08}\text{Sb}_{0.92}/\text{GaSb}$ single quantum wells of various widths*”; Appl. Phys. Lett. **92** (2008), p. 041910.

T. Lehnhardt, M. Hümmer, K. Rössner, M. Müller, S. Höfling, and A. Forchel: “*Continuous wave single mode operation of GaInAsSb/GaSb quantum well lasers emitting*

beyond 3 μm "; Appl. Phys. Lett. **92** (2008), p. 183508.

A. Bauer, M. Müller, T. Lehnhardt, K. Rössner, M. Hümmer, H. Hofmann, M. Kamp, S. Höfling, and A. Forchel: "*Discretely tunable single-mode lasers on GaSb using two-dimensional photonic crystal intracavity mirrors*"; Nanotechnol. **19** (2008), p. 235202.

A. Härkönen, J. Routiainen, L. Orsila, M. Guina, K. Rößner, M. Hümmer, T. Lehnhardt, M. Müller, A. Forchel, M. Fischer, J. Koeth, and O. G. Okhotnikov: "*2 μm mode-locked semiconductor disk laser synchronously pumped using an amplified diode laser*"; Photon. Technol. Lett. **20** (2008), pp. 1332-1334.

M. Hümmer, K. Rössner, T. Lehnhardt, M. Müller, and A. Forchel: "*Design and continuous-wave room-temperature performance of Ga(AlInAs)Sb DFB lasers at 2.8 μm* "; Photon. Technol. Lett. **21** (2009), pp. 36-38.

Konferenzbeiträge:

M. Müller, H. Scherer, K. Rössner, T. Lehnhardt, M. Hümmer, and A. Forchel: "*Tunable coupled cavity lasers with short period superlattice based quantum wells on GaSb at 1.9 μm* "; Summer School of Advances in Photonics and Nano-Optoelectronic Workshop; Berkeley, USA (Aug. 2006).

M. Müller, T. Lehnhardt, A. Bauer, K. Rössner, M. Hümmer, and A. Forchel: "*Highly integrated widely tunable single mode laser with on-chip power control*"; 34th International Symposium on Compound Semiconductors, p. 290; Kyoto, Japan (Okt. 2007).

Lebenslauf

Name:	Mirjam Seufert, geb. Müller
Geburtstag:	20. November 1981
Geburtsort:	Schweinfurt
Familienstand:	verheiratet
1988 – 1992	Grundschule Grafenrheinfeld
1992 – 2001	Walther-Rathenau-Gymnasium Schweinfurt
2001	Abschluss mit dem Abitur
2001 – 2006	Studium der Nanostrukturtechnik an der Julius–Maximilians–Universität Würzburg
2004	Halbjähriger Auslandsaufenthalt an der University of California, Berkeley, USA
2006	Abschluss mit dem Diplom Titel der Diplomarbeit: „Herstellung und Charakterisierung von monomodigen und abstimmbaren Lasern im Bereich von 2 μm auf GaSb“
2006 – 2008	Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Technische Physik der Bayerischen Julius–Maximilians–Universität Würzburg bei Prof. Dr. A. Forchel mit Gelegenheit zur Promotion
seit 2009	Projektleiterin für Sonderprojekte im Bereich Produktentwicklung der Schaeffler KG, Schweinfurt

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken die mich am Zustandekommen dieser Doktorarbeit unterstützt haben.

Für den so erfolgreichen Abschluss der vorliegenden Doktorarbeit möchte ich mich an erster Stelle bei meinem betreuenden Professor Dr. Alfred Forchel bedanken, für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Physik, ohne dessen hervorragende technologische Ausstattung diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre.

Adam Bauer danke ich für die gute Zusammenarbeit während seiner Diplomarbeit.

Ein großes Dankeswort auch an meine Kollegen Karl Rössner, Michael Hümmer und Thomas Lehnhardt für die Unterstützung bei den unzähligen MBE-Öffnungen und ihre geduldige Mithilfe bei so manchem Problem.

Zudem möchte ich mich bei Wolfgang Kaiser, Andre Somers, Holger Hofmann, Martin Kamp, Sven Höfling und der gesamten Optoelektronik-Gruppe für die anregenden Diskussionen und unterhaltsamen Stunden bedanken.

Desweiteren möchte ich mich bei Julia Semmel, Sebastian Hein und Sven Gerhard für die fantastische Arbeitsatmosphäre in unserem gemeinsamen Büro bedanken.

Ein besonders Dankeswort gilt den technischen Assistenten, besonders Adriana Wolf, Silke Kuhn, Monika Emmerling und Selina Handel für die fachkundige Unterstützung bei der Prozessierung der Laserstrukturen und deren stete Hilfsbereitschaft.

Bei Margit Wagenbrenner und Theresa Steinl möchte ich mich für ihre Zuverlässigkeit bei allen anfallenden Arbeiten, nicht nur während der Anlagenwartung, bedanken.

Vielen Dank auch an Gerhard Heller für die tatkräftige Unterstützung bei kleinen und großen technischen Problemen.

Großen Dank schulde ich auch Dr. Johannes Koeth, Wolfgang Zeller, Nicolas Koslowski und Ralph Werner der nanoplus GmbH für die anregenden Diskussionen und die

unkomplizierte Bereitstellung des Messplatzes mit Spektrenanalysator, was mir einige Erleichterungen und Zeitersparnisse brachte.

Danke natürlich auch an Andreas Herrmann für die schönen SIMS-Aufnahmen und an Andres Sauerwald, Universität Duisburg am Lehrstuhl von Prof. Gerd Bacher für die TEM-Aufnahmen.

Danke, allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für das gute Arbeitsklima und die gute Zusammenarbeit im Mikrostrukturlabor.

Last but not least konnte ich mich stets auf die Unterstützung meiner Eltern und meines Mannes Jochen Seufert während meiner Promotion verlassen. Sie haben mich bestärkt und mir in turbulenten Zeiten den Rücken freigehalten. Danke!

Versicherung an Eides statt

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

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

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

Am 31.03.2006 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom-Ingenieur Nanostrukturtechnik (Univ.)“ verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 18.12.2009

Mirjam Seufert