

Monomodige und weit abstimmbare
Halbleiterlaser im
GaSb-Materialsystem im
Wellenlängenbereich von 3,0 - 3,4 μm

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



vorgelegt von
Lars Nähle

Würzburg 2011

Eingereicht am:

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Lukas Worschech

2. Gutachter: Prof. Dr. Jean Geurts

der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. Lukas Worschech

2. Prüfer: Prof. Dr. Jean Geurts

3. Prüfer: Prof. Dr. Wolfgang Kinzel

4. Prüfer:

im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Grundlagen	7
2.1	Elektrisch gepumpte Halbleiterlaser	7
2.2	Das (AlGaIn)(AsSb)–Materialsystem	10
2.3	Typ-I & Typ-II-Übergänge	14
2.4	Anwendungstaugliche Lasertypen für Emission von 3,0 - 3,4 μm	16
2.5	Typ-I-Diodenlaser	17
2.6	Typ-II-Interbandkaskadenlaser	21
2.7	Verluste im Laser	25
3	Prozessierung	29
3.1	Optische Lithographie	29
3.2	Elektronenstrahlolithographie	30
3.3	Reaktives Ionenätzen	31
3.4	Reaktives Ionenstrahlätzen	32
3.5	Materialabscheidung	32
3.5.1	Ionen-Sputtern	33
3.5.2	Verdampfen	33
3.5.3	Galvanisierung	33
4	Charakterisierungsverfahren	34
4.1	Kennlinienmessung	34
4.2	Fernfeldmessung	35
4.3	Spektrenmessung	35
4.3.1	Doppelmonochromator	35

4.3.2	Monochromator	35
4.3.3	Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometer	37
4.4	Messungen im Pulsbetrieb	37
5	Entwicklung von DFB-Lasern für Anwendungen von 3,0 - 3,4 μm	39
5.1	Monomodige Laser mit verteilter Rückkopplung	40
5.2	Interbandkaskadenlaser	43
5.2.1	Entwicklung eines DFB-Prozesses	43
5.2.2	Evaluierung des Anwendungspotentials anhand RWG-Strukturen . .	53
5.3	Diodenlaser mit quinärem Barrierenmaterial	60
5.3.1	Evaluierung des Potentials für DFB-Emission bis 3,4 μm	60
5.3.2	Entwicklung von DFB-Lasern um 3,0 μm	65
5.3.3	Entwicklung von DFB-Lasern im Bereich 3,3 - 3,4 μm	74
5.3.4	Langzeitstabilität	82
5.3.5	Einordnung der Ergebnisse	86
6	Entwicklung weit abstimmbarer Laser im Bereich 3,3 - 3,4 μm	88
6.1	BSG-Prinzip für zweisegmentige Laser	89
6.2	Gitterdesign und Abstimmverhalten	91
6.3	Laserentwicklung	104
6.4	Lasercharakterisierung	106
	Zusammenfassung	117
	Summary	120
	Literaturverzeichnis	123
	Veröffentlichungen des Autors	135
	Danksagung	138
	Lebenslauf	140
	Versicherung an Eides statt	141

Kapitel 1

Einleitung

Nach der Erforschung stimulierter Emission von Mikrowellenstrahlung in Ammoniak im Jahr 1954 [GZT54] regten Charles Townes und Arthur Schawlow 1958 die Übertragung des Konzepts auf Strahlung im sichtbaren und infraroten Wellenlängenbereich an [ST58]. Die erste realisierte Verstärkung sichtbaren Lichts durch stimulierte Strahlungsemission (engl.: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation - LASER) gelang 1960 durch optische Anregung eines Rubinstabs unter Emission von Licht der Wellenlänge 694,3nm [Mai60]. Schnell wurde das Anwendungspotential von Lasern erkannt und es folgte eine extrem schnelle Entwicklung. In kurzen Abständen wurden Laser mit verschiedenen verstärkenden Materialien (Gase, Flüssigkeiten, Festkörper) demonstriert. Schon 1962 berichtete Robert Hall über Laserbetrieb in Halbleitermaterial. Ein in Pulsbetrieb elektrisch gepumpter Laser basierend auf GaAs emittierte bei 850nm [HFK⁺62]. Dies gab den Startschuss für eine stetige Entwicklung von Halbleiterlasern in der Folgezeit. Die Erforschung von Heterostrukturen ermöglichte 1970 erstmals Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur [HPFS70]. Bis heute ist die Halbleiterlaser-Entwicklung soweit fortgeschritten, dass durch intelligente Laserkonzepte (zum Beispiel dem Einsatz von Quantenfilmen, Quantenpunkten, verspannten Schichten und Kaskadierung in der aktiven Schicht) auf verschiedenen Materialsystemen (hauptsächlich GaAs, GaSb, InP) Laseremission in Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur für fast alle Wellenlängen im sichtbaren und nahen / mittleren Infrarotbereich verwirklicht wurde.

Die Anwendung von Halbleiterlasern erstreckt sich von alltäglichen Bereichen, wie dem Einsatz in Laserpointern, CD-/DVD-Laufwerken und für die Datenübertragung bis zum Einsatz als Pumpquelle für Hochleistungs-Festkörperlaser beispielsweise zur Metallbearbeitung oder zum Einsatz in der Medizin. Ein wichtiges Anwendungsfeld für Infrarot-Halbleiterlaser ist außerdem die Gassensorik, in der Gase durch Absorptionsmessungen von Laserlicht detektiert werden können. Neben Anwendungen in der Sicherheitstechnik (zum Beispiel Sprengstoff-Detektion oder Überwachung der Konzentration explosiver Gase) sind mit dieser auch bedeutende medizinische Anwendungen möglich. Hierzu zählen

etwa eine direkte Atemanalyse eines Patienten, die Aufschluss über Magenerkrankungen etc. geben könnte, oder die Messung von Schadstoffkonzentrationen beispielsweise in Wohnräumen. Das Haupteinsatzgebiet der Gassensorik ist momentan jedoch in der industriellen Prozessüberwachung und -steuerung zu finden. Durch die Verwendung von Halbleiterlasern mit Dimensionen im Sub-Millimeter-Bereich sind kleine und kostengünstige Gassensor-Systeme für den Einsatz in Industrieprozessen realisierbar [JMD⁺08]. Für Absorptionsspektroskopie notwendiger monomodiger Betrieb ist mit Halbleiterlasern außerdem ohne die Verwendung von externen Bauteilen möglich. Durch Absorptionsspektroskopie mit einem solchen Halbleiterlaser-Sensorsystem sind verschiedene Parameter eines zu untersuchenden Gases, wie Temperatur und Konzentration bestimmbar. Systeme, die Laser mit Ausgangsleistungen von wenigen Milliwatt verwenden, sind im Stande, Gaskonzentrationen bis in den unteren ppb-Bereich (parts per billion - Teile pro Milliarde) zu bestimmen. Ein Nachweis der Zusammensetzung eines Gasgemisches oder der Konzentration eines Gases ermöglicht beispielsweise detaillierte Rückschlüsse für die Optimierung von Parametern in einem Verbrennungsprozess. Ein schnelles elektrisches Abstimmen von Halbleiterlasern im kHz-Bereich erlaubt zudem kurze Antwortzeiten und eine Echtzeit-Analyse der zu messenden Parameter.

Die erwähnte Verwendung von Lasern mit Emission im Infrarotbereich für Anwendungen in der Gassensorik begründet sich durch die Tatsache, dass viele industriell und technologisch bedeutende Gase (Wasser, Methan, Kohlenmonoxid, Kohlendioxid...) ihre stärksten Absorptionsbanden im nahen und mittleren Infrarotbereich haben. Wie oben erwähnt ist ein großer Wellenlängenbereich mit Halbleiterlasern erreichbar. Eine "Lücke" stellte hierbei lange der Bereich von $3 - 4\mu\text{m}$ dar, welcher vor allem für Kohlenwasserstoff-Sensorik interessant ist. Methan (s. Abbildung 1.1 links) beispielsweise hat hier seine stärkste (fundamentale) Absorptionsbande, mit fast einer Größenordnung stärkeren Absorptionen als die Bande um $7 - 8\mu\text{m}$, welche etwa mit Quantenkaskadenlasern erreichbar ist. Im Vergleich zu einer typischen Verwendung eines Diodenlasers um $2,3\mu\text{m}$ sind um $3,3\mu\text{m}$ sogar 30 mal höhere Absorptionen zu erwarten. Die Selektivität und Sensitivität einer Anwendung bei Messung an diesen fundamentalen Banden ist entsprechend höher. Für eine Messung mit vergleichbarer Sensitivität könnten bei Sensorik im langwelligeren Bereich entsprechend kleinere Absorptionslängen im Sensorsystem verwendet werden.

Zum Erreichen des Bereichs $3 - 4\mu\text{m}$ können Bleisalz-Laser verwendet werden - jedoch nur bei kryogenen Betriebstemperaturen. Für eine mögliche Anwendung bei Raumtemperatur wurde schon 1999 die Verwendung GaSb-basierter Laserstrukturen vorgeschlagen [WP99]. Durch entsprechende Entwicklungen basierend auf Diodenstrukturen und Strukturen mit kaskadierten Interbandübergängen wurden vor Beginn der vorliegenden Arbeit Laser verwirklicht, die das Potential, den erwähnten Wellenlängenbereich in Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur zu erreichen unterstreichen [SBKH08] [BLC⁺08]. Es werden

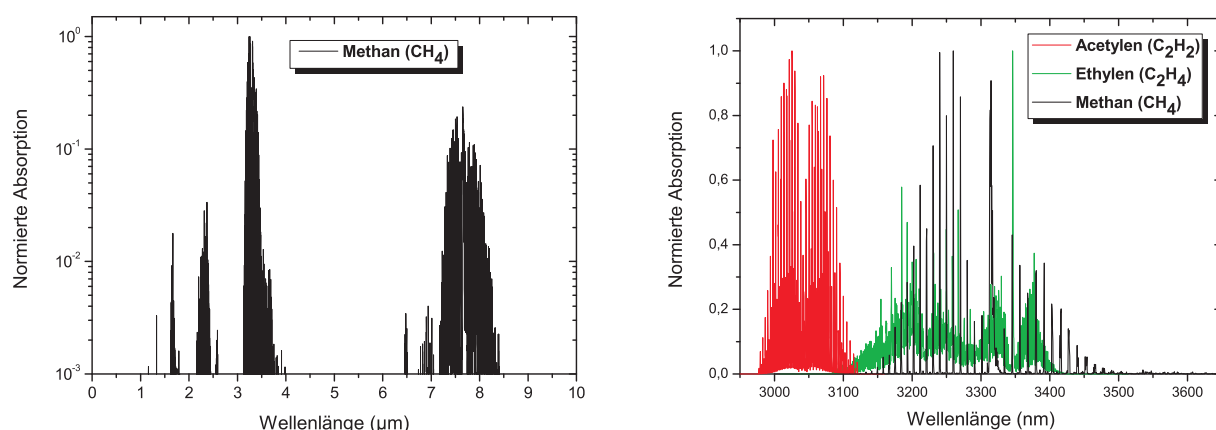


Abbildung 1.1: Links: Absorptionsspektrum von Methan. Rechts: Absorptionsspektren von Acetylen, Ethylen und Methan. Alle nach [RJB⁺05].

in dieser Arbeit den beiden Ansätzen entsprechende Laserstrukturen verwendet, um Laser für spezielle Gassensorik-Anwendungen im Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur zu entwickeln. Der zu erreichende Wellenlängenbereich liegt hierbei zwischen $3,0 - 3,4\mu\text{m}$, in welchem sich viele starke Absorptionsbanden industriell wichtiger Kohlenwasserstoffe finden. Abbildung 1.1 (rechts) stellt exemplarisch Banden von Acetylen, Ethylen und Methan dar. Für die Entwicklung werden zwei verschiedene Laserkonzepte - Diodenlaser mit quinärem Barrierenmaterial und Interbandkaskadenlaser - untersucht. Die Erforschung der Laser bezieht sich auf das Erreichen von effizientem Raumtemperaturbetrieb durch Prozessierungsverfahren mit möglichst kleinen optischen und elektronischen Verlusten. Außerdem werden Prozesse entwickelt, die spektral monomodigen Betrieb der Laser ermöglichen. Dies ist Voraussetzung für die Anwendbarkeit in einer Gassensorik-Messung. Spezielle Emissionswellenlängen, gezielt angepasst auf Anwendungen im Bereich $3,0 - 3,4\mu\text{m}$, werden in den Lasern eingestellt. Hierbei handelt es sich einerseits um einsegmentige Laser mit einer um wenige Nanometer durchstimmbaren monomodigen Emission, hauptsächlich zum sensorischen Untersuchen einer einzelnen Gasspezies. Andererseits werden mehrsegmentige Laser entwickelt, die weite Abstimbarkeit zeigen. Durch diese sollen verschiedene Anwendungen ermöglicht werden. Zu diesen zählen beispielsweise das erweiterte Abtasten eines mehr als 10nm breiten Wellenlängenbereichs, oder das Untersuchen verschiedener Absorptionen eines oder mehrerer Gase in mehreren 10nm voneinander entfernten Wellenlängenbereichen. Diese Art von Laser kann ein Sensorsystem mit zwei oder mehr verbauten und elektrisch kontaktierten einsegmentigen Lasern ersetzen. Im folgenden Kapitel 2 finden sich für die Arbeit relevante theoretischen Grundlagen. Zunächst sind physikalische Beziehungen für Laserbetrieb und typische Kennlinien beschrieben. Danach werden die Bandstrukturen von GaSb-basierten Materialien diskutiert, die Emission im zu erreichenden Wellenlängenbereich $3,0 - 3,4\mu\text{m}$ ermöglichen. Daraufhin

wird ein kurzer Überblick über existierende Laserstrukturen in diesen Bereich gegeben und dann die beiden vielversprechendsten Laserkonzepte (Dioden- und Interbandkaskadenlaser) detailliert erläutert. Abschließend wird auf die wichtigsten Verlustmechanismen in den entwickelten Lasern eingegangen.

Kapitel 3 stellt kurz die wichtigsten hier verwendeten Prozesse zur Herstellung von Halbleiterlasern dar.

In Kapitel 4 sind die Verfahren dargestellt, die zur Charakterisierung der entwickelten Laser verwendet wurden. Es handelt sich hauptsächlich um elektro-optische und spektrale Charakterisierungen.

Kapitel 5 erläutert zunächst das Prinzip verteilter Rückkopplung für monomodigen Betrieb in einer Laserstruktur. Darauf folgend werden Entwicklungen von Lasern auf Interbandkaskaden- und Diodenmaterial dargestellt. Beginnend mit dem Kaskadenansatz wird zunächst die Entwicklung eines Prozesses für Laser mit verteilter Rückkopplung vorgestellt. Hierbei werden die Auswirkungen eines Plasma-Ätzprozesses auf das Material diskutiert. Abhängig von verschiedenen Parametern, wie der Art des Ätzvorganges werden in der Folge maximale Betriebstemperaturen T_{max} für Stegstrukturen bestimmt. Abschließend wird eine thermische Betrachtung zur Bestimmung der limitierenden Parameter für T_{max} gemacht und eine Evaluierung der Ergebnisse gegeben.

Für den Diodenansatz wird Epitaxiematerial mit Verwendung von quinärem AlGaInAsSb untersucht. Auf diesem werden monomodige Laser um $2,8\mu m$ entwickelt und mit in der Vergangenheit veröffentlichten Ergebnissen auf quaternärem Material bezüglich der Leistungsfähigkeit verglichen. Unterstützt von Effizienz- / Verlust-Messungen an Stegstrukturen um $2,95\mu m$ lässt dies eine Einschätzung des Material-Potentials in Hinsicht auf Laserentwicklung bis $3,4\mu m$ zu. Die Prozessierung von monomodigen Lasern wird an Strukturen mit Emission um $3,0\mu m$ optimiert und für Epitaxiestrukturen bis $3,4\mu m$ angepasst und erweitert. So werden Laserbauteile entwickelt, die dem aktuellen Stand der Technik für monomodige Diodenlaser, in Bezug auf den erreichbaren Spektralbereich in Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur, entsprechen. Eine Vielzahl von Kohlenwasserstoff-Sensorikanwendungen wird durch gezielt entwickelte Bauteile ermöglicht und einige Anwendungsergebnisse kurz präsentiert.

In Kapitel 6 werden mehrsegmentige Laser für weite Abstimmbarkeit auf Diodenlasermaterial diskutiert. Nach einer Einführung in das Funktionsprinzip eines weit abstimmbaren Lasers werden Gitterdesign- und Prozessanpassungen im Vergleich zu den in Kapitel 5 entwickelten Lasern vorgestellt. Messungen der Emissionswellenlänge zeigen weites monomodiges Durchstimmen verschiedener Wellenlängenkanäle ohne Modensprünge im Bereich $3,3 - 3,4\mu m$. Die vorgestellten Bauteile sind in diesem Wellenlängenbereich die bisher einzigen monolithischen weit abstimmbaren Laserlichtquellen.

Abschließend wird eine Zusammenfassung der Ergebnisse gegeben.

Kapitel 2

Grundlagen

2.1 Elektrisch gepumpte Halbleiterlaser

In diesem Kapitel werden zunächst grundlegende Begriffe und Ratengleichungen für die Beschreibung von Elektronen und Photonen im Halbleiterlaser diskutiert (nach [CCC95]). Die Form charakteristischer Kennlinien wird erläutert. Anhand von Abbildung 2.1 werden zunächst anschaulich einige Variablen definiert. Gezeigt ist das Schema eines mit Strom I gepumpten Halbleiterlasers mit Facettenreflektivitäten R_1 und R_2 . Angedeutet in blau ist die Lichtmode mit Photonenenergie $h\nu$ (h : Planck'sches Wirkungsquantum, ν : Frequenz

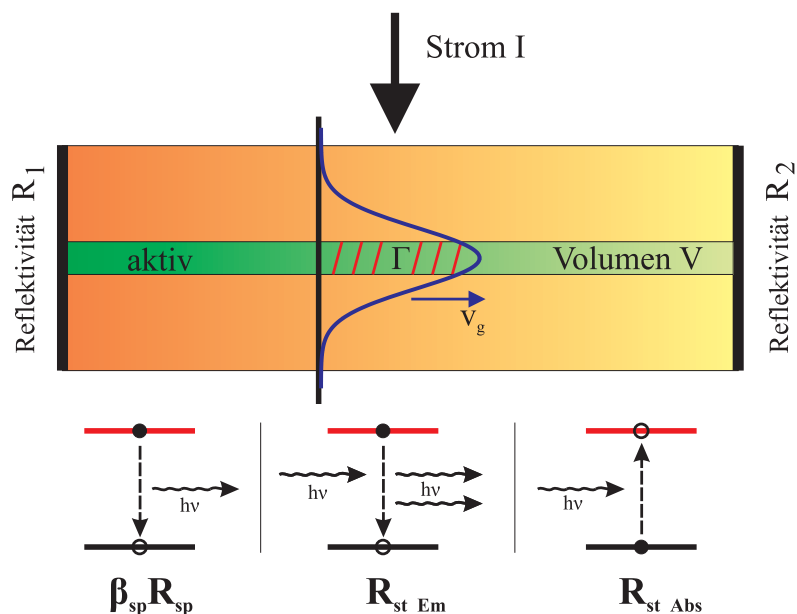


Abbildung 2.1: Schema eines elektrisch gepumpten Halbleiterlasers mit propagierender Lichtmode (oben) und mögliche optische Übergänge der Ladungsträger im aktiven Bereich (unten).

des Lichts), welche mit der Gruppengeschwindigkeit v_g durch das Lasermedium propagiert. Ihr prozentualer Überlapp mit den Ladungsträgern im aktiven Bereich mit Volumen V wird mit Γ bezeichnet. Die im aktiven Bereich möglichen optischen Übergänge von Ladungsträgern sind im unteren Teil der Abbildung skizziert. Ohne Wechselwirkung mit der Lasermode können Elektronen aus oberen Laserniveaus "spontan" mit Löchern in unteren Niveaus unter Aussendung von Photonen rekombinieren. Ein Teil β_{sp} dieser spontanen Emissionsrate R_{sp} koppelt in die aktive Lasermode ein. Die für den Laserbetrieb entscheidenden optischen Übergänge sind die der stimulierten Emission R_{st_Em} und stimulierten Absorption R_{st_Abs} . Während bei der stimulierten Absorption ein Photon $h\nu$ unter energetischem Anheben eines Elektrons vernichtet wird, regt bei der stimulierten Emission ein Photon $h\nu$ ein Elektron zur Rekombination mit einem Loch unter Aussendung eines Photons gleicher Energie $h\nu$ und gleicher Phase (Kohärenz) an. Das Lasermedium wird transparent, sobald die Nettorate $R_{st} = R_{st_Em} - R_{st_Abs}$ der stimulierten Übergänge >0 wird, also Besetzungsinversion herrscht. Wegen der Proportionalität von R_{st} zur optischen Verstärkung g gilt für Transparenz außerdem $g > 0$. Kompensiert die modale Verstärkung (Γg) die internen Verluste α_i (s. Kapitel 2.7) und Verluste durch Lichtauskopplung aus den Laserfacetten (α_m), so ist die Laserschwelle (engl.: threshold "th") erreicht:

$$\Gamma g_{th} = \alpha_i + \alpha_m \quad (2.1)$$

Die grundlegenden Gleichungen für elektrisch gepumpte Halbleiterlaser beschreiben die zeitlichen Variationen von Elektronendichte N und Photonendichte N_p im aktiven Bereich:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_{in} I}{qV} - \frac{N}{\tau} - v_g g N_p \quad (2.2)$$

$$\frac{dN_p}{dt} = \Gamma v_g g N_p + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - v_g (\alpha_i + \alpha_m) N_p \quad (2.3)$$

Hierbei ist η_{in} die interne Quanteneffizienz, also der Bruchteil des Stroms, dessen Ladungsträger in den aktiven Quantenfilmen für Laserbetrieb genutzt werden können. Durch das Vorhandensein von parasitären Strompfaden, Oberflächenrekombination und thermischen Verlusten in den Quantenfilmen gilt allgemein $\eta_{in} < 1$. Der Parameter q ist die Elementarladung, τ beschreibt eine mittlere Lebensdauer für Elektronen auf Grund von spontaner Rekombination und nichtstrahlenden Verlusten, wie zum Beispiel Auger-Rekombination (s. Kapitel 2.7). In der zeitlichen Ladungsträgeränderung (Gleichung 2.2) stehen dem Ladungsträgereintrag durch den Pumpstrom ($\sim I$) Verluste gegenüber. Diese umfassen für Laserbetrieb ungewollte Verluste ($\sim \frac{1}{\tau}$), sowie erwünschte Verluste durch stimuliertes Abräumen der Ladungsträger durch das Lichtfeld ($\sim N_p$). Gleichung 2.3 bilanziert ähnlich die zeitliche Änderung der Photonendichte, verstärkt durch stimulierte Emission ($\sim N_p$)

und einkoppelnde spontane Emission ($\sim R_{sp}$), abgeschwächt durch die auf die Photonen wirkenden Verluste $\sim (\alpha_i + \alpha_m)$.

Anhand dieser Gleichungen lassen sich die Laserschwelle I_{th} , sowie der Verlauf der Ausgangsleistung P des Lasers durch Stromerhöhung jenseits der Schwelle berechnen. Die Ausgangsleistung folgt dem angelegten Strom idealerweise linear:

$$P = \eta_{ex} \cdot \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}) \quad (I > I_{th}), \quad (2.4)$$

wobei

$$\eta_{ex} = \eta_{in} \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \quad (2.5)$$

als externe Quanteneffizienz das Verhältnis der Anzahl ausgekoppelter Photonen zu injizierten Elektronen angibt. Die Parameter η_{in} und α_i können unter Verwendung von Gleichung 2.5 und $\alpha_m = 1/2L \cdot \ln(1/R_1R_2)$ mit folgender Beziehung bestimmt werden:

$$\frac{1}{\eta_{ex}} = \frac{\alpha_i}{\eta_{in} \cdot \ln(1/R_1R_2)} \cdot 2L + \frac{1}{\eta_{in}} \quad (2.6)$$

Schematisch dargestellt in Abbildung 2.2 ist in rot der Verlauf der P-I-Kennlinie eines Lasers. Unterhalb der Schwelle I_{th} trägt nur spontan emittiertes Licht zur Ausgangsleistung bei. In der Praxis ist die ausgekoppelte Leistung spontaner Emission meist vernachlässigbar klein. Oberhalb der Schwelle steigt die ausgekoppelte Leistung durch stimulierte Emission nach Gleichung 2.4 linear an. Es ist zu beachten, dass in Dauerstrichbetrieb (engl.: continuous wave - cw) eine Stromerhöhung immer auch eine Erhöhung der internen Lasertemperatur durch Joule'sche Wärme nach sich zieht. Die Temperaturabhängigkeiten von α_i und I_{th} (s. Kapitel 2.7) sind dann maßgeblich dafür verantwortlich, dass mit

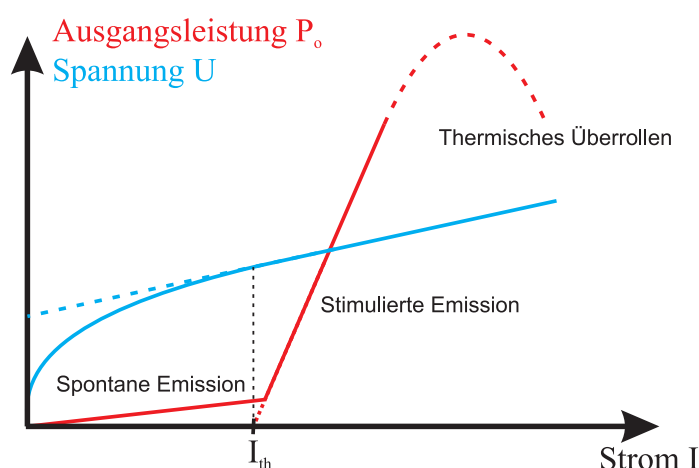


Abbildung 2.2: Rot: Schema einer P-I-Laserkennlinie mit Schwelle I_{th} und angedeutetem Überrollen. Blau: Die U-I-Kennlinie steigt bis zur Schwelle logarithmisch, danach idealerweise linear.

steigendem Strom die Effizienz sinkt und es zum thermischen Überrollen der Kennlinie kommen kann. Ein solches Überrollen ist gestrichelt angedeutet.

In Abbildung 2.2 ist in blau außerdem schematisch eine U-I-Kennlinie dargestellt. Ihr Verlauf entspricht im Halbleiterlaser unterhalb I_{th} maßgeblich dem einer Diode

$$I \sim e^{qU/k_B T}, \quad (2.7)$$

der Strom I folgt der Spannung U exponentiell (k_B : Boltzmann-Konstante, T : Temperatur). Oberhalb der Schwelle wird der Verlauf der U-I-Kennlinie annähernd linear mit Steigung R_S . Der Parameter R_S ist hier der Serienwiderstand des Bauteils, in den Widerstände des Materials an Grenzflächen und elektrische Kontaktwiderstände eingehen. Im realen Bauteil ist dieser temperaturabhängig, womit der Verlauf von U-I nach I_{th} auf Grund von Joule'scher Erwärmung in der Regel nicht ideal linear verläuft. Bei Einsetzen von Stromfluss entspricht die anliegende Spannung annähernd E_g/q (E_g : Bandlückenenergie). Bis zu einem Stromwert von I_{th} steigt diese nach Gleichung 2.7 logarithmisch an.

2.2 Das (AlGaIn)(AsSb)–Materialsystem

Die in dieser Arbeit verwendeten Laserstrukturen basieren allesamt auf Materialzusammensetzungen der binären III-V-Halbleiter-Verbindungen AlAs, AlSb, GaAs, GaSb, InAs und InSb. Die Verbindungen und sämtliche ternäre, quaternäre und quinäre Kombinationen kristallisieren in der Zinkblendestruktur mit kovalent-ionischem Bindungscharakter. Es handelt sich um kubisch-flächenzentrierte Gitter mit Gitterkonstante a und zwei-atomiger Basis von je einem Gruppe-III-Atom und einem Gruppe-V-Atom (s. Abbildung 2.3). Bei einer Kombinationen der binären Materialien, beispielsweise zu quaternärem AlGaAsSb, sind die jeweiligen Atome der Gruppen III und V je nach Stöchiometrie statistisch auf ihren Gitterplätzen verteilt.

Auf Grund von koppelnden Wellenfunktionen vollziehen elektronische Zustände beim Zusammenfügen von Einzelatomen zum Festkörper einen Übergang von diskreten Energieniveaus zu verbreiterten Energiebändern. Diese bestehen aus vielen, quasi-kontinuierlichen Energiezuständen. An der Konfiguration dieser Energiebänder lässt sich physikalisch die Unterscheidung von Metall und Isolator definieren. Während Metalle bei $T = 0K$ teilweise mit Ladungsträgern gefüllte Bänder vorweisen, sind bei Isolatoren nur vollständig gefüllte und vollständig leere Bänder vorhanden. Die Ladungsträger müssten zunächst eine Energiedistanz vom energetisch höchsten besetzten Zustand zum niedrigsten unbesetzten Zustand (Bandlückenenergie E_g) überwinden, um zur elektrischen Leitfähigkeit beizutragen. Die III-V-Verbindungen in dieser Arbeit gehören, wie erwähnt, zur Gruppe der Halbleiter ($E_g \lesssim 3eV$), die bei Temperaturen $T > 0K$ durch die Aufweichung der Fermi-Funktion einen merklichen Leitfähigkeitsanstieg zeigen. Ein Teil der Elektro-

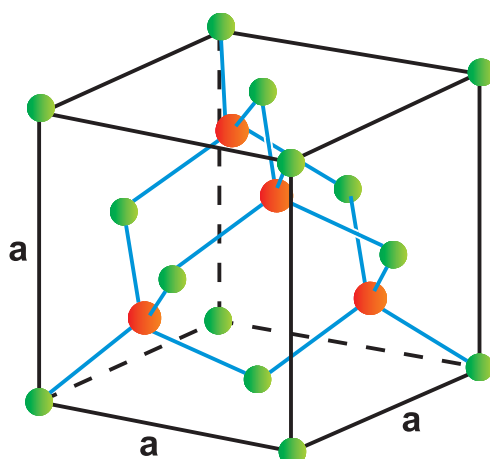


Abbildung 2.3: Kubisch-flächenzentrierte Zinkblende-Kristallstruktur mit Gitterkonstante a und zwei-atomiger Basis eines Gruppe-III-Atoms (grün) und eines um ein Viertel der Raumdiagonale versetzten Gruppe-V-Atoms (rot).

nen aus dem höchsten besetzten Band (Valenzband, im Folgenden VB) wird mit einer Wahrscheinlichkeit in das niedrigste unbesetzte Band (Leitungsband, im Folgenden LB) gehoben und kann hier zur Elektronenleitung beitragen, so wie die nun unbesetzten Zustände im VB (Löcher) zur Löcherleitung.

Zur Beschreibung der Elektronenbewegung im periodischen Kristallgitter, zum Verständnis beispielsweise von Streuprozessen und vor allem elektronischen Übergängen ist es sinnvoll, die elektronischen Zustände in den Bändern mit ihren zugehörigen Impulsen im \vec{k} -Raum darzustellen. Hierzu wird das im Ortsraum periodische Kristallgitter im reziproken Impulsraum betrachtet. In diesem liegt eine Periodizität bzgl. der elektronischen Wellenvektoren \vec{k} vor. Somit kann die Betrachtung der energetischen Zustände im Impulsraum innerhalb der sich periodisch wiederholenden Brillouin-Zone betrachtet werden. Diese primitive Wigner-Seitz-Zelle des reziproken Gitters ist in Abbildung 2.4 für ein fcc-Gitter des Ortsraumes dargestellt. Das Zentrum der Brillouin-Zone (Γ -Punkt) und die Durchstoßpunkte in $(1,0,0)$ -Richtung (X -Punkt) und $(1,1,1)$ -Richtung (L -Punkt) sind eingezeichnet. Berechnete Bandstrukturen für die hier verwendeten Halbleiter sind in Abbildung 2.5 abgebildet. Für InSb ist vergrößert schematisch der Verlauf um den Γ -Punkt dargestellt. Gezeigt sind das LB (hier “cb“), die Bänder von “leichten“ Löchern (lh) und “schweren“ Löchern (hh) und das Split-Off-Band (so). Es soll hier erwähnt werden, dass die Entartung für lh und hh bei Verspannung von Halbleitern im Allgemeinen aufgehoben wird. Bei GaAs, GaSb, InAs und InSb handelt es sich um sogenannte direkte Halbleiter, da VB-Maximum und LB-Minimum direkt übereinander liegen. Es sind also ohne Impulsübertrag direkte elektronische Übergänge unter Absorption oder Emission eines Photons

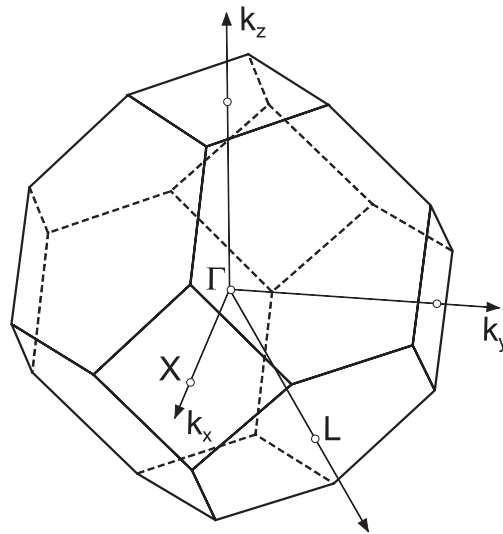


Abbildung 2.4: Erste Brillouin-Zone für ein fcc-Gitter mit Punkten hoher Symmetrie: $\Gamma(0,0,0)$, $X(1,0,0)$ und $L(1,1,1)$ [CC89].

der Wellenlänge

$$\lambda = \frac{h \cdot c}{E_g} \quad (2.8)$$

am Γ -Punkt möglich (c : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum). AIs und AlSb hingegen sind sogenannte indirekte Halbleiter, LB-Minimum und VB-Maximum liegen bei verschiedenen Impulsen. Photonische Übergänge sind hier erheblich unwahrscheinlicher, da es sich auf Grund der Impulserhaltung um Phonon-assistierte Prozesse handelt. Deshalb sind indirekte Halbleiter allgemein für den Einsatz als optisch aktive Bereiche in optoelektronischen Bauelementen ungeeignet.

Wesentliche Eigenschaften, wie die erwähnten optischen Übergänge, werden durch Ladungsträgerprozesse an den Bandkanten bestimmt, weshalb die Angaben von Bandverläufen in Heterostrukturen im Folgenden immer diesen Punkten entsprechen. Die energetische Dispersionsrelation $E(\vec{k})$ dieser Ladungsträger (Elektronen im LB, Löcher im VB) in der Nähe der Bandkanten wird parabolisch angenähert durch die Energie freier Ladungsträger, wobei statt ihrer freien Masse m eine Masse $m^*(\vec{k})$ angenommen wird, die dem Einfluss des Kristalls und somit der Bandkrümmung Rechnung trägt:

$$E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 \cdot \vec{k}^2}{2m^*(\vec{k})} \quad (2.9)$$

Mit dem Graph in Abbildung 2.6 wird deutlich, wie das hier erläuterte Materialsystem für Lichtemission bei Wellenlängen λ im nahen Infrarot (NIR: $\lambda \approx 0,8 - 3,0 \mu\text{m} / 1,6 - 0,4 \text{eV}$) und mittleren Infrarot (MIR: $\lambda \approx 3,0 - 5,0 \mu\text{m} / 0,4 - 0,25 \text{eV}$) verwendet werden kann.

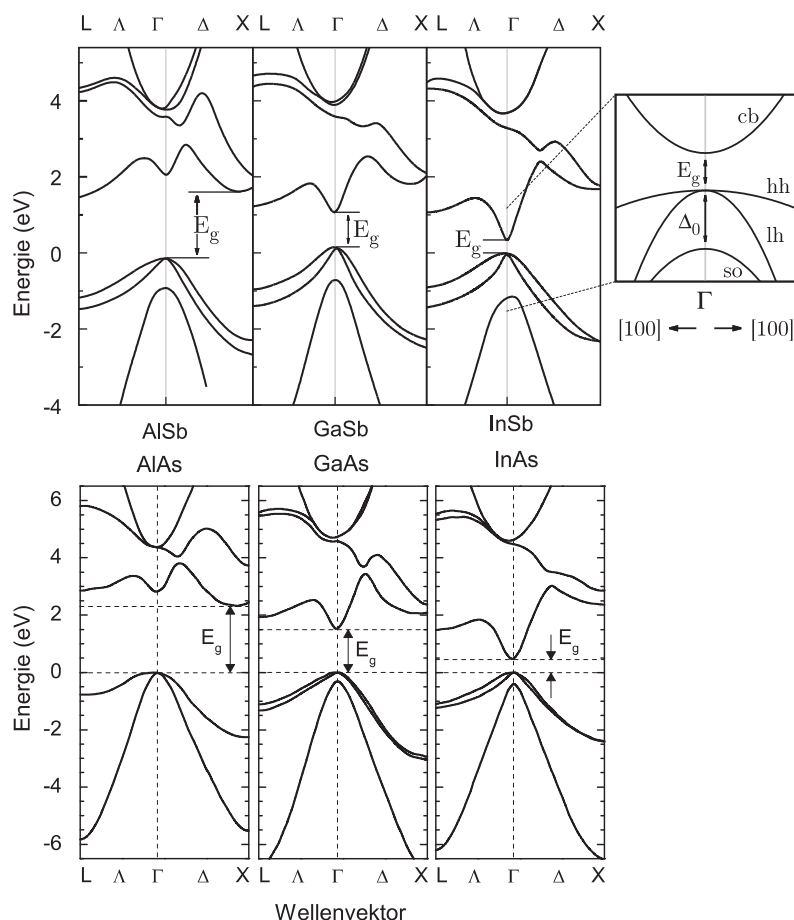


Abbildung 2.5: Berechnete Bandstrukturen verschiedener binärer Halbleiter bei $T = 0\text{K}$ in den Richtungen $\vec{\Gamma\Delta}$ und $\vec{\Gamma X}$ innerhalb der ersten Brillouin-Zone [Mad87] [CC89].

Aufgetragen sind Gitterkonstanten a und Bandlückenenergien E_g verschiedener Halbleitermaterialien, unter anderem auch der hier diskutierten. Mit Verwendung sogenannter Bowing-Parameter kann für ternäre, quaternäre und quinäre Materialkombinationen der hier gezeigten binären Verbindungen deren Bandlückenenergie berechnet werden (graue Linien). Die Gitterkonstante variiert nach der Regel von Vegard [Veg21] linear mit den stöchiometrischen Anteilen der binären Verbindungen. Aus der Abbildung ist ersichtlich, dass bei einer ternären Verbindung der Materialien A , B und C zum Beispiel in der Art

$$A_x B_{1-x} C \quad (2.10)$$

E_g und a abhängig voneinander über eine Variation des prozentualen Anteils x eingestellt werden können. Durch Hinzufügen eines weiteren Elements D können in einer quaternären Verbindung der Art

$$A_x B_{1-x} C_y D_{1-y} \quad (2.11)$$

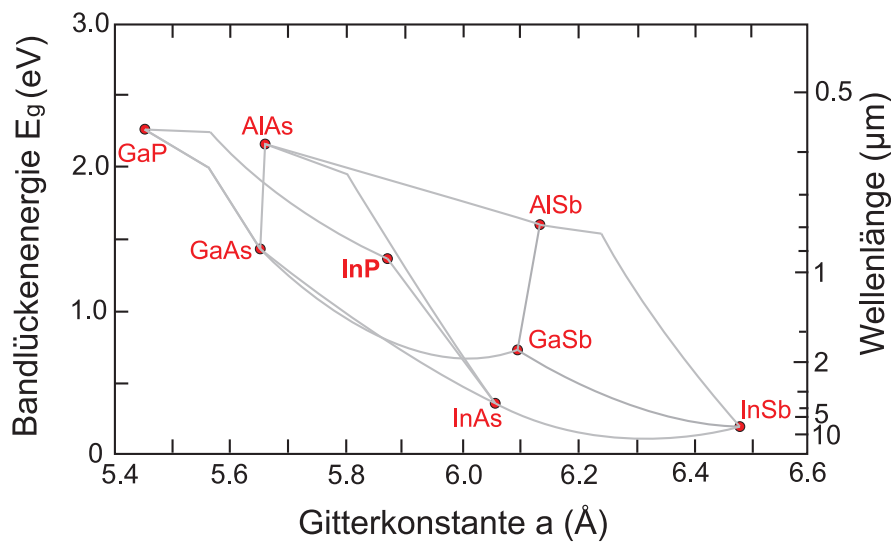


Abbildung 2.6: Bandlückenenergie E_g (und entsprechende Emissionswellenlänge nach Gleichung 2.8) und Gitterkonstante a für verschiedene binäre Halbleitermaterialien bei $T = 300\text{K}$ [IL02].

sogar Bandlückenenergie und Gitterkonstante durch Einstellung der Anteile x und y unabhängig voneinander gewählt werden. Dies erlaubt die Variation der Emissionswellenlänge eines Bauteils bei nahezu unverspanntem Wachstum verschiedener kristalliner Schichten auf einem bestimmten Substrat.

Verschiedene Kombinationen der hier gezeigten Materialien können Anwendung finden als aktive Bereiche in Laserstrukturen für Lichtemission im NIR und MIR. Unter Verwendung von GaInSb-Quantenfilmen zum Beispiel wurden in vertikal emittierenden Lasern auf GaSb-Substrat Emissionswellenlängen von $1,4\mu\text{m}$ bis $1,55\mu\text{m}$ demonstriert [AGW⁺99]. Wie in Abbildung 2.6 zu erkennen, sind mit gitterangepasstem InAsSb (auf InAs / GaSb) als aktiver Bereich mit direktem optischen Übergang sehr große Emissionswellenlängen bis ca. $5\mu\text{m}$ möglich. Im kryogenen Temperaturbereich wurde hiermit Emission von $3,2\mu\text{m}$ bis $4,7\mu\text{m}$ auf InAs-Substrat-basierenden Strukturen erreicht [LTD⁺00]. Zu hohe Verluste in den Laserstrukturen verbieten bei den hier gegebenen Beispielen jedoch cw-Betrieb bei Raumtemperatur (RT).

2.3 Typ-I & Typ-II-Übergänge

Zum Verständnis der zwei in dieser Arbeit verwendeten Lasertypen (s. Kapitel 2.5 und 2.6) für Emission im Wellenlängenbereich um $3,0 - 3,4\mu\text{m}$ wird hier zunächst die Abgrenzung elektronischer Übergänge von Typ I und Typ II in Heterostrukturen erläutert. Man spricht von einer Heterostruktur, wenn verschiedene Halbleitermaterialien kristallin

aufeinander abgeschlossen werden. Verschiedene Halbleiter unterscheiden sich in der Größe ihrer Bandlückenenergie und relativer Lage dieser Bandlücke zueinander. In [And62] wird anhand der Betrachtung einer gitterangepassten Heterostruktur von Ge und GaAs ein Modell für die Bestimmung der relativen Lagen von Bandlücken vorgestellt, indem die Austrittsarbeit für ein Elektron auf ein Vakuumlevel bezogen wird. Es ergeben sich Banddiskontinuitäten und Bandverbiegungen im Übergangsbereich der zu einer Heterostruktur zusammengefügt Materialien. Eine Berechnung der Diskontinuitäten für verschiedene verspannte und unverspannte Halbleiterübergänge ist nach einem Modell in [Wal89] möglich.

Unter Vernachlässigung der Verbiegungen im Übergangsbereich können die Verläufe von LB und VB der Materialien *A* und *B* in einer Heterostruktur unter Berücksichtigung abrupter Diskontinuitäten der Größe ΔE_{LB} und ΔE_{VB} beschrieben werden (s. Abbildung 2.7). Je nach Größe der Lücken E_{g_A} in Material *A* und E_{g_B} in Material *B* und ihrer relativen Lage zueinander unterscheidet man elektronische Übergänge von Typ I und Typ II in den Halbleitern. Bei Typ I liegt E_{g_B} energetisch vollständig innerhalb von E_{g_A} . Somit bilden sich für Elektronen im LB und Löcher im VB Potentialtöpfe aus. Räumlich direkte strahlende Rekombination von Elektron-Loch-Paaren ist bei diesem

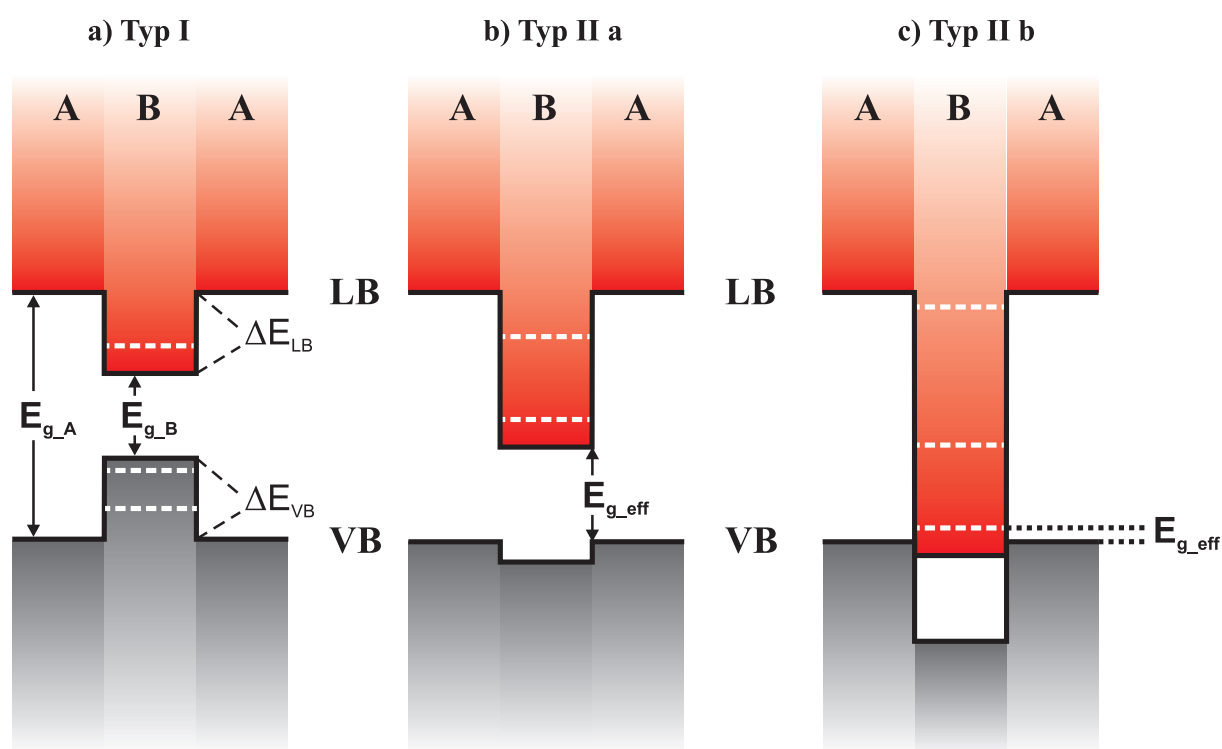


Abbildung 2.7: Typenunterscheidung von Heterostrukturen verschiedener Halbleiter *A* und *B*. Man unterscheidet je nach relativer Lage und Größe der Bandlückenenergien E_{g_A} und E_{g_B} die Typen I, IIa und IIb.

Typ also möglich. Beim Typ II überlappen die Bandlücken der Materialien energetisch nur teilweise (Typ IIa) oder gar nicht (Typ IIb). Bei Typ IIa wirkt Material B als Potentialtopf für Elektronen, aber als Barriere für Löcher, und es sind nur räumlich indirekte strahlende Übergänge über die effektive Bandlücke der Energie E_{g_eff} möglich. Ähnliches gilt beim Typ IIb, wobei hier bei Vernachlässigung von Quantisierungseffekten ein metallischer Charakter des Materialübergangs vorliegt. Reduziert man die Breite eines Materials auf einen Wert nahe der de-Broglie-Wellenlänge der Ladungsträger (Quantenfilm), bilden sich quantisierte Zustände (angedeutet in weiß in Abbildung 2.7) und es öffnet sich eine effektive Bandlücke mit Energie E_{g_eff} . Wegen der hohen Tunnelwahrscheinlichkeit und der Einstellung quasi beliebig kleiner E_{g_eff} über die Quantisierung in Typ IIb wird dieser oft in NIR- und MIR-Anwendungen eingesetzt [MHBRM95].

2.4 Anwendungstaugliche Lasertypen für Emission von 3,0 - 3,4 μm

Wie schon diskutiert, eignen sich GaSb-basierende Laserstrukturen sehr gut für Lichtemission im NIR und MIR. Die Entwicklung von Lasern im Bereich $3,0 - 3,4\mu\text{m}$ in dieser Arbeit ist stark anwendungsorientiert. Deshalb ist potentieller cw- und RT-Betrieb der Laserstrukturen Voraussetzung.

Für die Verwirklichung dementsprechender Laser mit Emission $\gtrsim 2\mu\text{m}$ haben sich für Diodenlaser mit Typ-I-Übergängen aktive Bereiche basierend auf quaternären InGaAsSb-Quantenfilmen durchgesetzt. Die Einbettung dieser aktiven Schicht in quaternäre AlGaAsSb-Wellenleiter brachte Laserstrukturen hervor, die die Emissionswellenlänge von $3,0\mu\text{m}$ in cw-RT-Betrieb im Jahr 2004 überschritten [LGDA04]. Eine Erweiterung dieses Diodenlaser-Ansatzes stellt die Verwendung quinären Barrierenmaterials dar. Sie ermöglicht effizienten Laserbetrieb jenseits von $3,0\mu\text{m}$ (s. Kapitel 2.5). Dieser Ansatz hat großes Potential für die Entwicklung effizienter Bauteile im Bereich $3,0 - 3,4\mu\text{m}$ und wurde deshalb in dieser Arbeit untersucht.

In der Vergangenheit wurden außerdem Laserkonzepte basierend auf kaskadierten aktiven Schichten erforscht. Für den Bereich von $3 - 4\mu\text{m}$ drängten sich in den letzten Jahren Interbandkaskadenlaser (engl.: Interband Cascade Laser - ICL) für potentiellen cw-RT-Betrieb auf. Das von R.Q.Yang erstmals vorgeschlagene Konzept [Yan95] basiert auf Typ-II-Übergängen in Kombination mit Tunnelprozessen. Hiermit wurden vor Anfertigung dieser Arbeit Laserstrukturen bei cw-Betrieb bis zu Temperaturen um 0°C demonstriert [BLC⁺08]. Die epitaktischen Schichten bestanden hier hauptsächlich aus InAs und AlSb. Die Strukturen basierten auf GaSb-Substrat. Die rapide Entwicklungen von Lasern auf ICL-Material in der Vergangenheit gibt Grund zur Untersuchung des Konzepts in

dieser Arbeit zum Erreichen des Wellenlängenbereichs von $3,0 - 3,4\mu\text{m}$.

Der erstmals 1994 realisierte Quantenkaskadenlaser [FCS⁺94] ist für den Wellenlängenbereich um $4\mu\text{m}$ und höher momentan dominierend bezüglich Leistungsfähigkeit. Cw-RT-Betrieb wurde sogar bis zu minimalen Wellenlängen von $3,76\mu\text{m}$ auf InP-Substrat unter Verwendung von InGaAs und InAlAs im aktiven Bereich demonstriert [BBG⁺10]. In dieser Arbeit wurden Quantenkaskadenlaser für die Entwicklung nicht berücksichtigt, da deren Potential für das mittelfristige Erreichen von cw-RT-Betrieb im Wellenlängenbereich $3,0 - 3,4\mu\text{m}$ als zu gering eingestuft wurde. Emissionswellenlängen in diesem Bereich wurden zwar demonstriert [FCS⁺98] [SWDM06] [SWDM07] [BBF11], jedoch stellen mit geringer werdender Wellenlänge größer werdende Verluste starke Limitierungen dar. Bei diesen handelt es sich hauptsächlich um Verluste durch schwachen Elektroneneinschluss in den aktiven Quantenfilmen und ungewollte Tunnelprozesse [RESY05].

Im Folgenden werden die zwei Laserkonzepte, die in dieser Arbeit Verwendung fanden, vorgestellt. Es handelt sich, wie in den vorangehenden Abschnitten diskutiert, um die vielversprechendsten Ansätze des Typ-I-Diodenlasers unter Verwendung quinären Barrierenmaterials und Typ-II-ICL-Laser.

2.5 Typ-I-Diodenlaser

Ein Teil dieser Arbeit basiert auf der Entwicklung von Bauteilen auf Typ-I-Diodenlaser-Material. Als aktiver Bereich in diesem Material wurden leicht kompressiv verspannte Quantenfilme eingebettet in umgebendes Barrierenmaterial. Wie schon in Kapitel 2.4 erwähnt, lassen sich für das NIR ab ca. $2,0\mu\text{m}$ sehr gute Ergebnisse mit InGaAsSb-Quantenfilmen und AlGaAsSb-Barrieren erzielen. Durch Erhöhen des In-Anteils von typischerweise um 30% auf ca. 50% in den Quantenfilmen kann die Emissionswellenlänge beispielsweise von $2,2\mu\text{m}$ zu größeren Werten bis über $3,0\mu\text{m}$ verschoben werden. Durch gleichzeitige Erhöhung des As-Anteils bleibt ein nahezu gitterangepasstes Wachstum gewährleistet. Limitierender Faktor für die maximale Emissionswellenlänge ist hier das Einschlusspotential für Löcher. Bei Verwendung eines relativ hohen Al-Anteils im Barrierenmaterial (ca. 35%) und breiter Quantenfilme (ohne Relaxation maximal ca. 20nm) kann eine Typ-I-Anordnung der Struktur mit einem Einschlusspotential für Löcher bis ca. $3,1\mu\text{m}$ Emissionswellenlänge aufrecht erhalten werden [LGDA04]. Abbildung 2.8 zeigt quantitativ an drei Beispielen die Situation für eine Steigerung der Wellenlänge von $2,5\mu\text{m}$ auf $3,1\mu\text{m}$ bei Quantenfilmbreiten von 20nm. Der In- / As-Anteil der Quantenfilme wird von 37% / 12% auf 53% / 26% erhöht. Das Einschlusspotential für Löcher bei Emission mit $\lambda = 3,1\mu\text{m}$ beträgt 0,02eV, was im Bereich der thermischen Energie $k_B T$ bei Raumtemperatur liegt. Für effizienten Typ-I-Laser-Betrieb sollte das Potential mindestens einige $k_B T$ betragen.

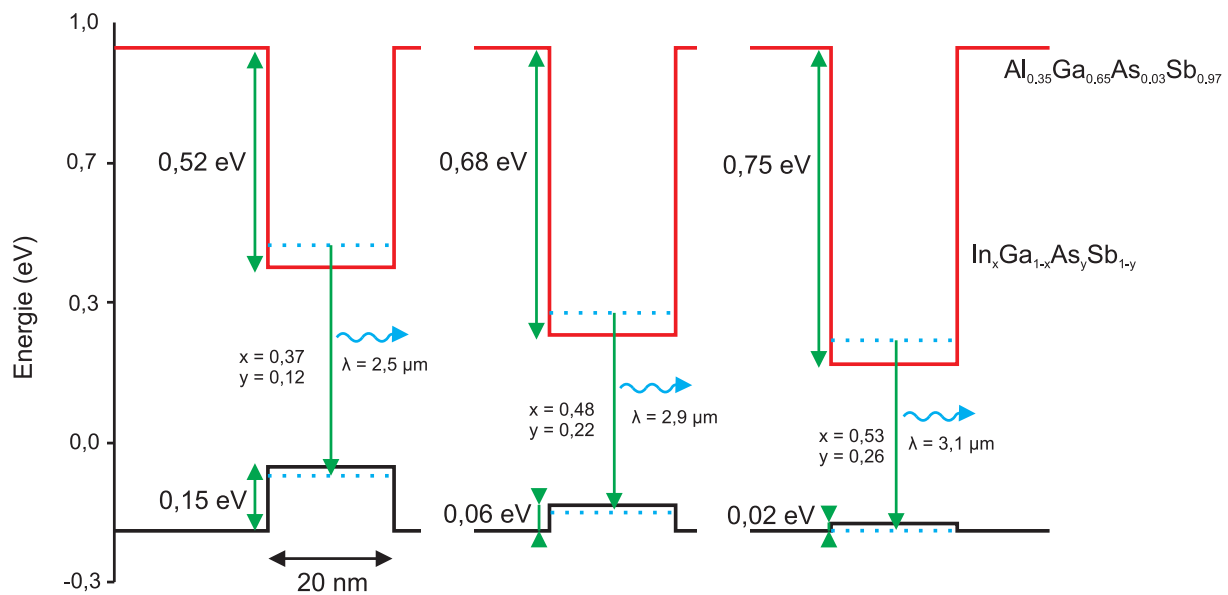


Abbildung 2.8: Steigerung der Emissionswellenlänge von 20nm breiten InGaAsSb-Quantenfilmen in AlGaAsSb-Barrieren durch Erhöhung des In- und As-Anteils in den Quantenfilmen. Ein immer kleiner werdendes Einschlusspotential für Löcher beschränkt die maximale Wellenlänge mit diesen Materialien auf ca. $3,1\mu m$ [Rou07]. Werte bei 300K berechnet nach [DKM03].

Die geschilderte Verringerung des Einschlusspotentials für Löcher und Vergrößerung für Elektronen und somit Limitierung des effizienten Laserbetriebs auf $\sim 3,1\mu m$ kann jedoch umgangen und die maximal erreichbare Wellenlänge vergrößert werden. Hierfür wurde 2001 erstmals die Verwendung von quinärem AlGaInAsSb als Barrierenmaterial vorgeschlagen [GML⁺01]. Der zusätzliche Freiheitsgrad durch Verwendung eines fünften Materials in der Halbleiterlegierung erlaubt die Einstellung des Einschlusspotentials von Elektronen und Löchern unabhängig voneinander. So kann ein Einschluss für Löcher und damit effektiver Typ-I-Laserbetrieb auch für die hier angestrebten Wellenlängen bis $3,4\mu m$ gewährleistet werden. Abbildung 2.9 vergleicht den Übergang von $2,00\mu m$ zu $3,25\mu m$ Emissionswellenlänge mit quaternärem Barrierenmaterial und ein Beispiel bei $3,30\mu m$ unter Verwendung von quinärem Barrieren. Betrachtet werden leicht kompressiv verspannte (1,5%) Quantenfilme der Dicke 15nm unter Variation des In-Anteils von 23% auf 62%. Für den quinärem Fall ist eine Barriere mit 25% Al-Anteil und 25% In-Anteil dargestellt. Während im ersten Fall bei Emission mit $\lambda = 3,25\mu m$ bereits eine Typ-II-Struktur vorliegt, weist die Heterostruktur mit quinärem Material bei $\lambda = 3,30\mu m$ weiterhin einen Typ-I-Übergang auf. Das Verhältnis von Elektronen- zu Löchereinschlusspotential wurde hier in Richtung VB verschoben.

Die diskutierten Vorteile durch Einsatz quinärem Materialien machen klar, warum de-

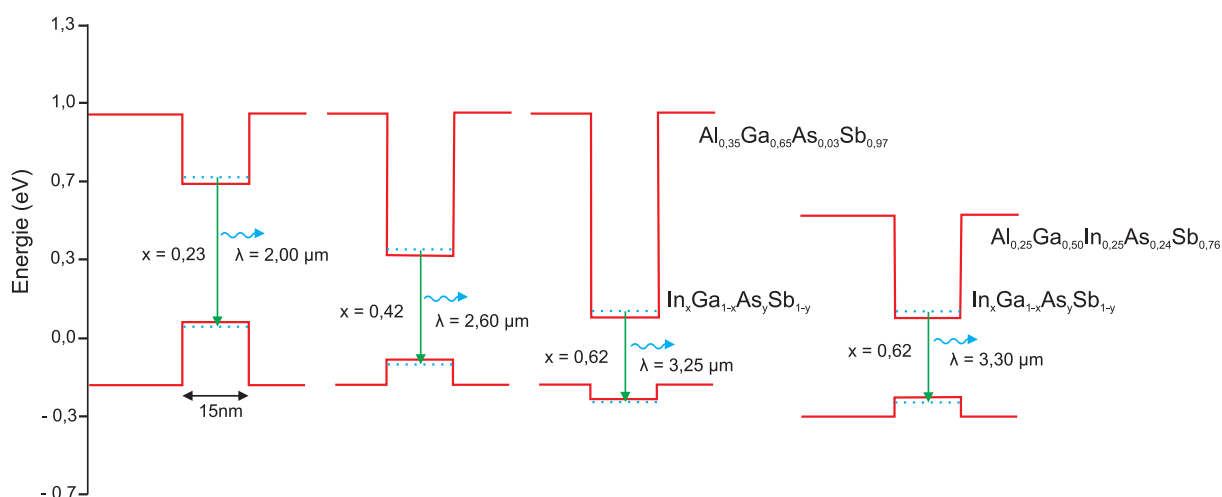


Abbildung 2.9: Kompressiv verspannte Quantenfilme (1,5%) der Breite 15nm. Links: Steigerung der Emissionswellenlänge von $2,00\mu\text{m}$ auf $3,25\mu\text{m}$ unter Verwendung von quaternärem Barrierenmaterial. Bei $\sim 3,1\mu\text{m}$ vollzieht das System einen Übergang zur Typ-II-Struktur. Rechts: Unter Verwendung von quinärem AlGaInAsSb als Barriere kann bei $3,30\mu\text{m}$ ein Typ-I-Übergang mit Einschlusspotential für Löcher verwirklicht werden [Rou07]. Werte bei 300K berechnet nach [DKM03].

ren Verwendung in Diodenlaserstrukturen, vor allem für Emission $>3,0\mu\text{m}$, effizienteren Laserbetrieb ermöglichen kann. Im Jahr 2005 wurden Laserstrukturen mit quinären Barrieren im Pulsbetrieb bis $3,26\mu\text{m}$ vorgestellt [GLD⁺05]. RT-Betrieb im cw-Modus wurde zu Beginn dieser Arbeit bei einer Wellenlänge von $3,1\mu\text{m}$ demonstriert [SBKH08].

Das in der vorliegenden Arbeit verwendete Diodenlasermaterial zur Entwicklung von Laserbauteilen im Bereich $3,0 - 3,4\mu\text{m}$ basiert ausschließlich auf dem Ansatz quinärer Barrieren. Es wurde durch Molekularstrahlepitaxie auf n-dotiertem (100) GaSb-Substrat mit einem Varian Gen II MBE-System am *Institut d'Electronique du Sud, Université Montpellier 2* entwickelt. Es handelt sich um verschiedene Epitaxiestrukturen mit variierenden Materialzusammensetzungen und Schichtdicken zum Erreichen des gewünschten Wellenlängenbereichs $3,0 - 3,4\mu\text{m}$. Es werden hier nicht alle im Einzelnen vorgestellt, sondern anhand von Tabelle 2.1 und Abbildung 2.10 ein Beispiel einer Laserstruktur für Emission um $3,0\mu\text{m}$ erläutert;

Die aktive Zone bei dieser Struktur besteht aus $12,2\text{nm}$ breiten InGaAsSb-Quantenfilmen, getrennt durch AlGaInAsSb-Barrieren. Im hier erläuterten Fall wurden zwei Quantenfilme verwendet. Für Strukturen höherer Wellenlänge wurde deren Anzahl jedoch auf bis zu vier erhöht. Grund hierfür gaben Verstärkungsmessungen und daraus folgende Bestimmungen von Schwellenstromdichten in Abhängigkeit von der Anzahl der Quantenfilme [HBS⁺08] [SBH⁺08]. Nach außen begrenzen die aktive Zone jeweils quinäre Wellenleiterschichten

Dicke (nm)	Typ	Material	n-Dot. (cm^{-3})	p-Dot. (cm^{-3})
~500000	Substrat	GaSb	$1,0 \cdot 10^{18}$	
75,0	Puffer	GaSb	$2,0 \cdot 10^{18}$	
91,0	Rampe	$Al_{0,10}Ga_{0,90}As_{0,040}Sb_{0,960}$ → $Al_{0,90}Ga_{0,10}As_{0,040}Sb_{0,960}$	$2,0 \cdot 10^{18}$	
1500,0	Mantelschicht	$Al_{0,90}Ga_{0,10}As_{0,060}Sb_{0,940}$	$2,0 \cdot 10^{18}$	
370,0	Barriere / Wellenleiter	$Al_{0,20}Ga_{0,60}In_{0,20}As_{0,206}Sb_{0,794}$		
12,2	QF (1,65% vespannt)	$Ga_{0,41}In_{0,59}As_{0,302}Sb_{0,698}$		
38,3	Barriere	$Al_{0,20}Ga_{0,60}In_{0,20}As_{0,206}Sb_{0,794}$		
12,2	QF (1,65% vespannt)	$Ga_{0,41}In_{0,59}As_{0,302}Sb_{0,698}$		
370,0	Barriere / Wellenleiter	$Al_{0,20}Ga_{0,60}In_{0,20}As_{0,206}Sb_{0,794}$		
200,0	Mantelschicht	$Al_{0,90}Ga_{0,10}As_{0,060}Sb_{0,940}$		$5,0 \cdot 10^{17}$
1300,0	Mantelschicht	$Al_{0,90}Ga_{0,10}As_{0,060}Sb_{0,940}$		$5,0 \cdot 10^{18}$
91,0	Rampe	$Al_{0,90}Ga_{0,10}As_{0,040}Sb_{0,960}$ → $Al_{0,10}Ga_{0,90}As_{0,040}Sb_{0,960}$		$5,0 \cdot 10^{18}$
300,0	Kontaktschicht	GaSb		$2,0 \cdot 10^{19}$

Tabelle 2.1: Schichtenfolge mit nominellen Dicken und Dotierungen einer Laserstruktur für Emission um $3,0\mu m$. p-Dotierung durch Be, n-Dotierung durch Te. QF=Quantenfilm.

der Breite 370nm und AlGaAsSb-Mantelschichten der Dicke $>1\mu m$ zur vertikalen Lichtmodenführung. Nach einer dünnen Übergangsschicht zur Bandkantenanpassung wurden substratseitig ein GaSb-Puffer und in Richtung Oberfläche eine hochdotierte ($>10^{19}cm^{-3}$) GaSb-Schicht zur Kontaktierung gewachsen. Nominelle Werte für Schichtdicken, Materialzusammensetzungen und Dotierungen können Tabelle 2.1 entnommen werden und sind außerdem mit dem entsprechenden Bandkantenschema in [BNF⁺10] veröffentlicht. Das nach [VMRM01] berechnete Schema und eine Elektronenmikroskopaufnahme der Schichtenfolge sind in Abbildung 2.10 gezeigt. Zur Kontrasterhöhung wurden die Schichten mit HNO_3 behandelt, woraus außerdem die erkenntliche Rauigkeit der Oberfläche resultiert.

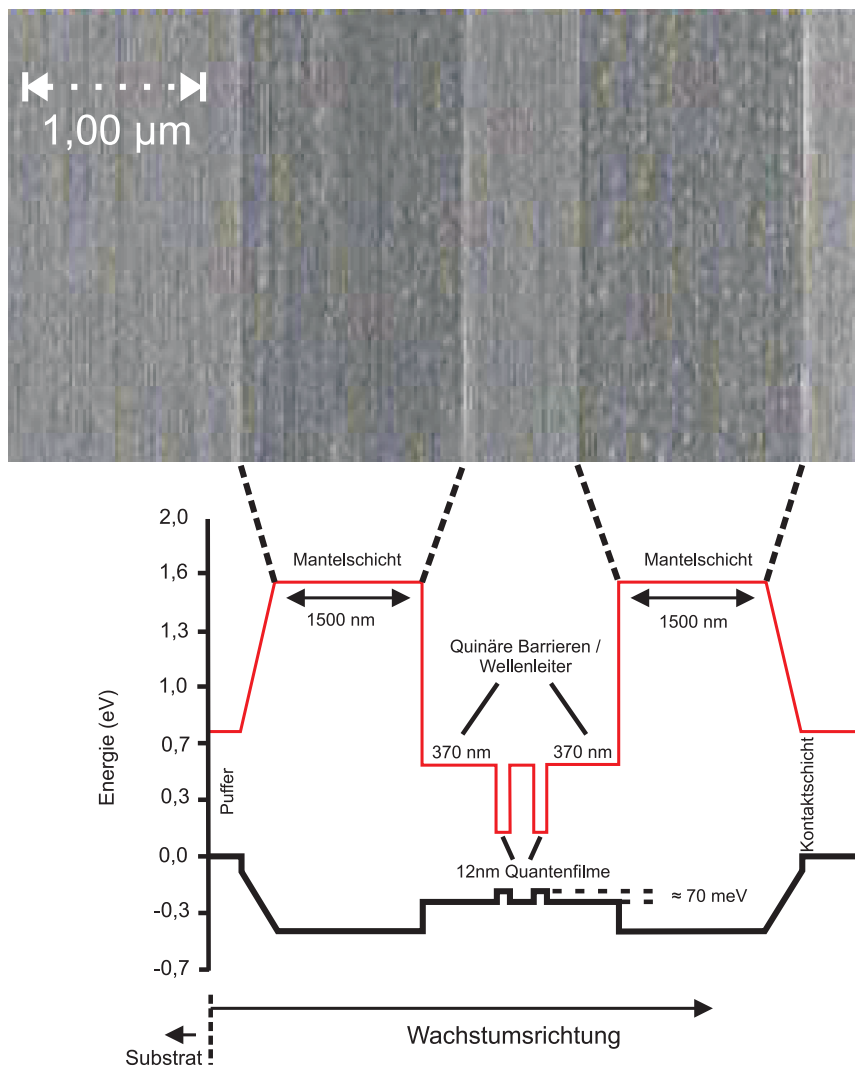


Abbildung 2.10: Unten: Berechnetes Banddiagramm der in Tabelle 2.1 gezeigten Laserstruktur (nach [BNF⁺10]). Oben: Elektronenmikroskopische Aufnahme der epitaktischen Schichten. Zur Kontrasterhöhung wurden diese mit HNO_3 behandelt, woraus auch die Oberflächenrauigkeit resultiert.

2.6 Typ-II-Interbandkaskadenlaser

Neben Typ-I-Diodenlasermaterial wurde in dieser Arbeit außerdem Material basierend auf Typ-II-Heterostrukturen zur Entwicklung von Laserbauteilen verwendet. Die geschichtliche Entwicklung von Typ-II-Lasern hin zum ICL soll hier kurz dargestellt und daraufhin dessen Funktionsweise erläutert werden.

1995 wurden in [HCK⁺95] zunächst erfolgreich Diodenlaser bei $3,5 \mu\text{m}$ Wellenlänge demonstriert, die auf aktiven Typ-II-Heterostrukturen, unter Verwendung von einzelnen InAs-Quantenfilmen in GaInSb-Barrieren, basierten. Relativ breite Wellenfunktionen für

Elektronen und Löcher resultierten hier in quasi dreidimensionalen Zustandsdichten. Kurz darauf wurde eine Verbesserung dieses Konzepts unter Verwendung zweier nahe beieinander liegender, aktiver Quantenfilme vorgeschlagen [MHBRM95]. Abbildung 2.11 zeigt schematisch den Aufbau einer aktiven Zone bestehend aus drei solcher “W“-förmiger Heterostrukturen. Sie sind jeweils aus einer Schicht GaInSb zwischen zwei InAs-Schichten

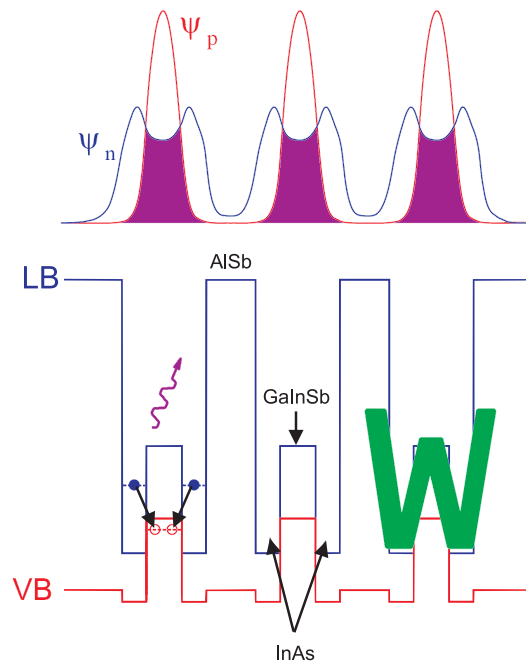


Abbildung 2.11: Unten: Schema von drei W-Quantenfilmen, bestehend aus je einer GaInSb-Schicht umgeben von InAs, getrennt durch AISb. Oben: Wellenfunktionen Ψ_p und Ψ_n für Löcher und Elektronen in den Quantenfilmen. Nach [Man97].

aufgebaut und hier getrennt durch AISb-Barrieren. Das große Einschlusspotential für Ladungsträger in solchen sogenannten W-Quantenfilmen resultiert in stark lokalisierten Wellenfunktionen für Elektronen (Ψ_n) und Löcher (Ψ_p). Dies hat verschiedene Vorteile. Zunächst ergeben sich zweidimensionale Zustandsdichten. Dies wirkt sich positiv auf die Betriebseigenschaften, zum Beispiel bezüglich Verstärkungen im Material und Schwellenströmen, aus [AMS86] [AY86], und stellt somit eine Verbesserung zum Konzept einzelner Typ-II-Quantenfilme ([HCK⁺95]) dar. Des Weiteren ergeben sich durch den starken Überlapp Werte für quantenmechanische Matrixelemente des optischen Übergangs, welche vergleichbar mit denen von Typ-I-Heterostrukturen sind. Dies führt beim W-Quantenfilm zu größerer Verstärkung oberhalb der Laserschwelle als im erwähnten Einzel-Typ-II-Quantenfilm ([HCK⁺95]).

Die Verwendung von Typ-II-Übergängen in einer kaskadierten Laserstruktur wurde erstmals von R.Q.Yang vorgeschlagen [Yan95] [YP96] und 1997 realisiert [YYZ⁺97]. Auf die-

sem Laserkonzept beruhen auch die in dieser Arbeit verwendeten ICL-Proben. Das Material wurde am *Lehrstuhl für Technische Physik der Universität Würzburg* entwickelt. Es basiert auf einem Design aus [CBL⁺06] unter Verwendung von aktiven W-Quantenfilmen in einer kaskadierten Laserstruktur, gewachsen auf n-dotiertem (100) GaSb-Substrat. Details zur Anpassung und Optimierung des zu Grunde liegenden Designs finden sich in [BDK⁺10]. In Abbildung 2.12 ist eine Kaskade der aktiven Zone unter einem elektrischen Feld von 75 kV/cm schematisch dargestellt. Zu sehen sind der Verlauf des Leitungsbands (in

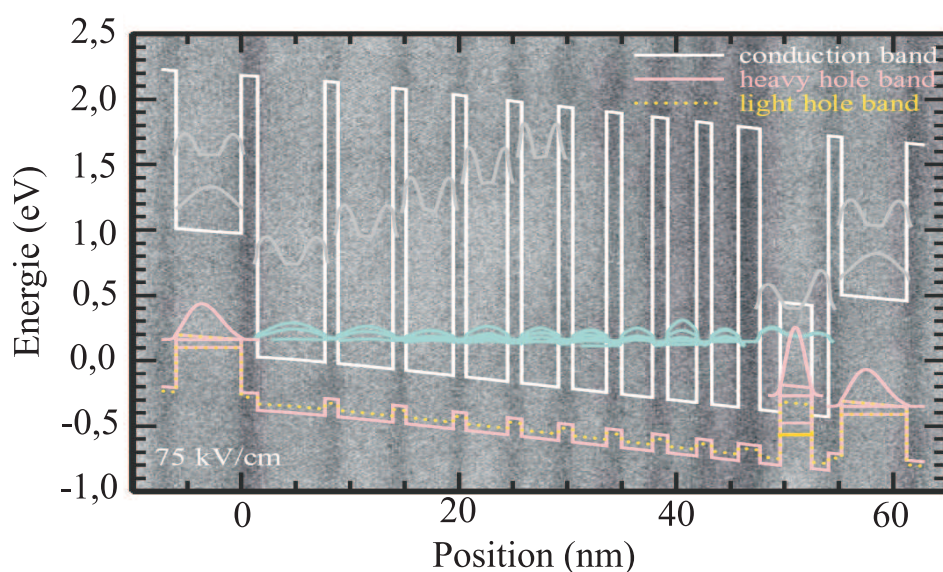


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung von LB- und VB-Verläufen einer aktiven ICL-Kaskade nach [BDK⁺10]. Der Injektorbereich besteht aus [1,5 / **6,2** / 1,2 / **5,1** / 1,2 / **4,4** / 1,2 / **3,8** / 1,3 / **3,4** / 1,3 / **3,1** / 1,4 / **2,9** / 1,4 / **2,7** / 1,4 / **2,5** / 2,0] nm AlSb / **InAs(:Si)**, der aktive W-Quantenfilm aus InAs / GaInSb. Das Schema ist unterlegt mit einer Transmissionselektronenmikroskopaufnahme einer gewachsenen Struktur.

weiß dargestellt) und der von Leichtloch- (gelb) und Schwerlochband (rosa). Eine leichte Aufspaltung letzterer liegt wegen Verspannung der verwendeten InAs- und AlSb-Schichten vor. Die Kaskade besteht aus einem Injektorbereich und dem aktiven W-Quantenfilm-Bereich. Der Injektor (in Abbildung 2.12 beginnend bei 0nm) besteht aus neun teilweise Si-dotierten ($2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) InAs-Schichten, deren Dicken von 6,2nm auf 2,5nm abnehmen. Sie sind jeweils durch eine dünne Barrierenschicht aus AlSb getrennt. Durch das angelegte elektrische Feld (erkenntlich durch den schrägen Bandverlauf) bilden sich in den Injektor-Quantenfilmen überlappende elektronische Zustände (türkis), die annähernd auf dem selben energetischen Niveau liegen und ähnlich der elektronischen Niveaus im Festkörper in ein sogenanntes Miniband aufspalten. Durch den Injektor ist so ein effekti-

ver Elektronentransport durch Tunnelvorgänge bis zum W-Quantenfilm ($\sim 47 - 54\text{nm}$) gewährleistet. Dessen GaInSb-Schicht ist leicht verspannt. Über ihre Dicke und Zusammensetzung, sowie über die Breite der InAs-Schichten im W-Quantenfilm kann die Emissionswellenlänge angepasst werden. So ist mit dem ICL-Ansatz der Wellenlängenbereich um $3 - 5\mu\text{m}$ erreichbar [CBL⁺08]. Die an den W-Quantenfilm angeschlossene GaSb-Schicht ($\sim 55 - 61\text{nm}$) wirkt als Barriere im LB. Ein weiteres Tunneln der Elektronen wird vermieden und der optische Übergang erzwungen. Die in rosa ange deuteten Wellenfunktionen für Löcher im aktiven GaInSb und der GaSb-Barriere lassen erkennen, wie der Entleerungsvorgang des unteren Laserniveaus funktioniert. Die Ladungsträger tunneln im VB mittels der GaSb-Barriere in den nächsten angeschlossenen Injektor der darauffolgenden Kaskade (s. Situation vor 0nm in Abbildung 2.12). Effektive Entleerungszeiten im Pikosekunden-Bereich ([Man97] [Yan95]) ermöglichen eine gute Besetzungsinversion (Lebensdauerzeiten des optischen Übergangs im Bereich Nanosekunden [YP96]). Hinter die schematische Zeichnung in Abbildung 2.12 ist eine Transmissionselektronenmikroskopaufnahme einer gewachsenen Struktur gelegt.

Das Schema einer vollständigen ICL-Struktur ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Die für die vorliegende Arbeit entwickelten Epitaxiestrukturen beinhalten aktive Regionen mit jeweils sechs Kaskaden. Zur vertikalen Lichtmodenführung sind diese eingebettet in je zwei Wellenschichten (200nm GaSb, Te-dotiert $6 \cdot 10^{17}\text{cm}^{-3}$) gefolgt von ca. $2\mu\text{m}$ dicken Mantelschichten bestehend aus 400 Folgen der Kombination [2,4nm InAs, Si-dotiert

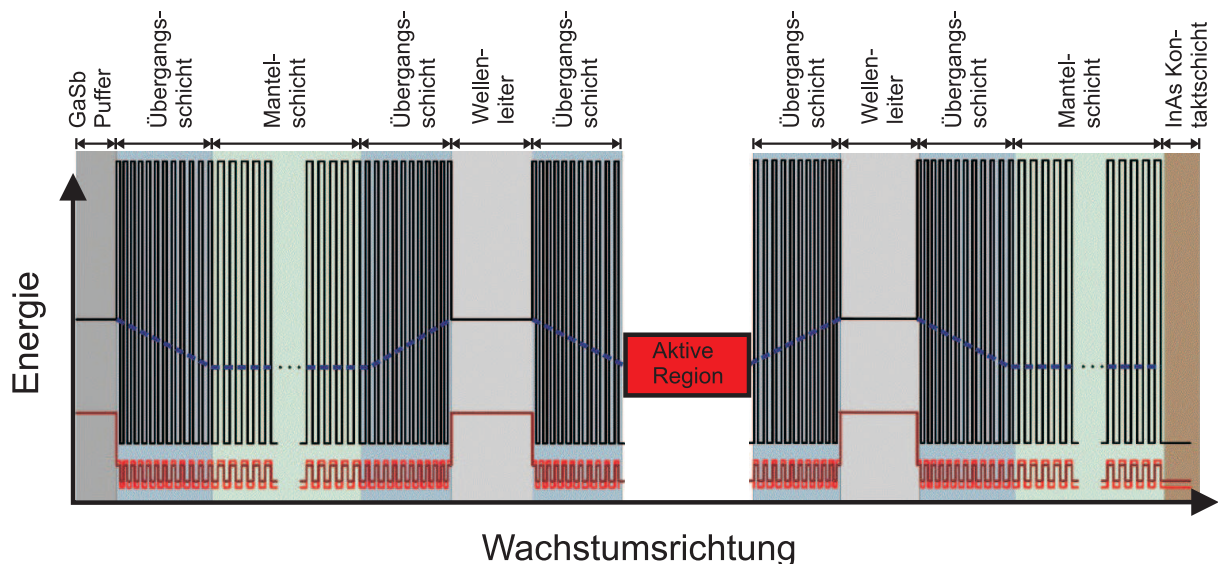


Abbildung 2.13: Schema einer gewachsenen ICL-Struktur. Dargestellt sind die verschiedenen funktionellen Bereiche mit dem Verlauf der LB-Kante (schwarz) und VB-Kanten (rot, braun). In blau ist der Verlauf der Quantisierungs-niveaus für Elektronen eingezeichnet (nach [BDK⁺10]).

$2 - 8 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3} / 2,3 \text{nm AlSb}$]. Substratseitig schließt sich ein GaSb-Puffer an, kontaktseitig eine mit Si hochdotierte ($5 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$) Schicht InAs. Zwischen die jeweiligen Bereiche wurden Übergangsschichten gewachsen. Durch Variation der InAs / AlSb-Breiten der Schichten ist somit die energetische Lage der elektronischen Quantisierungsniveaus (blau) angepasst. Die gesamte Struktur ist annähernd verspannungskompensiert, das heißt die gemittelte Gitterkonstante der InAs- und AlSb-Schichten - entsprechend einem gitterangepassten quaternären Material - ist annähernd der des GaSb-Substrats. Die leichte Verspannung der einzelnen binären Schichten äußert sich in der Aufspaltung von Leichtloch- und Schwerlochband in Abbildung 2.13.

Im Vergleich zu den in Kapitel 2.1 diskutierten grundlegenden Lasereigenschaften liegen bei ICLs durch die kaskadierte Struktur geringe Unterschiede vor. Der Parameter η_{ex} kann bei ICLs >1 sein, da ein Elektron durch die kaskadierte Struktur mehrere Photonen emittieren kann. Der Verlauf der U-I-Kennlinie ist beim ICL prinzipiell der gleiche, wie bei einem Diodenlaser, jedoch muss für Laserbetrieb pro Kaskade mindestens die Spannung $h\nu/q$ anliegen, es liegt also eine "Reihenschaltung" vor [Yan99].

2.7 Verluste im Laser

Im Halbleiterlaser erfahren Elektronen und Photonen Verluste. Die Höhe dieser Verluste und deren Abhängigkeit von T und E_g , und somit λ (s. Gleichung 2.8), sind entscheidend für die Betriebseigenschaften des Lasers.

Der Wert der Laserschwelle I_{th} ist proportional zu den Verlusten der Ladungsträger:

$$I_{th} \sim AN_{th} + BN_{th}^2 + CN_{th}^3, \quad (2.12)$$

wobei A , B und C Koeffizienten für Rekombinationsverluste der Ladungsträger im aktiven Bereich sind. Die Verluste sind unterschieden in Ein-, Zwei- und Drei-Teilchen-Prozesse, wie zum Beispiel Defekt-Rekombination ($\sim N$), spontane Emission ($\sim N^2$) und Auger-Rekombination ($\sim N^3$). Über die Beziehung

$$N_{th} \sim e^{(\alpha_i + \alpha_m)} \quad (2.13)$$

ist die Ladungsträgeranzahl an der Schwelle direkt mit den photonischen Verlusten α_i verbunden. Diese entstehen hauptsächlich durch Wechselwirkungen des Lichtfeldes mit Ladungsträgern (Intraband-Absorption, Absorption freier Ladungsträger...). Die Erhöhung der Ladungsträgerdichte zum Erreichen der Schwelle mit steigender Temperatur resultiert wiederum in einer Abhängigkeit $\alpha_i \sim T$ durch erhöhte Lichtwechselwirkung mit Ladungsträgern. Die Koeffizienten A , B und C sind außerdem teilweise exponentiell temperaturabhängig (s. unten). Beides führt zu einer exponentiellen Abhängigkeit der Schwelle I_{th} von T :

$$I_{th} = I_{th}(T) \sim e^{T/\tau_0} \quad (2.14)$$

T_0 ist hier der charakteristische Parameter für Temperaturstabilität der Laserschwelle. Größere Temperaturbereiche können auch durch verschiedene charakteristische T_0 geprägt sein. Der Grund hierfür liegt teilweise in den verschiedenen starken Temperaturabhängigkeiten der oben genannten Parameter, im cw-Betrieb auch in der positiven Rückkopplung der Schwellenstromerhöhung, die selbst die interne Lasertemperatur erhöht.

Unabhängig von Temperatureinflüssen betrachtet hat allein die energetische Lage der beteiligten Bänderstrukturen im aktiven Laserbereich einen Einfluss auf Ladungsträger- und Photonenverluste. Anders ausgedrückt variiert die Leistungsfähigkeit mit der Emissionswellenlänge der Laserstruktur. Beispielsweise gilt für die photonischen Verluste auf Grund von erwähnter Absorption freier Ladungsträger [Fuk99]:

$$\alpha_{i_AfL} \sim \lambda^2 \quad (2.15)$$

Hiermit ergibt sich über Gleichung 2.13 direkt eine exponentielle Abhängigkeit von I_{th} von der Emissionswellenlänge λ .

Entscheidend limitierender Faktor für die Betriebseigenschaften von langwelligen Lasern, u. a. der hier behandelten mit $\lambda > 3,0\mu m$, sind die Verluste für Ladungsträger auf Grund von Auger-Rekombination (CN_{th}^3 -Term in Gleichung 2.12) [OSA⁺06]. Beim Auger-Prozess rekombiniert ein Elektron aus dem LB mit einem Loch in einem VB. Die frei werdende Energie wird auf ein anderes Elektron im LB oder VB übertragen. Dieses relaxiert wieder in den thermischen Gleichgewichtszustand über Wechselwirkung mit dem Kristall (Phononen) und erwärmt diesen. Möglich ist auch das Entstehen eines freien Ladungsträgers aus einem solchen "heißen" Elektron durch Entkommen aus einem Potentialtopf. Man unterscheidet die drei Prozesse CHCC, CHLH und CHSH (Abbildung 2.14), je nach Übergang der Ladungsträger (wobei im hier verwendeten GaSb-Materialsystem CHLH und CHCC dominant sind [AD99]). Es gilt: "C" für "conduction band", also LB, "H" für "heavy hole band", also Schwerlochband, "L" für "light hole band", also Leichtlochband und "S" für "split-off band". Die Auger-Rekombinationsrate hängt von den Wahrscheinlichkeiten für Besetzung / Nichtbesetzung der beteiligten Zustände ab. Bei jedem der Prozesse gilt Energie- und Impulserhaltung, weshalb schon anschaulich anhand von Abbildung 2.14 klar wird, dass die Wahrscheinlichkeit für Auger-Prozesse bei einer bestimmten Anzahl beteiligter Zustände mit abnehmendem E_g steigt. Tatsächlich liegt für den Auger-Koeffizienten in Gleichung 2.12 eine exponentielle Abhängigkeit von E_g (und somit über Gleichung 2.8 von λ) vor:

$$C \sim e^{-E_g/k_B T} \quad (2.16)$$

Die oben erwähnte exponentielle Abhängigkeit des Koeffizienten C von T ist hier auch erkenntlich. Sie erklärt sich aus der Wahrscheinlichkeit der Besetzung der beteiligten Zustände über die Fermi-Verteilung.

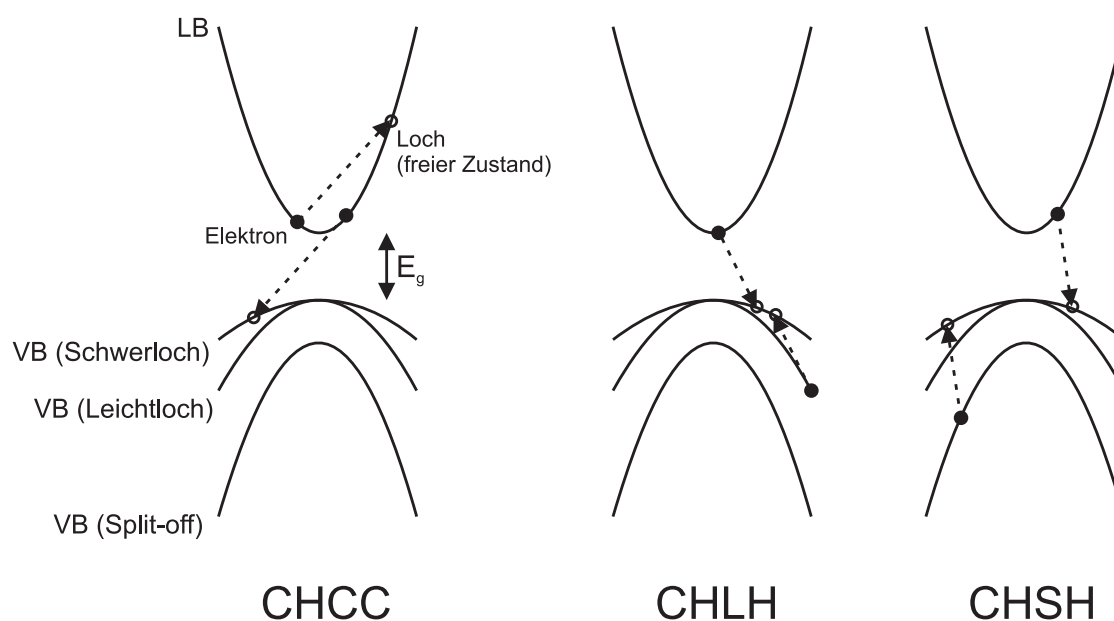


Abbildung 2.14: Verschiedene Auger-Prozesse.

Abbildung 2.15 zeigt einige gemessene Werte für den Auger-Koeffizienten C bei 300K in Abhängigkeit von der Wellenlänge für verschiedene Typ-I-Strukturen (grün und rot, unterschiedliche Symbole deuten auf unterschiedliche Messmethoden hin). Man sieht, dass Quantenfilmmaterial (Notation “QW“) allgemein kleinere Auger-Koeffizienten im Vergleich zu Volumenmaterial (keine zusätzliche Notation) hat. Es ist außerdem zu erkennen, dass C beim Anstieg der Wellenlänge von $1,55\mu\text{m}$ für die Telekommunikation auf den hier angestrebten Bereich um $3,4\mu\text{m}$ um fast zwei Größenordnungen ansteigt. Der starke Anstieg der Auger-Verluste mit der Emissionswellenlänge macht deutlich, wieso die Entwicklung von langwelligen Lasern eine besondere Herausforderung darstellt. Bei der Epitaxie- und Bauteilentwicklung müssen Verluste in den Laserstrukturen minimal gehalten werden. Auf die konsequente Vermeidung von Verlusten bei der Laserprozessierung wird in Kapitel 5 eingegangen. Bezüglich der Epitaxie eines verlustarmen Lasertyps wird an den blauen Quadraten (und Stern) in der Abbildung direkt ein Vorteil des Typ-II-ICL-Konzepts klar. 1998 fand man, dass durch Unterdrückung der Intervallenzband-Resonanz mit E_g [MFB⁺98] die Auger-Verluste durch CHLH und CHSH ausgeschlossen und CHCC stark unterdrückt werden. Im Wellenlängenbereich $3 - 4\mu\text{m}$ wurden somit in ICLs Auger-Koeffizienten mit Werten einer Größenordnung unter denen von Typ-I-Strukturen gemessen. Aktuellere Ergebnisse (blaue Kreise) zeigten sogar annähernd eine Wellenlängenunabhängigkeit in diesem Bereich [BLK⁺08], wobei der Grund hier noch nicht klar ist. Bezüglich der Unterdrückung des stärksten Verlustmechanismus und somit Leistungsfähigkeit im Wellenlängenbereich $>3\mu\text{m}$ hat also der Typ-II-ICL anscheinend große Vorteile gegenüber dem Typ-I-Konzept. Bei Letzterem können durch die Verspan-

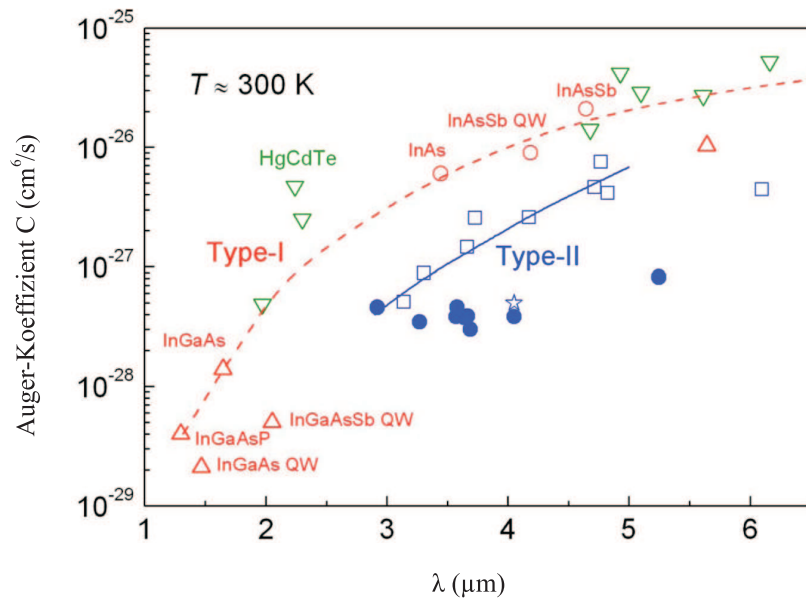


Abbildung 2.15: Auger-Koeffizient C in Abhängigkeit von der Emissionswellenlänge verschiedener Typ-I-Strukturen (rot / grün). In blau: Werte für Typ-II-ICLs von 1998 (Quadrate) und 2008 (Kreise) (aus [BLK⁺08]).

nung der aktiven Quantenfilme (s. Kapitel 2.5) und damit Verzerrung der Bandstrukturen und Senkung der effektiven Schwerlochmasse m_{hh}^* auch verkleinerte Werte für N_{th} und C erzielt werden [Ada86] [SBKD07]. Ein großer Vorteil gegenüber dem ICL ist hier das einfachere und vor allem schon länger etablierte Wachstum von Typ-I-Strukturen. Auf Grund der großen Anzahl verschiedener Schichten im ICL ist verständlich, dass eine exzellente Wachstumsqualität schwerer zu erreichen ist, als beim Typ-I-Diodenlaser. Um zu prüfen, welche Vorteile der beiden Laserkonzepte bei den in dieser Arbeit verwendeten epitaktischen Materialien überwiegen, wurden beide auf ihre Betriebseigenschaften getestet und daraufhin entschieden, auf welchem Material die angestrebten Bauteile verwirklicht werden sollten.

Kapitel 3

Prozessierung

In diesem Kapitel wird kurz auf die grundlegenden Verfahren eingegangen, die zur Strukturierung des verwendeten Halbleitermaterials eingesetzt wurden. Wichtige Prozessierungsschritte und verwendete Anlagen werden erläutert.

3.1 Optische Lithographie

Ein schnelles Verfahren zur Definition von Strukturen auf der Oberfläche eines Halbleiters ist optische Lithographie. Unter Verwendung von UV-Licht können in einem Photolack Strukturen erzeugt werden. Das prinzipielle Vorgehen ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

In einem ersten Schritt wird der optisch aktive Lack (rot) homogen auf die Probe mit einer Dicke von $1 - 2\mu\text{m}$ aufgeschleudert. Nach thermischem Ausbacken wird eine Abschattungsmaske aus SiO_2 mit aufgebrachtem, strukturiertem Chrom dann mikrometerngenau auf die gewünschte Stelle über der Probe ausgerichtet und in Kontakt gebracht. Die nicht abgedeckten Stellen werden einige Sekunden UV-Licht ausgesetzt. Das Ergebnis ist eine veränderte molekulare Struktur im Lack (rosa). Je nach Verwendung von sogenanntem

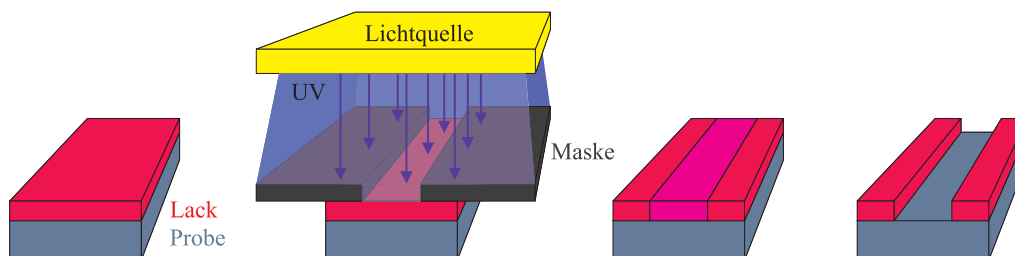


Abbildung 3.1: Schema des Vorgehens bei optischer Lithographie. Von links nach rechts: Aufgetragener optischer Lack / Abschattung und Belichtung der gewünschten Stellen / Angedeutete Veränderung der molekularen Struktur des Lacks (hier rosa → Positivlack) / Entwickelter Lack

“Positiv-“ oder “Negativ-Lack“ können dann mit einem Entwickler die belichteten, bzw. unbelichteten Stellen selektiv herausgelöst werden. Die verbliebene Lackstruktur kann nun selbst als Maskierung in einem weiteren Verfahrensschritt dienen, in dem nicht mit Lack bedeckte Strukturen zum Beispiel durch Sputtern oder Ätzen entfernt werden sollen (s. unten). Andererseits kann sie in einem Materialauftragungs-Schritt als Maskierung für Stellen dienen, die materialfrei bleiben sollen. Die Entfernung von optischem Photo-lack geschieht durch Abheben in einem Lösungsmittelbad mit Ultraschall. Diese Technik wurde hauptsächlich zur Definition von elektrischen Kontaktstrukturen eingesetzt. Die Größe der zu erzeugenden Strukturen mittels Kontaktlithographie ist beugungslimitiert auf Dimensionen von etwa $1\mu m$.

3.2 Elektronenstrahlolithographie

Für die Definition von Strukturen $<1\mu m$, also insbesondere Gitterstrukturen für monomodige Laser, kann optische Kontaktlithographie auf Grund von Beugungseffekten nicht mehr verwendet werden. Es wurde hierfür Elektronenstrahlolithographie eingesetzt. Für Elektronenemission dient hierbei eine mit ZrO_2 beschichtete Wolfram-Nadel als thermischer Feldemitter. Die durch 100kV beschleunigten Elektronen werden durch elektrostatische und magnetische Linsen fokussiert und abgelenkt. Auf eine zu “belichtende“ Probe können, ohne diese zu bewegen, Muster in Schreibfeldern von bis zu $500\mu m \times 500\mu m$ sehr exakt realisiert werden. Bei größeren Strukturen wird die Probe auf einer Bühne verfahren. Aneinander grenzende Schreibfelder können somit durch die Messungengenauigkeit des Bühnen-Laserinterferometers einen Versatz von wenigen Nanometern haben (“Stitching-Fehler“). Geschriebene Strukturen von Dimensionen $< 100nm$ sind mit Elektronenstrahlolithographie ohne Probleme zu verwirklichen.

Das Belichtungsverfahren ist ähnlich dem in Abbildung 3.1 gezeigten Vorgehen für optische Lithographie. Bei Elektronenstrahlolithographie wird jedoch ein Lack verwendet, der molekular empfindlich auf Elektronenstrahlung reagiert. Der Belichtungsschritt geschieht hier nicht unter Abschattung und Exposition der gesamten Probe, sondern seriell unter direktem Schreiben der Strukturen durch Ablenkung des Elektronenstrahls innerhalb eines Schreibfeldes. Zur Entwicklung des belichteten Lacks wird ein wasserfreier Entwickler verwendet, weshalb Elektronenstrahlolithographie auch für die Belichtung der Stege auf dem wasserempfindlichen GaSb-Material eingesetzt wurde. In dieser Arbeit kam nur positiver Elektronenstrahlack zum Einsatz. In Abbildung 3.2 ist das Schreiben einer Gitterstruktur per Elektronenstrahl schematisch dargestellt. Das in Kapitel 3.1 erwähnte Verwenden des verbleibenden Lacks als Maske für das Aufbringen eines Materials in die entwickelten Strukturen und das Abheben des Lacks sind außerdem dargestellt. Als Resultat wurden hier Metallstege auf der Oberfläche strukturiert (grün).

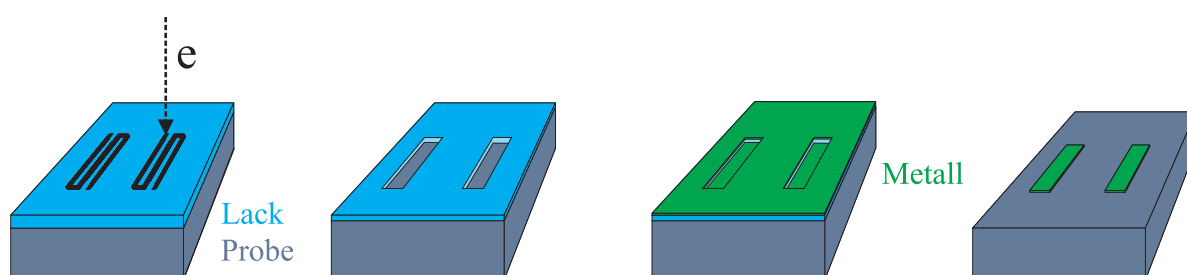


Abbildung 3.2: Bei Elektronenstrahl-Lithographie wird das gewünschte Muster direkt in den Lack (blau) geschrieben. Nach Entwickeln kann dann beispielsweise eine Metallschicht aufgebracht werden (grün), der Lack dient als Maske. Nach Abheben des Lacks bleibt strukturiertes Metall zurück.

3.3 Reaktives Ionenätzen

Hauptsächlich zum stark anisotropen Übertragen von maskierten Strukturen in den Halbleiter wurden Trockenätzverfahren eingesetzt. Sie basierten alle auf dem Prinzip des reaktiven Ionen-Ätzens (engl.: reactive ion etching - RIE). Bei diesem wird eine evakuierte Ätzkammer geerdet, ein Probenhalter samt Probe befinden sich elektrisch isoliert darin. Ein Plasma aus den eingeleiteten Gasen (wenn nicht anders angegeben in dieser Arbeit immer Argon und Chlor) wird durch Einkoppeln einer hochfrequenten Wechselspannung (13,56MHz um 100W Leistung) auf den Probenhalter gezündet. Im Wechselfeld sind die Elektronen wesentlich beweglicher als die schwereren, trägeren Ionen. Elektronen, die auf die Ätzkammer treffen, fließen ab. Da der Teller elektrisch isoliert ist, lädt er sich durch hier auftreffende Elektronen negativ auf. Es entsteht eine Potentialdifferenz zwischen Probe und Plasma (Biasspannung, einige 100V), die die positiv geladenen Ionen senkrecht in Richtung Probe beschleunigt. Argon hat dann einen anisotropen physikalischen Ätzeffekt durch Ionen-Bombardement ("Sputtern"), während Chlor durch Bildung flüchtiger Verbindungen eine isotrope, chemische Ätzkomponente darstellt. Die Mischverhältnisse der Gase, Druck in der Kammer, eingekoppelte Hochfrequenz-Leistung und somit Plasmadichte und Biasspannung beeinflussen im Wesentlichen den Ätzvorgang.

Wie in Abbildung 3.3 angedeutet, kann das RIE-Konzept durch Elektron-Zyklotron-Resonanz (engl.: electron cyclotron resonance - ECR-RIE) oder ein induktiv gekoppeltes Plasma (engl.: inductively coupled plasma - ICP-RIE) erweitert werden. Zweck ist bei beiden Ansätzen das Aufheben der Kopplung von Plasmadichte und Biasspannung, wie es bei reinem RIE besteht. Bei ECR wird dies durch die Kombination von einem permanenten Magnetfeld im oberen Teil der Ätzkammer und Einstrahlung von resonanter Mikrowellenstrahlung (2,45GHz, einige 100W Leistung) erreicht. Die Erhöhung der Mikrowellen-Leistung führt zu größerer Plasmadichte auf Grund von Stoßionisation durch

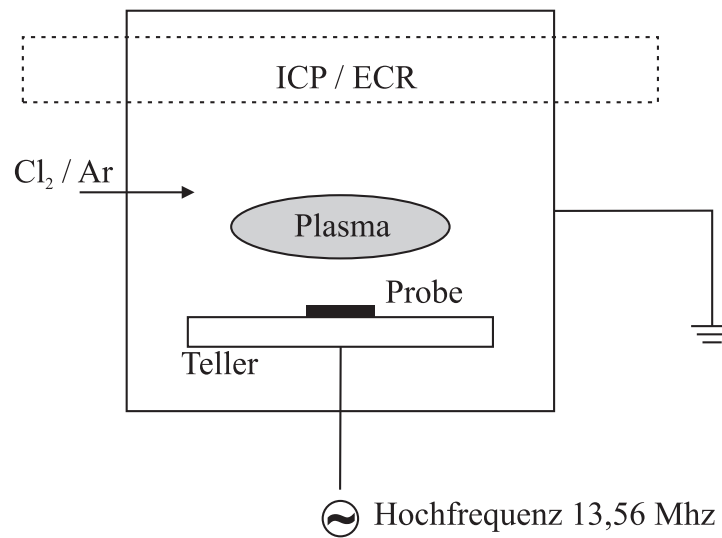


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Ätzkammer einer RIE-Anlage. Erweiterungen des Konzepts durch ICP und ECR sind angedeutet.

Elektronen in Elektron-Zyklotron-Resonanz. Bei ICP wird der selbe Effekt über ein durch Induktion erzeugtes magnetisches Wechselfeld (13,56MHz, einige 100W Leistung) erreicht. Durch Entkopplung von Plasmadichte und Biasspannung kann mit beiden Ansätzen eine hohe Plasmadichte und somit Ätzrate und Anisotropie erreicht werden, während im gleichen Zug relativ niedrige Biasspannungen Schädigungen beim Ätzen verhindern sollen. In dieser Arbeit kamen alle drei Ätzverfahren zum Einsatz.

3.4 Reaktives Ionenstrahlätzen

Reaktives Ionentrahl-Ätzen (engl.: reactive ion beam etching - RIBE) ist ein ähnliches Verfahren wie RIE. Hier wird jedoch nur die Sputterkomponente physikalischen Ätzens verwendet. So können auch harte Materialien, wie zum Beispiel Platin relativ schnell abgetragen werden. Bei RIBE werden Argon-Atome mittels Stoßionisation durch Elektronen aus Glühemission ionisiert und in einem elektrischen Feld auf die Probenoberfläche beschleunigt.

3.5 Materialabscheidung

Es kamen verschiedene Methoden zum Einsatz, um Materialien auf der Probenoberfläche abzuscheiden. Die Wahl der Methode war durch die Verfügbarkeit der Materialien in den Anlagen und Anforderung an die qualitative Abscheidungscharakteristik und -geschwindigkeit bestimmt.

3.5.1 Ionen-Sputtern

Beim Ionen-Sputtern werden, analog zu RIBE, Argon-Ionen beschleunigt. Hier treffen sie allerdings nicht direkt auf die Probe, sondern auf ein sogenanntes Target bestimmten Materials (zum Beispiel SiO_2), und lösen aus diesem Atome heraus, die in die Gasphase übergehen. Das Material wird dann auf der Probe abgeschieden. Die Anlagerung des Materials ist hier relativ isotrop. Das heißt, es können auch steile Flanken, wie die Seitenflächen von geätzten Stegen bedeckt werden. Wie in Abbildung 3.4 angedeutet kann die Probe für größere Homogenität der aufgetragenen Schichten zusätzlich rotiert werden.

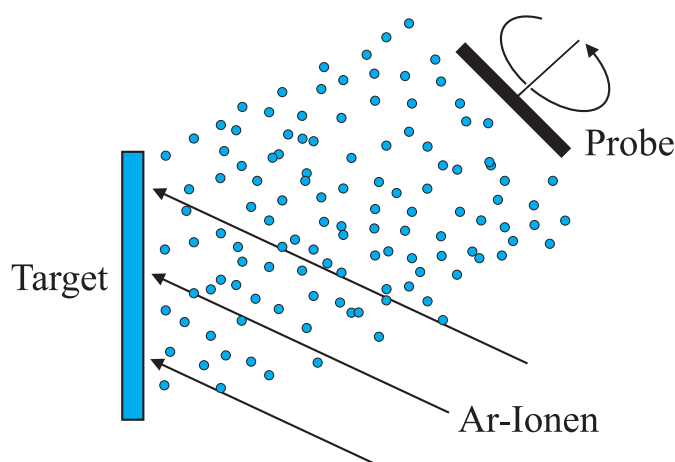


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung für den Prozess des Ionen-Sputterns.

3.5.2 Verdampfen

Ein relativ anisotropes Verfahren zur Materialabscheidung ist das Verdampfen. Hier werden die aufzubringenden Materialien thermisch oder mittels Elektronenstrahl erhitzt, bis verdampfendes Material auf der Probe adsorbiert. Es wurde zum Beispiel bei Prozessen für Materialaufbringung unter Verwendung von Lack als Oberflächenmaskierung verwendet. Da hier nicht die Seitenflächen des Lacks bedeckt wurden, konnte dieser restfrei abgehoben werden.

3.5.3 Galvanisierung

Zur Abscheidung von durchgehenden, dicken Goldschichten kam Galvanotechnik zum Einsatz. In einem leicht basischen Goldbad wurden Proben hierbei auf negatives elektrisches Potential gelegt, wodurch sich Gold auf allen elektrisch leitenden Stellen der Oberfläche ablagerte, die nicht mit vorher strukturiertem Lack maskiert wurden. So war es möglich, einige Mikrometer dicke Goldschichten in wenigen Minuten zu erzeugen.

Kapitel 4

Charakterisierungsverfahren

Die in dieser Arbeit entwickelten Bauteile wurden auf Materialstücken mit der Größe eines Quadratzentimeters verwirklicht. Diese wurden nach Anritzen mit einer Diamantnadel in Barren und einzelne Laser gespalten. Laser auf gespaltenen Barren wurden mit einer Messnadel einzeln elektrisch kontaktiert und charakterisiert. Als Wärmesenke mit variabler Temperatur diente für die Barren ein peltiergekühlter Metallblock. Einzeln abgespaltene Laser wurden entweder auf kupferbasierte Wärmesenken montiert und diese an den Block geschraubt oder in TO-Gehäuse mit internen Peltier-Elementen zur Kühlung integriert.

4.1 Kennlinienmessung

U-I-Kennlinien wurden durch stromabhängige Spannungsmessung zwischen Laseroberfläche und Wärmesenke bestimmt. Gleichzeitig wurde die emittierte Lichtleistung P über Auslesen des Photostroms einer geeichten InAs-Photodiode (s. Abbildung 4.1) gemessen. Somit entstanden entsprechende P-I-Kennlinien.

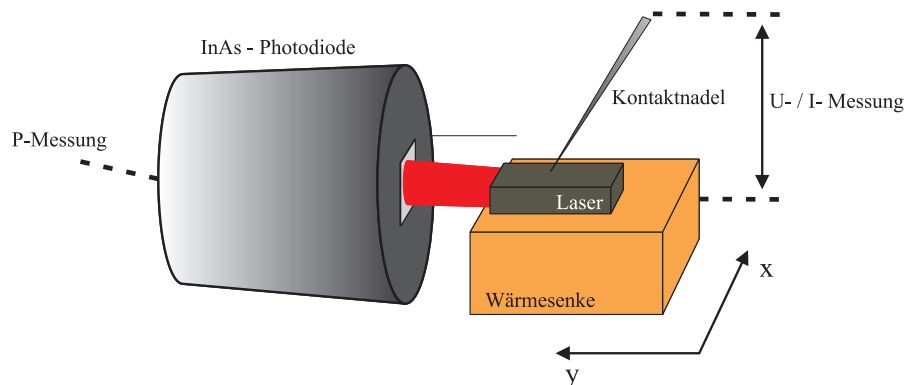


Abbildung 4.1: Schema für Kennlinienmessung der Laser.

4.2 Fernfeldmessung

In einem Aufbau ähnlich Abbildung 4.1 konnten von montierten Lasern Fernfelder aufgenommen werden. Hierfür wurden die Laser drehbar um ihre Längsachse gelagert. Der InAs-Detektor fuhr in der x-y-Ebene bei konstantem Abstand zum Laser einen 180°-Winkel ab. Mittels positionsabhängiger Leistungsmessungen mit dem Detektor, für verschiedene Stellungen der Drehachse des Lasers, konnte die richtungsabhängige Intensitätsverteilung der Laseremission aus einer Facette bestimmt werden.

4.3 Spektrenmessung

Zur Messung der spektralen Eigenschaften der Laser wurden verschiedene Spektrometer verwendet. Ausschlaggebend für die Wahl des Spektrometers war zunächst die Emissionswellenlänge des emittierten Lichts. Des Weiteren waren Messgeschwindigkeit und dynamische Bereiche der Messungen Entscheidungskriterien. Je nach Dynamikbereich des Messverfahrens konnten Werte für die Seitenmodenunterdrückung oder das Signal-Rausch-Verhältnis (engl. "signal to noise ratio" - SNR) angegeben werden. Die Auflösung aller verwendeten Spektrometer lag unterhalb des Fabry-Pérot-Moden-Abstandes in den vermessenen Lasern, bestimmt nach Gleichung 5.2 (s. Kapitel 5.1).

4.3.1 Doppelmonochromator

Zur Vermessung in dieser Arbeit präsentierter Spektren im Wellenlängenbereich $<2400\text{nm}$ wurde ein sogenannter *Optical Spectrum Analyzer* eingesetzt. Er hat den Vorteil, dass das Licht unter geringem Justageaufwand über eine Glasfaser ins Gerät eingekoppelt werden kann. Durch ein reflektierendes optisches Element liegt eine Doppelmonochromator-Anordnung im Gerät vor (s. Abbildung 4.2). Ein Czerny-Turner-Aufbau mit zwei Parabolspiegeln und sehr schnell rotierendem Beugungsgitter mit entsprechender Auswertungs-elektronik erlaubt extrem schnelle Spektrenmessungen (Sekunden-Bereich) bei einem Dynamikbereich von $>60\text{dB}$.

4.3.2 Monochromator

Für Messungen mit hohem Dynamikbereich im Wellenlängenbereich $>2400\text{nm}$ wurde ein 1150mm langer Monochromator in Ebert-Fastie-Anordnung mit einem Parabolspiegel verwendet (s. Abbildung 4.3). Das zunächst kollimierte Laserlicht wurde auf den Eingangsspalt fokussiert. Wie beim zuvor beschriebenen Doppelmonochromator wurden durch Drehung des Gitters und Abfahren der gewünschten Beugungswinkel die wellenlängenabhängigen Intensitäten am Detektor ausgelesen. Mit Chopper, Lock-In-Verstärker und

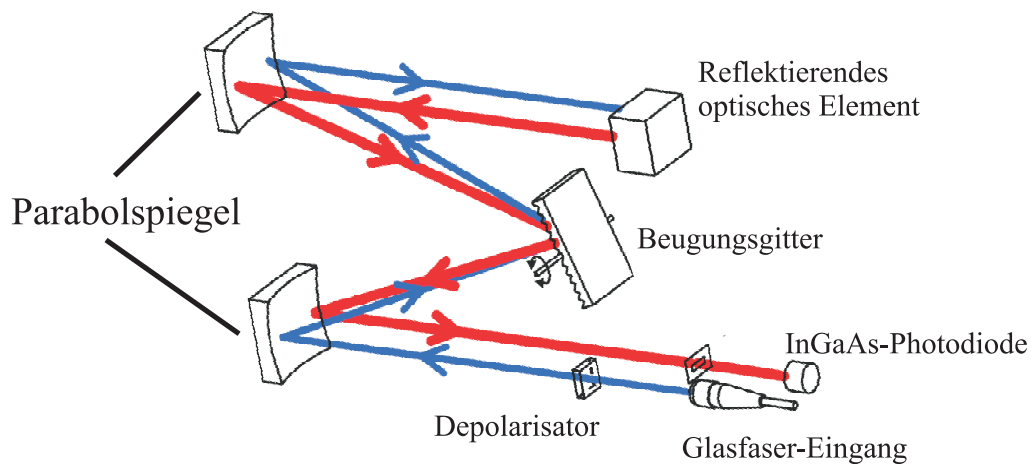


Abbildung 4.2: Strahlengang im verwendeten *Optical Spectrum Analyzer* bis 2400nm. Durch das reflektierende optische Element ergibt sich ein Doppel-Monochromator (nach [TGTA]).

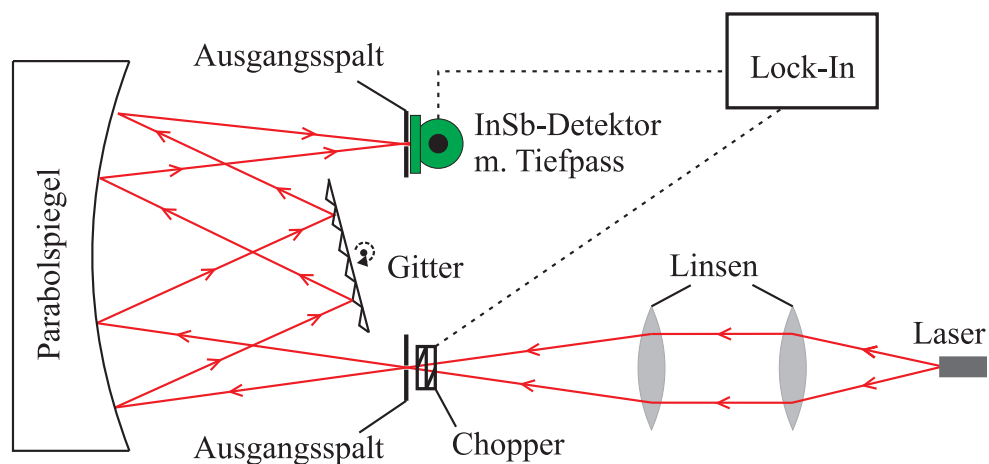


Abbildung 4.3: Aufbau des Monochromator-Messplatzes für Spektrenmessung mit hohem Dynamikbereich im Wellenlängenbereich $>2400\text{nm}$.

einem optischen Filter wurde Hintergrund-Wärmestrahlung unterdrückt. Im Messmodus mit Warte- und Signal-Integrationszeiten im Sekunden-Bereich konnten schrittweise detaillierte Spektren mit Rauschunterdrückungen $>50\text{dB}$ aufgenommen werden. Für die Messungen mit hohem Dynamikbereich im MIR musste der Kompromiss langer Messzeiten eingegangen werden ($\sim 1 \frac{\text{min}}{\text{nm}}$).

4.3.3 Fourier-Transform-Infrarot-Spektrometer

Für Messungen bei Wellenlängen $>2400\text{nm}$, bei denen ein hoher Dynamikbereich nicht zwingend notwendig war (zum Beispiel für die Bestimmung von Peak-Position, Durchstimmverhalten) und bei automatisierten Messungen wurde die erheblich schnellere Methode der Fourier-Transform-Infrarot (FTIR) – Spektroskopie angewendet. Wie in Abbildung 4.4 dargestellt wurde hierfür das kollimierte Laserlicht in ein Interferometer mit einem festen und einem beweglichen Spiegel eingekoppelt. Durch einen halbdurchlässigen Strahlteiler wurde der Lichtstrahl aufgeteilt und nach Reflexion an den beiden Spiegeln wieder überlagert. Schnelles Verfahren des beweglichen Spiegels erzeugte am Detektor ein zeitabhängiges Interferenzsignal. Durch Fourier-Transformation des Signals wurde über die im Licht erhaltenen Frequenzen und Intensitäten ein Spektrum errechnet. FTIR erlaubte sehr schnelle Spektrenmessungen im Sekundenbereich. SNRs lagen hauptsächlich auf Grund von Fourier-Artefakten in der Nähe großer Intensitäten jedoch maximal zwischen $25\text{dB} < \text{SNR} < 30\text{dB}$.

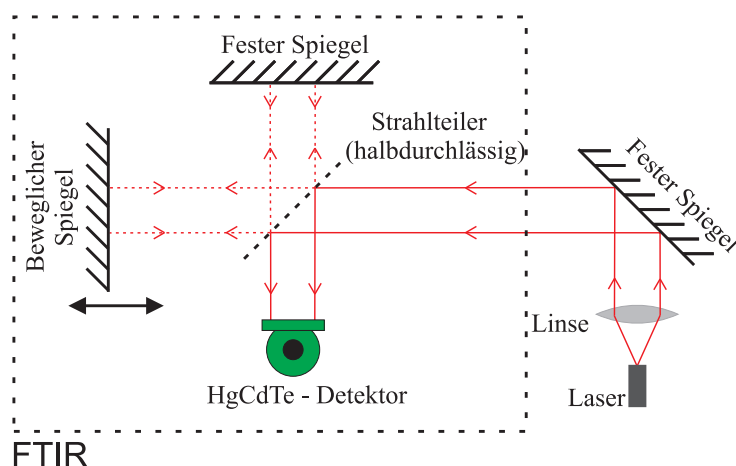


Abbildung 4.4: Darstellung der Spektrenmessung mittels Fourier-Transform-Spektroskopie.

4.4 Messungen im Pulsbetrieb

Alle in diesem Kapitel erläuterten Messungen konnten auch im Pulsbetrieb durchgeführt werden. Hierfür wurde kein Konstantstrom angelegt, sondern Strompulse einer minimalen Länge von $\Delta t = 50\text{ns}$ und konstanter Frequenz f . Hierdurch wurde es möglich, die Messungen ohne effektive Erwärmung der Bauteile durchzuführen, da die eingespeiste Leistung P nur einen Bruchteil der Zeit anlag. Für eine typisch verwendete Pulsfrequenz von 20kHz und eine typische Pulslänge von 100ns beispielsweise wird im Laser nur $0,2\%$

der cw-Leistung $U \cdot I$ umgesetzt:

$$P = f \cdot \Delta t \cdot U \cdot I = 20kHz \cdot 100ns \cdot U \cdot I = 0,2\% \cdot U \cdot I. \quad (4.1)$$

Die Joule'sche Wärme im Bauteil kann hierbei annähernd vernachlässigt werden und die Lasertemperatur entspricht der Wärmesenktemperatur.

Durch Triggern eines Oszilloskops mit der Pulsfrequenz und induktiver Messung des Pulsstroms konnte dieser sehr exakt ausgelesen werden.

Kapitel 5

Entwicklung von DFB-Lasern für Anwendungen von 3,0 - 3,4 μm

Ein wichtiges Ziel dieser Arbeit war die Entwicklung von monomodigen Lasern mit verteilter Rückkopplung (engl.: distributed feedback - DFB), sogenannten DFB-Lasern. Im Wellenlängenbereich von 3,0 – 3,4 μm sollten diese Anwendungen in der Gassensorik, zum Beispiel für den Nachweis von Kohlenwasserstoffen, ermöglichen. Wie schon einleitend erwähnt, haben viele C-H-Verbindungen ihre ausgeprägtesten Absorptionscharakteristika bei diesen Wellenlängen. Die Verfügbarkeit von gassensorisch einsetzbaren Lasern in diesem, vor allem industriell sehr interessanten Wellenlängenbereich würde viele hochsensitive, technische Anwendungen ermöglichen.

Für die Entwicklung der Laser wurden die schon in Kapitel 2 ausführlich erläuterten Ansätze des Typ-II-ICLs und Typ-I-Diodenlasers untersucht. Für eine relativ kostengünstige, rauscharme und somit hochsensitive Anwendung der Laser in der Gassensorik ist deren Betrieb im cw-Modus sehr vorteilhaft. Zur einfachen Handhabung und Vermeidung großer und teurer Kühlsysteme muss ein Laser in Dauerstrichbetrieb mindestens Temperaturen erreichen, die von einem Peltier-Kühler in entsprechender Größe stabil gehalten werden können (mit kleiner Wärmesenke bei Laserbetrieb minimal ca. -10°C). Dieser Kühler kann dann direkt ins Lasergehäuse integriert werden. Für Flexibilität in den Betriebsbedingungen, vor allem für die spätere Entwicklung von weit abstimmbaren mehrsegmentigen Lasern (s. Kapitel 6), ist eine maximale cw-Betriebstemperatur um RT oder höher optimal. Für die Entwicklung der Laser in diesem Kapitel ist also ein entscheidendes Eignungskriterium das Erreichen von Emission im 3,0 – 3,4 μm -Bereich unter cw-Betrieb bei RT. Ausgangsleistungen um 1mW sind hierbei für Sensorik-Anwendungen absolut ausreichend. Zu Beginn der vorliegenden Arbeit war die größte realisierte Emissionswellenlänge in cw-RT-Betrieb für Typ-I-Diodenlaser 3,1 μm [SBKH08]. Cw-Betrieb in Typ-II-ICLs war zu diesem Zeitpunkt noch um 0°C beschränkt [BLC⁺08], wobei hier die Emissionswellenlänge relativ unabhängig von den Betriebseigenschaften über die Wahl der Quantenfilmdicken

eingestellt werden kann.

Ein zweites, grundlegendes Kriterium für die Anwendbarkeit der entwickelten Laser in der Gassensorik ist das Erreichen von monomodigem DFB-Betrieb. Auf Grund des Fehlens von cw-RT-Lasern von 3,1 – 3,4 μm waren folglich vor Anfertigung dieser Arbeit auch keine entsprechenden DFB-Laser verwirklicht worden. Der langwelligste DFB-Laser in cw-RT-Betrieb emittierte bei 3,02 μm [LHR⁺08]. Somit war ein weiterer Entwicklungsschritt die Etablierung eines Herstellungsprozesses für Laser mit DFB-Kopplung im angestrebten Wellenlängenbereich.

Eine besondere Herausforderung bei der Entwicklung der Laser entstand bei beiden Lasertypen im Allgemeinen aus den stark aluminiumhaltigen epitaktischen Schichten. Auf Grund von Oxidation in diesen Schichten waren DFB-Gitterdefinitionen durch Wachstumsunterbrechung und Überwachstum ausgeschlossen. Die DFB-Prozessierung fand also nach dem Wachstum auf den in einem Schritt gewachsenen Epitaxiematerialien statt. Bei beiden Lasertypen wurde von einem Prozessschritt zur Definition von Stegwellenleitern (engl.: ridge waveguide - RWG) zur lateralen Lichtmodenführung ausgegangen. Jeweils angepasst an den Lasertyp wurden außerdem Rückkopplungsgitter zum Erreichen von DFB-Emission definiert. Für die Entwicklung auf ternärem Typ-I-Material war eine weitere Herausforderung die Anpassung der Bauteilparameter in Bezug auf Laserdimensionen und Definition von Gitterstrukturen, sowie generelle Prozessoptimierungen in Hinsicht auf effizienten Laserbetrieb. Für das Typ-II-Material stellten die Notwendigkeit nach tiefem Ätzen der Strukturen und damit verbundene Beeinträchtigungen des Materials besondere Herausforderungen dar. Des Weiteren sollte bei der Entwicklung der Laser jeglicher Wasserkontakt des wasserempfindlichen, GaSb-basierten Halbleitermaterials vermieden werden.

Im folgenden Kapitel wird zunächst das Prinzip von verteilter Rückkopplung erläutert. Danach werden die Entwicklungen und Ergebnisse in Hinsicht auf cw-RT-Betrieb und DFB-Bauteil-Herstellung auf ICL-Material und Diodenlaser-Material diskutiert.

5.1 Monomodige Laser mit verteilter Rückkopplung

In einem Laser der Länge L werden innerhalb des Verstärkungsspektrums alle Moden verstärkt, die als stehende Wellen mit entsprechender Wellenlänge in den Resonator passen. Somit liegt bei Laserbetrieb im Fabry-Pérot-Resonator allgemein longitudinal multimodige Emission vor, wobei für die erlaubten Wellenlängen gilt:

$$\lambda_z = \frac{2n_{eff}L}{z} \quad (5.1)$$

Hier ist n_{eff} der effektive Brechungsindex der geführten Lasermode und z die Anzahl halber Wellenzüge im Laser. Der Abstand zweier Moden ist durch die Dispersion des

Brechungsindex wellenlängenabhängig, nämlich:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_g L} \quad (5.2)$$

Der Parameter n_g ist der Gruppenindex.

Für eine Anwendung in der Gassensorik ist monomodige Emission unabdinglich. Das Abtasten der energetischen Lage und der Form einer Absorptionslinie eines Gases wird meist durch eine Absorptionsmessung (indirekt über eine Transmissionsmessung) des Laserlichts in einer Gaszelle verwirklicht. Für die Genauigkeit der Bestimmung der Konzentration des nachzuweisenden Gases ist die Unterdrückung multimodiger Emission entscheidend. Die Seitenmodenunterdrückung (engl.: side-mode suppression ratio - SMSR) gibt an, wie sich die Leistung der stärksten Mode P_1 zur zweitstärksten Mode P_2 verhält und wird normalerweise in dB angegeben:

$$SMSR = 10 \cdot \text{Log}_{10} \left(\frac{P_1}{P_2} \right) \quad (5.3)$$

Für hochsensitive Gassensorik sind Werte für die Seitenmodenunterdrückung von möglichst $>30\text{dB}$ erstrebenswert.

Das zu Grunde liegende Konzept für monomodige Emission basiert bei den in dieser Arbeit entwickelten Lasern auf verteilter Rückkopplung. Eine periodische Modulation des Brechungsindex (auch "Gitter") in der Laserstruktur (angedeutet in Abbildung 5.1) wirkt auf das geführte Licht als verteilte Rückkopplung über den modulierten Bereich. Innerhalb einer Gitterperiode d gibt γ den Füllfaktor $\frac{\text{Ausdehnung Gittersteg mit } n_1}{\text{Gitterperiode}}$ an. Die Berechnung

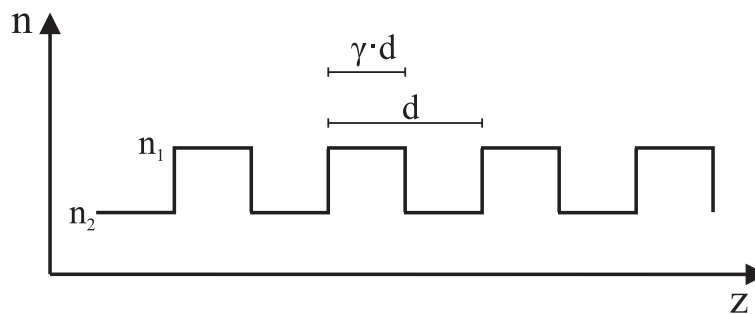


Abbildung 5.1: Periodische Modulation des Brechungsindex entlang der longitudinalen Resonatorachse z mit Periode d und Füllfaktor γ .

der Auswirkungen eines solchen Gitters auf die Lichtwelle wurden erstmals 1972 anhand der Betrachtung von hin- und rücklaufender Welle im Resonator diskutiert [KS72] und mit der Transfermatrix-Methode [CCC95] verfeinert. Der Effekt der Modulation auf die im Resonator verstärkten Moden hängt davon ab, ob es sich um Indexkopplung (Realteil-Variation) oder Verlustkopplung (Imaginärteil-Variation) handelt. Beiden ist gemeinsam,

dass die Mode im Resonator mit den kleinsten Verlusten im Bereich der Bragg-Wellenlänge liegt, die sich aus der Periodizität d der Brechungsindex-Modulation ergibt:

$$\lambda_{\text{Bragg}} = 2n_{\text{eff}} \cdot \frac{d}{m} \quad (5.4)$$

Hier ist n_{eff} der effektive Brechungsindex der Mode unter Berücksichtigung eines partiellen Überlapps Γ_G mit dem modulierten Bereich. Der Parameter m gibt die Ordnung des Gitters an, wobei das Minimum $m = 1$ die erste Ordnung beschreibt und höhere Ordnungen entsprechend vervielfachte Periodizitätsabstände im Gitter haben.

In Abbildung 5.2 sind schematisch die in durch Facetten abgeschlossenen Resonatoren geführten Moden (grüne Punkte) entsprechend ihren optischen Verlusten ($\alpha_i + \alpha_m$), bzw. Schwellenverstärkungen aufgetragen. Links ist ein Fall unter Berücksichtigung von Indexkopplung dargestellt, rechts unter Verlustkopplung. In beiden Fällen bewirkt das Gitter eine wellenlängenabhängige Schwellenverstärkung. Bei entsprechender Lage des Verstärkungsprofils (rot) ist monomodiger Betrieb der verlustärmsten Mode die Folge. Die Verstärkung der Mode mit den nächst wenigen Verlusten ist viel kleiner. Für den Fall reiner Indexkopplung breitet sich in einem Bereich um λ_{Bragg} kein Licht aus ("Stopp-Band"). Eine Entartung der zwei nächstgelegenen Moden bezüglich ihrer Verluste wird durch zufällige Phasenlage der Spaltfacetten im realen Bauteil aufgehoben und somit monomodiger Betrieb ermöglicht.

Die in Abbildung 5.2 eingezeichneten Abstände von Verlust und Verstärkung stehen in

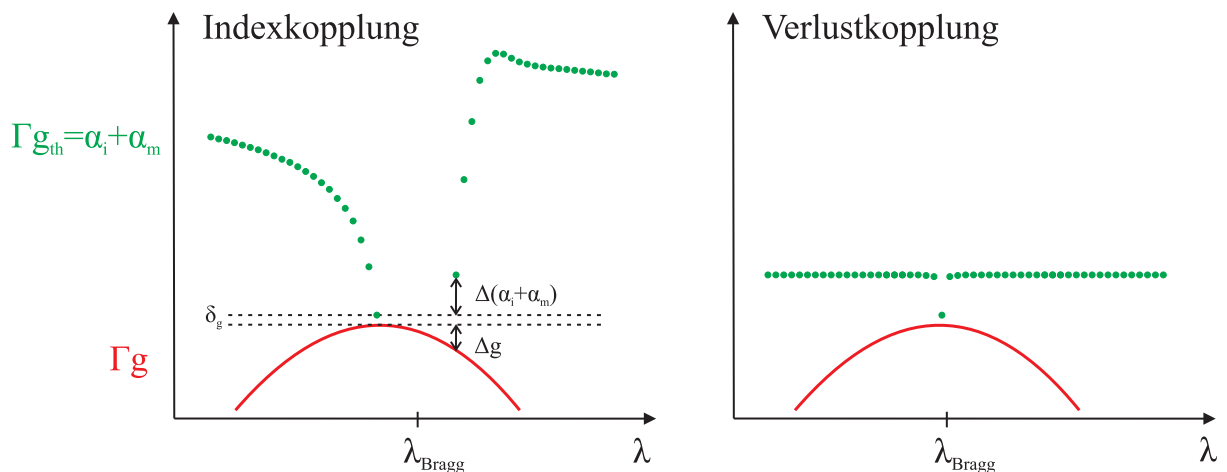


Abbildung 5.2: Optische Verluste / Schwellenverstärkungen der geführten Moden (grün) in durch Facetten abgeschlossenen Resonatoren mit Indexkopplung (links) und Verlustkopplung (rechts). Die optische Verstärkung (rot) selektiert eine Mode bei λ_{Bragg} für monomodigen Betrieb.

direkter Verbindung mit der in Gleichung 5.3 eingeführten SMSR:

$$SMSR = 10 \cdot \text{Log}_{10} \left(\frac{\delta_g + \Delta g + \Delta(\alpha_i + \alpha_m)}{\delta_g} \right) \quad (5.5)$$

Der Parameter δ_g ist hier der Abstand von Verstärkung und Verlusten der Mode, der auf die Einkopplung von spontaner Emission zurückzuführen ist. Die Parameter Δg und $\Delta(\alpha_i + \alpha_m)$ sind die Unterschiede in den Verlusten und der Verstärkung zwischen Haupt- und Nebenmode.

Eine Verschiebung der monomodigen Emissionswellenlänge wird durch temperaturbedingtes Ändern von n_{eff} erwirkt (s. Gleichung 5.4 in Kapitel 5.1). Dies kann durch Variation der Umgebungstemperatur oder strominduzierte Wärme im Laser realisiert werden.

5.2 Interbandkaskadenlaser

Die Zusammenarbeit mit dem *Lehrstuhl für Technische Physik der Universität Würzburg* ermöglichte die Laserentwicklung auf ICL-Epitaxiestrukturen unterschiedlicher Emissionswellenlängen. Deren Potential in Hinsicht auf hohe maximale Betriebstemperaturen im cw-Modus wurde anhand von Messungen an Breitstreifen-Lasern abgeschätzt, die hier nicht gezeigt werden sollen. Die zwei besten Schichtmaterialien (in der Folge “ICL₁“ und “ICL₂“) wurden dann zur Entwicklung von DFB- und RWG-Lasern verwendet. Beide lagen spektral im Bereich von $3,4\mu\text{m}$ bei 200K und unterschieden sich minimal im Design der Übergangsschichten.

5.2.1 Entwicklung eines DFB-Prozesses

Zunächst sollte ein Prozessverfahren auf ICL-Material entwickelt werden, welches verteilte Rückkopplung bietet und somit DFB-Betrieb ermöglicht. Vor der ICL-DFB-Entwicklung in dieser Arbeit waren verschiedene Ansätze ohne Überwachstum für monomodigen Laserbetrieb in ICLs aus der Literatur bekannt. Neben photonischen Kristallen [KKB⁺08] wurden in der Hauptsache Oberflächengitter verwendet [YHY⁺04] [KKB⁺06] [XBK08]. Diese Ansätze waren jeweils verbunden mit einem Prozessschritt für die Wellenleiter-Definition und einem extra Schritt für die Definition des Gitters (jeweils Maskierung und Ätzen). Die hier entwickelten DFB-Laser vereinen beide Schritte. Eine Ätzmaske zur RWG-Definition wurde gewählt, die die gewünschte Gitterstruktur schon in sich trug und somit durch Ätzen des RWG automatisch eine verteilte Rückkopplung bereitstellte. Ein solcher Ansatz mit vertikalen Lateralgittern war schon auf verschiedenen Lasermaterialien mit unterschiedlichen aktiven Zonen verwirklicht worden [KKH⁺03] [KKR⁺06] [MKS⁺07]

[MVC⁺91] [MBV⁺92]. In dieser Arbeit wurde das Konzept auf GaSb-basierendes Material übertragen. Vor der Prozessentwicklung auf ICL-Material wurden zunächst einleitende Tests auf Typ-I-Diodenmaterial mit Emission um $2\mu\text{m}$ durchgeführt. Es sollte geprüft werden, ob im GaSb-basierten Materialsystem steile, anisotrope Lateralgitter verschiedener Ordnungen definierbar waren und diese zu DFB-Kopplung führen können.

Die Maskendefinitionen auf dem Typ-I-Material fanden per Elektronenstrahlolithographie statt. Es wurden ca. $3\mu\text{m}$ breite Stege mit periodischen, seitlichen Gittern verschiedener Ordnungen geschrieben. Nach der Entwicklung im wasserfreien Entwicklerbad wurde Chrom als Ätzmaske aufgedampft und der Lack abgehoben. Abbildung 5.3 zeigt elektronenmikroskopische Aufnahmen für resultierende Masken-Strukturen mit seitlichen Gittern erster ($\sim 275\text{nm}$ Periode, links) und dritter Ordnung ($\sim 825\text{nm}$ Periode, rechts). Diese wur-

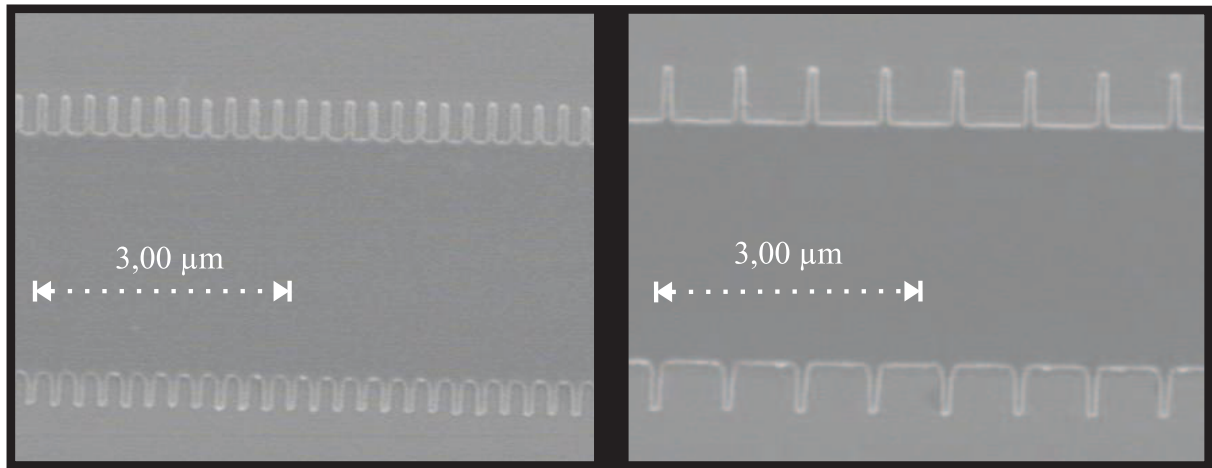


Abbildung 5.3: Chrom-Ätzmasken mit lateralen Gittern erster (links) und dritter (rechts) Ordnung, strukturiert auf Typ-I-Material mit Emission um $2\mu\text{m}$.

den per ECR-RIE-Ätzen bis zu einer Tiefe von ca. 1750nm in den Halbleiter übertragen. Die vertikale Gitterdefinition seitlich am Steg durch direktes Ätzen wurde stark anisotrop umgesetzt. Abbildung 5.4 gibt in einer Elektronenmikroskopaufnahme einen seitlichen Blick auf zwei geätzte Strukturen (1. Ordnung links, 2. Ordnung rechts). Im rechten Bild ist zu erkennen, dass das Ätzen in kleinen Lücken, wie zwischen zwei Gitterstegen, ungleichmäßig verläuft. Bei Betrachtung der Facette eines gespaltenen Lasers erster Ordnung (Abbildung 5.5 links) wird dies klarer. Durch das erschwerte Vordringen des Ätzplasmas in und Limitierung des Materialtransports aus den Lücken ergeben sich seitlich des Steges im Bereich der Gitter starke Ausläufer von ca. 450nm Höhe. Die effektive Ätztiefe des Gitters liegt also zwischen 1300nm und 1750nm . Die Laserstrukturen wurden mit einem Polymer (BCB = Benzocyclobuten) planarisiert und danach der Oberflächen-Metallkontakt aufgedampft und strukturiert. Nach Aufbringen des Unterseitenkontakts wurden die Bauteile charakterisiert. Die so hergestellten Laserstrukturen zeigten effektive

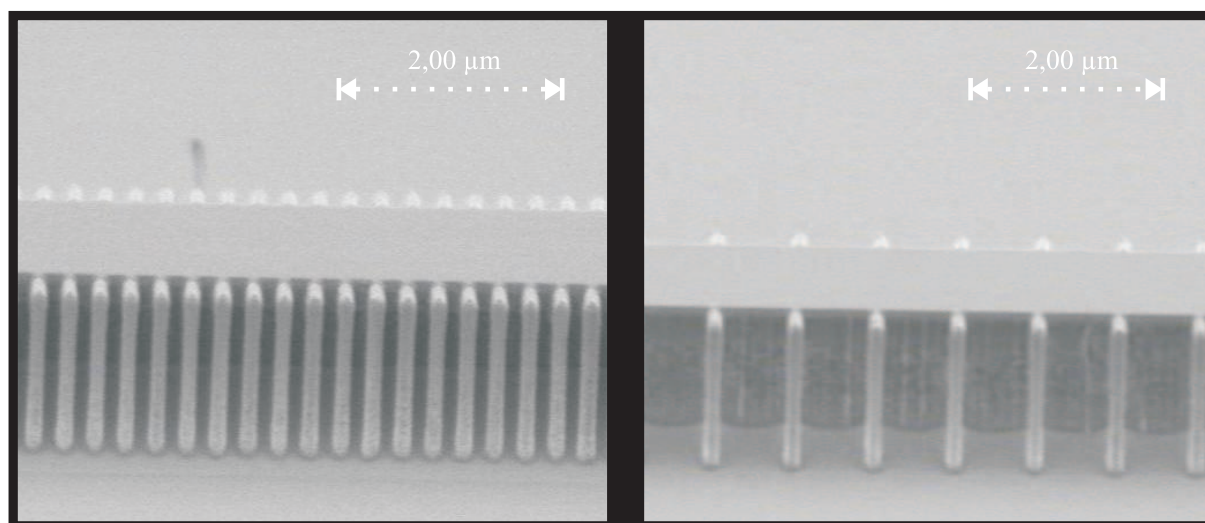


Abbildung 5.4: Elektronenmikroskopische Aufnahmen zweier mit ECR-RIE geätzter Stege mit vertikalen, lateralen Gittern erster (links) und dritter (rechts) Ordnung auf Typ-I-Material.

verteilte Rückkopplung durch das vertikale Lateralgitter (1. und 3. Ordnung). Eine typische spektrale Messung eines $600\mu\text{m}$ langen Bauteils (1. Ordnung) bei 22°C und 70mA ist in Abbildung 5.5 rechts gezeigt. Monomodiger Betrieb durch Indexkopplung mit einer SMSR von 39dB wurde erreicht.

Zur Abschätzung der Kopplungsstärke der DFB-Mode an das vertikale Seitengitter wurde eine Simulation für einen Laser mit Gitter 1. Ordnung durchgeführt. Unter Verwendung des Programms *lasim* [Sim] wurde durch Berechnungen, basierend auf der Helmholtz-

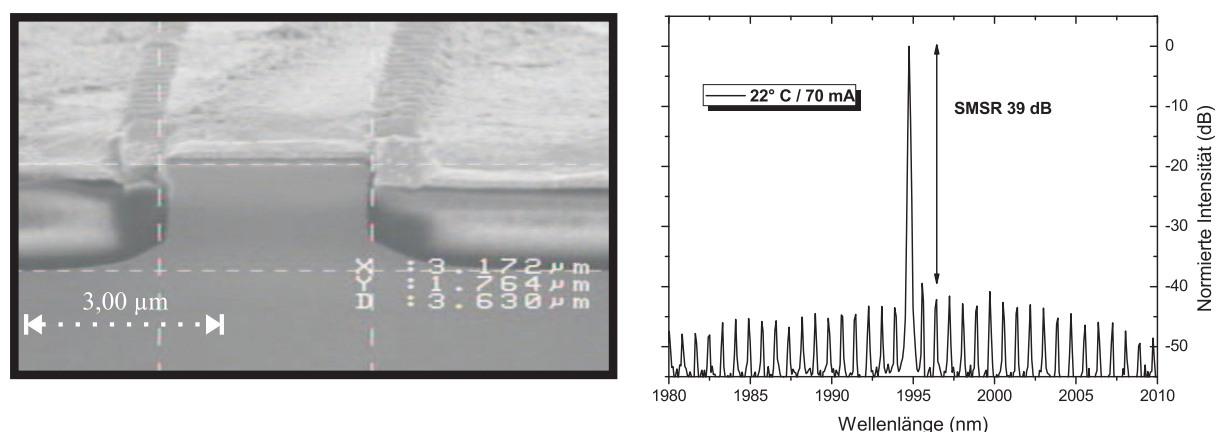


Abbildung 5.5: Links: Spaltkante eines DFB-Lasers erster Ordnung, der testweise auf Typ-I-Material für Emission um $2,0\mu\text{m}$ hergestellt wurde. Rechts: Monomodiges Emissionsspektrum eines solchen Lasers bei 22°C und 70mA mit $\text{SMSR}=39\text{dB}$.

Gleichung und Transfermatrixalgorithmus [Kam01], die Feldverteilung der optischen Mode im Wellenleiter in lateraler und vertikaler Richtung simuliert. Die Brechungsindizes der Epitaxiematerialien (hier GaInSb-Quantenfilme in GaSb-Barrieren und AlGaAsSb-Mantelschichten) wurden nach [VMRM01] und [DKM03] berechnet. Abbildung 5.6 zeigt links den Schnitt durch die simulierte 3 μm breite Stegstruktur mit vertikalen Seitengittern. Ein Wert von 1550nm wurde als effektive Ätztiefe der Struktur mit starkem Ausläufer zwischen den Gittern (s. Abbildung 5.5) angenommen. Sie ist umgeben von BCB mit ungefährem Brechungsindex von 1,5. Der Struktur überlagert ist die simulierte Verteilung der Intensität der DFB-Mode ($\lambda = 2,0\mu m$). Die Farbcodierungen für Brechungsindizes

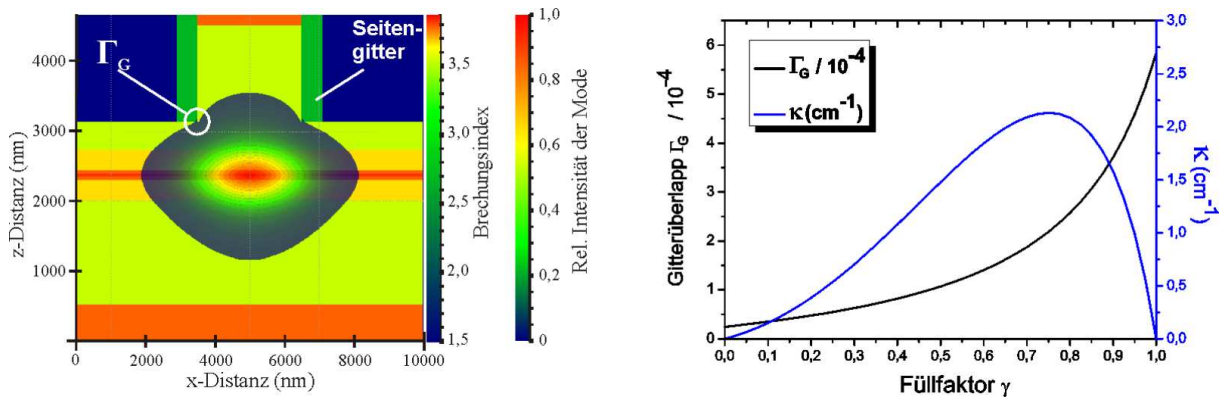


Abbildung 5.6: Links: Simulation eines DFB-Lasers bei 2,0 μm mit vertikalen Seitengittern. Der Wellenleiter mit der Intensität der geführten Mode ist gezeigt. Rechts: Abhängigkeit von Γ_G und κ von γ .

und Intensität finden sich rechts des Graphen. Mit Γ_G ist der modale Überlapp mit dem Gitterbereich gekennzeichnet. Der Realteil des Brechungsindex des Seitengitters wurde durch eine Mittelung über die Permittivität $\epsilon = n^2$ durch Gewichtung mit dem Füllfaktor γ aus den Brechungsindizes $n_1 = 3,48$ des AlGaAsSb-Mantels und $n_2 = 1,5$ des BCB errechnet (vgl. Abbildung 5.1):

$$\bar{n} = \sqrt{\gamma n_1^2 + (1 - \gamma) n_2^2}. \quad (5.6)$$

Der simulierte Gitterüberlapp $\Gamma_G(\gamma)$ in Abhängigkeit des Füllfaktors ist in Abbildung 5.6 rechts aufgetragen (schwarz). Der Kopplungskoeffizient κ des hin- und zurücklaufenden Teils der Bragg-Mode für ein Gitter m-ter Ordnung kann berechnet werden aus:

$$\kappa_m = \frac{1}{n_{eff} \cdot \lambda} \cdot \frac{(n_1^2 - n_2^2)}{m} \cdot \sin(m\gamma\pi) \cdot \Gamma_G. \quad (5.7)$$

Mit dem simulierten $n_{eff} \approx 3,58$ wurde hiermit der Kopplungskoeffizient $\kappa(\gamma)$ für ein Gitter erster Ordnung berechnet (blau). Für den Fall der entwickelten Laser mit $\gamma \approx 0,5$ (vgl.

Abbildung 5.4 links) ergibt sich hier ein Überlapp $\Gamma_G = 1,07 \cdot 10^{-4}$ und ein $\kappa = 1,48 \text{cm}^{-1}$. Bei einer Laserlänge von $600 \mu\text{m}$ ist der Kopplungswert $\kappa \cdot L = 0,09$. Er ist recht klein für diese Art von Laser. Ein Mehrfaches des Wertes wäre erstrebenswert, um eine gute Ausbeute an DFB-Lasern zu garantieren. Es ist jedoch möglich, dass der Kopplungswert durch die nicht berücksichtigte Form der Struktur zwischen den Gitterstegen und die Annäherung der effektiven Ätztiefe auf 1550nm in der Simulation unterschätzt wurde.

Das Konzept der vertikalen Seitengitter wurde nun auf ICL-Material übertragen. Für die in der Folge hierzu vorgestellten Simulationen wurden relativ genaue Werte erwartet, da hier keine Annäherung für die Ätztiefe gemacht werden musste, wie in der Folge erläutert wird. Die entsprechende Umsetzung des DFB-Prozesses brachte prozesstechnische Herausforderungen mit sich. Zunächst führen die extrem vielen Schichtübergänge in einer ICL-Epitaxiestruktur (vgl. Kapitel 2.6) zu elektrischer Leitfähigkeit der Struktur, die in Wachstumsrichtung um ein Vielfaches kleiner ist als in der Wachstumsebene. Dies bedeutet, dass eine Stromaufweitung in lateraler Richtung in ICL-Bauteilen die Effizienz erheblich herabsetzen kann. Um dies zu vermeiden und möglichst effiziente Stromführung durch die aktiven Kaskaden zu garantieren, mussten die Wellenleiter durch den aktiven Bereich, also bis mindestens zu einer Tiefe von ca. 2700nm geätzt werden. Diese Tiefe musste somit auch und speziell in den Lücken zwischen den Gittern erreicht werden. Da schon bei den Typ-I-Tests zwischen den Gittern verringerte Ätzraten und weniger anisotropes Ätzen festgestellt worden waren und bei hohem Indium-Anteil in der ICL-Epitaxiestruktur im Allgemeinen ein nicht optimal senkrecht Ätzen zu erwarten war, wurden zunächst Ätztests mit verschiedenen Ätzverfahren durchgeführt. Abbildung 5.7 zeigt die tiefgeätzte RWG- und Gitterdefinition links für Ätzen in einer RIE-Anlage und rechts in einer ICP-RIE-Anlage. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei RIE-Ätzen im Allgemeinen das ICL-Material recht schräge Flanken zeigt. Ab einer Tiefe von ca. $2 \mu\text{m}$ fließen hier, trotz Verwendung dritter Ordnung des Gitters und somit einem Gitterstegabstand von mehr als 1400nm , die Gitterstrukturen zusammen und können effektiv keine verteilte Rückkopplung mehr bieten. Im Gegensatz hierzu zeigt die ICP-RIE-geätzte Struktur ein sehr hohes Aspektverhältnis. Die Gitterstege sind senkrecht und getrennt geätzt bis zu einer Tiefe von über $3,0 \mu\text{m}$. Mit diesem Ätzverfahren war sogar die Strukturierung eines Gitters niedrigerer Ordnung möglich. Teststrukturen wurden auf dieser Grundlage mit ICP-RIE-definierten RWG-Strukturen mit vertikalen Gittern entwickelt. Messungen an diesen zeigten jedoch elektrisch sehr instabiles Verhalten. Im cw-, sowie im Pulsbetrieb brach die angelegte Spannung bei Stromsteigerung schon unterhalb der Laserschwelle auf einen Bruchteil des Ursprungswerts zusammen. Offensichtlich war eine kritische Durchschlagsspannung erreicht und es bildete sich ein alternativer Strompfad, der die aktiven Kaskaden umging. Um mögliche Gründe hierfür aufzudecken, wurden die Oberflächen geätzter RWG-Teststrukturen hochauflösend auf Rauigkeit und Einätzungen vor allem

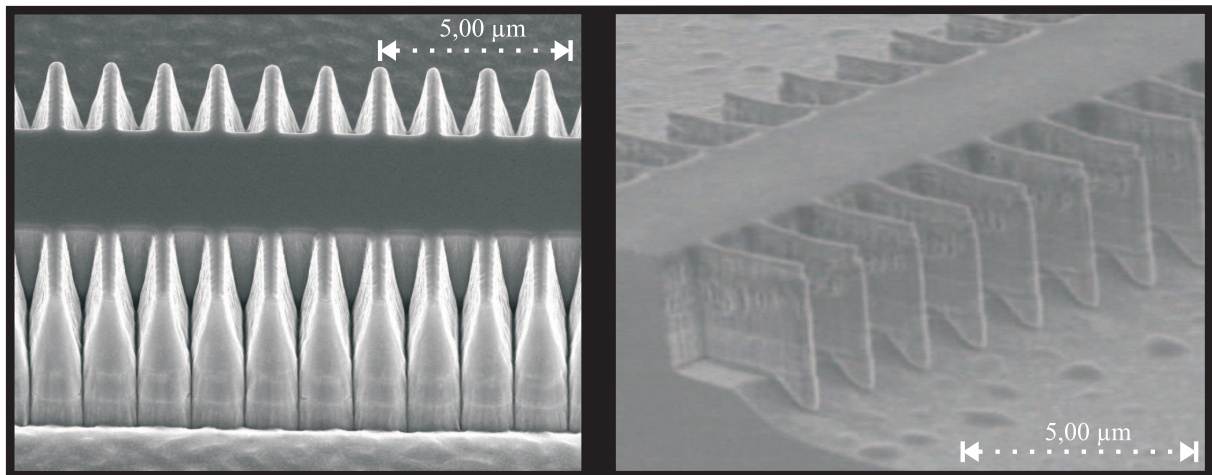


Abbildung 5.7: Tief geätzte ICL-Strukturen mit vertikalen Gittern. Links: RIE, rechts: ICP-RIE

im Bereich der aktiven Zone untersucht. Abbildung 5.8 zeigt links die geätzte Flanke eines RIE-geätzten Steges mit erkennbarem aktiven Bereich. Im Vergleich sind ICP-RIE geätzte aktive Kaskaden (Mitte und rechts) erheblich rauher und mehr eingeeätzt, was auf deutlich größere Schädigungen der geätzten Oberfläche hindeutet. Dies war vorher so nicht zu erwarten, da die Entkopplung von Plasmadichte und Ätzspannung bei ICP-RIE (s. Kapitel 3.3) nachweislich bei GaAs und InP zu weniger Schädigung des Materials [Pea94] führte. Neben diesen Schädigungen und eventuell bedingt durch diese können sich in prozessierten Bauteilen leitfähige Oberflächen bilden. Der Grund für das elektrisch in-

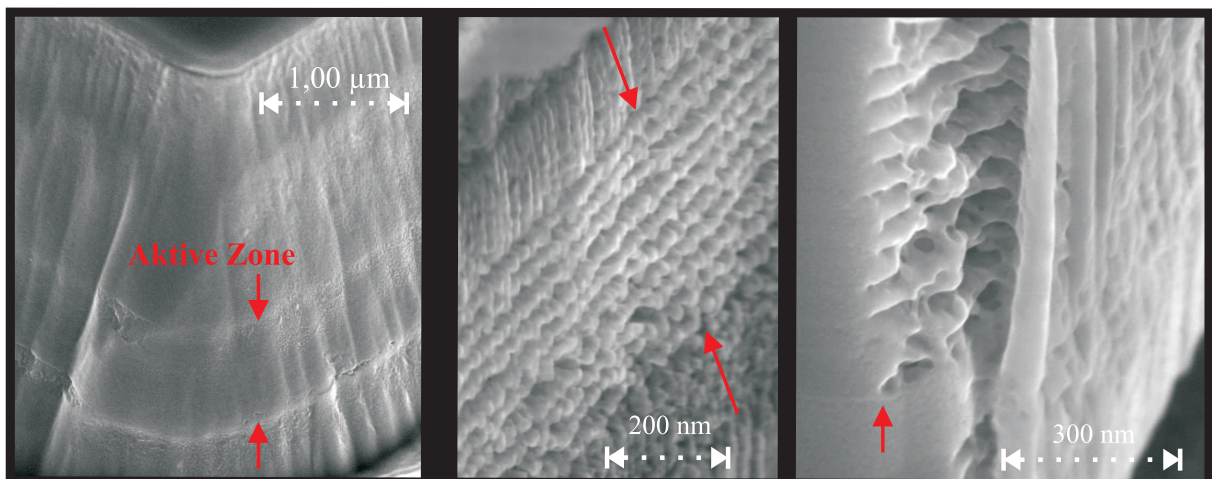


Abbildung 5.8: Links: RIE geätzte Stegstruktur mit sehr glatter Oberfläche, auch im Bereich der aktiven Kaskaden. Mitte/rechts: Aktive Kaskaden nach ICP-RIE-Ätzen. Eine sehr raue Oberfläche und eingeeätzte Kaskaden sind zu erkennen.

stabile Verhalten der erwähnten Teststrukturen ist somit eventuell im Ätzzvorgang mittels ICP-RIE zu finden. Ein wahrscheinlicher Grund für optisch schonenderes Ätzen der vorgestellten ICL-Strukturen mit RIE ist die Tatsache, dass die Ätzzraten hier mit $0,4\text{nm/s}$ fast zwei Größenordnungen kleiner waren als bei ICP-RIE (25nm/s). Eine Absenkung der Ätzzrate in der ICP-RIE-Anlage um Größenordnungen unter gleichzeitiger Beibehaltung stark anisotropen Ätzens wurde für sehr unrealistisch, bzw. extrem zeitaufwendig eingeschätzt. Deshalb wurde für den Ätzzvorgang bei der Entwicklung von DFB-ICLs eine Kombination der Ätzzverfahren gewählt. Es sollte zunächst bis zu einer unkritischen Tiefe oberhalb der aktiven Schichten ($\sim 1,5\mu\text{m}$) ICP-RIE für eine steile Gitterdefinition verwendet werden. In einen zweiten Ätzzschritt durch die aktive Region sollte dann RIE zum Einsatz kommen. Wegen des stark verbreiterten Ätzzprofils mit RIE wurde ein Gitter vierter Ordnung gewählt. Gitterperioden um $4 \times 490\text{nm}$ sollten genug Raum zwischen den Gitterstegen garantieren, um eine getrennte Gitterdefinition bis unter die aktive Zone mit RIE im zweiten Ätzzschritt zu ermöglichen.

Zur Bestimmung der Gitterkopplung eines so herzustellenden ICL-DFB-Lasers vierter Ordnung wurde eine Simulation durchgeführt (s. Abbildung 5.9 links). Als Parameter wurden folgende Werte verwendet: Stegbreite $6,0\mu\text{m}$, Ätztiefe $3,3\mu\text{m}$, Gitterausdehnung in x-Richtung $0,6\mu\text{m}$. Die modale Intensität ($\lambda = 3,4\mu\text{m}$) im Wellenleiter wurde mit der in Kapitel 2.6 vorgestellten Schichtstruktur berechnet. Der Brechungsindex eines Gitterstegs wurde durch ϵ -Mittelung über die Schichtstruktur in z-Richtung auf $n_1 = 3,55$ bestimmt. Für das in den Lücken befindliche SiO_2 (s. u.) wurde $n_2 = 1,5$ angenommen. Der Simulationswert für den effektiven Brechungsindex der geführten Mode liegt bei $n_{eff} = 3,39$.

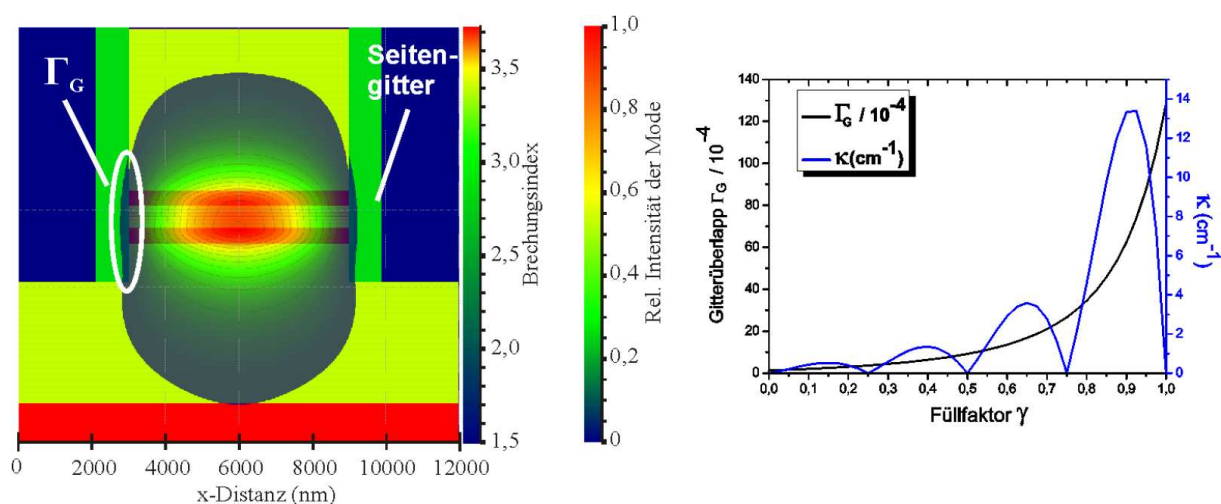


Abbildung 5.9: Links: Simulation eines ICL-DFB-Lasers bei $3,4\mu\text{m}$ mit vertikalen Seitengittern. Der Wellenleiter mit der Intensität der geführten Mode ist gezeigt. Rechts: Abhängigkeit von Γ_G und κ von γ .

Der sich hier ergebende Überlapp Γ_G der Mode mit dem Seitengitter ist, auch durch das Ätzen unter die aktive Region, größer als bei den Diodenlasern. Rechts in Abbildung 5.9 ist der berechnete Verlauf von $\Gamma_G(\gamma)$ (schwarz) aufgetragen. Der oben diskutierte Einsatz von Gitterstrukturen vierter Ordnung ergibt durch Gleichung 5.7 für $\kappa(\gamma)$ (blau) ein sinusförmiges Verhalten mit drei Minima im γ -Bereich zwischen 0 und 1. Die ‐Einstellung‐ des Füllfaktors γ im herzustellenden Bauteil war sehr limitiert. Die Verwendung von zwei kombinierten Ätzschritten machte ein exaktes Anzielen eines bestimmten Wertes schwer. Die Verbreiterung des Ätzprofils mit RIE limitiert γ außerdem auf Werte größer als $\sim 0,5$. Um die Gefahr eines Zusammenfließens der Gitterstege im Bereich $\gamma > 0,75$ zu vermeiden, sollte bei der Verwirklichung der Laser ein Füllfaktor im Bereich um $\gamma \approx 0,6$ angestrebt werden.

Ausgangspunkt der Prozessierung auf ICL₂-Material war eine elektronenstrahlstrukturierte Chrom-Maske. Abbildung 5.10 zeigt die Ätzmaske mit einer RWG-Breite von 5,9 μm und einer Gitterausdehnung von etwa 600nm. Bis zu einer Tiefe von ca. 1,4 μm , also

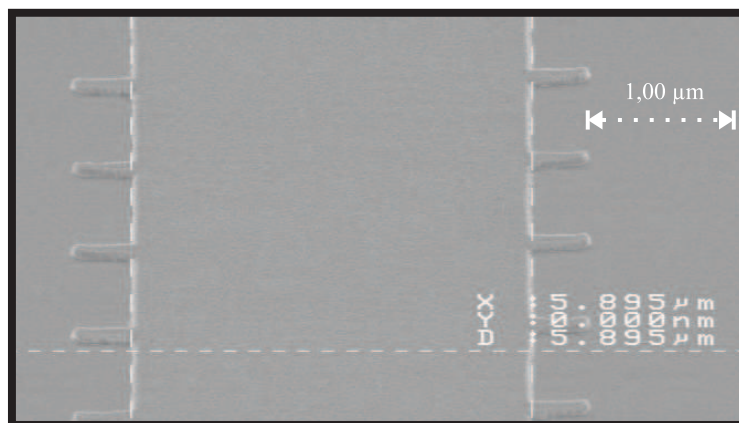


Abbildung 5.10: Maskierung der Oberfläche einer Probe von ICL₂-Material mit einer Chrom-Maske.

relativ weit entfernt vom optisch aktiven Bereich, wurden Steg und Gitter stark anisotrop mit ICP-RIE definiert. Eine finale Ätztiefe von ca. 3,3 μm wurde dann mit einem RIE-Ätzprozess erreicht. An den durch den zweiten Ätzschritt verbreiterten Gitterstegen konnte ein Füllfaktor von $\gamma \approx 0,55$ bestimmt werden (unter Berücksichtigung einer direkt nach dem Ätzvorgang aufgetragenen Passivierungsschicht, s.u.). Mittels Abbildung 5.9 (rechts) wurde hiermit $\kappa = 1,47\text{cm}^{-1}$ ausgelesen. Mit einer verwendeten Resonatorlänge von 1800 μm liegt der Kopplungswert der entwickelten DFB-ICL-Laser bei $\kappa \cdot L = 0,26$. Dieser ist etwa drei mal so groß, wie der für die entwickelten Typ-I-Laser mit vertikalen Seitengittern erster Ordnung. Eine ausreichende Rückkopplung für DFB-Betrieb und eine gute Ausbeute an monomodigen Lasern war hiermit möglich. Abbildung 5.11 zeigt einen so hergestellten DFB-ICL-Laser in einer elektronenmikroskopischen Aufnahme. Es ist zu

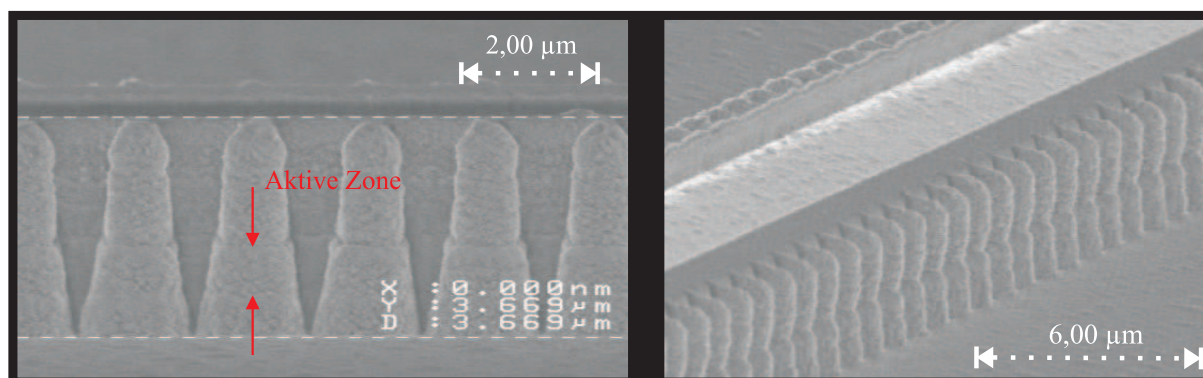


Abbildung 5.11: Links: Seitenansicht einer zunächst ICP-RIE, dann RIE geätzten ICL₂-Struktur mit aufgesputterter Passivierung. Rechts: Schrägblick auf die selbe Struktur. Ein in die Passivierung auf der Oberfläche geätztes Kontaktfenster ist zu erkennen.

erkennen, dass die Gitterstege auf der Höhe der aktiven Zone deutlich getrennt sind (links: Blick auf Steg-Seitenfläche). Da die gesamte Laserstruktur mit einer Passivierungsschicht bedeckt ist, war der erwähnte Füllfaktor von 0,55 hier nur indirekt über Berücksichtigung der Dicke der Schicht auszulesen. Die Passivierung wurde direkt nach dem Ätzvorgang aufgebracht. Der Grund hierfür sind in der Folge beschriebene oxidative Vorgänge an der geätzten Oberfläche, die den erwähnten Passivierungsschritt für effizienten Bauteilbetrieb bedingen. Oberflächenuntersuchungen an ICL-verwandten Typ-II Übergitterdetektoren, basierend auf InAs- und GaSb-Schichten [Pli08] [GWB⁺04] [HCB⁺08], geben Aufschluss über oxidative Vorgänge an geätzten Halbleiter-Luft-Übergängen und deren Einfluss auf die Betriebseigenschaften des Bauteils. Sauerstoff terminiert unter natürlicher Bildung der Oxide In₂O₃, As₂O₃, Ga₂O₃ und Sb₂O₃ an der Halbleiteroberfläche die meisten durch Ätzen entstandenen un abgeschlossenen Bindungen, jedoch nicht alle. Verbleibende un abgeschlossene Oberflächenzustände wirken als “Ladungsträgerfallen“, da sie elektronische Zustände innerhalb der Bandlücken der Materialien entstehen lassen und somit verantwortlich sind für erhebliche Ladungsträgerverluste durch nichtstrahlende Rekombination. Um diese zu vermeiden, muss die geätzte Oberfläche passiviert werden. Wenige hundert Nanometer dicke Schichten SiO₂ oder Si₃N₄ sind als geeignete Schichten zur Passivierung und somit erfolgreicher Vermeidung von Leckströmen bekannt [GWB⁺04] [HCB⁺08]. Für die Passivierung der geätzten ICL-Seitenwände wurde eine Kombination aus beiden Materialien gewählt. Es wurden 200nm SiO₂ und darauf folgend 200nm Si₃N₄ per Ionen-Sputtern aufgetragen. Hierfür wurde die Probe je einmal 45° um die Achse längs der geätzten RWG-Stege verkippt in die Anlage eingebaut, um möglichst viel Material in die Lücken zwischen den Gittern einzutragen. Nach der Aufbringung der Passivierungsschicht wurde auf der Stegoberfläche mittels RIE (Ar und CHF₃) ein “Fenster“ zur elektrischen

Kontaktierung geöffnet (Abbildung 5.11 rechts). Ober- und Unterseitenkontakte (Ti / Pt / Au) wurden durch Aufdampfen aufgebracht.

Die so hergestellten ICL-DFB-Laser koppeln an die definierte Gitterstruktur und emittieren monomodig. Abbildung 5.12 (links) zeigt ein Spektrum eines 1800 μm langen Lasers bei 180K und 120mA in cw-Betrieb. Mit einer Gitterperiode von 1964nm (4. Ordnung) ergibt sich nach Gleichung 5.4 bei einer DFB-Wellenlänge von 3386,5nm ein effektiver Brechungsindex der geführten Mode von

$$n_{eff} = \frac{3386,5nm}{2} \cdot \frac{4}{1964nm} = 3,449. \quad (5.8)$$

Dieser liegt etwa 1,7% über dem simulierten Wert von $n_{eff} = 3,39$, was wahrscheinlich auf nicht genügend exakte verwendete Parameter in der Simulation zurückzuführen ist. Durch den niedrigen Dynamikbereich des Messplatzes limitiert (FTIR-Spektrometer) liegt das SNR bei ca. 27dB, da keine Fabry-Pérot-Moden auflösbar sind. Eine Messung mit hohem Dynamikbereich (s. Kapitel 4.3) war hier nicht möglich. Der Messaufbau mit Kryostat, in dem der Laser betrieben wurde (auf Grund limitierter maximaler cw-Betriebstemperatur), konnte nicht mit dem Monochromator-Messplatz zusammengebracht werden. P-I-Kennlinien des Bauteils in cw-Betrieb von 180K bis 210K sind im rechten Teil von Abbildung 5.12 dargestellt. Die normierten Leistungen im Graphen bewegen sich im Bereich einiger Milliwatt. Exakte Werte konnten nicht bestimmt werden, da ein Messen der Ausgangsleistung mit einem Leistungsmesser durch den Kryostataufbau nicht möglich war. Strom-Durchstimmen der DFB-Emissionswellenlänge bei einer Wärmesenktemperatur von 180K wurde von 70 – 180mA spektral vermessen (Abbildung 5.13 links). Ein Wellenlängenbereich von 6,9nm (3383,7 – 3390,6nm) kann mit diesem Laser bei 180K abgetastet werden. Abbildung 5.13 zeigt rechts außerdem ein annähernd lineares Durchstimmen der Wellenlänge mit dem Strom. Ein Durchstimmkoeffizient von

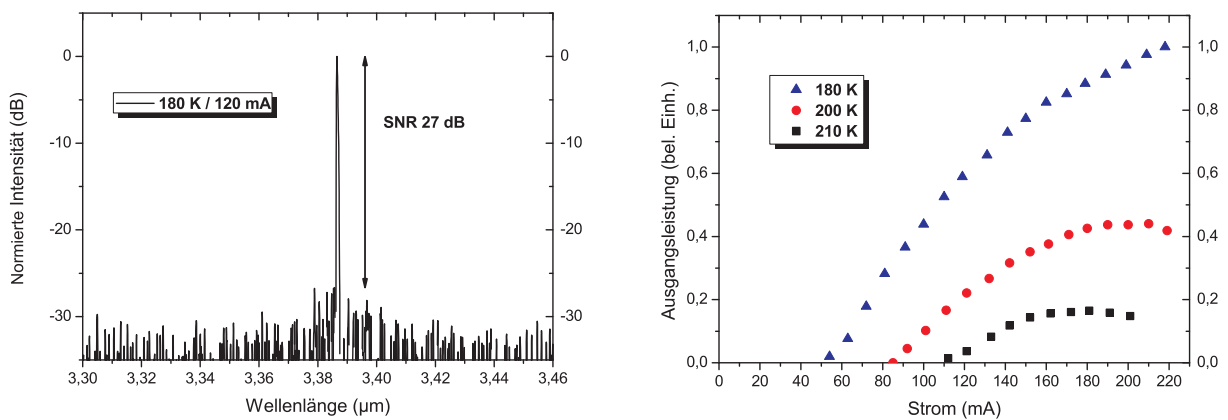


Abbildung 5.12: Links: Monomodiges Spektrum eines ICL-DFB-Lasers mit SNR=27dB bei 180K und 120mA (cw). Rechts: Cw-P-I-Kennlinien des Lasers von 180–210K.

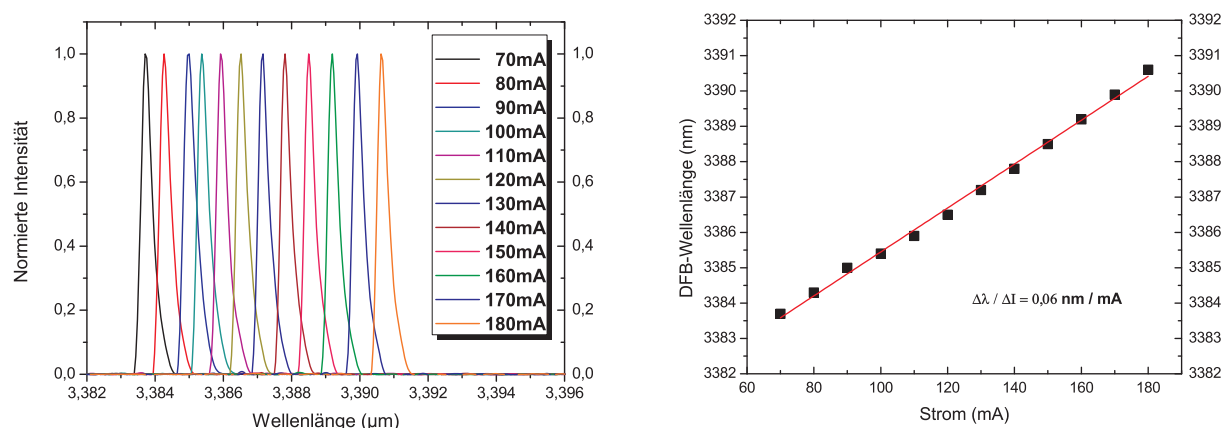


Abbildung 5.13: Links: Normiertes monomodiges Strom-Durchstimmen eines ICL-DFB-Lasers von 70 – 180mA bei 180K. Rechts: Stromabhängiges Verschieben der DFB-Wellenlänge mit linearer Anpassung.

$\sim 0,06 \text{ nm/mA}$ kann hieraus bestimmt werden. Abweichungen von der Anpassungsgeraden liegen innerhalb der Messungenauigkeit des FTIR von ca. 0,2nm. Die Herstellung elektrisch stabiler DFB-Laser mit monomodigem Verschieben der Wellenlänge über einige Nanometer im Wellenlängenbereich um $3,4 \mu\text{m}$ wurde somit erreicht. Durch hohe Joule'sche Leistungsumsetzung (s. Kapitel 5.2.2) im Bauteil hat der Strom-Durchstimmkoeffizient hier (auf vergleichbare Laserlänge bezogen) mehr als den vierfachen Wert vergleichbarer Typ-I-Diodenlaser (vgl. Kapitel 5.3). Dies ist von erheblichem Vorteil für Gassensorik in großen Wellenlängenbereichen (vgl. Kapitel 6).

5.2.2 Evaluierung des Anwendungspotentials anhand RWG-Strukturen

Zur Bewertung der Anwendbarkeit der ICL-Strukturen in der Gassensorik wurde deren Potential für cw-Betrieb bei Temperaturen um RT anhand von RWG-Strukturen evaluiert. Mittels Elektronenstrahlolithographie wurden wasserfrei BaF_2 / Cr-Masken definiert, mit darunter befindlichen Schichten aus Ti und Pt. Nach Ätzen durch die aktive Zone und Aufbringen der Passivierung (analog zu Kapitel 5.2.1., ohne 45° Verkipfung) wurde durch Spülen in Wasser das BaF_2 aufgelöst und somit die Chrom-Masken-Reste abgehoben. Die Schichten aus Ti und Pt schützten den Halbleiter an der Oberfläche hierbei vor Wasserkontakt, die Passivierungsschichten seitlich. Bei RIE-geätzten Proben musste für den Abhebevorgang zunächst die Passivierung auf den Stegen zurückgeätzt werden. Bei ECR-RIE geätzten Proben war der Abhebevorgang direkt nach dem Passivierungssputtern möglich, die Passivierung wurde hierbei komplett und restfrei mit abgehoben. Dieser Vorteil - der wahrscheinlich auf die größere Oberflächenrauigkeit zurückzuführen

ist - ließ eine wesentlich schnellere Herstellung der RWG-Teststrukturen mit ECR-RIE zu. Optimierungen in Bezug auf maximale Betriebstemperaturen wurden deshalb zunächst an ECR-RIE-geätzten Strukturen durchgeführt. Danach wurden so optimierte Bauteile mittels RIE geätzt, da für diese eine bessere Leistungsfähigkeit zu erwarten war, als für ECR-RIE-geätzte Bauteile (ECR-RIE-Ätzraten $\sim 2,7\text{nm/s}$, vgl. Kapitel 5.2.1).

In der aktiven Zone der ICL-RWGs entsteht annähernd die gesamte Joule'sche Wärme, welche sich aus dem Produkt von angelegter Spannung und Betriebsstrom berechnet. Abbildung 5.14 zeigt die U-I-Kennlinie eines RWG-Lasers bei 240K in cw-Betrieb. Man

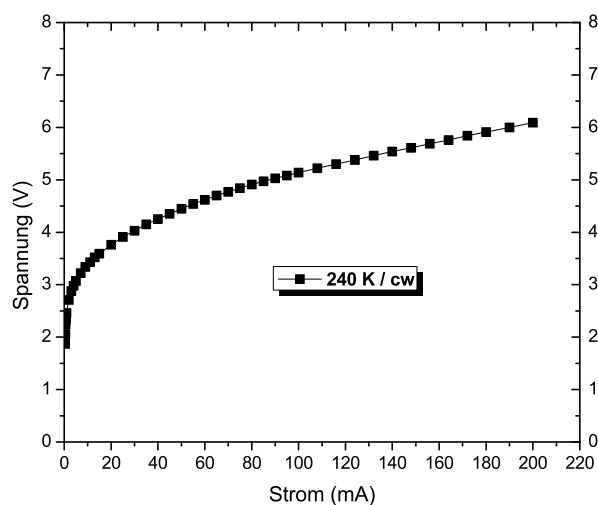


Abbildung 5.14: U-I-Kennlinie eines ICL-RWG-Lasers in cw-Betrieb bei 240K.

erkennt, dass bei einem typischen Betriebsstrom von 160mA eine Spannung von ca. 5,7V anliegt und somit eine Leistung von fast 1W im Bauteil umgesetzt wird. Zur effektiven Abführung der Wärme aus der aktiven Zone wurden die Stege nach Aufdampfen eines Goldkontakts mit Gold galvanisiert, bis sie von einer mehrere Mikrometer dicken Goldschicht umgeben waren. Um Spalten der Laser auf eine bestimmte Länge zu ermöglichen, wurden bestimmte Stellen auf der Probe galvanikfrei gehalten. Eine Elektronenmikroskopaufnahme eines so prozessierten RWG-Lasers an einer solchen Stelle ist in Abbildung 5.15 (links) zu sehen. Das rechte Bild zeigt eine Aufnahme der Spaltkante eines ca. $5\mu\text{m}$ breiten Stegs (Breite in aktiver Zone). Als weiterer Schritt zur besseren Wärmeabfuhr wurden die Laser mit dem Unterseitenkontakt (Ti / Pt / Au) auf Wärmesenken gelötet.

Laser der Länge $1800\mu\text{m}$ und verschiedener Breiten zwischen $\sim 3 - 7\mu\text{m}$ wurden im Hinblick auf minimale Schwellenströme und maximale cw-Betriebstemperaturen untersucht und optimiert. Laser mit Breiten um $5\mu\text{m}$ lieferten die besten Ergebnisse.

Abbildung 5.16 (links) vergleicht zunächst die temperaturabhängigen Schwellenstrom-

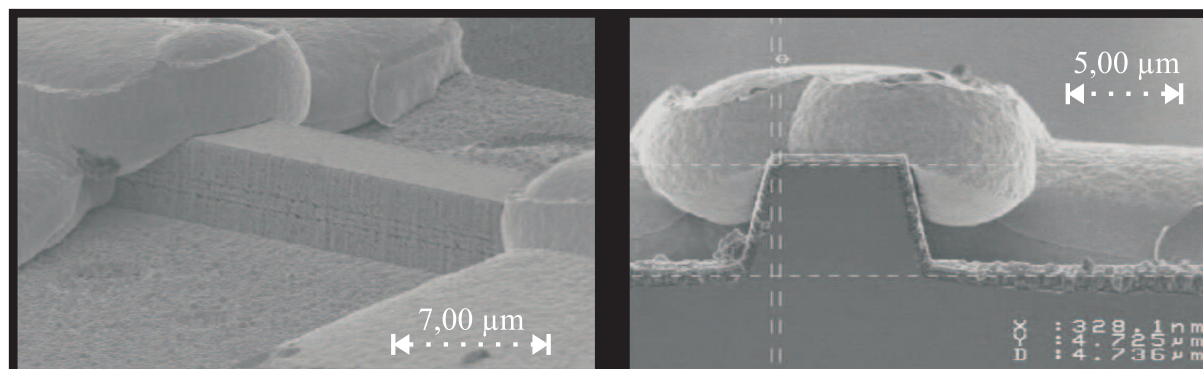


Abbildung 5.15: Links: Blick auf die Seitenflanke eines ECR-RIE geätzten RWG-Lasers mit Seitenwandpassivierung. Er ist von einer ca. $5\mu\text{m}$ dicken Galvanikgoldschicht umgeben. Rechts: Spaltkante eines ECR-RIE geätzten RWG-Lasers mit $5\mu\text{m}$ Breite auf Höhe der aktiven Zone.

ichten von ECR-RIE geätzten RWG-Lasern (Breite $5\mu\text{m}$), entwickelt auf ICL₁- (schwarze Quadrate) und ICL₂-Material (rote Punkte). Entsprechend Gleichung 2.14 steigen die Schwellenstromdichten exponentiell mit Steigerung der Temperatur an. Das ICL₂-Material zeigt in Bezug auf minimale Schwellenströme und maximale cw-Betriebstemperatur bessere Eigenschaften. Ein Betrieb bis $T_{max} = 232\text{K}$ war hier möglich, also bis zu 17 K höheren Temperaturen als bei ICL₁.

Rechts in der Abbildung sind nochmals die gemessenen ICL₁-Werte dargestellt (schwarz).

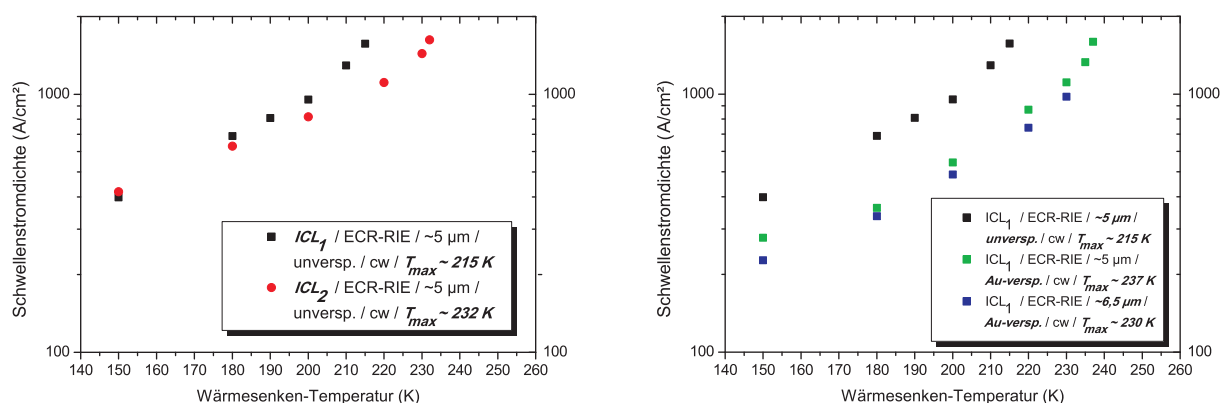


Abbildung 5.16: Temperaturabhängige Schwellenstromdichten für ECR-RIE geätzte RWG-Laser unter Variation verschiedener Parameter. Links: Vergleich von RWG-Lasern auf ICL₁- (schwarze Quadrate) und ICL₂-Material (rote Punkte). Rechts: Vergleich des unverspiegelten Lasers (schwarz) mit einem HR-verspiegelten der gleichen Breite (grün) und einem Laser mit $\sim 6,5\mu\text{m}$ Stegbreite (blau), alle auf ICL₁.

Außerdem vergleichend die Messwerte für einen Laser mit rückseitiger hochreflektierender (HR) Verspiegelung, bestehend aus einer gesputterten Passivierungs- und einer aufgedampften Goldschicht (grün). Eine Schwellenabsenkung um 43% bei 200K und eine Steigerung von T_{max} von 215K auf 237K für den verspiegelten Laser wurden erreicht. In blau dargestellt sind außerdem Messpunkte für einen Laser etwas größerer Stegbreite (6,5 μm). Die breitere Struktur ermöglicht zwar leicht niedrigere Schwellenstromdichten, jedoch limitiert die entstehende Wärme durch das kleinere Verhältnis von Oberfläche zu Volumen T_{max} auf 230K.

Die Auswirkung des Ätzprozesses auf die Leistungsfähigkeit der RWG-Laser ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Die Messung an dem $\sim 5\mu m$ breiten, ECR-RIE geätzten und verspiegelten Laser auf ICL₁-Material (grün) ist nochmals dargestellt. Im Vergleich hierzu in lila ein ebenso hergestellter, jedoch mit RIE geätzter Laser. Die Änderung des Ätzvorganges hat hier bei 200K nochmals eine Verbesserung des Schwellenstromdichte um 36% und eine Steigerung von T_{max} auf etwa 253K zur Folge. Hier ist wahrscheinlich wiederum die geringere Ätزشädigung der Grund. Dafür spricht auch die in Abbildung 5.15 zu erkennende leichte Einätzung der aktiven Zone bei ECR-RIE geätzten Stegen. Für den RIE-geätzten Laser in Abbildung 5.17 ergab eine exponentielle Anpassung im Temperaturbereich bis etwa 200K (blaue Halbgerade) ein T_0 von 97K. Für höhere Temperaturen ist die Temperaturstabilität geringer mit $T_0 = 29K$ (rote Halbgerade), ein zusätzlicher Verlustmechanismus in der Laserstruktur scheint einzusetzen.

Der erwähnte Unterschied von $\Delta T_{max} = 17K$ für RWG-Laser hergestellt auf ICL₁- und

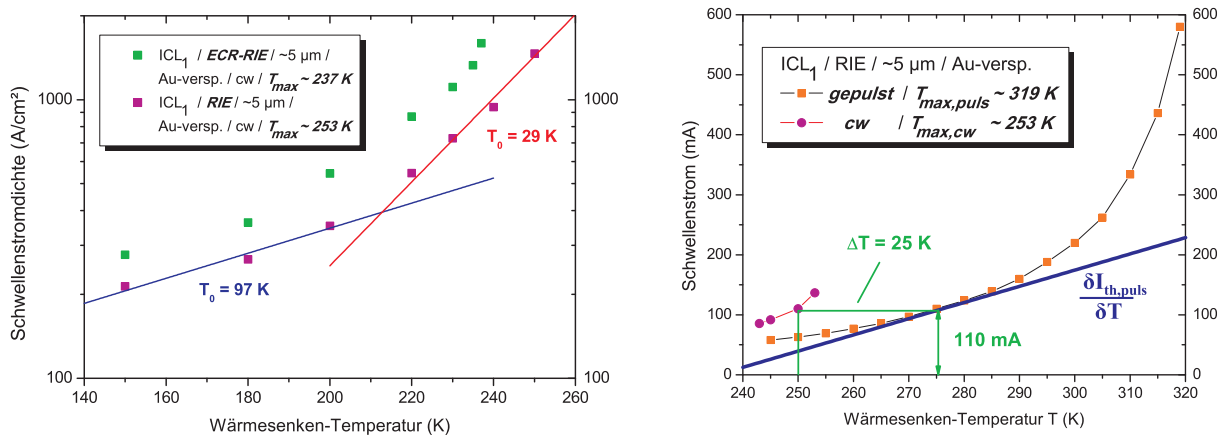


Abbildung 5.17: Temperaturabhängige Schwellenstromdichten und Schwellenströme. Links: Vergleich des verspiegelten, ECR geätzten Lasers aus Abbildung 5.16 (grün) mit einem RIE geätzten Laser (lila). Für diesen gilt: $T_0 = 97K$ ($T < 200K$) und $T_0 = 29K$ ($T > 200K$). Rechts: Vergleich von temperaturabhängigen Schwellenströmen in cw- (lila) und Pulsbetrieb (orange) eines RIE geätzten Lasers.

ICL₂-Material (ersichtlich aus Abbildung 5.16 links) lässt in Anbetracht von einem erreichten Bestwert $T_{max} = 253\text{K}$ für RIE-geätzte und verspiegelte Laser auf ICL₁-Material (Abbildung 5.17 links) vermuten, dass ein vergleichbarer Prozesslauf auf ICL₂-Material mit RIE und Verspiegelung eine maximal erreichbare cw-Betriebstemperatur von $\sim 270\text{K}$ erlauben würde. Selbst bei Annahme einer Prozessierung von ICL-DFB-Lasern mit ähnlicher Leistungsfähigkeit, trotz höherer Verluste durch größere Oberfläche und den beeinträchtigenden ICP-RIE-Ätzschritt, entspräche T_{max} nicht dem angestrebten Wert um RT. Eine Einschätzung darüber, ob und wie durch prozesstechnische Verbesserungen T_{max} gesteigert werden könnte, und ob somit RT-Betrieb auf kurze Sicht realisierbar war, sollten vergleichende Messungen im Puls- und cw-Betrieb geben. Abbildung 5.17 vergleicht im rechten Graph für einen RWG-Laser mit $T_{max,cw} = 253\text{K}$ (analog den lila Messpunkten im linken Graph) die cw-Schwellenstrom-Messungen für verschiedene Temperaturen mit gepulsten Werten bis $T_{max,puls} = 319\text{K}$ (orange). Die Kurve für Pulsbetrieb gibt Werte für die Laserschwelle bei internen Lasertemperaturen T_{Laser} an, die der Wärmesenkentemperatur entsprechen, da Erwärmung des Lasers auf Grund von Joule'scher Wärme hier vernachlässigt werden kann (vgl. Kapitel 4.4). In cw-Betrieb wird T_{Laser} durch die Temperatur der Wärmesenke und den Wärmeeintrag durch den cw-Strom bestimmt. Wählt man zur Betrachtung den cw-Messpunkt bei 250K mit $I_{th,cw} = 110\text{mA}$, so ist ersichtlich, dass wegen des gleichen Wertes von 110mA für $I_{th,puls}$ bei 275K (grüne, horizontale Verbindung) die interne Lasertemperatur durch den cw-Strom um 25K gesteigert wurde. Der thermische Widerstand der Lasers beträgt also

$$R_{therm} = \frac{25\text{K}}{0,11\text{A} \cdot 5,3\text{V}} \approx 43 \frac{\text{K}}{\text{W}}, \quad (5.9)$$

wobei U aus Abbildung 5.14 entnommen wurde. Um zu bestimmen, durch welches Kriterium $T_{max,cw}$ limitiert ist, wird eine Betriebszustandsänderung an einem cw-Betriebspunkt an der Laserschwelle (zum Beispiel hier $250\text{K} / 110\text{mA}$) betrachtet. Hier bewirkt eine minimale Stromänderung δI_{cw} eine minimale Änderung der internen Lasertemperatur δT_{Laser} , die errechnet wird aus

$$\delta T_{Laser} = R_{therm} \cdot U \cdot \delta I_{cw}. \quad (5.10)$$

Diese minimale Erhöhung von δT_{Laser} wiederum führt zu einer Erhöhung des cw-Schwellenstroms $\delta I_{th,cw}$, entsprechend der Steigung $\frac{\delta I_{th,puls}}{\delta T}$ der Puls-Kurve bei der betrachteten internen Temperatur (hier: $T_{Laser} = 275\text{K}$). Diese Steigung gibt an, wie sich die Laserschwelle mit Steigerung der Temperatur erhöht - unabhängig davon, ob diese Temperatursteigerung durch die Wärmesenke oder Strom bedingt wird. Somit gilt

$$\delta I_{th,cw} = \frac{\delta I_{th,puls}}{\delta T} \cdot \delta T_{Laser} \quad (5.11)$$

und damit

$$\delta I_{th,cw} = \frac{\delta I_{th,puls}}{\delta T} \cdot R_{therm} \cdot U \cdot \delta I_{cw} \quad (5.12)$$

oder

$$\frac{\delta I_{th,cw}}{\delta I_{cw}} = \frac{\delta I_{th,puls}}{\delta T} \cdot R_{therm} \cdot U \quad (5.13)$$

Dieses Verhältnis ist entscheidend für die Aufrechterhaltung von cw-Betrieb. Überholt nämlich die Schwellenerhöhung $\delta I_{th,cw}$ die Steigerung des Stroms δI_{cw} , also wenn gilt $\frac{\delta I_{th,cw}}{\delta I_{cw}} > 1$, kann der Strom seinen eigenen Wärmeeintrag nicht mehr kompensieren. $T_{max,cw}$ wird also bei einer kritischen Steigung $\left(\frac{\delta I_{th,puls}}{\delta T}\right)_{krit}$ der Pulscurve erreicht;

$$\left(\frac{\delta I_{th,puls}}{\delta T}\right)_{krit} = \frac{1}{R_{therm} \cdot U}, \quad (5.14)$$

wobei exakterweise $R_{therm}(T)$ bei der Temperatur $T_{max,cw}$ verwendet werden muss (hier annähernd 250K). Nach Gleichung 5.14 beträgt die kritische Steigung für den Laser rechts in Abbildung 5.17 $\left(\frac{\delta I_{th,puls}}{\delta T}\right)_{krit} \approx 4,3 \frac{mA}{K}$. Das Auslesen an den gemessenen Werten zeigt, dass dieser Wert etwa bei $T_{Laser} = 285K$ erreicht wird. Das entspricht der gemessenen Maximaltemperatur von $T_{max,cw} = 253K$. Das aufgestellte Modell stellt also angemessen die Abhängigkeit von $T_{max,cw}$ von thermischem Widerstand, Betriebsspannung und charakteristischer Form der gepulsten Messkurve dar.

Die Betrachtung macht klar, dass $T_{max,cw}$ invers vom thermischen Widerstand und der angelegten Spannung abhängt. Eine mögliche Verbesserung des Prozesses wäre somit die Absenkung von R_{therm} . Er ist hauptsächlich durch das verwendete Material selbst und die Montage auf die Wärmesenke bestimmt. Eine Optimierung des Montageprozesses (zum Beispiel Vermeidung eventuellen Entstehens von Luftblasen im Lot beim Aufschmelzen) wäre denkbar. Eine Verbesserung der Wärmeabfuhr aus der Laserstruktur wäre außerdem durch die Wahl einer kleineren Stegbreite und dickeren Galvanikgolds zu erwarten. Ein flächenbezogener Wert des spezifischen thermischen Widerstands von $5,3 \frac{Kcm^2}{kW}$ vergleicht sich jedoch schon sehr gut mit Werten von $3,7 - 4,9 \frac{Kcm^2}{kW}$ für Laser, die den aktuellen Stand der Technik definieren [KKB⁺09].

Die Absenkung der Betriebsspannung durch eventuelle zukünftige Verwendung eines Legierungskontakts (zum Beispiel AuGeNi) und dessen Sintern wurde ausgeschlossen. Die hohe Temperatur ($> 200^\circ\text{C}$) ließ bei Tests an den hergestellten DFB-Lasern die Passivierungsschichten auf den geätzten Seitenflanken aufplatzen und führte zu nicht funktionsfähigen Bauteilen. Des Weiteren ist der Spannungsanstieg durch den aus Abbildung 5.14 gewonnenen Wert für R_S von $9,7m\Omega$ oberhalb der Laserschwelle bei etwa 80mA vernachlässigbar im Vergleich zum Spannungsanstieg bis zur Schwelle. Mit einem Wert von $U = 4,9V$ bei Einsetzen von Laserbetrieb ist hier eher von epitaktischer Seite großes Optimierungspotential vorhanden, vergleicht man diesen mit dem theoretischen Minimalwert von $6 \times \frac{0,37eV}{q} = 2,22V$ (s. Kapitel 2.6) bei einem 6-kaskadigen Design. Etwa ein Faktor $1/2$ in der entstehenden Wärme wäre durch effektiveren Laserbetrieb mit niedrigeren Betriebsspannungen durch optimierte Anpassung der kaskadierten Bandstruktur möglich.

Einen weitaus größeren Einfluss auf $T_{max,cw}$ hat jedoch die Form der Puls-Kurve selbst. Mit der in Kapitel 2.7 erläuterten exponentiellen Abhängigkeit der Schwelle von der Temperatur (vergleiche Gleichung 2.14) und somit auch exponentielle Abhängigkeit dessen Steigung wird klar, dass die charakteristische Temperatur T_0 determinierend für den Punkt der Kurve ist, an dem die kritische Steigung erreicht wird. Eine T_0 -Erhöhung durch ein Abflachen der Kurve der temperaturabhängigen Schwellenwerte hätte also erheblichen Effekt auf $T_{max,cw}$. Der größte Einfluss auf T_0 ist über Optimierung der ICL-Epitaxie-Struktur selbst zu erwarten. Die prinzipielle Vermeidung oder Unterdrückung des einsetzenden stärkeren Verlustmechanismus ab ca. 200K (s. Abbildung 5.17) und damit verbundene Aufrechterhaltung eines höheren T_0 -Wertes würde bei den hier prozessierten Lasern wahrscheinlich cw-Betrieb bei RT zulassen.

Da eine Entwicklung dieser Größenordnung in den Epitaxiestrukturen zeitlich nicht absehbar war, wurde die Entwicklung von DFB-Lasern für RT-Betrieb auf Typ-I-Material fortgesetzt. Trotzdem soll an dieser Stelle erwähnt werden, dass der Typ-II ICL-Ansatz als extrem leistungsfähig für den Wellenlängenbereich $3,0 - 3,4\mu m$ eingeschätzt wird. Unterstützt wird diese Einschätzung von aktuellen Ergebnissen anderer Forschungsgruppen. Diese demonstrieren cw-Betrieb über RT [KCK⁺10], in Wellenlängenbereichen $>3,4\mu m$ auch für DFB-Laser mit sehr ähnlichem Herstellungsverfahren, wie die in dieser Arbeit vorgestellten [KKB⁺09].

5.3 Diodenlaser mit quinärem Barrierenmaterial

5.3.1 Evaluierung des Potentials für DFB-Emission bis 3,4 μm

Zur qualitativen Einordnung des in dieser Arbeit verwendeten Epitaxiematerials und dessen Potential für die Herstellung von DFB-Lasern mit cw-RT-Betrieb bis 3,4 μm ist eine kurze Betrachtung der bisherigen Entwicklungen auf diesem Materialsystem sinnvoll. In den Jahren 2001 bis 2008 wurden DFB-Laser mit RT-cw-Betrieb unter kontinuierlicher Steigerung der Emissionswellenlänge von 2,0 – 3,0 μm entwickelt (vgl. Abbildung 5.18 links). Diese Laser emittierten bei Betriebstemperaturen von ca. 20°C einige Milliwatt spektral monomodigen Lichts, was Anwendung in der Gassensorik ermöglicht. Der stetige Verlauf der Wellenlängensteigerung sollte in dieser Arbeit bis 3,4 μm (rot markiert) erweitert werden. Im rechten Teil von Abbildung 5.18 sind die Schwellenströme der vorgestellten Laser bei 20°C gegeben. Es ist ein stetiger Anstieg des Schwellen- und somit

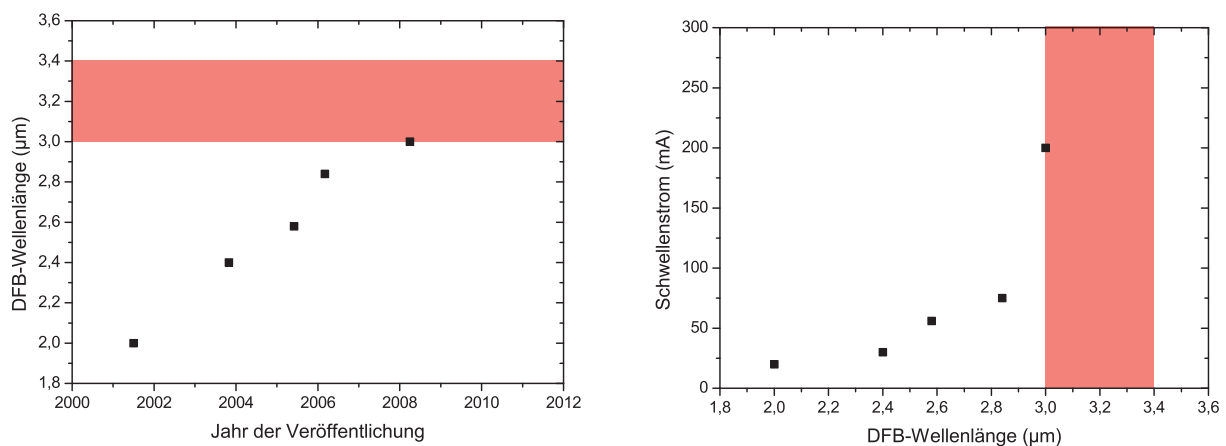


Abbildung 5.18: Daten von veröffentlichten DFB-Lasern mit cw-RT-Betrieb [BMF01] [HRBF03] [RHBF05] [HRL⁺06] [LHR⁺08]. Links: Steigerung der Emissionswellenlänge in den Jahren 2001 – 2008. Rechts: Schwellenströme der Laser bei 20°C. Rot markiert sind jeweils die in dieser Arbeit angestrebten Bereiche 3,0 – 3,4 μm .

Betriebsstroms zu beobachten, was hauptsächlich auf die wellenlängenabhängigen Verluste im Laser zurückzuführen ist (vergleiche Kapitel 2.7). Der Betriebsstrom eines DFB-Lasers steht in direktem Zusammenhang mit dem Energieverbrauch zum Beispiel bei Anwendung in einem Gerät für Gassensorik. Vor allem bei Verwendung eines portablen Sensors kann die Senkung dieses Energieverbrauchs und somit die Verlängerung von Batterielaufzeiten entscheidend für den Erfolg des Sensorsystems sein. Zu beachten ist außerdem der erhöhte Kühlungsbedarf des Laserchips für größere Betriebsleistungen. Je kleiner die dissipierte Leistung, desto kleiner können die verwendeten internen Peltier-Kühler und die Laser-

gehäuse selbst dimensioniert sein. Es ist außerdem zu beachten, dass bei den typischen verwendeten Laserdimensionen mit dem Ansteigen der Schwellenströme bis auf Werte über 200mA die entstehende Joule'sche Wärme in den Bauteilen für cw-Betrieb bald eine starke Limitierung darstellt.

Bei den diskutierten DFB-Lasern in Abbildung 5.18 wurde Epitaxiematerial mit quaternären AlGaAsSb-Barrieren verwendet. Als erster Test des für diese Arbeit entwickelten Materials mit quinären AlGaInAsSb-Barrieren wurden DFB-Laser auf einer Epitaxiestruktur für Emission um $2,8\mu\text{m}$ entwickelt. Prozesstechnische Optimierungen für Laserentwicklung auf Material mit quinären Barrieren anhand von Simulationen werden in den folgenden Kapiteln vorgestellt. Die Prozessierung der DFB-Laser um $2,8\mu\text{m}$ verlief zunächst prinzipiell wie die der in Abbildung 5.18 veröffentlichten Bauteile auf Material mit quaternären Barrieren, was einen Vergleich der Leistungsfähigkeit zuließ. Eine von M. Kamp et. al. entwickelte Verwendung von lateralen Metallgittern [KHS⁺01] für DFB-Kopplung zeigte ausgezeichnete Anwendbarkeit für Laserstrukturen mit Emissionen von 760 – 2500nm [SFL⁺04]. Dieser Ansatz ohne die Verwendung eines Überwachsschrittes ist besonders geeignet für oxidationsanfällige, GaSb-basierende Epitaxiestrukturen mit hohem Aluminiumgehalt. Er wurde bei den in Abbildung 5.18 gezeigten DFB-Lasern für Wellenlängen bis $3,0\mu\text{m}$ erweitert und kam auch bei den Entwicklungen in dieser Arbeit zur Anwendung.

Mittels Elektronenstrahlolithographie, Entwickeln, Aufdamfen von Schichten Ti / Pt / BaF₂ / Cr und Abheben des Lacks wurde wasserfrei eine Ätzmaske definiert. An vor die Wellenleiterschichten geätzte Laserstege (RIE) wurden mittels Elektronenstrahlolithographie, Elektronenstrahlverdampfen und Abheben lateral dünne Chromstege der Höhe $\sim 50\text{nm}$ strukturiert. Der Füllfaktor γ lag bei $\sim 0,3$. Abbildung 5.19 zeigt links schematisch einen geätzten RWG mit lateralem Chromgitter und der Intensitätsverteilung des lateral und vertikal geführten Lichts auf der Facette (sogenanntes Nahfeld). Eine endliche Intensität des evaneszenten Lichtfeldes im Bereich des Gitters führt zu DFB-Verlustkopplung, wobei eine bestimmte Resonatormode die kleinsten Verluste durch die Metallstege erfährt. Sie hat im Fall optimaler Phasenlage an den Facetten (s. Kapitel 6.1) ihre Intensitätsminima an den Stellen der Chromstege und erleidet nur durch deren endliche Ausdehnung leichte Verluste. Alle anderen Resonatormoden liegen verschoben zum Gitter und erfahren an diesem starke Absorptionsverluste. Rechts in Abbildung 5.19 ist eine Elektronenmikroskopaufnahme eines geätzten Laserstegs auf Material mit quinären Barrieren mit lateral strukturiertem Chromgitter erster Ordnung gezeigt. Die Metallgitter reichen für optimale Kopplung bis an den Steg. Nach der Definition des Gitters wurden die Strukturen mit BCB planarisiert. Die Reste der Chrommaske wurden durch Auflösen des BaF₂ im Wasserbad abgehoben, wobei das BCB seitlich und die Schichten aus Ti und Pt auf der Oberfläche den Kontakt von Halbleitermaterial mit Wasser

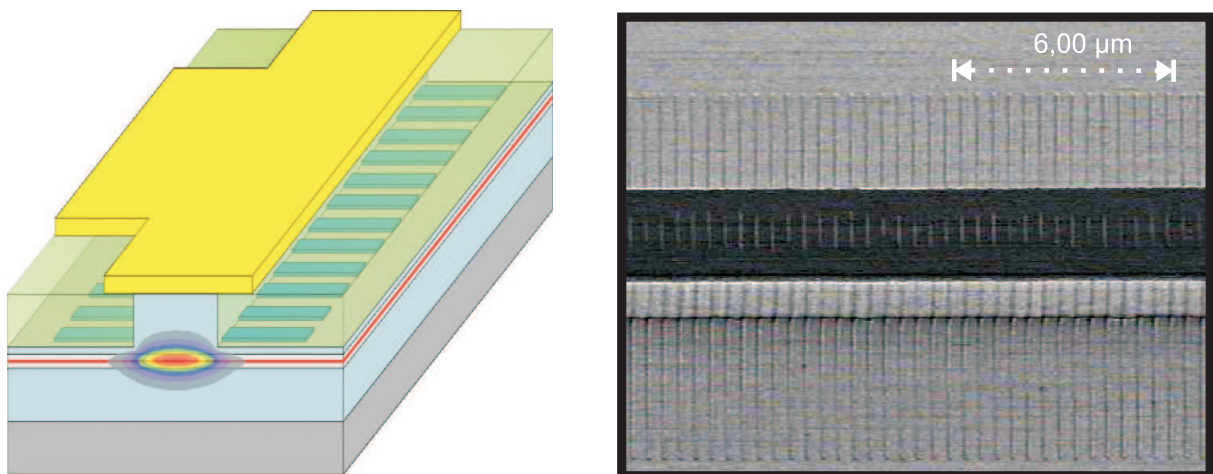


Abbildung 5.19: Links: Schemazeichnung für einen lateral gekoppelten DFB-Laser. Die Intensitätsverteilung der geführten Lichtmode ist angedeutet. Die Struktur ist mit BCB aufgefüllt und ein Oberflächenkontakt zu erkennen (gelb). Rechts: Elektronenmikroskopische Aufnahme eines entwickelten RWG mit lateralen Chromgittern.

vermieden. Elektrische Ober- und Unterseitenkontakte wurden aufgedampft und strukturiert. Auf diese Weise hergestellte Laser zeigten auch für Material mit quinären Barrieren um $2,8\mu\text{m}$ DFB-Kopplung an die Gitterstruktur. In Abbildung 5.20 ist ein monomodiges Spektrum bei $\sim 2,82\mu\text{m}$ eines solchen Lasers bei 15°C und 225mA mit einem SNR von 33dB dargestellt (links). Rechts sind die U-I- und P-I-Kennlinien des unmontierten Lasers ($1200\mu\text{m} \times 4,8\mu\text{m}$) mit rückseitiger HR-Verspiegelung bei 20°C aufgezeigt. Sie erlauben einen Vergleich mit dem DFB-Laser bei $2,8\mu\text{m}$ auf Material mit quaternären Barrieren, ebenfalls unmontiert mit Rückseiten-HR-Verspiegelung (vgl. Abbildung 5.18). Der positive Einfluss quinärer Barrieren auf die Leistungsfähigkeit des Lasers (vgl. Kapitel 2.5) spiegelt sich in der niedrigeren Laserschwelle von $55,5\text{mA}$ im Vergleich zu 75mA wieder. Für einen echten Vergleich wird bei 20°C die Schwellenstromdichte berechnet; Der DFB-Laser bei $2,8\mu\text{m}$ mit quinärem Barrierenmaterial hat mit $0,96\text{kA}/\text{cm}^2$ einen Schwellenstromdichtewert, der 54% unterhalb des Wertes für Material mit quaternären Barrieren bei $2,8\mu\text{m}$ liegt. Schwellenstromdichten bei $2,8\mu\text{m}$ mit quinärem Barrierenmaterial sind hier vergleichbar mit denen von DFB-Lasern um $2,4\mu\text{m}$ auf Material mit quaternären Barrieren. Vor diesem Hintergrund einer erheblichen Steigerung der Leistungsfähigkeit unter Verwendung von quinärem Barrierenmaterial wurde die Erreichbarkeit von cw-RT-Betrieb bei DFB-Lasern bis $3,4\mu\text{m}$ zunächst prinzipiell als realistisch eingeschätzt - zumal die hier für einen Vergleich entwickelte Laserstruktur noch nicht auf niedrige Verluste optimiert wurde. Unterstützt wurde diese Einschätzung durch Messungen an RWG-Lasern, die auf langwelligerem Material um $2,95\mu\text{m}$ entwickelt wurden. Abbildung 5.21 stellt das Inverse

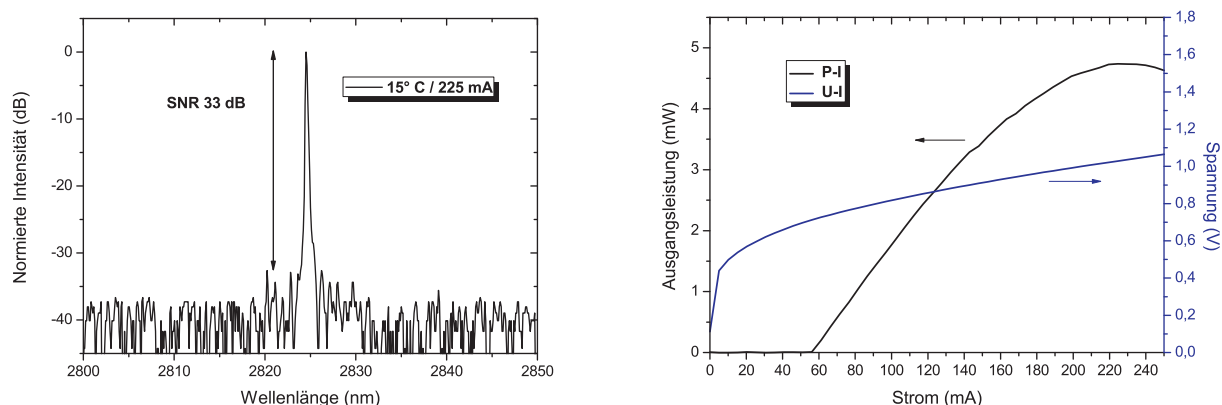


Abbildung 5.20: Kenndaten eines unmontierten DFB-Lasers (Länge $1200\mu m$, Breite $4,8\mu m$) mit lateralen Chromgittern und HR-Verspiegelung, basierend auf Material mit quinären Barrieren um $2,8\mu m$. Links: Spektrum bei $15^\circ C$ und $225 mA$, rechts: U-I- und P-I-Kennlinien bei $20^\circ C$.

der gemessenen externen Quanteneffizienz η_{ex} bei $17^\circ C$ über die Länge verschiedener Laser ($600 - 1800\mu m$) dar. Eine Anpassungsgerade liefert über Gleichung 2.6 die interne Quanteneffizienz η_{in} und die internen Verluste α_i der auf diesem Material entwickelten Laser. Aus dem Achsenabschnitt ergibt sich $\eta_{in} = 1/1,8 \approx 56\%$ und hieraus mit $R_1 = R_2 \approx 0,3$ für unbeschichtete Laserfacetten aus der Steigung $\alpha_i = \frac{0,56}{2} \cdot \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \cdot 7,2 cm^{-1} \approx 4,9 cm^{-1}$. Die

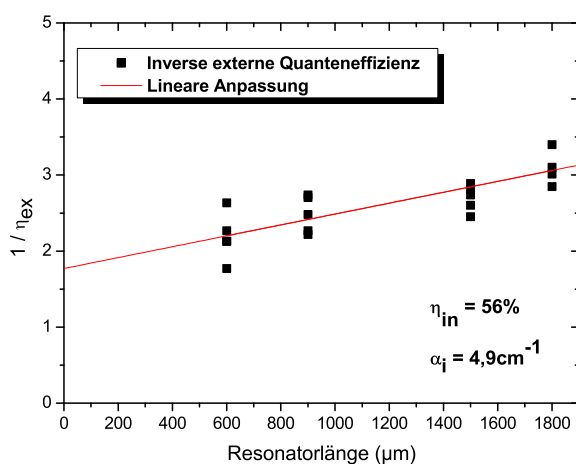


Abbildung 5.21: Messung an RWG-Lasern verschiedener Längen von $600 - 1800\mu m$ mit Emission um $2,95\mu m$. Dargestellt ist das Inverse der externen Quanteneffizienzen η_{ex} in Abhängigkeit der Resonatorlängen (schwarze Quadrate). Aus der Anpassungsgeraden (rot) wurden $\eta_{in} \approx 56\%$ und $\alpha_i \approx 4,9 cm^{-1}$ errechnet.

so erhaltenen Werte sind in Abbildung 5.22 mit veröffentlichten Werten von η_{in} (links) und α_i (rechts) für Laser von 2,0 – 2,8 μm auf Material mit quaternären Barrieren (schwarz) verglichen. Eine Abnahme von η_{in} und eine Zunahme von α_i mit steigender Wellenlänge sind zu erkennen, die sich nach den Diskussionen in Kapitel 2 aus kleiner werdendem Ladungsträger einschuss und größer werdenden Verlusten erklären. Geht man von den zur optischen Führung eingetragenen linearen Verläufen aus, so wäre $\eta_{in} = 0$ und $\alpha_i \approx 11\text{cm}^{-1}$ für 3,4 μm . In beiden Vergleichen ist eine deutliche Abweichung der hier auf Material mit quinären Barrieren entwickelten Laser (rot) von den Geraden zu erkennen. Bei einer Wellenlänge um 2,95 μm ergeben sich für den quinären Ansatz Werte für η_{in} und α_i , die denen von Lasern mit quaternären Barrieren bei etwa 2,5 – 2,6 μm entsprechen. Die zuvor erwähnte Einschätzung, dass DFB-Laser bis 3,4 μm in cw-RT-Betrieb unter Verwendung von Material mit quinären Barrieren verwirklicht werden konnten wurde hiermit bestätigt. Die Zusammenarbeit mit dem *Institut d'Electronique du Sud, Université Montpellier 2* ermöglichte Laserentwicklung auf Epitaxiestrukturen mit quinärem Barrierenmaterial, die fast den kompletten Wellenlängenbereich von 2,8 – 3,4 μm abdecken. In Abbildung 5.23 sind Fabry-Pérot-Spektren hergestellter RWG-Laser auf diesen Materialien dargestellt. In den folgenden Kapiteln werden die Vorgehensweisen zur Verwirklichung von in der Gassensorik anwendbaren DFB-Lasern von 3,0 – 3,4 μm auf diesen Epitaxiestrukturen erläutert.

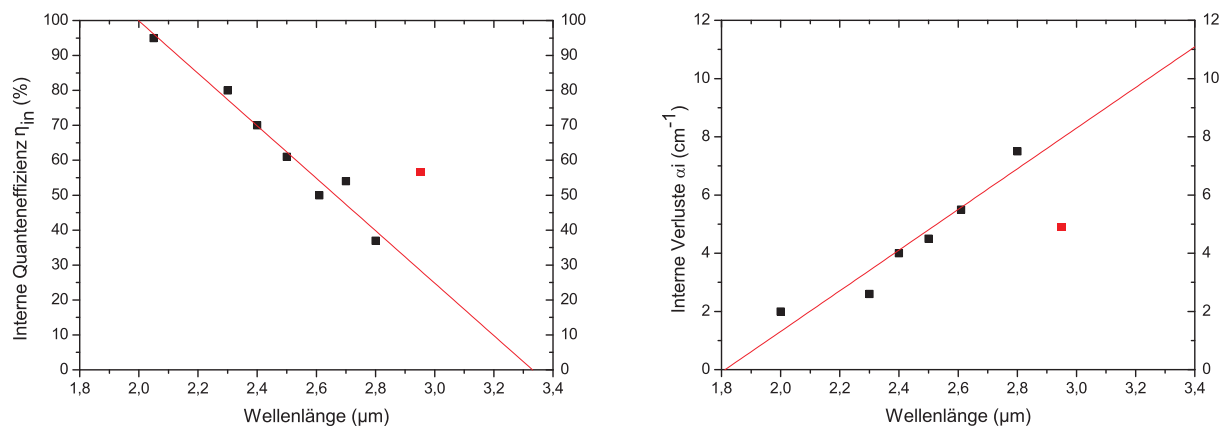


Abbildung 5.22: Links: Literaturwerte für wellenlängenabhängige interne Quanteneffizienzen η_i (schwarz) verglichen mit der Messung an Material mit quinären Barrieren um 2,95 μm (rot). Rechts: Literaturwerte für wellenlängenabhängige interne Verluste α_i (schwarz) verglichen mit der Messung an Material mit quinären Barrieren um 2,95 μm (rot) [TCM98] [SBG⁺02] [SRP⁺04] [SBKM04] [SRA⁺04] [SRAG04].

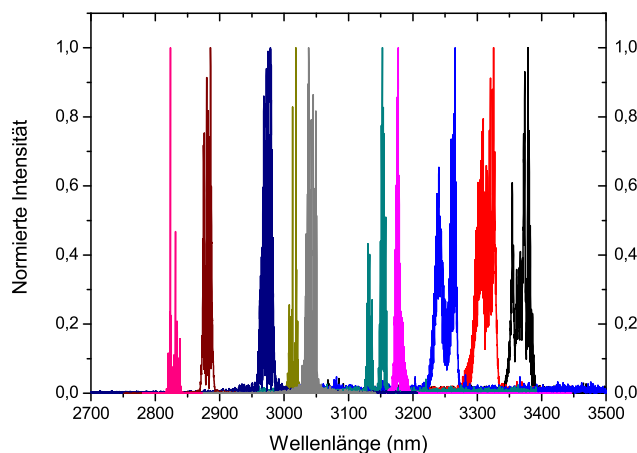


Abbildung 5.23: Übersicht verschiedener Spektren von RWG-Lasern hergestellt auf Material mit quinären Barrieren von $2,8 - 3,4\mu\text{m}$.

5.3.2 Entwicklung von DFB-Lasern um $3,0\mu\text{m}$

In diesem Kapitel soll die Entwicklung von DFB-Lasern im Bereich um $3,0\mu\text{m}$ erläutert werden. Diese sollten innerhalb des europäischen Forschungsprojekts *SensHy* zur Detektion von Acetylen-Unreinheiten in der Ethylenherstellung verwendet werden. Ethylen (C_2H_4) ist das industriell am häufigsten hergestellte organische Material, was eine erfolgreiche Entwicklung und Verwendung von DFB-Lasern zur Optimierung des Herstellungsprozesses extrem interessant macht. Starke Absorptionslinien von Acetylen (C_2H_2) befinden sich im Bereich um $3,03\mu\text{m}$ und $3,06\mu\text{m}$ (s. Abbildung 5.24). Ziel war es, entsprechende DFB-Laser für die Anwendung im oben genannten Prozess bereitzustellen.

Für die DFB-Entwicklung mit lateralen Chromgittern müssen die erwähnten Absorptionsverluste der DFB-Mode am Gitter durch endliche Ausdehnung der Gitterstege und im Allgemeinen nicht optimale Phasenlage der Facetten beachtet werden. Zur Anwendung des DFB-Konzepts bei Wellenlängen von $3,0 - 3,4\mu\text{m}$ soll hier das wellenlängenabhängige Verhalten dieser Absorptionsverluste eingeschätzt werden. Die Absorption für Durchgang von Licht der Wellenlänge λ und Ursprungsintensität Θ_0 durch ein Material der Dicke x ist gegeben durch (keine Reflexion)

$$1 - \frac{\Theta(x)}{\Theta_0} = 1 - e^{-\alpha \cdot x} = 1 - e^{-\frac{4\pi}{\lambda} \cdot k \cdot x}, \quad (5.15)$$

wobei k der Imaginärteil des Brechungsindex (Extinktionskoeffizient) dieses Materials (hier Chrom) ist. Wellenlängenabhängige Messwerte für k finden sich beispielsweise in [WF01]. Im Wellenlängenbereich von ca. $2,0 - 4,0\mu\text{m}$ ist der für die Absorption relevante Absorptionskoeffizient α wegen eines etwa gleich bleibenden Quotienten $\frac{k}{\lambda}$ annähernd

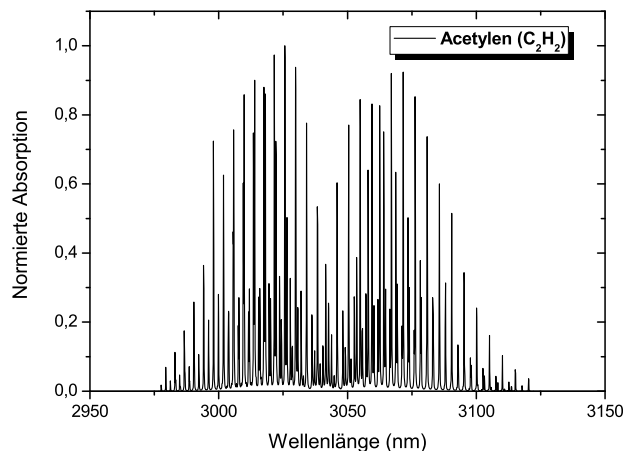


Abbildung 5.24: Absorptionsbande von Acetylen im Bereich um 3,0 – 3,1 μm [RJB⁺05].

konstant. Durch die Verwendung lateraler Metallgitter auf langwelligem Material in dieser Arbeit waren somit keine wesentlich höheren Verluste in DFB-Lasern zu erwarten als für vergleichbare, etablierte Laser auf kurzwelligerem Material. Der Absorptionskoeffizient liegt im hier relevanten Bereich von 3,0 – 3,4 μm zwischen $3,8 - 4,3 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$.

Vor der Entwicklung der DFB-Laser um 3,0 μm wurden entsprechende Strukturen unter Variation optischer Parameter (zum Beispiel Stegbreite, Ätztiefe) mit *lasim* [Sim] simuliert. Aus der Berechnung der Verteilung der optischen Intensität der DFB-Mode im Wellenleiter sollten für das Material mit quinären Barrieren Bauteilparameter gefunden werden, die für den Überlapp des Lichtfeldes mit dem Gitterbereich mit kurzwelligeren Lasern vergleichbare Werte um $\Gamma_G \approx 1 \cdot 10^{-4}$ lieferten. Der hieraus berechnete Unterschied in der Absorption für Bereiche zwischen den Chromstegen und innerhalb derer ist dann

$$\alpha_{Cr} = \Gamma_G \cdot \alpha \approx 38 - 43 \text{ cm}^{-1}. \quad (5.16)$$

Werte in diesem Bereich ermöglichen der Erfahrung nach eine gute Ausbeute von DFB-Lasern mit Kopplung an die Gitterstruktur. Zur Vollständigkeit sei erwähnt, dass die reale durch das Gitter verursachte Absorption wahrscheinlich wegen der endlichen Eindringtiefe des Lichts in das Metall eher kleiner ist [GBL⁺09]. Unter Beachtung des Skin-Effekts und eines exponentiellen Abklingens der elektromagnetischen Welle im Metall kann die Absorption in diesem auf maximal die Hälfte der oben angegebenen Werte, also etwa 20cm^{-1} abgeschätzt werden. Optische Verluste durch ein die gesamte Länge des Laserstegs abdeckendes Gitter erster Ordnung sind beispielsweise in [LHR⁺08] für DFB-Laser um 3,0 μm mit einer Schwellenstrom-Steigerung von 30% im Vergleich zu gitterlosen RWG-Lasern beziffert. Das Ergebnis einer Simulation eines DFB-Lasers auf Material mit quinären Barrieren um 2,95 μm ist in Abbildung 5.25 gezeigt. Links ist der berechnete

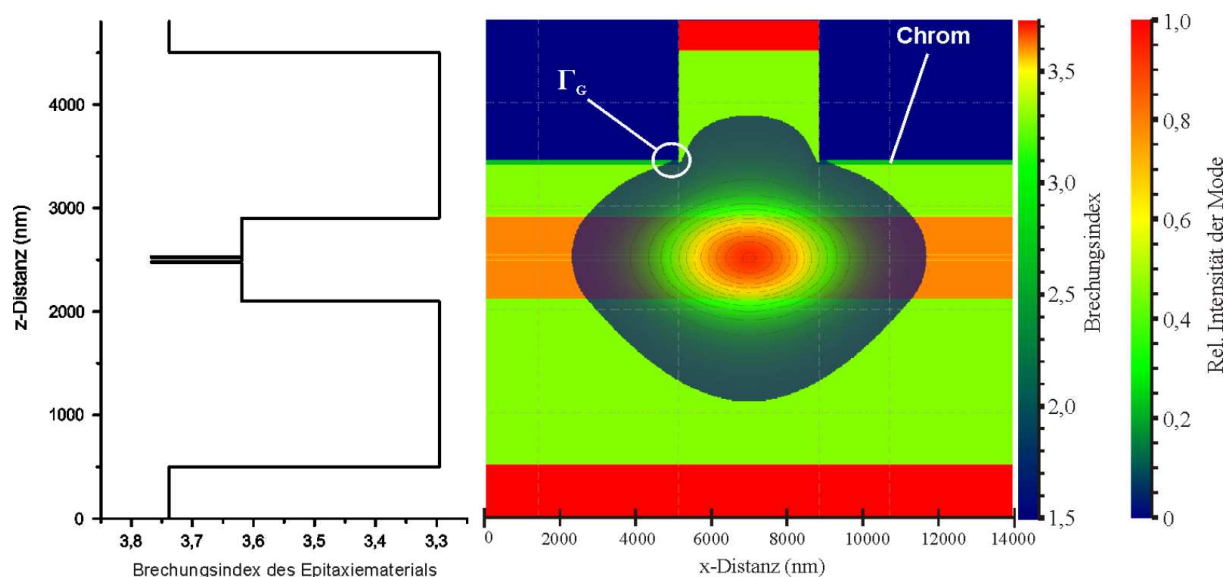


Abbildung 5.25: Links: Brechungsindexprofil der Epitaxiestruktur für Emission bei $2,95\mu\text{m}$ (nach [GP96]). Rechts: Simulation eines DFB-Lasers bei $2,95\mu\text{m}$ mit lateralen Chromgittern. Der Wellenleiter mit der Intensität der geführten Mode ist gezeigt.

Realteil des Brechungsindex der Epitaxiestruktur dargestellt. Die Dimensionen des Laserstegs betragen hier $4,0\mu\text{m}$ für die Breite und $1,5\mu\text{m}$ für die Ätztiefe. Die Chromgitter-Dicke beträgt 50nm und der den Steg umgebende Brechungsindex entspricht $1,5$ für BCB. Aus der Simulation ergibt sich ein Überlapp mit dem Chromgitter von $\Gamma_G = 9,2 \cdot 10^{-5}$ und somit $\alpha_{Cr} = 35\text{cm}^{-1}$. Dieser Wert befindet sich, wie oben erwähnt, für Laser mit lateralem Metallgitter im Bereich guter Kopplung mit hoher DFB-Ausbeute.

Für die so auf Material mit quinären Barrieren um $2,95\mu\text{m}$ hergestellten DFB-Laser (Gitter erster Ordnung) wurden entgegen der oben diskutierten vergleichbaren Verluste für Wellenlängen von $2,0 - 4,0\mu\text{m}$ erhöhte Verluste und eine extreme Gitterabhängigkeit dieser festgestellt. An etwa $4\mu\text{m}$ breiten und $1,5\mu\text{m}$ tief geätzten Lasern wurden bei 17°C cw-Schwellenstromwerte in Abhängigkeit von der Gitterbedeckung der Stege gemessen. Die Barren hatten gleiche Länge ($900\mu\text{m}$), und je 22% (Barren 1), 33% (Barren 2) und 66% (Barren 3) der Länge der Stege waren mit lateralen Chromgittern erster Ordnung mit Füllfaktor $\sim 0,3$ ausgestattet. Außerdem befanden sich auf jedem Barren RWG-Strukturen ohne Gitter. Abbildung 5.26 zeigt das Ergebnis der Messung der Schwellenströme aufgetragen über die Lasernummer auf dem jeweiligen Barren. Es ist zu erkennen, dass gitterlose Laser aller Barren (Nummern 12, 18, 24 und 30 - grün) vergleichbare Schwellen um 33mA haben. Eine Gitterbedeckung von 22% (Barren 1, schwarz) erhöht die Schwellen bei DFB-Lasern um mindestens ca. 21% auf ungefähr 40mA . Eine Erhöhung der Gitterbedeckung auf 33% (Barren 2, rot), bzw. 66% (Barren 3, blau) steigerte die Schwel-

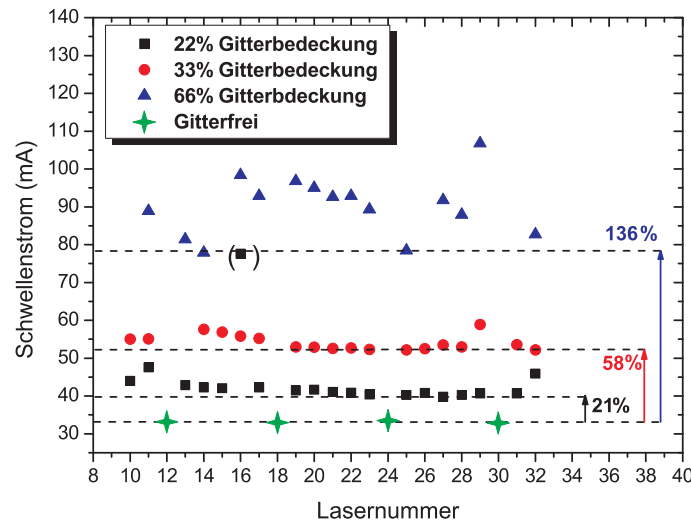


Abbildung 5.26: Schwellenströme bei 17°C für Laser verschiedener Chromgitterbedeckungen.

lenströme der Laser sehr stark um mindestens ca. 58% bzw. 136% (vgl. die erwähnten nur 30% Steigerung für vergleichbare Laserstrukturen mit 100% Gitterbedeckung [LHR⁺08] im Vergleich zu gitterlosen Lasern). Zur Abschätzung der Verluste wurde die Schwellenverstärkung Γg_{th} der DFB-Laser mit unterschiedlicher Gitterbedeckung in Abhängigkeit vom Füllfaktor mit *lasim* [Sim] simuliert. In Abbildung 5.27 (links) ist das Ergebnis der Simulation dargestellt. Unter Vernachlässigung gitterunabhängiger interner Verluste ist für alle Gitterbedeckungen bei einem Füllfaktor von 0 die Schwellenverstärkung nur durch die Spiegelverluste $\alpha_m \approx 13\text{cm}^{-1}$ eines unverspiegelten Lasers bestimmt. Ein starker Anstieg der Schwellenverstärkungen für große Füllfaktoren erklärt den gewählten, relativ kleinen Füllfaktor von $\sim 0,3$. Bei diesem Wert können aus der Simulation die Steigerungen der Schwellenverstärkungen durch Gitter mit verschiedenen Bedeckungen in Bezug auf den Wert für einen Füllfaktor von 0 ausgelesen werden. Es ergeben sich Werte für $\Delta(\Gamma g_{th})$ von $0,405\text{cm}^{-1}$ für eine Gitterbedeckung von 22%, $0,625\text{cm}^{-1}$ (33%), $1,125\text{cm}^{-1}$ (66%) und $1,500$ (100%). Mit den simulierten Werten kann die exponentielle Abhängigkeit der Laserschwelle von der Steigerung der Verluste durch Absorption im Chrom angepasst werden. Bei Annahme stark dominanter Auger-Rekombination gilt hierfür (vergleiche auch Gleichung 2.12 und Gleichung 2.13):

$$I_{th} = I_{th,ref} \cdot e^{\frac{3\Delta(\Gamma g_{th})}{\Gamma g_0}} \quad (5.17)$$

Der Parameter $I_{th,ref}$ beschreibt hierbei die Laserschwelle für eine Referenz ohne vorhandenes Gitter, also hier etwa 33mA. Der Parameter Γg_0 steht für die modale Materialverstärkung. Rechts in Abbildung 5.27 sind die aus der Simulation ausgelesenen Werte für $\Delta(\Gamma g_{th})$ über die gemessenen Schwellenströme der Laser mit verschiedener Gitterbedeckung dargestellt. Für die Schwellenströme wurden jeweils Laser mit optimaler Facet-

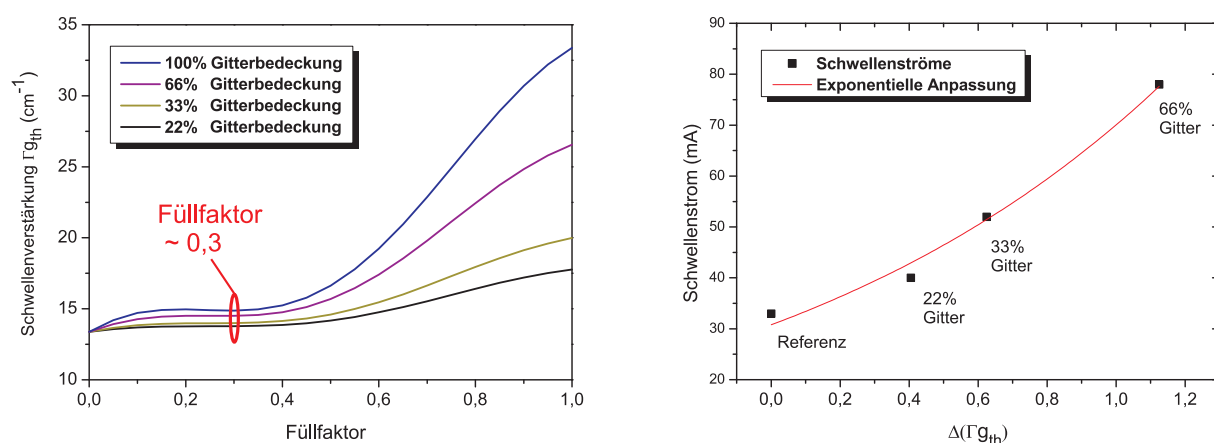


Abbildung 5.27: Links: Simulation der Schwellenverstärkung von DFB-Lasern (Länge $900\mu\text{m}$) mit unterschiedlicher Gitterbedeckung in Abhängigkeit vom Füllfaktor. Rechts: Gemessene Schwellenströme in Abhängigkeit von den simulierten Steigerungen der Schwellenverstärkungen mit exponentieller Anpassung.

tenlage zum Gitter und somit niedrigsten Stromwerten berücksichtigt. Die verwendeten Werte sind 40mA für 22% Gitterbedeckung, 52mA (33%) und 78mA (66%). Laser mit 100% Gitterbedeckung zeigten in der Regel bei 17°C in cw-Betrieb keine Emission. Eine exponentielle Anpassung gemäß Gleichung 5.17 liefert für Γg_0 einen Wert von $1,2\text{cm}^{-1}$. Durch die Tatsache, dass die hier gemachte Betrachtung streng genommen nur für gepulsten Betrieb bei konstanter interner Temperatur gilt, ist dieser Wert durch innere Joule'sche Erwärmung in cw-Betrieb mit Sicherheit unterschätzt. Dies erklärt allerdings nicht alleine die starke Abweichung von typischen Werten für Γg_0 im Bereich um 30cm^{-1} . Die gemachte Abschätzung legt die Vermutung nahe, dass die simulierten Verluste verursacht durch das Gitter für die diskutierten Laser stark unterschätzt werden. Die Tatsache, dass Versuche mit 100% bedeckenden Gittern dritter Ordnung (entspricht effektiv 33% Gitterbedeckung erster Ordnung) ebenfalls Laser ohne Emission hervorbrachten (entsprechend 100% Gitterbedeckung) legt den Schluss nahe, dass die Existenz gitterfreier Bereiche notwendig für Laserbetrieb ist. Der Grund für die starke Abhängigkeit von der Gitterbedeckung konnte nicht eindeutig geklärt werden. Sehr wahrscheinlich hängt diese jedoch mit starken Wachstumsinhomogenitäten bei den quinären Epitaxiematerialien zusammen. Eine hiermit einhergehende Fluktuation des effektiven Brechungsindex (beobachtet für Laser gleicher Gitterperiode aber verschiedener DFB-Emissionswellenlänge) kann bewirken, dass durch eine Gitterbedeckung über einen Laser beispielsweise der Länge $900\mu\text{m}$ die Gitterverluste spektral so weit streuen, dass keine Resonatormode mehr verlustarm anschwingen kann. Laser mit kleiner Gitterbedeckung jedoch zeigten hervorragende Betriebsbedingungen und DFB-Kopplung. Die im Folgenden diskutierten DFB-Laser haben deshalb alle eine maximale Gitterbedeckung von 33%, um oben vorgestell-

te Verluste klein zu halten. Exemplarisch werden hier charakteristische Messungen an DFB-Lasern bei $2,95\mu\text{m}$ mit 22% Gitterbedeckung vorgestellt. Abbildung 5.28 stellt links die temperaturabhängigen Schwellenströme eines rückseitig HR-verspiegelten DFB-Lasers ($\sim 4\mu\text{m} \times 900\mu\text{m}$) von 18°C bis zu einer maximalen Betriebstemperatur von 54°C dar. Ab etwa 40°C macht sich die effizientere Wärmeabfuhr durch Auflöten des Lasers auf eine

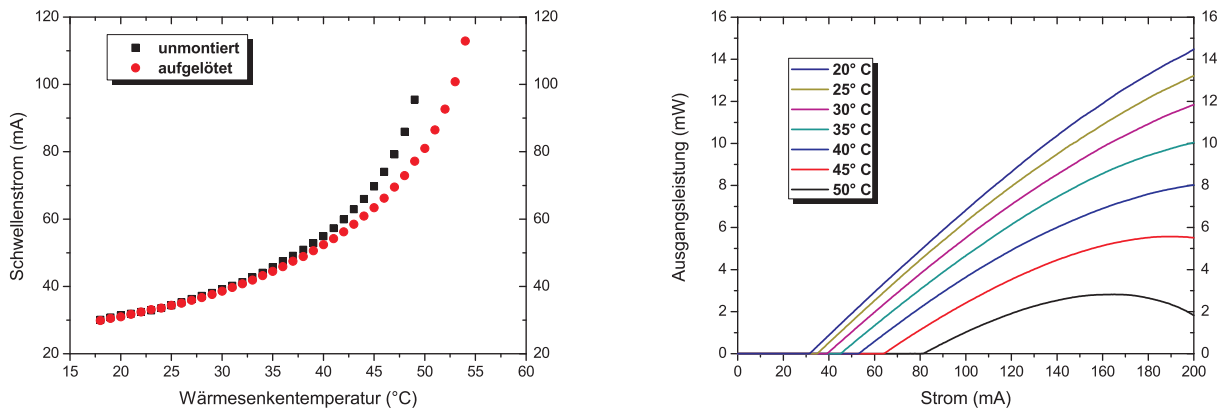


Abbildung 5.28: Links: Temperaturabhängige Schwellenströme für einen DFB-Laser mit Emission um $2,95\mu\text{m}$, unmontiert (schwarz) und aufgelötet (rot). Rechts: Temperaturabhängige P-I-Kennlinien des Lasers.

Wärmesenke (rot) im Gegensatz zum unmontierten Bauteil (schwarz) bemerkbar. Auch hier sind im Vergleich mit Abbildung 5.18 (rechts) die Schwellenströme und Schwellenstromdichten für die entwickelten DFB-Laser um $2,95\mu\text{m}$ auf Material mit quinären Barrieren wesentlich geringer als die vergleichbarer Laser auf Material mit quaternären Barrieren. Der Graph rechts in Abbildung 5.28 zeigt entsprechende P-I-Kennlinien des aufgelöteten Lasers. Die Ausgangsleistungen liegen bis in den Bereich um 50°C bei mehreren Milliwatt und ermöglichen sehr sensitive gassensorische Anwendungen. DFB-Kopplung über den gesamten dargestellten Temperaturbereich ermöglicht mit einem solchen Laser zudem das Abdecken eines weiten Spektralbereichs. Abbildung 5.29 (links) verdeutlicht dies durch Darstellung der monomodigen Emissionswellenlängen des Lasers für verschiedene Betriebsströme und -temperaturen. Ein spektraler Bereich von $2941,5 - 2955,3\text{nm}$ kann erreicht werden ($13,8\text{nm}$). Strom- und Temperatur-Durchstimmkoeffizienten haben Werte von $0,021 \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$ und $0,28 \frac{\text{nm}}{\text{K}}$. Für die DFB-Mode liegt n_{eff} hier bei etwa 3,51. Der aus der Simulation errechnete Wert von 3,47 weicht hiervon um etwa 1,2% ab, was wahrscheinlich, wie schon vorher erwähnt, an den verwendeten, nicht genügend exakten Parametern in der Simulation liegt. Ein hochauflösendes Spektrum des Lasers bei 40°C und 160mA (rechts) deutet an, dass die entwickelten DFB-Laser SMSR um 50dB erreichen, was extrem selektive Gasmessungen erlaubt. Das Fernfeld eines DFB-Lasers in monomodigem Betrieb um $2,95\mu\text{m}$ in einigen Zentimetern Entfernung wurde mit einer Infrarotkamera

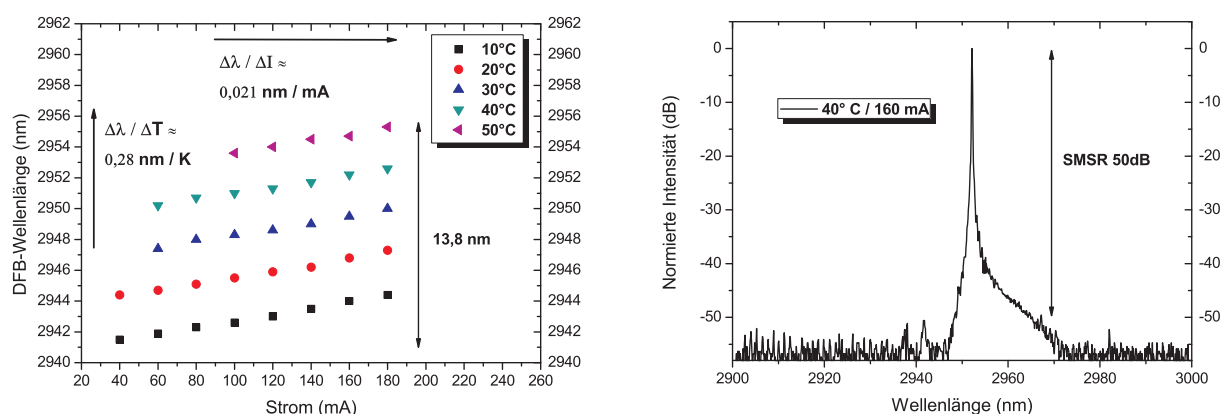


Abbildung 5.29: Links: Monomode Emissionswellenlänge eines DFB-Lasers um $2,95\mu\text{m}$ von $10 - 50^\circ\text{C}$ und $40 - 180\text{mA}$. Rechts: Hochauflösendes Spektrum des Lasers bei $40^\circ\text{C} / 160\text{mA}$

aufgenommen und ist in Abbildung 5.30 gezeigt. In Falschfarben ist die abgestrahlte Intensität des monomodigen Lichts dargestellt (links). Leicht wellige Muster im Kamerabild entstanden durch Interferenzen an der Kameraoptik und sind kein echtes Lasersignal. Die eingetragenen Halbwertsbreiten (engl.: full width half maximum - FWHM) in vertikaler (Wachstumsrichtung - "fast axis") und horizontaler Richtung (senkrecht zur Wachstumsrichtung - "slow axis") ergaben sich aus Intensitätsmessungen durch Abfahren der

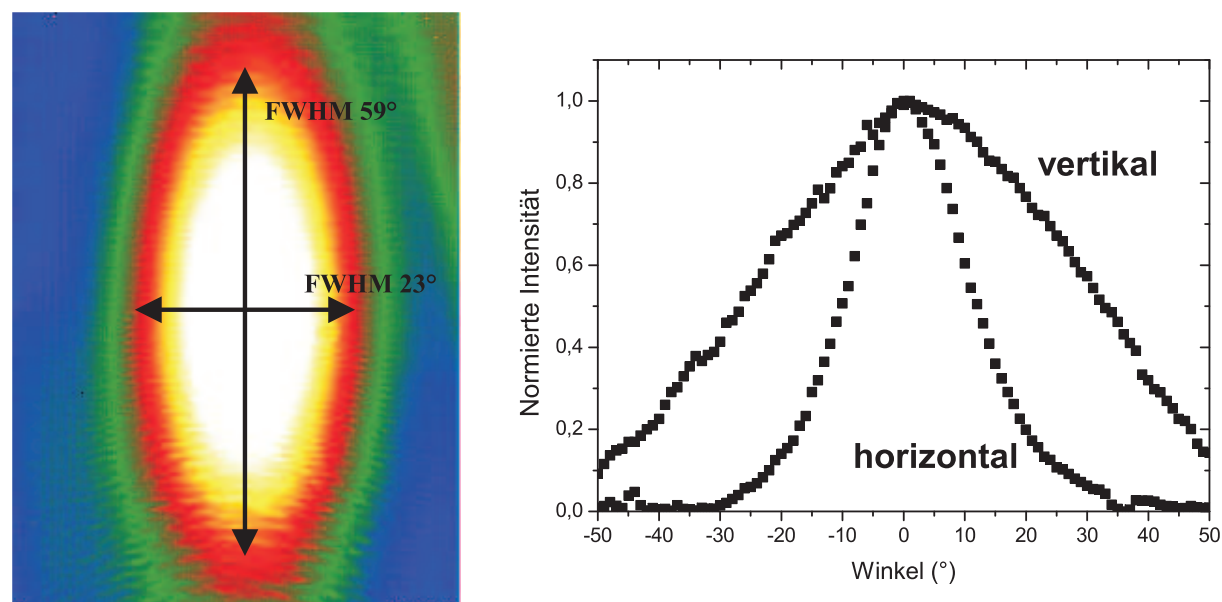


Abbildung 5.30: Links: IR-Kamerabild der Fernfeldintensität eines DFB-Lasers um $2,95\mu\text{m}$. Rechts: Mit einem Detektor abgefahrne horizontale und vertikale Achsen ergaben Werte für die FWHM von 23° und 59° (eingetragen links).

jeweiligen Achse mit einem Detektor (rechts). Der Wert von 59° in vertikaler Richtung ist vergleichsweise hoch zum horizontalen Wert von 23° . Dies liegt an der Form der Nahfeldintensität (s. Abbildung 5.25) auf der Facette, die über eine Fourier-Transformation mit der Fernfeld-Intensität zusammenhängt. In vertikaler Richtung ist die Verteilung der Lichtintensität durch die Brechungsindexstruktur des epitaktischen Materials auf einen kleineren Bereich begrenzt. Das stark brechende quinäre Material (hoher Aluminiumgehalt) im Wellenleiter bedingt einen starken Überlapp der Lichtmode mit diesem. Dadurch ergeben sich vertikale FWHM-Winkel, die im Allgemeinen größer sind, als die vergleichbarer Laser mit quaternärem Barrierenmaterial. Die Werte von 23° und 59° ermöglichen trotzdem problemlos ein Einfangen des Laserlichts in einer Sensoranwendung durch eine kollimierende Optik mit angemessener numerischer Apertur. Sie vergleichen sich sehr gut mit aus der Simulation gewonnenen Werten von 21° und 61° .

Die Ergebnisse aus diesem Kapitel ermöglichten die Entwicklung von DFB-Lasern für die oben erwähnte Anwendung zum Acetylen-Nachweis. Das bei $2,95\mu\text{m}$ angewendete DFB-Konzept wurde auf Material um $3,0 - 3,1\mu\text{m}$ übertragen. DFB-Laser der Breite $4\mu\text{m}$ wurden mit angepassten Gitterstrukturen für Emission bei $3,03\mu\text{m}$ und $3,06\mu\text{m}$ ausgestattet. Durch einen effektiven Brechungsindex von $n_{eff} \approx 3,48$ errechneten sich entsprechende Gitterperioden um $435,0\text{nm}$ für Emission um $3,03\mu\text{m}$ und $439,5\text{nm}$ für $3,06\mu\text{m}$ (vgl. Gleichung 5.4). Die rückseitig HR-verspiegelten Bauteile wurden auf Wärmesenken aufgelötet und in TO-Gehäuse montiert. Diese waren mit einem internen Peltier-Kühler zur Stabilisierung einer für die gewünschte DFB-Emissionswellenlänge eingestellten Chip-Temperatur ausgestattet. Golddrähte dienten als elektrische Verbindungen von ober- und unterseitigem Kontakt des Lasers zu den Pins des TO-Gehäuses und zur Kontaktierung eines Thermistors direkt neben dem Laser zum Auslesen der Temperatur. Unter wasserfreiem Stickstoff wurden die Gehäuse luftdicht mit Kappen verschweißt, um eine mechanische Gefährdung und Degradation des Lasers durch Luftfeuchtigkeit zu verhindern. Ein MIR-durchlässiges ZnSe- oder Saphir-Fenster ermöglichte die Auskopplung des Laserlichts. Abbildung 5.31 zeigt einen DFB-Laser auf einem TO5-Gehäuse (links) und das verschweißte Endprodukt (rechts). Spektren der speziell zur Acetylen-Detektion entwickelten Laser sind in Abbildung 5.32 links dargestellt. Die angestrebten Wellenlängen von $3,03\mu\text{m}$ und $3,06\mu\text{m}$ wurden erreicht. Maximale Betriebstemperaturen von fast 40°C der Laser bei Ausgangsleistungen von mehreren Milliwatt (rechts) ermöglichten eine ausgezeichnete sensorische Anwendbarkeit. Innerhalb von *SensHy* wurden erstmalig auf Material mit quinären Barrieren entwickelte DFB-Laser in der Gassensorik angewendet. In [KLBR09] wurden mit dem DFB-Laser bei $3,03\mu\text{m}$ unter Strommodulation der Wellenlänge (Modulationsfrequenz 6kHz) Acetylen-Absorptionslinien um 3029nm mit einem Detektionslimit von $1,5\text{ppbm}$ nachgewiesen. Eine in der molekularen Datenbank für Absorptionen *HITRAN2008* nicht verzeichnete charakteristische Absorption wurde hierbei

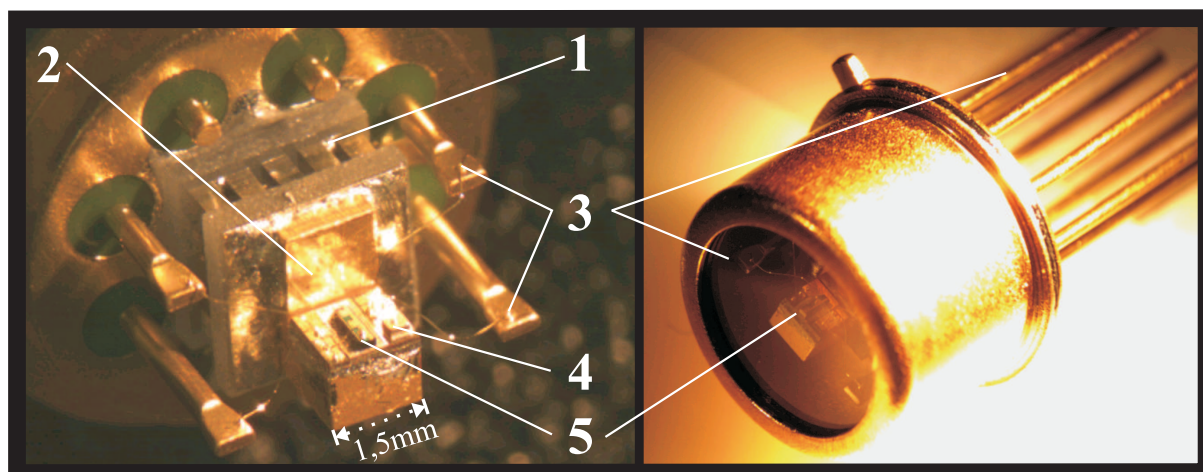


Abbildung 5.31: Links: TO5-Gehäuse mit integriertem Peltier-Kühler (1). Aufgelötet auf einer Wärmesenke (2) befindet sich der DFB-Laser (5) in Kombination mit einem Thermistor (4). Beide sind mit Golddrähten an Pins (3) kontaktiert. Rechts: TO-Gehäuse mit verschweißter Kappe.

detektiert. Der DFB-Laser um $3,06\mu\text{m}$ wurde außerdem in [KJN⁺11] zum Nachweis von Acetylen-Unreinheiten in verschiedenen, bei Ethylen-Herstellung typischerweise entstehenden Kohlenwasserstoff-Gasgemischen angewendet. Ziel dieser Anwendung ist die Reduktion des Acetylens auf unter 5ppm im Herstellungsprozess. Zu dessen Nachweis wurde eine spektrale Region um 3060nm gewählt, die keine Einflüsse anderer Prozessgase zeigt. Durch entsprechendes Strom-Durchstimmen der DFB-Wellenlänge (Modulationsfrequenz 6kHz) des Lasers bei passender Temperatur konnte dieser Bereich abgetastet und das angestrebte Detektionslimit erreicht werden. Ein Durchstimmen des verwendeten Lasers

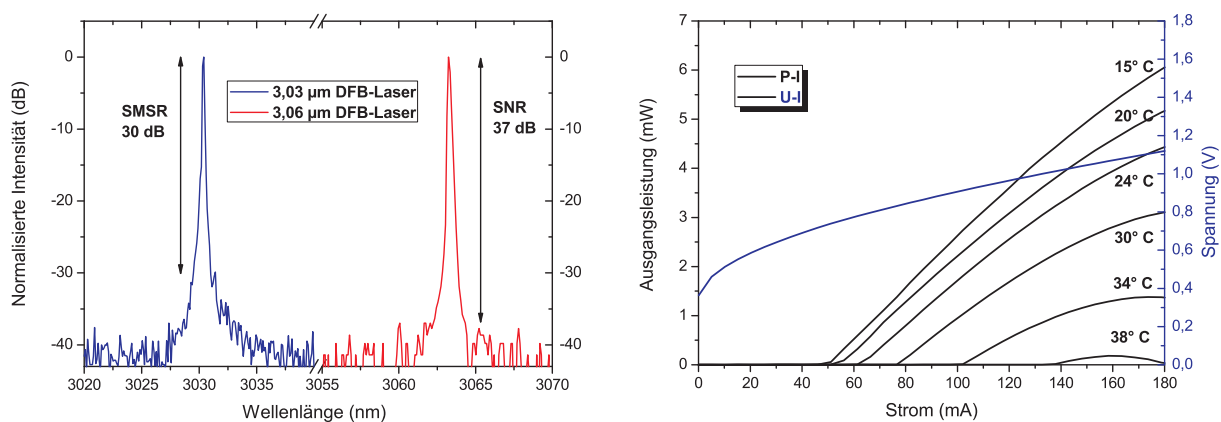


Abbildung 5.32: Links: Spektren der für Acetylen-Detektion entwickelten DFB-Laser um $3,03\mu\text{m}$ und $3,06\mu\text{m}$. Rechts: Entsprechende P-I- und U-I-Kennlinien.

bei 15°C ist in Abbildung 5.33 (links) dargestellt. Für den Detektionsbereich ist rechts die Transmissionscharakteristik des Acetylen in einer Gasmischung mit Methan (CH_4), Ethylen (C_2H_4) und Ethan (C_2H_6) dargestellt.

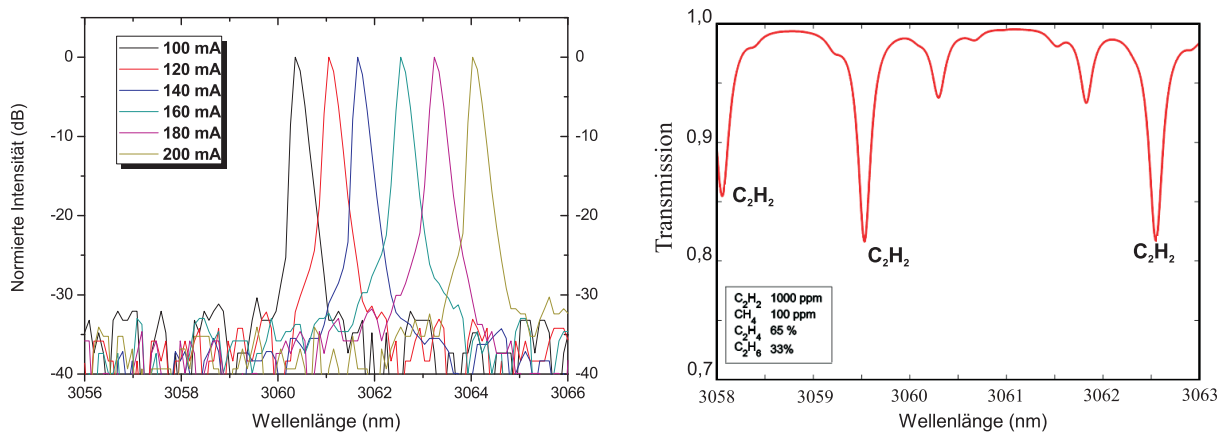


Abbildung 5.33: Links: Strom-Durchstimmen eines DFB-Lasers um $3,06\mu\text{m}$ bei 15°C von 100 – 200mA. Rechts: Transmission von Acetylen (C_2H_2) um 3060nm in einer Gasmischung mit Methan (CH_4), Ethylen (C_2H_4) und Ethan (C_2H_6). Der DFB-Laser um $3,06\mu\text{m}$ wurde hier zur sensorischen Anwendung eingesetzt.

5.3.3 Entwicklung von DFB-Lasern im Bereich 3,3 - 3,4 μm

Für die Entwicklung von DFB-Lasern im höheren Wellenlängenbereich bis zu $3,4\mu\text{m}$ war ein stark exponentieller Anstieg der Verluste in den Strukturen zu erwarten. Durch die exponentielle Abhängigkeit der Auger-Rekombinationsrate von der Wellenlänge (vgl. Kapitel 2.7) war mit einer Senkung der maximalen Betriebstemperaturen unter verstärkter Erhöhung der Laserschwelen zu rechnen. Diese Situation ist in Abbildung 5.18 für quaternäre Strukturen schon angedeutet. Erschwerend hinzu kommt die Tatsache, dass für Epitaxialstrukturen mit Emissionen $>3,1\mu\text{m}$ das quaternäre und quinäre Material der Quantenfilme, Barrieren, Wellenleiter- und Mantelschichten als sogenannte "digitale" Legierung gewachsen wurde. Das heißt, zur exakteren Kontrolle des Arsen-Gehalts der Schichten wurden diese in sehr dünn-schichtigem Wechsel, mehrmals wiederholt als Kombination aus einem binären und einem ternärem Material gewachsen. Zum Beispiel ergaben 0,6nm InAs und 1,9nm $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{Sb}$ gemittelt 2,5nm $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,50}\text{In}_{0,25}\text{As}_{0,22}\text{Sb}_{0,78}$. Eine nicht optimale Durchmischung der Materialien kann zu einem größeren R_S -Wert auf Grund der vielen Grenzflächen an den Schichtübergängen und somit zu höheren Betriebsspannungen führen. Des Weiteren war durch größere Verluste mit höheren Schwellenströmen zu rechnen. Beides steigert die internen Temperaturen im Laserbetrieb. Um trotz dieser unvermeidbaren Verluste cw-RT-Betrieb zu erreichen, sollten andere mögliche Verlustmecha-

nismen konsequent vermieden werden. Zunächst waren entsprechend den Messungen aus Kapitel 5.3.2 Gitterbedeckungen von maximal 33% und rückseitige HR-Verspiegelungen standardmäßig vorgesehen. Relativ kleine Füllfaktoren des Gitters um 0,3 wurden angestrebt. Des Weiteren sollten Absorptionsverluste durch BCB vermieden werden. Die vom Hersteller angegebene Absorptionscharakteristik des Polymers mit den stärksten Absorptionsbanden im NIR und MIR ist in Abbildung 5.34 dargestellt. Eine signifikante Ab-

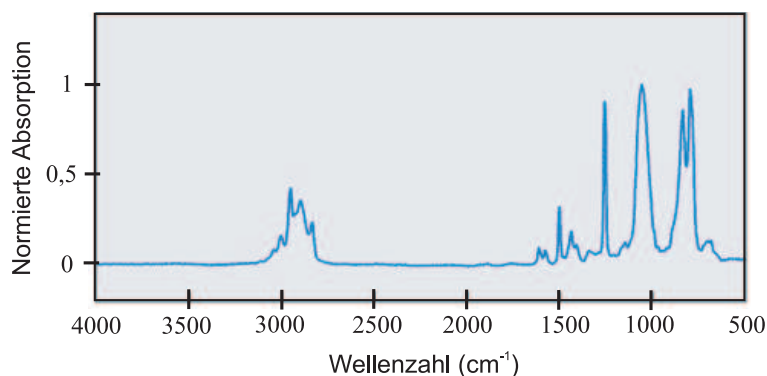


Abbildung 5.34: Absorptionscharakteristik von BCB [BCB].

sorptionsbande liegt im Bereich von $2745 - 3130\text{cm}^{-1}$ (entspricht $3195 - 3643\text{nm}$) vor. Ihr Maximum bei ca. 2960cm^{-1} , was einer Wellenlänge von ca. 3373nm entspricht, liegt genau in dem Bereich einer gassensorischen Anwendung für Propan-Detektion, die mit einem DFB-Laser ermöglicht werden sollte (s.u.). Um Lichtabsorption des evaneszenten Teils der DFB-Mode an BCB zu vermeiden, sollten die geätzten Stege mit strukturier-tem Seitengitter zunächst mit je 200nm SiO_2 und Si_3N_4 passiviert werden, einem schon vorgestellten Prozessverfahren für ICLs folgend (vgl. Kapitel 5.2.1 und 5.2.2). Ein Überlapp der Lichtmode mit Material außerhalb dieser Passivierung ist dann verschwindend gering. Trotzdem sollten die Strukturen nicht mit BCB planarisiert, sondern auf die Passivierungsschichten (nach dem Ätzen einer Kontaktöffnung auf den Stegen und Abheben der Ätzmaske) direkt der Oberseitenkontakt (Au) aufgedampft werden. So konnten auch hier die Stege durch Galvanisierung mit einigen Mikrometern Gold umgeben werden. Die Verbesserung der Wärmeabfuhr wurde hier nicht so groß eingeschätzt wie bei ICLs, da bei den Typ-I-Lasern die Wärme produzierende aktive Zone nicht frei geätzt wurde. Trotzdem verbessert eine Oberflächen-Goldschicht die thermischen Eigenschaften eines Lasers, dessen Wärme sich in dieser zunächst verteilen kann, bevor sie durch das etwa $150\mu\text{m}$ dicke Substrat entweicht. In vergleichbaren Lasern ließen sich mit einer solchen Oberflächen-Goldschicht die maximalen cw-Betriebstemperaturen um einige $^\circ\text{C}$ steigern [WGVB10]. Als Unterseitenkontakt waren Ti / Pt / Au vorgesehen. Der Prozesslauf sollte auch hier ohne Kontakt des Halbleitermaterials mit Wasser durchgeführt werden. Beim Abhebevorgang der Ätzmaske und im Galvanikbad würden hierfür die geätzten Halbleiterflanken

durch die Passivierung vor Wasser geschützt.

Für so herzustellende DFB-Laser auf Epitaxiematerial um 3,3–3,4 μm wurden Simulationen mit Variationen der Laserdimensionen durchgeführt. Chromgitter-Dicken entsprachen wieder 50nm und die Umgebung der Stege wurde mit $n_{SiO_2} = 1,5$ für SiO_2 angenommen, da das Gold ($n_{Au} = 1,9$) in einigen hundert Nanometern Entfernung von der Lichtmode keinen entscheidenden Einfluss nimmt. Parameter für die Stegdimensionen von 4,3 μm (Breite) und 1,35 μm (Ätztiefe) lieferten einen den Lasern um 3,0 μm vergleichbaren Wert für den Überlapp der DFB-Mode mit dem Gitter von $\Gamma_G = 1,02 \cdot 10^{-4}$. Die Absorption liegt hier mit $\alpha_{Cr} = 41 cm^{-1}$ bei etwas höheren Werten. Die entsprechende Simulation ist in Abbildung 5.35 dargestellt. Sie zeigt den Brechungsindexverlauf der Epitaxiestruktur (links) und die Wellenleiterstruktur mit Modenintensität (rechts). Laserentwicklung unter Verwendung dieser Parameter sollte Bauteile mit ähnlich guter sensorischer Anwendbarkeit liefern, wie um 3,0 μm . Die berechneten Fernfeldwinkel (FWHM 23° / 61°) sind denen für DFB-Laser um 3,0 μm ebenfalls sehr ähnlich. Als effektiver Brechungsindex der Mode mit $\lambda = 3,35 \mu m$ wurde ein Wert von $n_{eff} \approx 3,43$ berechnet.

Für die anwendungsbezogene Entwicklung von DFB-Lasern im Bereich 3,3 – 3,4 μm mit den oben diskutierter BCB-freier Prozessierung wurden entsprechende Stegdimensionen von 4,3 $\mu m \times 1,35 \mu m$ realisiert. Abbildung 5.36 zeigt Elektronenmikroskopaufnahmen von entwickelten DFB-Lasern mit lateralem Chromgitter und Passivierung. Oben links ist das

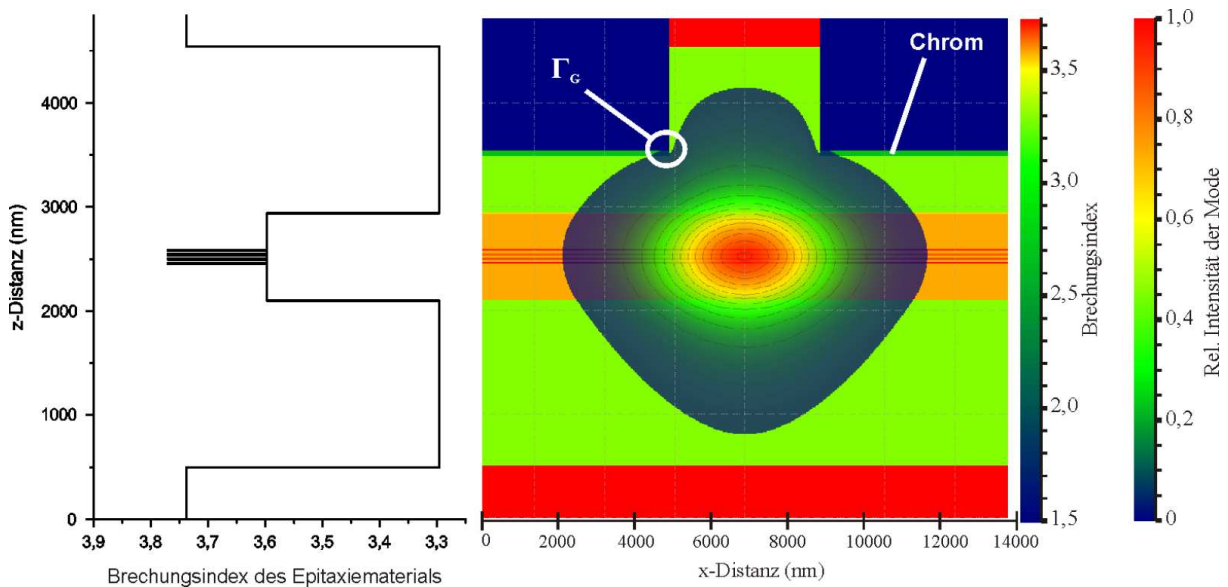


Abbildung 5.35: Links: Brechungsindexprofil einer Epitaxiestruktur für Emission um 3,35 μm (nach [GP96]). Rechts: Simulation eines DFB-Lasers bei 3,35 μm mit lateralen Chromgittern. Der Wellenleiter mit der Intensität der geführten Mode ist gezeigt.

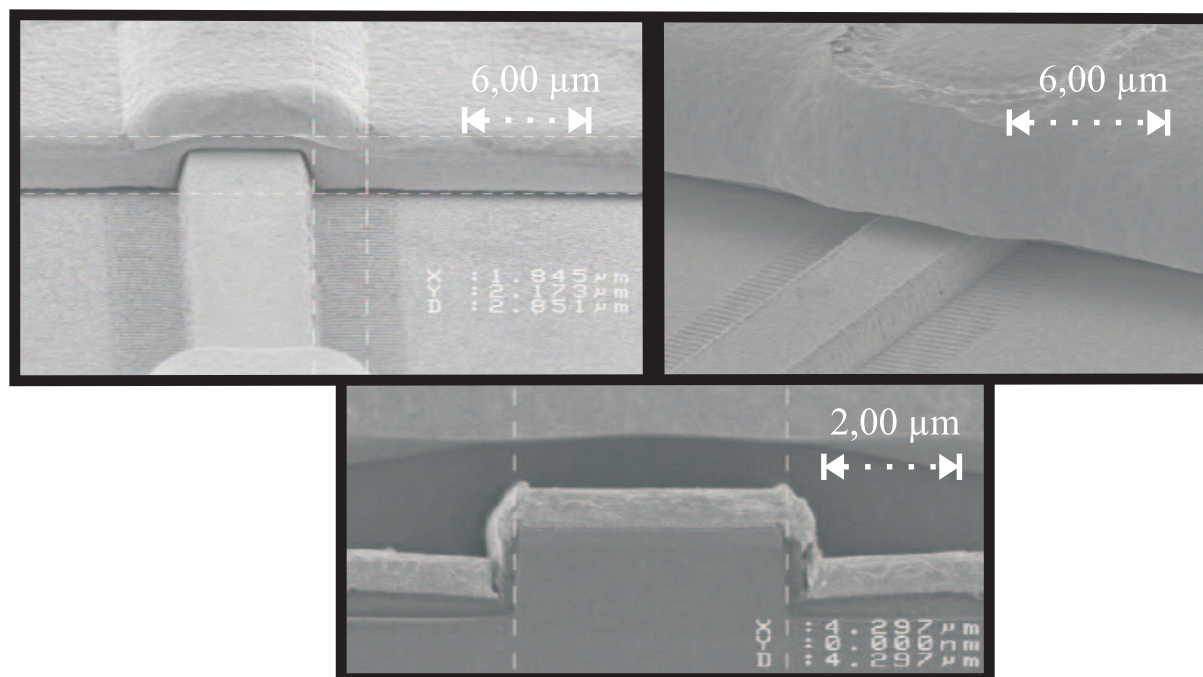


Abbildung 5.36: Oben: Passivierte Stegstrukturen mit Lateralgitter und galvanisch aufgebrachtem Gold. Unten: Spaltkante eines so hergestellten DFB-Lasers.

Umschließen des Stegs mit einer Goldschicht (Dicke ca. $2\mu\text{m}$) zu erkennen. Oben rechts ist ein seitlicher Blick auf einen DFB-Laser mit typischer Golddicke von $\sim 6\mu\text{m}$ dargestellt. Beide Bilder wurden an einer galvanikfreien Stelle zum Spalten der Laser aufgenommen. Unten ist die gespaltene Facette eines Lasers dargestellt.

Die Länge der entwickelten Laser orientierte sich an den Voraussetzungen für den Einsatz in entsprechenden Gassensorik-Anwendungen. Mit zunehmender Laserlänge waren zwar etwas höhere Betriebstemperaturen zu erwarten, jedoch sollte eine Anwendung in TO5-Gehäusen mit Peltier-Kühlern einer maximalen Leistungsabfuhr von $\sim 0,65\text{W}$ ermöglicht werden. Die schon erwähnte Erhöhung der Schwellenströme und Betriebsspannungen in DFB-Lasern von $3,3 - 3,4\mu\text{m}$ stellte hier eine Limitierung durch Eintrag von Joule'scher Wärme dar. Mittels entsprechender Definition der galvanikfreien Stellen wurden deshalb die Bauteillängen auf $900\mu\text{m}$ festgelegt. Eine Vergrößerung dieser Laserlänge, etwa auf das Doppelte, und damit eine ungefähre Verdoppelung des Betriebsstroms würde den Peltier-Kühler an seine Leistungsgrenze bringen.

Zur breiten Abdeckung des für Kohlenwasserstoffe spektroskopisch interessanten Bereichs um $3,3 - 3,4\mu\text{m}$ wurden mit $n_{\text{eff}} = 3,43$ Gitterperioden von $\sim 485 - 498\text{nm}$ verwendet. Eine erste Charakterisierung der Laser in Barrenform wurde zunächst im Pulsbetrieb durchgeführt. Der Grund hierfür war, dass die schwache Wärmeanpassung der nicht aufgelöteten Bauteile an die Wärmesenke cw-Betrieb $>15^\circ\text{C}$ nicht erlaubte. Im Pulsbe-

trieb konnten die Laser bei Temperaturen von 17°C oder höher vermessen, und so ein Luftfeuchtigkeitsniederschlag auf der Probe vermieden werden. Pulsbreiten von $\sim 100\text{ns}$ und -frequenzen von $\sim 20\text{kHz}$ ($P = 0,2\% \cdot U \cdot I$) führten zu kaum effektiver Erwärmung der Laser. Messungen der spektralen Lage der DFB-Emission der Laser im Pulsbetrieb bei $\sim 17^\circ\text{C}$ entsprachen erfahrungsgemäß etwa einer typischen Anwendungstemperatur im cw-Betrieb von 10°C bei üblichen Betriebsströmen von $\sim 100\text{mA}$. Somit konnten gepulst charakterisierte Laser der gewünschten DFB-Wellenlänge nach selektiv auf Wärmesenken aufgelötet, in TO-Gehäuse integriert und im cw-Betrieb charakterisiert werden. Abbildung 5.37 zeigt links monomodige Spektren von DFB-Lasern im Pulsbetrieb zwischen 17 – 23°C. Durch die breite Variation der Gitterperioden konnte bei diesen Temperaturen der Wellenlängenbereich von 3327 – 3412nm mit DFB-Lasern abgedeckt werden. Der Zusammenhang zwischen der Gitterperiode der Laser und ihrer Emissionswellenlänge ist für einige gemessene Werte in Abbildung 5.37 (rechts) dargestellt. Der mittlere Brechungsindex von $\sim 3,427$ stimmt hier sehr gut mit der Simulation überein.

Die hauptsächlich angestrebten Wellenlängen für eine Anwendung der DFB-Laser in der Kohlenwasserstoff-Gassensorik innerhalb von *SensHy* lagen im Bereich von 3,34–3,38 μm . Ein DFB-Laser bei 3345nm ermöglicht Ethylen-Detektion an dessen stärkster Absorptionslinie in der Spektralbande um 3,3 μm (s. Abbildung 5.38 links). Um 3360nm hat Ethan eine starke Absorption (s.u.) und im Wellenlängenbereich um 3370nm finden sich charakteristische Linien von Propan mit mehr als zwei Größenordnungen stärkeren Absorptionen als in anderen durch Diodenlaser erreichbaren IR-Bereichen (rechts in Abbildung 5.38). Hier sollte eine Anwendung zur Detektion von Propan-Unreinheiten in einer bei Polypropylen-Herstellung typisch auftretenden Gasmatrix ermöglicht werden.

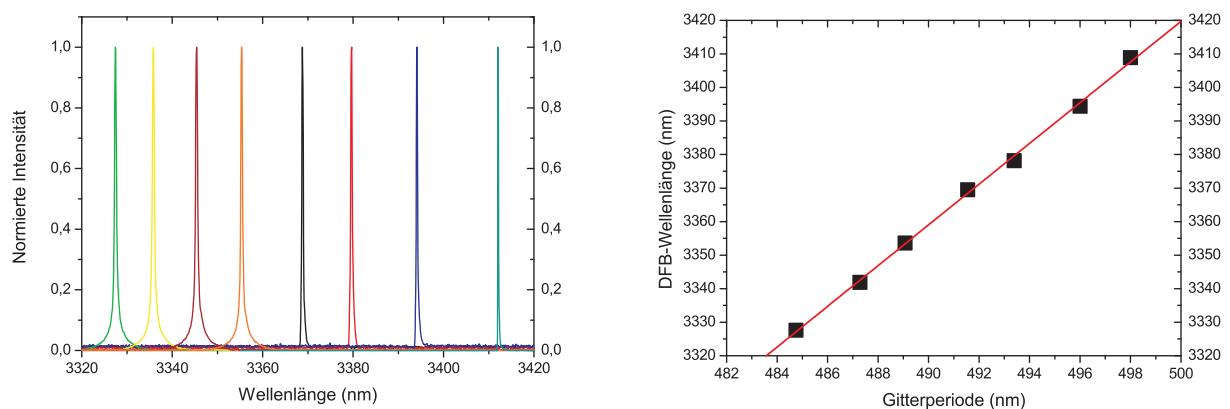


Abbildung 5.37: Links: Spektren von verschiedenen DFB-Lasern im Pulsbetrieb zwischen 17 – 23°C (versch. spektrale Breiten an der Basis durch unterschiedliche Messmodi). Rechts: Abhängigkeit der DFB-Emissionswellenlänge von der Gitterperiode.

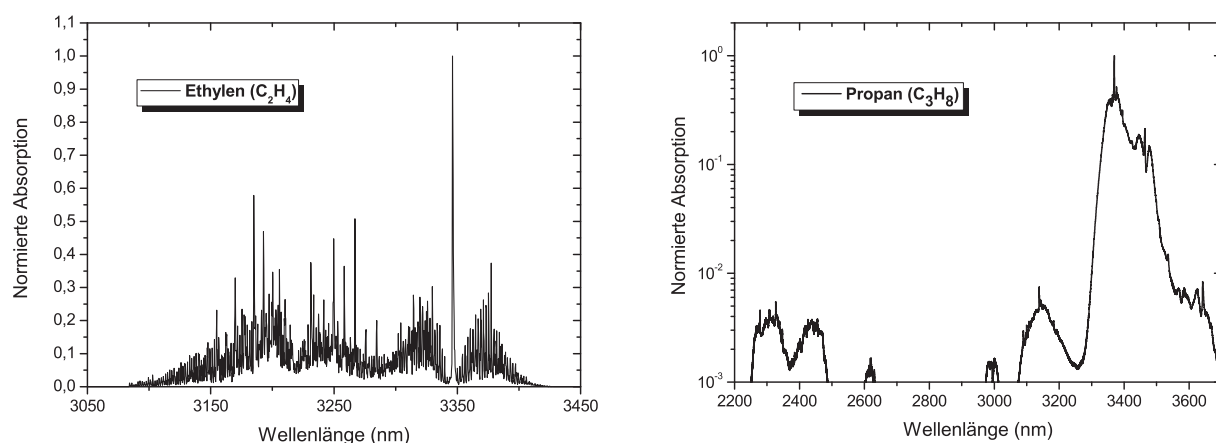


Abbildung 5.38: Absorptionsspektren von Ethylen (links) [RJB⁺05] und Propan (rechts) [PNN].

Wie schon in Kapitel 1 gezeigt (s. Abbildung 1.1), hat auch Methan seine ausgeprägteste Spektralbande in diesem Bereich. Ein DFB-Laser um 3380nm würde deshalb einen hervorragenden Methan-Nachweis erlauben.

Entsprechend Abbildung 5.37 wurden die vier erwähnten Wellenlängen von Lasern mit Gitterperioden von 488,00nm ($\lambda_{DFB} = 3345$ nm), 490,20nm ($\lambda_{DFB} = 3360$ nm), 491,80nm ($\lambda_{DFB} = 3370$ nm) und 493,75nm ($\lambda_{DFB} = 3380$ nm) erreicht. Anhand von Daten des Lasers um 3360nm soll das Potential der DFB-Laser von 3,3 – 3,4 μ m in aufgelötetem Zustand und cw-Betrieb demonstriert werden. Abbildung 5.39 zeigt zunächst links die ausgezeichnete SMSR um 45dB, ähnlich den kurzwelligeren Lasern um 3,0 μ m (vgl. Abbildung 5.29). Gezeigt ist ein Spektrum des DFB-Lasers bei 10°C und 160mA in monomodiger Emission bei 3359,7nm. Durch Strom- und Temperatur-Durchstimmen der Wellenlänge im Bereich von 80 – 200mA und 0 – 20°C kann der Laser einen Bereich von 8,7nm (3354,8 – 3363,5nm) monomodig abdecken (rechts). Wie in der Grafik angegeben, liegen hierbei die Werte für die Durchstimmkoeffizienten bei $0,026 \frac{nm}{mA}$ und $0,28 \frac{nm}{K}$. Es ist zu erkennen, dass die maximale cw-Betriebstemperatur der DFB-Laser über 20°C liegt. Die für optimale Anwendung in der Gassensorik geforderte Betriebstemperatur um RT ist hier also erreicht und ein entsprechender Einsatz zur Kohlenwasserstoff-Detektion sehr gut möglich. Die P-I-Kennlinien des DFB-Lasers von 10 – 21°C und eine entsprechende U-I-Kennlinie bei 10°C sind in Abbildung 5.40 gezeigt. Bei einer typischen Anwendungstemperatur von 10°C liegt die Laserschwelle im Bereich von 80mA. Die Ausgangsleistung erreicht 2,5mW - ein Wert, mit dem man gassensorisch ausgezeichnet arbeiten kann. An der U-I-Kennlinie ist zu erkennen, dass hier erhöhte Betriebsspannungen ($\sim 1,4$ V bei 10°C / 120mA) im Vergleich zu den DFB-Lasern um 2,8 μ m und 3,0 μ m ($\sim 0,8 - 1,0$ V bei 20°C / 120mA) nötig sind. Bei 10°C liegt die vom Peltier-Kühler abzuführende Wär-

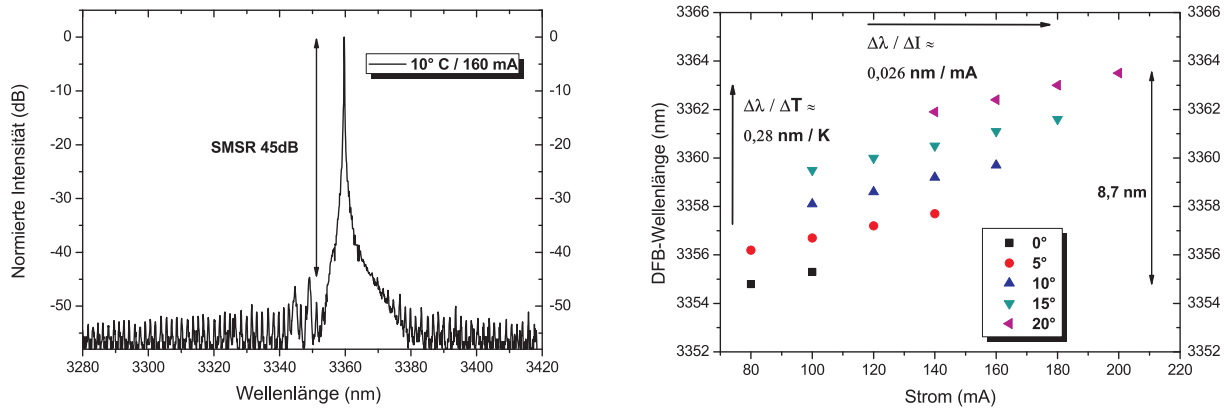


Abbildung 5.39: Links: Spektrum eines DFB-Lasers um 3360nm mit SMSR=45dB bei 10°C und 160mA. Rechts: Strom- und Temperatur-Durchstimmen der DFB-Wellenlänge des Lasers von 0 – 20°C und 80 – 200mA.

me für einen Betriebsstrom von 160mA bei $0,16A \times 1,55V \approx 0,25W$, was im vernünftigen Arbeitsbereich der in den verwendeten TO5-Gehäusen eingesetzten Kühler liegt.

Die maximale cw-Betriebstemperatur der DFB-Laser um 3,3 – 3,4 μm liegt bei $\sim 21^\circ C$. Messwerte für die Temperaturstabilität des Schwellenstroms eines entsprechenden RWG-Lasers sind in Abbildung 5.40 (rechts) dargestellt. Die charakteristische Temperatur liegt im Bereich bis $\sim 15^\circ C$ bei $T_0 = 28K$ (blau) und um $T_0 = 16K$ für höhere Temperaturen (rot) bis zu einer maximalen Temperatur von $22^\circ C$. Vergleicht man typische Schwellenströme von DFB-Lasern, so liegen diese hier bei nur leicht höheren Werten von 110 – 120% derer von RWG-Lasern.

Der vorgestellte 3360nm DFB-Laser wurde in Zusammenarbeit mit der *Rice University, Houston* zur Ethan-Detektion (Messungen von Karol Krzempek, Rafal Leawicki und

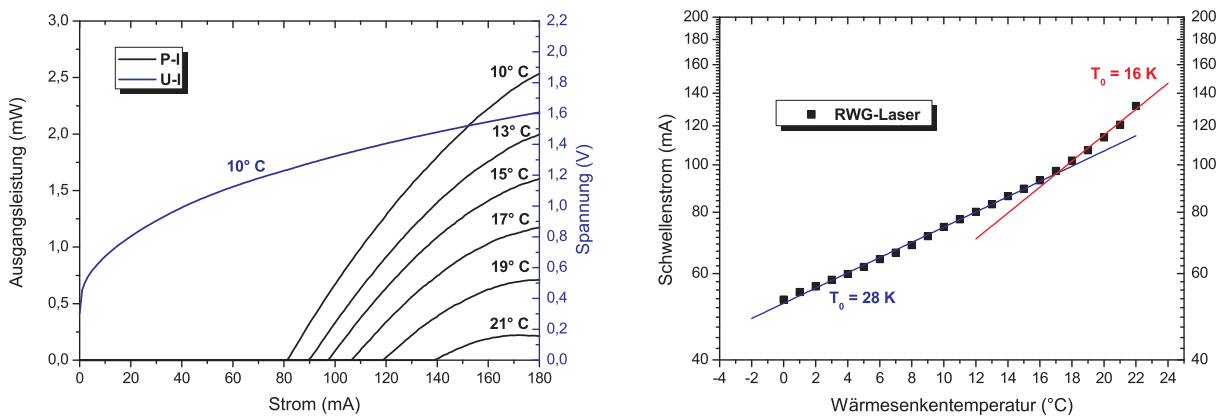


Abbildung 5.40: Links: P-I- und U-I-Kennlinien des 3360nm DFB-Lasers von 10–21°C. Rechts: Temperaturstabilität eines entsprechenden RWG-Lasers von 0°C bis zu T_{max} .

Frank Tittel) an der Absorption bei 3359,4nm aus Abbildung 5.41 (links) eingesetzt [KLT⁺11]. Diese Absorption liegt in einem Wellenlängenbereich, in dem keine störenden Absorptionscharakteristika von Gasen, wie beispielsweise H₂O, CO₂ und CH₄ vorliegen. Es handelt sich um die erste Anwendung eines durchstimmbaren Halbleiterlasers in diesem Wellenlängenbereich, bei der in einfacher Handhabung mittels eines TO-Gehäuses in cw-Betrieb um RT hochsensitive Sensorik an Ethan durchgeführt werden konnte. Resultate dieser Messungen, erhalten durch strominduzierte Modulation der Emissionswellenlänge mit 16,3kHz bei einer Lasertemperatur von 10°C, sind in Abbildung 5.41 (rechts) dargestellt. Gezeigt sind für verschiedene Ethan-Konzentrationen (in einer Gasmischung mit N₂) erhaltene Messsignale nach Durchgang durch eine Absorptionszelle mit 100m Pfadlänge und die N₂-Basislinie. Ein möglicher Ethan-Nachweis bis zu minimalen volumenbezogenen Konzentrationen von 240ppt (“parts per trillion“ - Teile pro Billion) in den Messungen demonstriert die ausgezeichnete Detektivität und unterstreicht das Anwendungspotential der hier entwickelten Laser in der Kohlenwasserstoff-Sensorik einmal mehr.

Der entwickelte DFB-Laser um 3370 nm zeigte vergleichbare Betriebseigenschaften und seine Anwendung in der Propan-Sensorik wurde innerhalb von *SensHy* erfolgreich getestet [KLB⁺11]. Erstmals wurde in dieser Anwendung wellenlängenmodulierte (Frequenz 6kHz) Spektroskopie an der stärksten Absorptionsbande von Propan durchgeführt (vgl. Abbildung 5.38). Die minimal nachzuweisende Konzentration des Gases wurde auf einen sehr guten Wert von 30ppb (massebezogen) bestimmt.

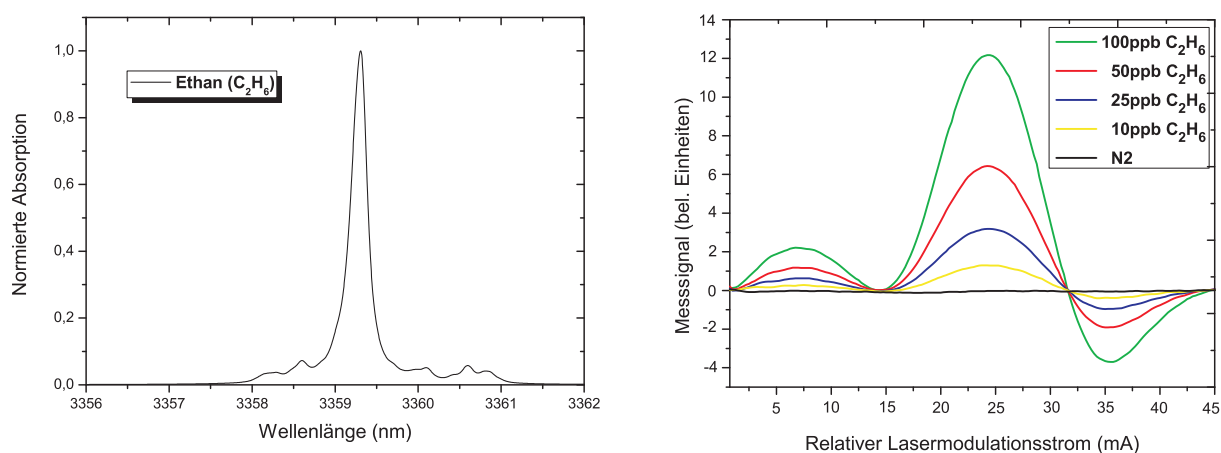


Abbildung 5.41: Links: Von atmosphärischen Gasen unbeeinflusste Absorption von Ethan bei einer Wellenlänge von 3359,4nm. Rechts: Messsignale für verschiedene Konzentrationen von Ethan (in einer Mischung mit N₂) in einer Gaszelle der Pfadlänge 100m, erhalten durch Wellenlängenmodulation mit dem entwickelten DFB-Laser bei 3360nm.

5.3.4 Langzeitstabilität

Die entwickelten Laser sollen in ihren sensorischen Anwendungen mehrere Monate (mehrere 1000h) stabile Betriebseigenschaften zeigen. Hierbei sind hauptsächlich eine gleichbleibende spektrale Lage der DFB-Emission und eine konstante Ausgangsleistung für gleichbleibende Sensitivität der Messung wichtig. In Hinsicht auf diese Punkte wurde die Langzeitstabilität an einigen Lasern untersucht, denn im Allgemeinen degradieren Halbleiterlaser [Fuk99]. Hierzu tragen Effekte wie zum Beispiel mechanische Verspannungen im Material (durch Montage oder verspannte Quantenfilme in der Epitaxiestruktur - s. Kapitel 2.5) oder Defekteinträge in die aktive Zone durch Facettenoxidation bei. Die Langzeitstabilität der hier entwickelten Laser ist wahrscheinlich aber durch wachsende Defekte, verursacht durch Wachstumsinhomogenitäten, bestimmt (die vorliegenden Epitaxiestrukturen wiesen oft starke Inhomogenitäten bzgl. Brechungsindex / Emissionswellenlänge auf - s. Kapitel 5.3.2). Substratdefekte und entstehende Defekte beim Kristallwachstum pflanzen sich allgemein durch Phononen fort, die durch nicht-strahlende Rekombinationswärme der Ladungsträger und Photonen an den Defekten entstehen. Die Langzeit-Stabilität nimmt also generell mit steigender Temperatur / Strom ab.

Von der Degradation betroffen sein können grundlegende Eigenschaften eines Bauteils, wie beispielsweise Linienbreite, Fernfeld-Charakteristik und bei DFB-Lasern auch monomodige Betriebseigenschaften und das Durchstimmverhalten der Wellenlänge. Außerdem beeinflusst werden Schwellenströme, Effizienzen und somit Ausgangsleistungen bei bestimmten Betriebsbedingungen. Je nach Anwendung ist die Zeit, die der verbaute Laser angewendet werden kann (Lebensdauer) individuell bestimmt. Als ein Kriterium wird oft der Anstieg der Laserschwelle um maximal 20% verwendet. Die Norm ISO / FDIS 17526 definiert die Lebensdauer als die Zeit, bis der Laser bei konstantem Betriebsstrom noch 80% seiner Ursprungsleistung emittiert. Nach diesem Kriterium wurden die in dieser Arbeit entwickelten Laser auf Material mit quinären Barrieren bewertet. Es wurden verschiedene RWG- und DFB-Laser um 3,0 μm evaluiert, welche durch Prozessierung mit und ohne Verwendung von BCB hergestellt wurden. Die rückseitig HR-verspiegelten Bauteile wurden auf TO-Gehäuse montiert, in einem Klimaschrank auf konstanter Temperatur bei unverändertem Betriebsstrom gehalten und die Ausgangsleistungen durch Photodioden-Detektion protokolliert. Die Langzeitmessung eines RWG-Lasers, hergestellt unter Verwendung von BCB, ist in Abbildung 5.42 (links) dargestellt. Er wurde 7000h bei $\sim 30^\circ\text{C}$ und 200mA betrieben. Durch den Ausfall der Photodiode nach ca. 4000h stoppt hier die Protokollierung und eine P-I-Messung nach 7000h (rechts) lieferte den Messpunkt für diese Betriebszeit (schwarzes Quadrat). Zwei Dinge sind hier bemerkenswert. In der Dauerbetriebsmessung steigt zunächst die emittierte Leistung untypischerweise auf etwa 110% des Ursprungswertes, bevor sie kontinuierlich abnimmt. Nach 7000h ist somit die Ausgangsleistung bei 30°C und 200mA immer noch höher als ursprünglich (s. P-I-Kennlinie). Grund hierfür ist

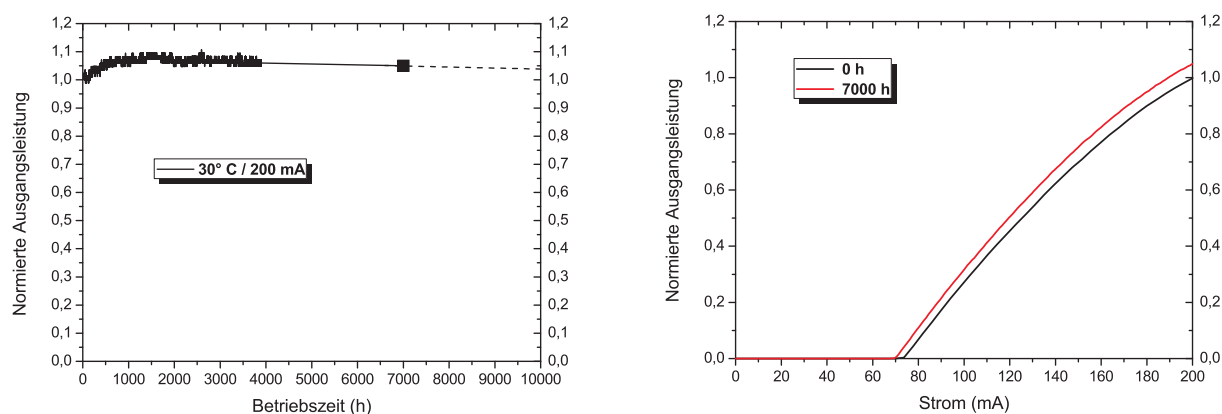


Abbildung 5.42: Links: Langzeitmessung (30°C / 200mA) der emittierten Leistung (normiert auf den Anfangswert) eines RWG-Lasers hergestellt unter Verwendung von BCB. Rechts: P-I-Kennlinien bei 0h und 7000h.

wohl eine untypische Abnahme der Laserschwelle in den ersten ~ 1000 h bei etwa gleich bleibender Effizienz. Der langsame Abfall der Ausgangsleistung in der Folgezeit geschieht hier wahrscheinlich durch konstante Zunahme der Laserschwelle und somit Abnahme der Ausgangsleistung. Eine Extrapolation der Abnahme (gestrichelte Linie links) lässt eine Lebensdauer von mehr als 60000h vermuten, was vergleichbar mit GaSb-basierenden DFB-Lasern bei $2,0\mu\text{m}$ mit dem gleichen Herstellungsprozess ist [SFL⁺04]. Für das hier verwendete Material mit langwelliger Emission um $3,0\mu\text{m}$ ist das ein sehr guter Wert, vor allem unter Berücksichtigung der stark aluminiumhaltigen Halbleiterschichten der Epitaxiestrukturen, welche erhöhter Oxidation ausgesetzt sind. Außerdem sollte beachtet werden, dass der hier verwendete Betriebsstrom von 200mA den normalen Betriebsstrom (etwa 100mA) stark übersteigt. Eine noch längere Lebensdauer als die hier bestimmte kann somit für Normalbetrieb angenommen werden.

Tests an Lasern bei 30°C und 130mA, hergestellt ohne die Verwendung von BCB, gaben unterschiedliche Ergebnisse. Abbildung 5.43 (links) zeigt zunächst die Langzeitmessung an einem RWG-Laser bis ca. 3000h (rot markiert ist eine Schwankung durch kurze thermische Instabilität des Klimaschranks). Auch hier nimmt die Ausgangsleistung untypischerweise zunächst in den ersten ~ 1000 h zu und fällt dann ab. Der rechte Teil der Abbildung (P-I-Kennlinien) legt nahe, dass hier ein Sinken der Effizienz (bei wieder untypischem Fallen der Laserschwelle in den ersten ~ 1000 h) für den Abfall der Leistung verantwortlich ist. Eine Extrapolation (links, gestrichelt) würde hier dennoch eine gute Lebensdauer von ca. 10000h ergeben. Die protokollierte Zeit ist hier nur etwa halb so lang, wie bei dem Laser auf Abbildung 5.42. Ein späteres Abflachen der Kurve und somit Lebensdauern von mehreren 10000h sind also denkbar.

Die gleichen Messungen an einem DFB-Laser (auch ohne BCB) sind in Abbildung 5.44

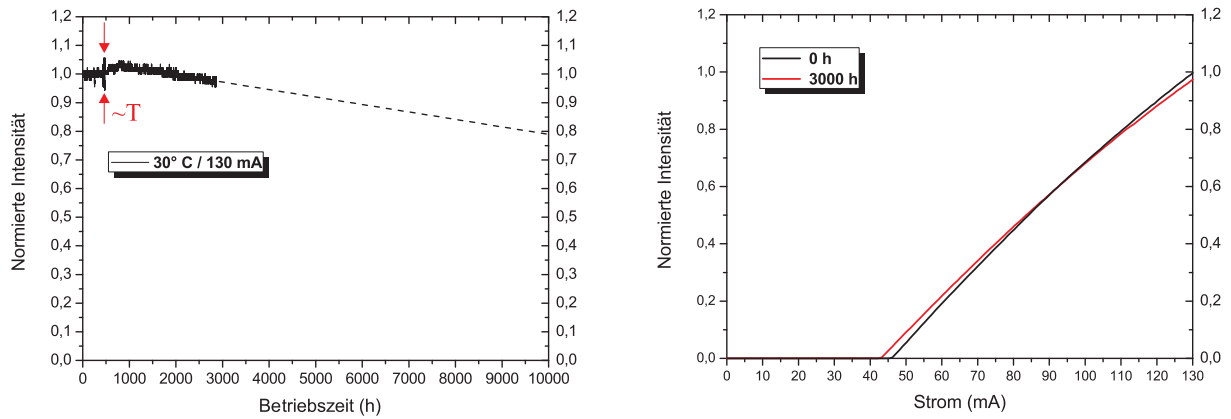


Abbildung 5.43: Links: Langzeitmessung (30°C / 130mA) der emittierten Leistung (normiert auf den Anfangswert) eines RWG-Lasers hergestellt ohne Verwendung von BCB. Rechts: P-I-Kennlinien bei 0h und 3000h.

dargestellt. Hier fällt (eher typisch [WSZ09]) die Ausgangsleistung von Beginn an und mit der Zeit weniger stark. Markant ist jedoch, dass das Abfallen in den ersten $\sim 1000h$ fast schon das Limit von 80% erreicht und das moderatere Fallen nach $\sim 2000h$ sogar wieder in eine Steigung übergeht. Für eine Extrapolation müsste man den Verlauf länger protokollieren. Eine vermuteter weiterer flacher Verlauf (angedeutet mit “?”) würde hier eine Lebensdauer wieder im sehr guten Bereich von mehreren 10000h erlauben. Die P-I-Kennlinien zeigen in diesem Fall einen Rückgang der Laserschwelle in Kombination mit einer Senkung der Effizienz.

Die hier gezeigten Tests sind noch nicht repräsentativ genug für definitive Rückschlüsse. Potentielle Lebensdauern der entwickelten Laser scheinen aber mindestens bei guten

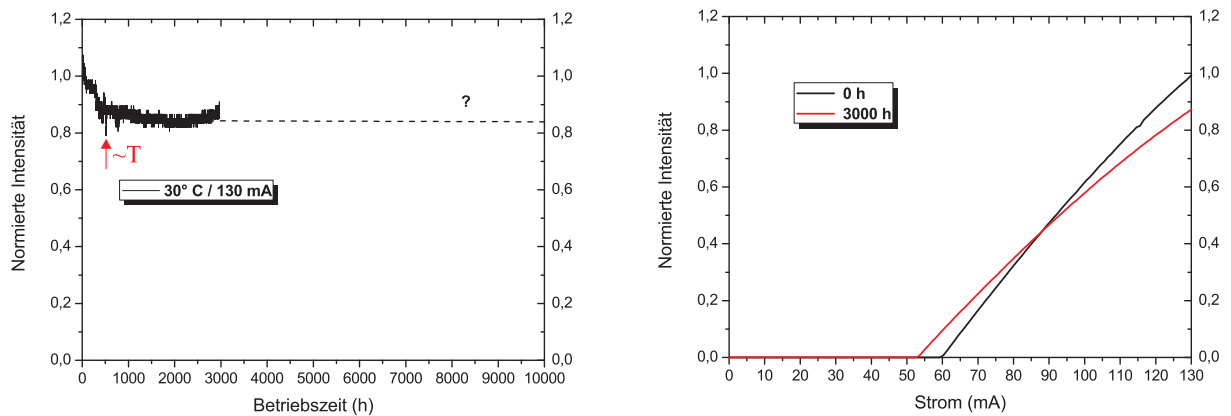


Abbildung 5.44: Links: Langzeitmessung (30°C / 130mA) der emittierten Leistung (normiert auf den Anfangswert) eines DFB-Lasers hergestellt ohne Verwendung von BCB. Rechts: P-I-Kennlinien bei 0h und 3000h.

10000h, bis zu sehr guten 60000h zu liegen. Wahrscheinlich auf Grund der schon erwähnten starken Inhomogenitäten der Epitaxiematerialien weichen charakteristische Langzeitverhalten deutlich voneinander ab. Besonders auffällig ist die Beobachtung, dass die Betriebsspannung aller Laser (es wurden auch vier Laser ohne Leistungs-Protokollierung mehrere 1000h betrieben) um etwa 10 – 20% stiegen. Im Fall des Lasers aus Abbildung 5.42 jedoch scheint der hierdurch verursachte zusätzliche Eintrag an Joule'scher Wärme bei konstantem Betriebsstrom eher in Regionen entfernt von der aktiven Schicht (eventuell an den Kontakten) abzufallen und die Lasereffizienz nicht zu beeinflussen (s. P-I-Kurven). Bei den Lasern aus der zweiten und der dritten Abbildung jedoch beeinflusst der gesteigerte Wärmeeintrag durch $U \times I$ die Effizienzen sehr stark. Ein Rückschluss auf einen Unterschied durch Verwendung / Nicht-Verwendung von BCB und / oder RWG- / DFB-Laser kann nicht gezogen werden, da auch für den BCB-freien Prozess RWG- und DFB-Laser gemessen wurden, deren P-I-Kennlinien unveränderte Effizienzen zeigten (sogar für kritischere Betriebsbedingungen bei 40°C und 170mA).

Für den DFB-Laser aus Abbildung 5.44 wurden vor und nach der Langzeitmessung Spektren bei verschiedenen Temperaturen und Strömen aufgenommen. In Abbildung 5.45 ist ein Ausschnitt des Durchstimmverhaltens von 25 – 35°C und 90 – 150mA gezeigt (vorher: blau, nachher: rot). Trotz der erhöhten Joule'schen Wärme bei den jeweiligen Betriebspunkten liegt die DFB-Emissionswellenlänge des Lasers nach 3000h im Allgemeinen bei leicht niedrigeren, aber vergleichbaren Werten. Die Zielwellenlänge bleibt für einen entwickelten Laser also nach mehreren 1000h Betriebszeit problemlos erreichbar.

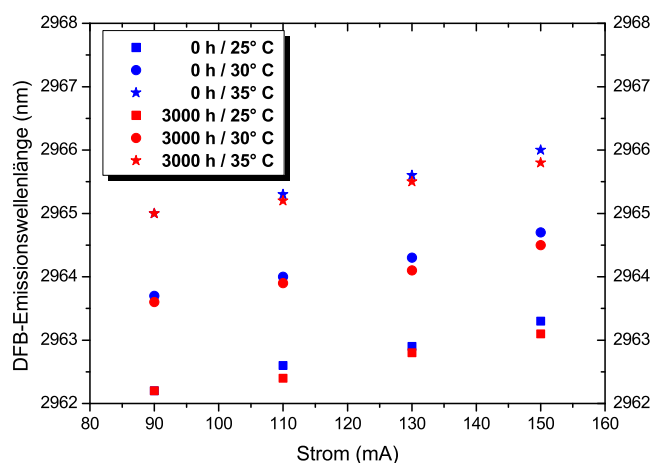


Abbildung 5.45: Emissionswellenlänge des DFB-Lasers aus Abbildung 5.44 bei verschiedenen Temperaturen und Strömen jeweils vor (0h) und nach (3000h) dem Langzeitbetrieb.

5.3.5 Einordnung der Ergebnisse

Zusammenfassend wird hier ein kurzer Überblick über die Entwicklungen von DFB-Lasern mit quinärem Lasermaterial mit direktem Typ-I-Übergang gegeben. Entsprechend dem entwickelten Material (vgl. Abbildung 5.23) wurden DFB-Laser verwirklicht, die den Bereich von $\sim 2800\text{nm}$ bis zu einer maximalen Wellenlänge von $3412,1\text{nm}$ abdecken (s. Abbildung 5.46 für eine Auswahl von Spektren). Die Anwendbarkeit der Laser für die

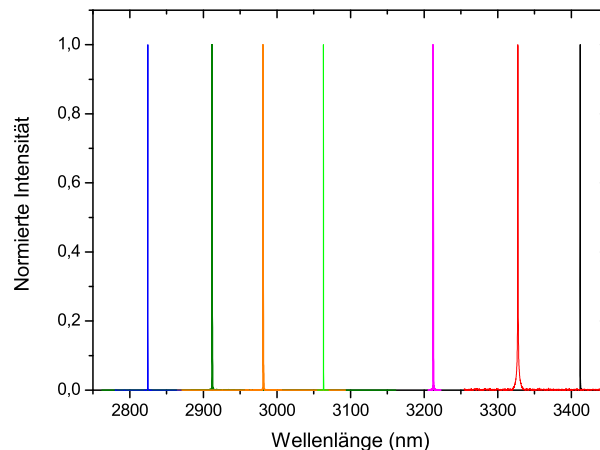


Abbildung 5.46: Monomodige Spektren verschiedener DFB-Laser. In dieser Arbeit konnte der Wellenlängenbereich von $\sim 2,8 - 3,4\mu\text{m}$ auf Material mit quinären Barrieren mit DFB-Lasern erreicht werden.

Gassensorik, vor allem für Kohlenwasserstoffe um $3,0\mu\text{m}$ und $3,3 - 3,4\mu\text{m}$ wurde demonstriert.

Vergleichend sollen nochmals die Graphen aus Abbildung 5.18 herangezogen werden. In Abbildung 5.47 ist diesmal der Fortschritt aus den Entwicklungen dieser Arbeit markiert (blaue Sterne). Links ist zu sehen, dass die Emissionswellenlänge für DFB-Laser im cw-Betrieb bei 20°C hier kontinuierlich bis in den Bereich $3,4\mu\text{m}$ gesteigert wurde. Eingetragen sind die veröffentlichten Werte für DFB-Laser bei $3,06\mu\text{m}$ [BNF⁺10] und $3,37\mu\text{m}$ [NBE⁺11]. Rechts sind ebenfalls die auf Material mit quinären Barrieren entwickelten DFB-Laser aus dieser Arbeit mit ihren Schwellenströmen um 20°C eingetragen (blaue Sterne). Verglichen mit Lasern auf Material mit quaternären Barrieren wurden in dieser Arbeit durch Verwendung von Material mit quinären Barrieren und Anpassung der DFB-Prozessierung für dieses die Schwellenströme gesenkt. Durch Optimierungen bzgl. der Gitterstruktur, BCB-freier Prozessierung und Wärmeabfuhr zur Vermeidung von Verlusten konnte die DFB-Wellenlänge von $3,0\mu\text{m}$ auf $3,4\mu\text{m}$ gesteigert werden.

Die hier entwickelten DFB-Laser von $2,8 - 3,4\mu\text{m}$ repräsentieren den aktuellen Stand

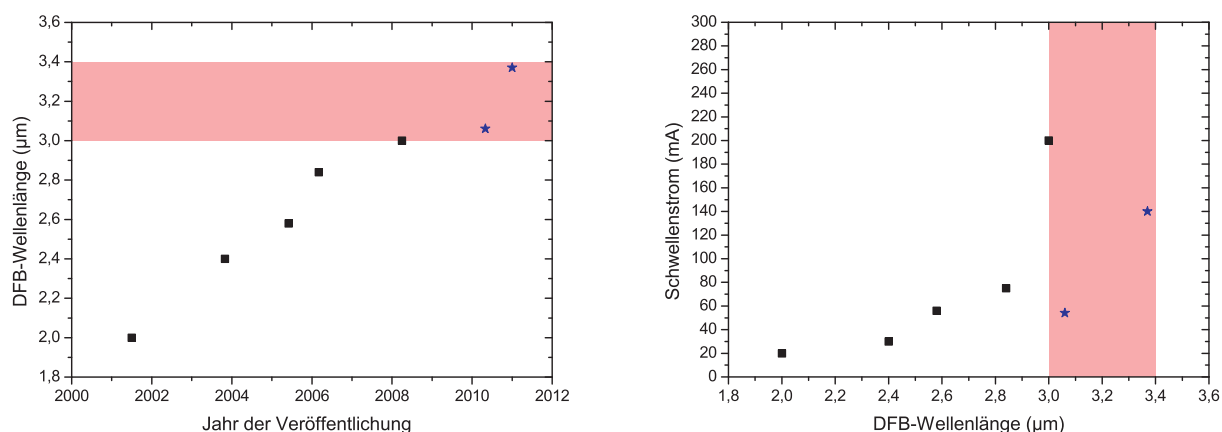


Abbildung 5.47: Vergleich der Entwicklung für quaternäre DFB-Laser von $2,0 - 3,0 \mu\text{m}$ (schwarze Quadrate, vgl. Abbildung 5.18) mit Entwicklungen dieser Arbeit auf Material mit quinären Barrieren (blaue Sterne). Links: Veröffentlichte DFB-Wellenlängen für cw-RT-betriebene Laser nach Veröffentlichungsjahr. Rechts: Schwellenströme der veröffentlichten Laser bei 20°C .

der Technik für monomodige Typ-I-Diodenlaser bezüglich Betriebsparametern wie zum Beispiel Schwellenströmen, Betriebstemperaturen und maximal erreichbarer Wellenlänge. Sie stellen außerdem für den Wellenlängenbereich von $3,02 - 3,41 \mu\text{m}$ die einzigen veröffentlichten DFB-Laser in cw-Betrieb bei Raumtemperatur dar. $3412,1 \text{nm}$ ist hierbei die höchste erreichte Wellenlänge für Typ-I-Diodenlaser in monomodigem cw-RT-Betrieb.

Aktuelle Entwicklungen anderer Forschungsgruppen erbrachten multimodige cw-Laseremission bis $3,44 \mu\text{m}$ bei RT unter Verwendung von quinärem Typ-I-Material [HKSB10]. Noch limitiert auf Pulsbetrieb wurden mit diesem Ansatz kürzlich Wellenlängen um $3,6 \mu\text{m}$ erreicht [VA11]. Es ist sehr wahrscheinlich, dass das in dieser Arbeit entwickelte DFB-Konzept auf langwelligerem Epitaxiematerial angewendet werden kann. Mit dem Typ-I-Ansatz und dem hier entwickelten DFB-Konzept ist das Erreichen von anwendungstauglicher monomodiger Emission bis in Bereiche $> 3,6 \mu\text{m}$ in Zukunft demnach als sehr realistisch einzuschätzen. Weitere Anwendungen für Gassensorik an Kohlenwasserstoffen könnten hierdurch ermöglicht werden. Im Vergleich zum ICL-Ansatz, mit dem der Wellenlängenbereich ebenso erreichbar ist, liegt ein großer Vorteil der hier entwickelten Laser im etablierten Herstellungsprozess. Es gilt für Diodenlasermaterial im Allgemeinen und für die Entwicklung von DFB-Lasern auf Basis von lateralen Metallgittern im Speziellen, dass die Prozessierung der Bauteile sehr etabliert und mit hoher Ausbeute reproduzierbar ist.

Unter Verwendung des entwickelten DFB-Prozesses werden im nächsten Kapitel weit abstimmbare Laser im Bereich $3,3 - 3,4 \mu\text{m}$ auf dem vorhandenen Epitaxiematerial erforscht.

Kapitel 6

Entwicklung weit abstimmbarer Laser im Bereich 3,3 - 3,4 μm

Die in Kapitel 5 diskutierten Laser mit verteilter Rückkopplung für Anwendung in der Gassensorik folgten alle einem Ansatz mit einem elektrisch angesteuerten Segment. Sie haben in diversen Anwendungen ausgezeichnete Verwendbarkeit bewiesen. Ansätze für Bauteile mit zwei oder mehr Segmenten sind technologisch schwerer umzusetzen, können jedoch erhebliche Vorteile in bestimmten Anwendungen bringen und neue Anwendungsmöglichkeiten eröffnen. Ein zweites, elektrisch separat ansteuerbares Segment kann etwa die Phase der Bragg-Mode in einem Resonator mit verteilter Rückkopplung anpassen oder die Ausgangsleistung des emittierten Lichts während Strom-Durchstimmens konstant halten [Fuk99] [CCC95]. Eine weitere Möglichkeit ist die Einstellung mehrerer monomodiger Emissionen ("Kanäle") in einem Laser mit mehreren Segmenten. Der Vorteil liegt hier in der möglichen weiten spektralen Abstimmbarkeit. In der Absorptionsspektroskopie mit einem abstimmbaren Diodenlaser wird typischerweise bei konstanter Temperatur der verwendete Laser per Stromvariation durchgestimmt. Das resultierende Wellenlängen-Durchstimmen ist für einsegmentige DFB-Laser sehr limitiert, bei den in Kapitel 5.3.3 entwickelten Lasern von 3,3–3,4 μm beispielsweise auf ca. 2nm (bei Verwendung des Überrollbereichs eventuell 4nm) bei 15°C (vgl. Abbildung 5.39; $\frac{\Delta\lambda}{\Delta I} = 0,026 \frac{nm}{mA}$). Bei Anwendung eines Mehrsegmentlasers kann dieser Abstimmbereich auf ein Vielfaches gesteigert werden. So können viele charakteristische Absorptionslinien eines oder mehrerer Gase in einem breiten Spektralbereich abgetastet werden. Als weitere Möglichkeit können die Wellenlängenkanäle mehrere 10nm voneinander getrennt sein. Dies erlaubt das Untersuchen relativ weit entfernter Absorptionscharakteristika mehrerer Gase oder das Bestimmen der Basis-Absorptionslinie durch Messung weit entfernt von breiten Absorptionen, welche bei Kollisionsverbreiterung und Messung großer Moleküle vorliegen. Der Vorteil eines mehrsegmentigen Lasers im Gegensatz beispielsweise zu einem System mehrerer gekoppelter DFB-Laser ("Multiplexing" [BHNG94]) ist in der geringeren Größe

des Gesamtsystems und vor allem der günstigeren Herstellung zu finden. Die Problematik der Verwendung von mechanischen Teilen in industrieller Umgebung bei Anwendung eines Lasers mit externer Kavität [MBH97] [GVWB10] wird beim Laseransatz mit mehreren Segmenten außerdem vermieden. Hinzu kommt der Vorteil der Durchstimmgeschwindigkeit mit elektrischem Verschieben der Wellenlänge. Transmissionsvariationen im Laserlichtpfad durch Gaskompositions-Fluktuationen oder passierende Partikel liegen oft im kHz-Bereich. Im Gegensatz zu mechanischem Durchstimmen mittels einer externen Kavität können diese mit einem Mehrsegmentlaser in Echtzeit dargestellt werden.

Der Aufbau weit abstimmbarer Laser kann extrem komplex sein und mehrere Segmente u.a. für Wellenlängenselektion, Phasen Anpassung und Leistungseinstellung umfassen [CFA⁺04]. Die elektrische Ansteuerung ist für den resultierenden hochdimensionalen Parameterraum entsprechend kompliziert. Durch Ansteuerung mit einem Kontrollmodul konnten solche Laser jedoch schon herausragende Abstimmbarkeitseigenschaften und Anwendbarkeit in der Gassensorik demonstrieren [WKT⁺04]. Um eine unkomplizierte Verwendung ohne Ansteuerungselektronik zu ermöglichen, wird die Anzahl der aktiven Segmente bei den hier entwickelten Lasern auf lediglich zwei limitiert. Zweisegmentige Laser, basierend auf BSG-Gittern wurden schon erfolgreich auf verschiedenen Materialsystemen für verschiedene Wellenlängen verwirklicht [MKFG01] [MGF⁺03] und zeigten Anwendung in der Gassensorik [ZLS⁺09]. Die bisher maximale Emissionswellenlänge eines Mehrsegmentlasers von $2,8\mu\text{m}$ [LHK⁺10] soll in dieser Arbeit in den Bereich $3,3 - 3,4\mu\text{m}$ erweitert werden. Im folgenden Abschnitt wird dafür zunächst das Prinzip eines zweisegmentigen BSG-Lasers erläutert. Daraufhin werden der Einfluss der Phase und die Anforderungen an den Aufbau der Rückkopplungsgitter diskutiert und Gitterdesigns mit entsprechenden Abstimmverhalten simuliert. Hierfür wurde das Programm *lasim* [Sim] verwendet. Die Simulationen beruhen auf Berechnungen unter Verwendung eines Transfermatrix-Algorithmus [Kam01]. Im darauffolgenden Abschnitt wird die prozesstechnische Realisierung von Zweisegmentlasern beschrieben und dann die Charakterisierung der Bauteile erläutert. Ziel hierbei ist das Erreichen monomodiger Emission in mehreren stabil durchstimmbaren Kanälen. Letztendlich sollen weit abstimmbare Laser entwickelt werden, die Gassensorik an Ethan, Methan und höheren Kohlenwasserstoffen erlauben und hierfür die Wellenlängenbereiche um 3333nm und 3357nm monomodig abdecken. Es werden das in Kapitel 5.3.3 diskutierte Diodenlasermaterial um $3,3 - 3,4\mu\text{m}$ und laterale Metallgitter zur Modenselektion verwendet.

6.1 BSG-Prinzip für zweisegmentige Laser

Ist in einem Laser eine Schwellenverstärkungs-Situation erwünscht, die w verschiedene Moden favorisiert, so kann man Modulationen verschiedener Perioden d_i kombinieren.

Neben anderen ([JCC93] [TYI⁺93]) ist eine Umsetzungsform die des binärisierten, überlagerten Gitters (engl.: binary superimposed grating - BSG) [AET⁺98] [AFX98]. Hierbei werden w Gitterformen $G_i(x)$ verschiedener Periodizitäten d_i zunächst formell addiert. Es kann jedes sogenannte Untergitter $G_i(x)$ mit einem Faktor b_i gewichtet und die Gitter entsprechend einem Versatz φ_i gegeneinander verschoben werden:

$$S(x) = \sum_{i=1}^w b_i \cdot G_i(x + \varphi_i) \quad (6.1)$$

Das Ergebnis $S(x)$ wird dann binärisiert, indem eine Schwelle festgelegt wird, über der die addierte Modulation den Wert 1 erhält, ansonsten 0. In Abbildung 6.1 ist ein einfaches Beispiel zweier Gitter samt Addition dargestellt. Es ist zu erkennen, dass sich im addierten Gitter beliebig kleine Breiten für ein Modulationsmaximum ergeben können. Hierfür muss in einem letzten Schritt vor der Realisierung in einem Bauteil noch eine minimale Breite für Gitterstrukturen, angepasst an die technischen Mittel, definiert werden. Entsprechend

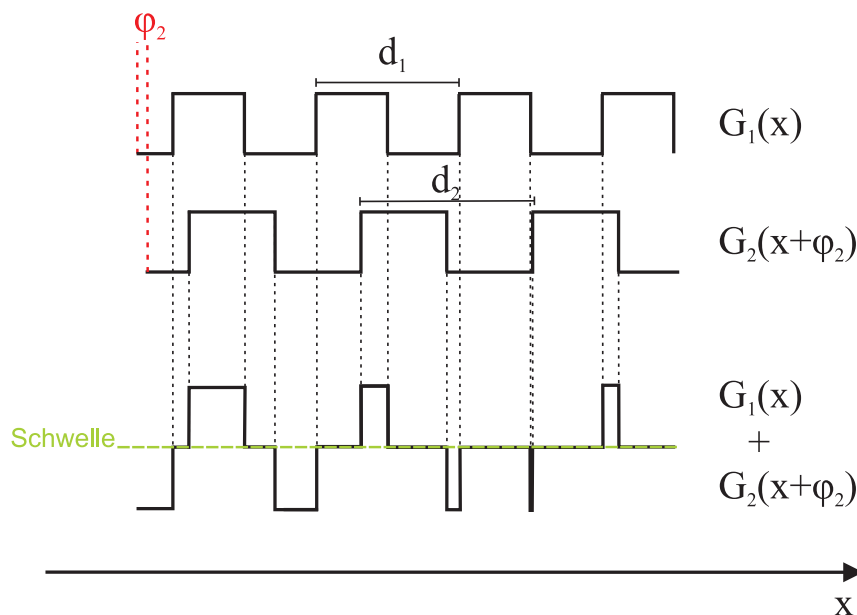


Abbildung 6.1: Addition zweier Brechungsindexmodulationen $G_1(x)$ und $G_2(x + \varphi_2)$ mit Perioden d_1 und d_2 und mittige Schwelle.

den in Abbildung 5.2 schematisch dargestellten Verlusten für optische Moden im DFB-Laser ergibt sich beim BSG-Laser eine ähnliche Situation, jedoch mit mehreren Moden niedriger Verluste. Um einen Laser zu verwirklichen, der nicht willkürlich auf einer dieser Moden oder gar allen gleichzeitig anschwingt, verwendet man ein zweites Segment mit einem eigenen BSG-Gitter. Wählt man die i Periodizitäten im zweiten Segment ähnlich denen im ersten Segment, jedoch mit kleinerem Abstand $d_{i+1} - d_i$, so erhält man im

zweisegmentigen Laser Schwellenverstärkungen der Moden, wie in Abbildung 6.2 dargestellt. Die favorisierten Moden des ersten Segments (rot) und zweiten Segments (grün) liegen im Allgemeinen bei unterschiedlichen Wellenlängen, können aber zur Überlagerung gebracht werden (links: rot-grün). Hierfür werden die Moden in den Segmenten durch

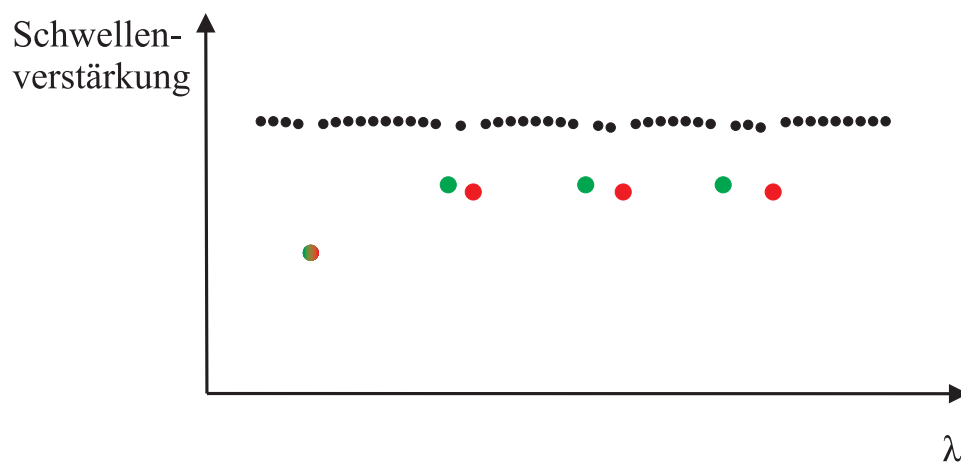


Abbildung 6.2: Optische Verluste der Moden in einem zweisegmentigen Laserresonator mit BSG-Gittern. Die Segmente favorisieren durch unterschiedliche BSG-Gitter leicht unterschiedliche Wellenlängen. Durch Verschiebung der Moden der Segmente (grün / rot) können diese zum Überlapp gebracht werden (links: rot-grün)

gegenläufiges Strom-Durchstimmen gegeneinander verschoben (eine elektrische Trennung der Segmente ist notwendig, um Übersprechen zu verhindern). So ist es möglich, eine beliebige BSG-Emissionswellenlänge monomodig auszuwählen. Simultane Stromänderung beider Segmente resultiert im Verschieben der Wellenlänge der gewählten Emission.

6.2 Gitterdesign und Abstimmverhalten

Wie einleitend erwähnt, wurden in der Vergangenheit weit abstimmbare Laser mit zwei BSG-Segmenten verwirklicht. Eine erste systematische Untersuchung des spektralen Verhaltens durch Kartografie der Emissionswellenlänge eines solchen Bauteils unter Variation beider Segmentströme wurde in [MLRF08] vorgestellt. Hier ist zu erkennen, dass eine Stabilität der Wellenlängenkanäle durch konstant hohe Seitenmodenunterdrückung nicht immer gegeben ist. Ein eindeutiges Kanal-Umschalten und definierte Durchstimmrichtungen sind nicht zu erkennen, diese scheinen eher unregelmäßig. Ein wahrscheinlicher Grund hierfür ist die willkürliche Wahl der Untergitterperioden der BSG-Gitter ohne Beachtung der Phasensituation. Die Phase Φ der optisch geführten Moden im BSG-Resonator stellt allerdings einen kritischen Parameter dar. Anhand des Schemas eines einsegmentigen

DFB-Lasers mit lateralen Metallgittern (Abbildung 6.3), wie in Kapitel 5.3 verwendet, lässt sich der Einfluss der Phase anschaulich erläutern. Es handelt sich um einen perfekten DFB-Laser, falls λ_{Bragg} mit einer möglichen Lasermode des Resonators zusammenfällt und dessen Phasenlage an den Facetten stimmt. Dieser Fall ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Das elektrische Feld E der Bragg-Mode (blau) erfüllt beide Randbedingungen an

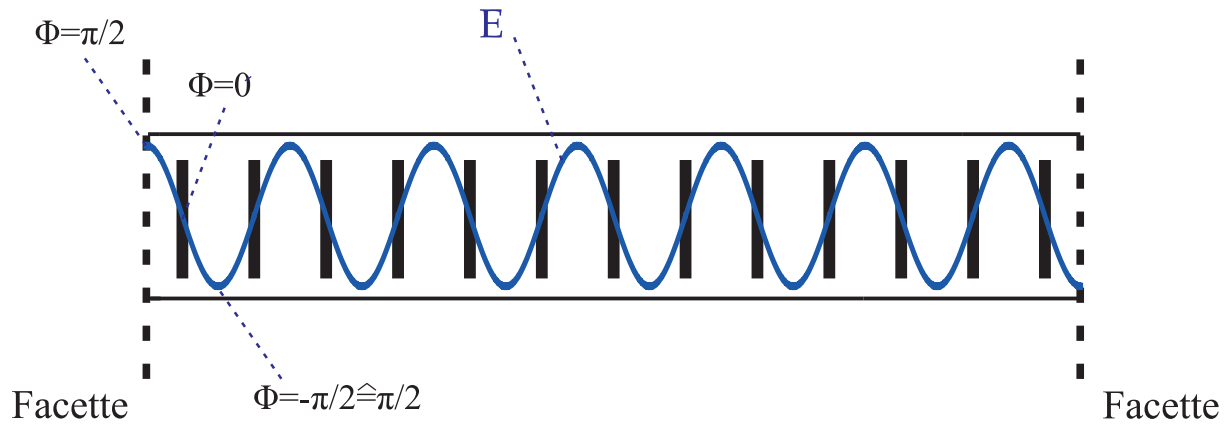


Abbildung 6.3: Schema eines DFB-Resonators mit Bragg-Gitter (schwarz) und elektrischen Feld E der Bragg-Mode (blau) für perfekte Phasenanpassung.

den Facetten und die Phase der Mode ist hier $\Phi = \pi/2$ (bzw. $\pi/2 \pm i \cdot \pi$ mit ganzzahligem i). Wegen vergleichbaren physikalischen Verhaltens an der Facette für $+\Phi$ und $-\Phi$ und dementsprechender Periodizität des Verhaltens mit Phasenlänge π , werden Phasenwerte in der Folge der Einfachheit halber immer auf den Bereich $0 - \pi$ reduziert). Die durch das Gitter und die Facetten bedingten Verluste für die Resonatormoden entsprechen vom Prinzip den in Abbildung 5.2 (rechts) dargestellten. In einem realen Laser weicht die Phase der Bragg-Mode an den Facetten im Normalfall vom hier dargestellten Idealfall $\Phi = \pi/2$ ab und ist deshalb keine im Resonator existente Lasermode. Der Grund hierfür liegt im Spaltvorgang, durch den die Facettenlage mit einer Ungenauigkeit von wenigen Mikrometern definiert wird. Für den Fall von einer willkürlich gespaltenen Facette, beispielsweise im Abstand $\frac{3}{4} \cdot \frac{\lambda_{Bragg}}{2n_{eff}}$ von der Mitte des letzten Metallstegs, ergibt sich eine Phase der Bragg-Mode von $\Phi = 3\pi/4$ an dieser Facette. In diesem Fall erfährt die nächstgelegene Resonatormode die niedrigsten Verluste und damit die geringste Schwellenverstärkung und schwingt in DFB-Betrieb an. Die Bragg-Mode, sowie alle anderen Moden mit $\Phi \neq \pi/2$ sind keine Resonatormoden und können nicht anschwingen. Simulierte Schwellenverstärkungen (und somit Verluste) der Resonatormoden eines $900\mu m$ langen Lasers mit Brechungsindex $n_{eff} = 3,33$ und DFB-Gitterperiode $d = 500nm$ (Füllfaktor 0,3) sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Berücksichtigt sind hier nur die optischen Verluste aus den Facetten ($R_1 = R_2 = 0,3$) und durch das Gitter. Für α_{Cr} wurde hier und in der Folge ein Wert von etwa $20cm^{-1}$ angenommen (vgl. Kapitel 5.3). Der Idealfall mit $\Phi_1 = \Phi_2 = \pi/2$

der Bragg-Mode an beiden Facetten (a) und der Fall $\Phi = 3\pi/4$ an einer Facette (b) sind verglichen. Es ist zu erkennen, dass im Fall nicht optimaler Phasenanpassung (b) keine starke Verlustabsenkung für nur eine Mode (wie in a), sondern Abstufungen vorliegen. Die Mode, welche am nächsten an λ_{Bragg} liegt, schwingt an, hat jedoch höhere Verluste als im Idealfall. Die Schwellenverstärkungsdifferenz zwischen dieser und der Mode mit den zweitniedrigsten Verlusten ist meist ausreichend groß, sodass bei den entwickelten DFB-Lasern eine Phasenoptimierung nicht nötig war. Außer für Fälle nahe bei $\Phi = 0$ an einer (c) oder beiden Facetten (d - "Anti-DFB") ist DFB-Betrieb bei guten SMSR nichtsdestotrotz möglich.

Für den Fall eines BSG-Lasers mit verschiedenen, addierten Bragg-Gittern ist die Be-

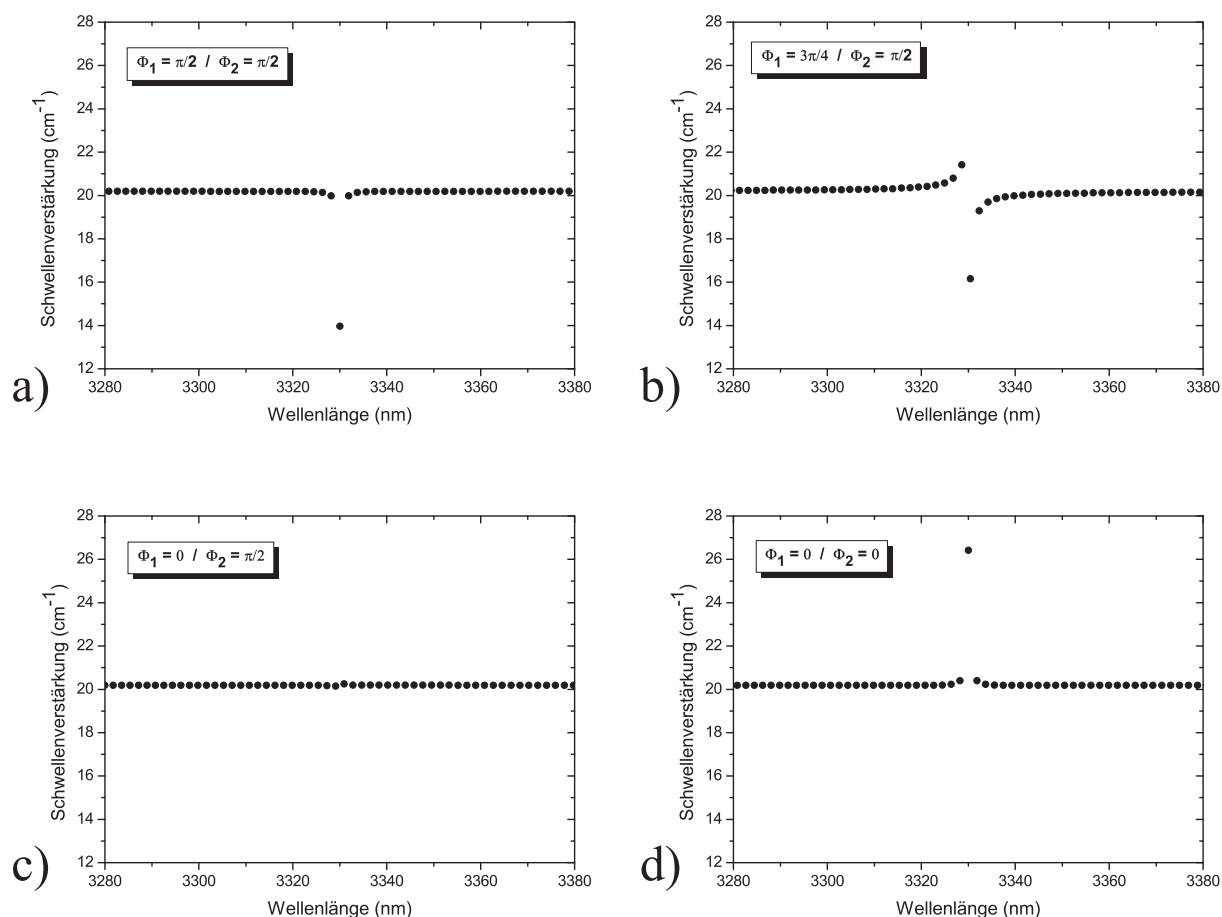


Abbildung 6.4: Simulierte modale Schwellenverstärkungen für einen Laser mit Länge $900\mu\text{m}$ und Facettenreflektivitäten von $R_1 = R_2 = 0,3$ mit einem DFB-Gitter $d = 500\text{nm}$ (Füllfaktor $0,3$) und effektivem Brechungsindex $n_{eff} = 3,33$. Für den Idealfall einer phasenangepassten Bragg-Mode (a), einer willkürlich gespaltenen Facette mit resultierender Phase $\Phi = 3\pi/4$ (b), einer Facette mit $\Phi = 0$ (c) und beiden Facetten mit $\Phi = 0$ (d).

achtung der Phasensituationen jedoch sehr wichtig. Es ist verständlich, dass verschiedene Bragg-Moden in einem BSG-Gitter im Allgemeinen auch verschiedene Phasen ab den Facetten haben und nicht immer mit einer möglichen Resonatormode zusammenfallen. Um vergleichbare Verlustsituationen für die verschiedenen Bragg-Moden in einem BSG-Gitter zu ermöglichen, können Untergitterperioden mit bestimmter Koinzidenzlänge gewählt werden. Addiert man diese koinzidierenden Untergitter ohne Versatz ($\varphi = 0$) relativ zu den Facetten, so sind im resultierenden BSG-Gitter alle Bragg-Moden nach ihrer Koinzidenzlänge gleichphasig. Im entsprechenden Resonator sind dann alle Bragg-Moden auch erlaubte Resonatormoden. Ein schematisches Beispiel hierfür ist in Abbildung 6.5

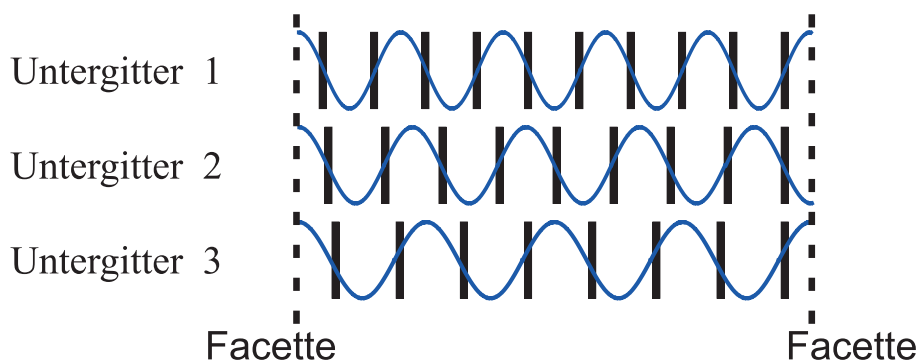


Abbildung 6.5: Beispiel für die Wahl von drei Bragg-Gittern mit gegebener Koinzidenzlänge.

für drei koinzidierende Untergitter gegeben. Die Bragg-Moden sind an den Facetten vor und nach der addierten Gitterstruktur in Phase mit $\Phi = \pi/2$. Ein auf diese Weise definierter, einsegmentiger BSG-Resonator kann für angepasste Gewichtung der Untergitterperioden eine sehr uniforme Verlustsituation für alle Bragg-Moden ermöglichen. Abbildung 6.6 zeigt Beispiele der simulierten Schwellenverstärkungen eines $900\mu m$ langen, einsegmentigen BSG-Resonators mit drei Untergitterperioden (Daten s. Tabelle 6.1) mit $R_1 = R_2 = 0,3$ und $n_{eff} = 3,33$. Für den Fall optimaler Facettenlage (a) sind alle Bragg-Moden gleichberechtigt, sie haben etwa gleich große Schwellenverstärkungen. Wechselwirkung der Untergitter bewirkt hier außerdem, dass Seitenmoden in den Verlusten abgesenkt sind (rot). Das Verhalten der modalen Schwellenverstärkungen bei willkürlicher Facetten-

	Periodenanzahl	d (nm)	Bragg-Wellenlänge (nm)	Gewichtung
Untergitter 1	1800	500,000	3330,000	1
Untergitter 2	1797	500,835	3335,561	1,35
Untergitter 3	1794	501,672	3341,136	1

Tabelle 6.1: Daten für das BSG-Gitter des simulierten, einsegmentigen BSG-Lasers mit Länge $900\mu m$.

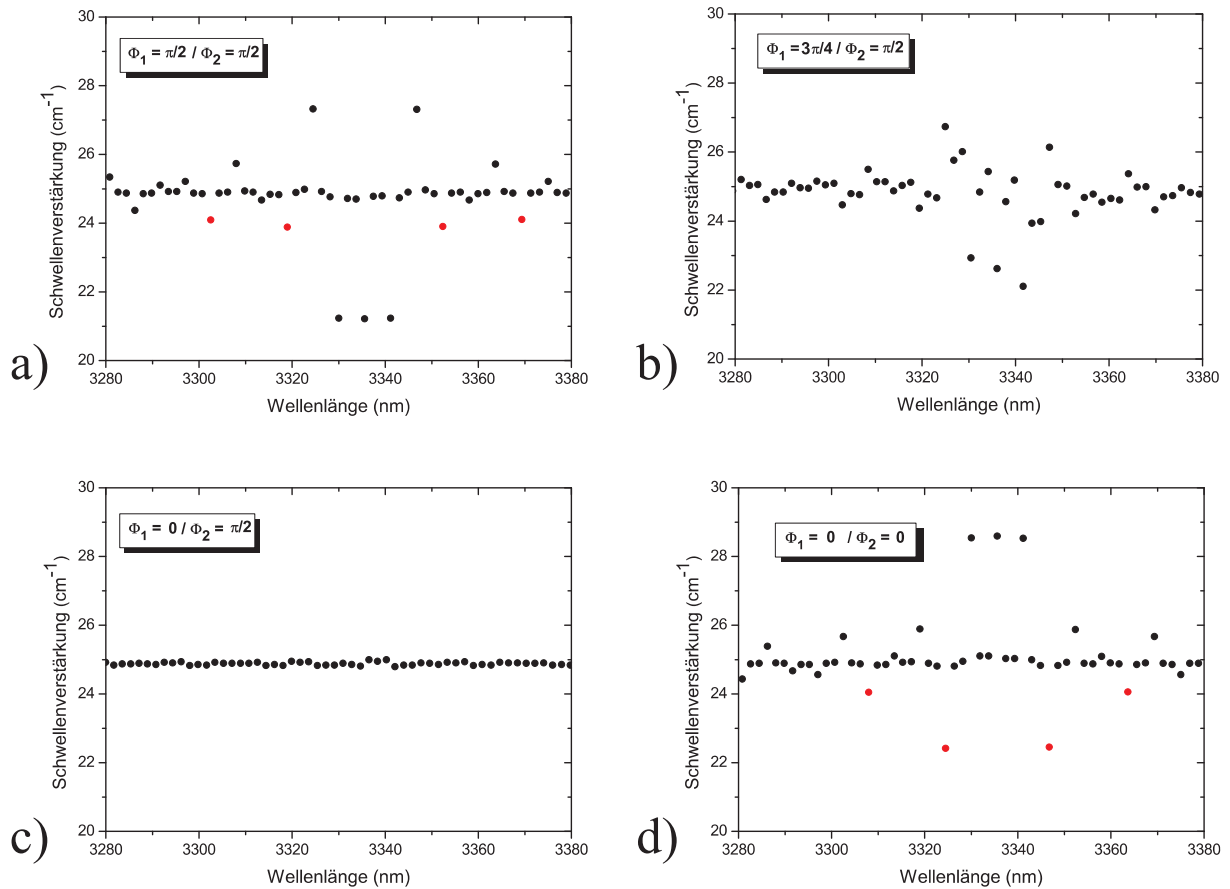


Abbildung 6.6: Simulationen der modalen Schwellenverstärkungen für einen $900\mu\text{m}$ langen Laser ($R_1 = R_2 = 0,3$, $n_{\text{eff}} = 3,33$) mit einem BSG-Gitter, das aus drei koinzidierenden Untergittern zusammengesetzt ist. Der Idealfall optimaler Phasenlage (a), ein Fall mit einer Facette $\Phi = 3\pi/4$ (b), einer Facette $\Phi = 0$ (c) und beiden Facetten $\Phi = 0$ (d) sind gezeigt.

lage ist durch drei weitere Simulationen angedeutet. Im Allgemeinen verschieben sich die Bragg-Moden in den Schwellenverstärkungen leicht gegeneinander ($3\pi/4$ an einer Facette: b) und sind nicht mehr exakt gleichberechtigt. Ähnlich der Situation im DFB-Laser (vgl. Abbildung 6.4) kann der unwahrscheinliche Fall uniformer Verluste bei Phasenlage 0 an einer Facette auch hier eintreten (c). Für Phasenlage 0 an beiden Facetten (d) ergibt sich eine Situation, bei der die Bragg-Moden die größte Schwellenverstärkung benötigen. Hierbei sind wieder symmetrische Seitenmoden (rot) zu erkennen, die in diesem Fall die niedrigsten Verluste erfahren.

Zur Untersuchung des Durchstimmverhaltens eines zweisegmentigen BSG-Resonators sollen nun zwei so konstruierte Segmente mit koinzidierenden Gittern zusammengesetzt und simuliert werden. Hierbei wird sofort ein weiterer großer Vorteil des Konzepts klar. Durch die Phasengleichheit aller Bragg-Moden an Anfang und Ende eines BSG-Segments ist

ein optimaler Phasenübergang auf die BSG-Gitterstruktur des zweiten BSG-Segments automatisch gewährleistet. Als praxisbezogenes Beispiel eines idealen, zweisegmentigen BSG-Resonators sollen zwei $450\mu\text{m}$ lange BSG-Segmente aneinander gekoppelt werden, die Emission bei Wellenlängen von $\sim 3330 - 3360\text{nm}$ erlauben. Der effektive Brechungsindex der Struktur wird mit $n_{eff} = 3,424$ angenommen, entsprechend einem Betrieb der Laserstrukturen um $3,3 - 3,4\mu\text{m}$ bei $\sim 5^\circ\text{C}$ (vgl. Kapitel 5.3.3). Daten für die Untergitter in den Segmenten finden sich in Tabelle 6.2 und Tabelle 6.3. Es wurde ein Abstand

	Periodenanzahl	d (nm)	Bragg-Wellenlänge (nm)	Gewichtung
Untergitter 1	917	490,731	3360,526	1,0
Untergitter 2	921	488,599	3345,926	1,3
Untergitter 3	925	486,486	3331,456	1,0

Tabelle 6.2: Daten für das BSG-Gitter in Segment 1 (Länge $450\mu\text{m}$) des simulierten zweisegmentigen BSG-Lasers.

	Periodenanzahl	d (nm)	Bragg-Wellenlänge (nm)	Gewichtung
Untergitter 1	918	490,196	3356,862	1,0
Untergitter 2	921	488,599	3345,926	1,3
Untergitter 3	924	487,123	3335,065	1,0

Tabelle 6.3: Daten für das BSG-Gitter in Segment 2 (Länge $450\mu\text{m}$) des simulierten zweisegmentigen BSG-Lasers.

von vier Resonatormoden in Segment 1 und von drei in Segment 2 gewählt. Es wurden zunächst Simulationen der einzelnen Segmente vor Zusammenfügen zu einem Resonator durchgeführt. Für Segment 1 und 2 wurden bei optimaler Phasenlage der Facetten die Gewichtungen der Gitterperioden so gewählt, dass die Verluste für alle Bragg-Moden in etwa vergleichbar waren. Zur Kompensation einer angenommenen, ideal mittig liegenden Verstärkung des Materials wurde hier die mittlere Bragg-Mode in den Verlusten etwas erhöht. Die reale Lage und Form der Verstärkung des Epitaxiematerials wurde in den Simulationen jedoch nicht mit einbezogen. In Abbildung 6.7 sind die resultierenden wellenlängenabhängigen Reflektivitäten an den jeweiligen Facetten der Segmente nach Durchlauf durch das Gitter dargestellt. Durch Zusammenfügen dieser beiden Segmente konnte dann die resultierende Emissionswellenlänge und das Durchstimmverhalten simuliert werden.

Abbildung 6.8 zeigt in (a) die Überlagerung der Reflektivitäten der beiden BSG-Segmente (blau: Segment 1, rot: Segment 2). Schon hier wird klar, dass durch die Wahl der gleichen Gitterperiode $488,599\text{nm}$ in beiden Segmenten für gleiche Brechungsindizes $n_1 = n_2 =$

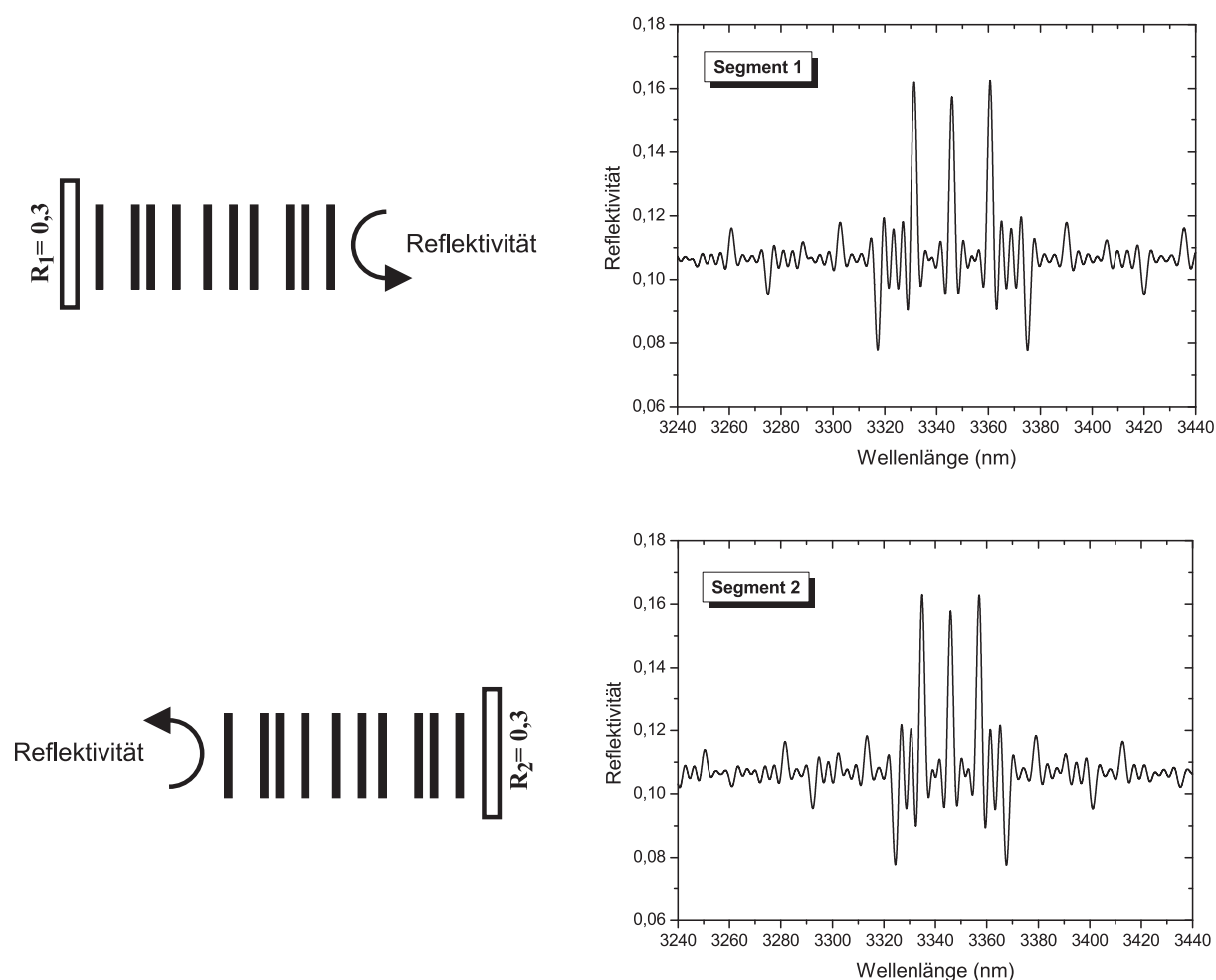


Abbildung 6.7: Simulationen beider Segmente (je $450\mu\text{m}$ Länge) eines idealen BSG-Resonators mit drei koinzidierenden Untergittern. Gezeigt sind wellenlängenabhängige Reflektivitäten vor den Facetten ($R_1 = R_2 = 0,3$) der Segmente 1 (oben) und 2 (unten). Daten der beiden BSG-Segmente in Tabelle 6.2 und Tabelle 6.3.

3,4240 die resultierende Emission im mittleren Wellenlängenkanal liegen wird. Die entsprechende Simulation der Schwellenverstärkungen im zweisegmentigen BSG-Resonator ist in (b) dargestellt. In den zugehörigen Farben sind die Bragg-Moden der beiden Segmente markiert. Sie sind in den Verlusten abgesenkt. Die Emission des Lasers erfolgt auf dem mittleren Wellenlängenkanal bei $3345,9\text{nm}$ (rot und blau). Diese Hauptmode ist durch spektrales Überlappen der Untergitter der beiden Segmente am verlustärmsten und hat die niedrigste Schwellenverstärkung. Der Überlapp kann durch Brechungsindexvariation (Stromvariation) eines oder beider BSG-Segmente spektral verschoben werden. Dies resultiert in einem Schalten der Hauptmode auf einen anderen Wellenlängenkanal. In (b) und (c) sind beispielhaft das Schalten in den kurzwelligen Kanal bei $3331,5\text{nm}$ und den langwelligen Kanal bei $3360,5\text{nm}$ für die Brechungsindexänderung in Segment 2 auf

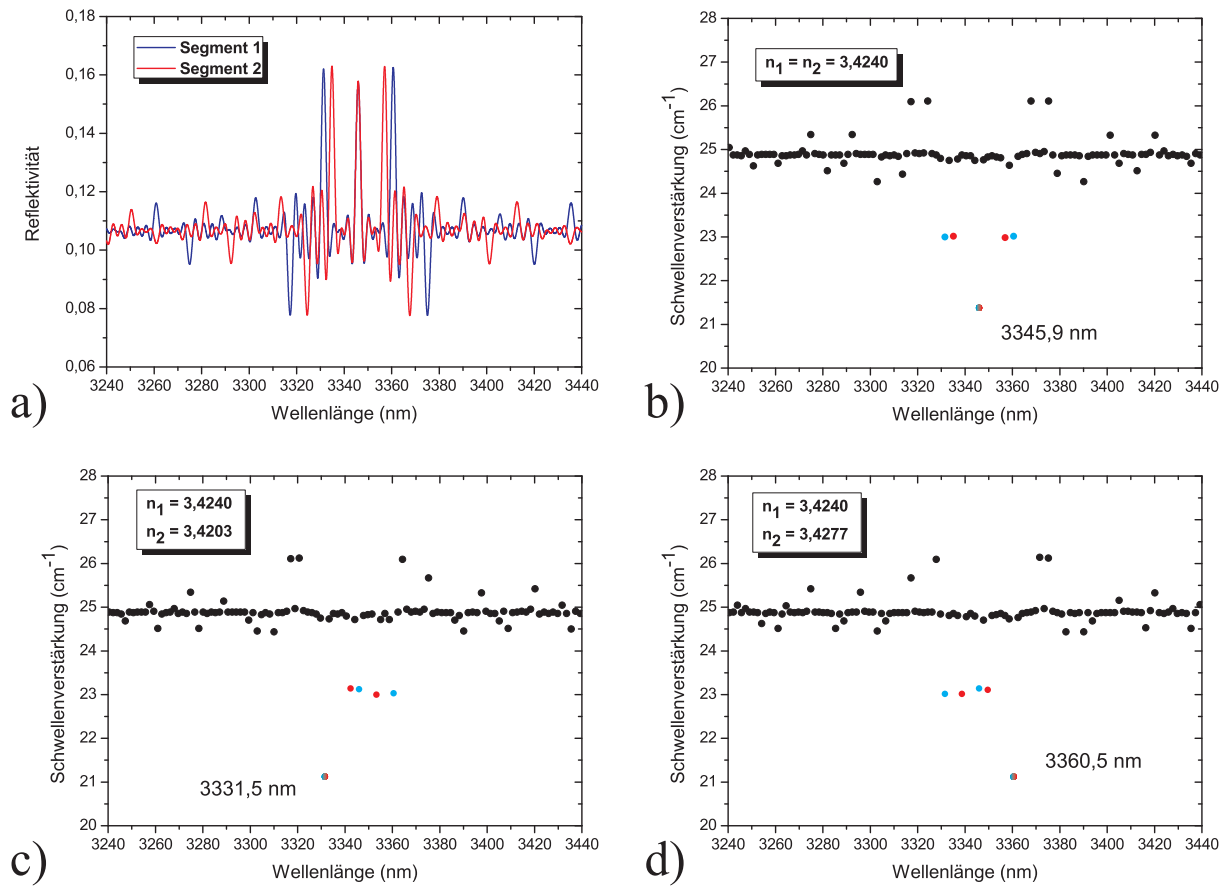


Abbildung 6.8: Simulationen der modalen Schwellenverstärkungen eines aus den beiden Segmenten aus Abbildung 6.7 zusammengesetzten BSG-Resonators. a: Überlagerte Reflektivitäten der Segmente. b, c und d: Wellenlängenabhängige Schwellenverstärkungen für verschiedene Brechungsindizes n_2 von Segment 2.

$n_2 = 3,4203$, bzw. $n_2 = 3,4277$ gezeigt. Abbildung 6.9 (links) stellt die Simulation der Wellenlänge der Hauptmode für n_2 -Variation dar. Markiert (gestrichelte Linien) sind die erwähnten Zustände $n_2 = 3,4203$, $n_2 = 3,4240$ und $n_2 = 3,4277$ für Betrieb in den drei BSG-Kanälen. Für stärkeres Verstimmen von n_2 ist ein Springen der Wellenlänge in von den Untergittern nicht berücksichtigte Kanäle zu erkennen. Ein solcher Kanal ist rot markiert für $n_2 = 3,4307$ und die entsprechenden modalen Schwellenverstärkungen im rechten Teil der Abbildung dargestellt. Durch ein nicht mehr optimales Überlappen der Bragg-Moden der Segmente ergeben sich recht willkürliche Werte für die modalen Schwellenverstärkungen. Die Mode mit den niedrigsten Verlusten schwingt an. Je nach Schwellenverstärkungen und Lage und Form der Materialverstärkung kann ein solcher Nebkanal trotzdem mit hoher SMSR monomodig emittieren.

Zur Veranschaulichung des Durchstimmverhaltens eines solchen Lasers unter Variation beider Segmentströme (Brechungsindizes) ist in Abbildung 6.10 (links) farbcodiert die

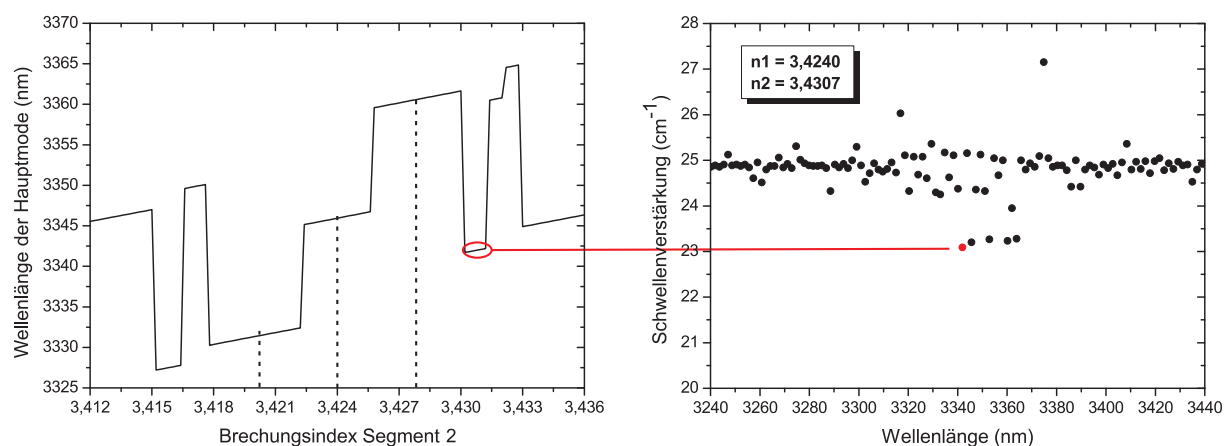


Abbildung 6.9: Links: Simuliertes Durchstimmen der Wellenlänge des BSG-Resonators aus Abbildung 6.8 unter Variation von n_2 . Markiert ist der Wert $n_2 = 3,4307$, die entsprechenden Schwellenverstärkungen der Moden sind rechts gezeigt.

Emissionswellenlänge der Hauptmode des Lasers mit niedrigster Schwellenverstärkung simuliert. Zum Vergleich ist die in Abbildung 6.9 (links) dargestellte alleinige Variation von n_2 markiert (gestrichelte Linie). Mittig befinden sich die drei BSG-Kanäle, außerhalb davon die diskutierten Nebkanäle bei stärkerem Durchstimmen der Segmente. Wie nach Abbildung 6.8 erwartet lässt sich erkennen, dass gegenläufiges Durchstimmen der Segmente (oben links nach unten rechts in der Abbildung) im Umschalten der Kanäle resultiert. Eine gleichförmige Brechungsindexvariation der Segmente (unten links nach oben rechts) resultiert in einem Durchstimmen der Emissionswellenlänge innerhalb eines

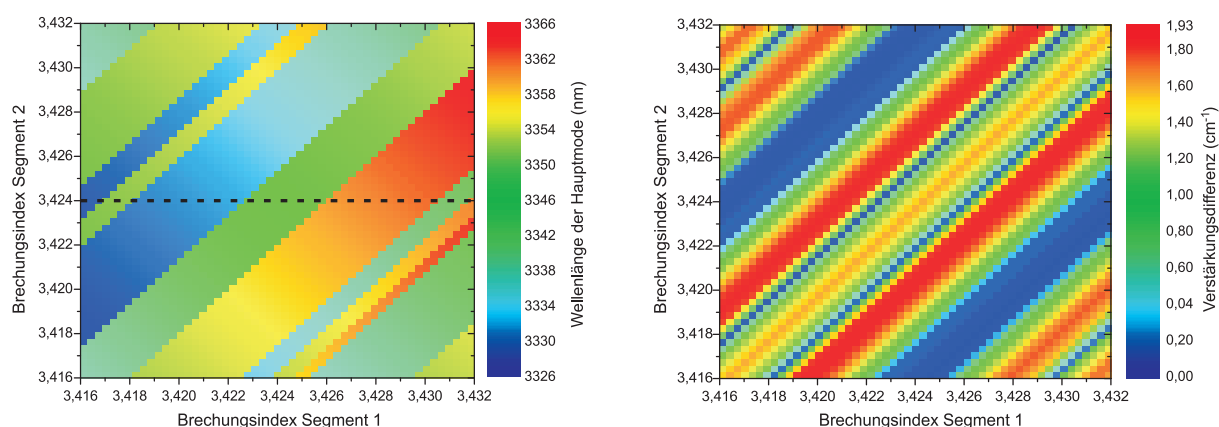


Abbildung 6.10: Links: Farbcodierte simulierte Emissionswellenlänge der Hauptmode für einen zweisegmentigen BSG-Laser unter Brechungsindexvariation beider Segmente. Rechts: Farbcodierte simulierte Schwellenverstärkungsdifferenz für dieselbe Variation.

solchen Kanals. Die sanften Farbübergänge veranschaulichen, dass keine Modensprünge in den Kanälen stattfinden. Im rechten Teil der Abbildung ist die Schwellenverstärkungsdifferenz der Hauptmode zur Mode mit den zweitniedrigsten Verlusten im selben Bereich simuliert. Die drei BSG-Untergitter-Kanäle sind hier deutlich zu erkennen mit konstant hohen Schwellenverstärkungsdifferenzen im Bereich $>1,5\text{cm}^{-1}$. Vor allem weiter außen liegende Nebenkanäle bestätigen die oben gemachte Annahme, dass auch diese bei hohen Verstärkungsdifferenzen monomodig mit hohen SMSR angesteuert werden können. Allgemein sind die Verstärkungsdifferenzen in den Kanälen für gleichförmiges Durchstimmen der Segmente konstant, was auf eine stabile Seitenmodenunterdrückung hindeutet. Die Seitenmodenunterdrückung eines monomodigen Lasers kann mit Gleichung 5.5 abgeschätzt werden. Bei Annahme gleicher interner, nicht gitterspezifischer Verluste für die Hauptmode und die Mode mit den zweitniedrigsten Verlusten beschränkt sich dessen Differenz der gesamten internen Verluste auf die Verluste durch das Gitter. Für eine flache Verstärkungskurve und sehr kleine Werte für δ_g reduziert sich Gleichung 5.5 dann auf:

$$SMSR = 10 \cdot \text{Log}_{10}\left(\frac{\Delta g_{1-2}}{\delta_g}\right) \quad (6.2)$$

Der Parameter Δg_{1-2} gibt hier die Schwellenverstärkungsdifferenz der Hauptmode und der Mode mit den zweitniedrigsten Verlusten an und kann den durchgeführten Simulationen entnommen werden. Auf dem Epitaxiematerial um 3,3 - 3,4 μm zeigten die in Kapitel 5.3.3 entwickelten DFB-Laser etwa $SMSR = 45\text{dB}$ (vgl. Abbildung 5.39). Die modalen Schwellenverstärkungen in einem solchen Laser sind in Abbildung 6.4 simuliert. Je nach Facettenlage wird die Schwellenverstärkungsdifferenz hier mit $3 - 6\text{cm}^{-1}$ angenommen. Einsetzen in Gleichung 6.2 liefert für δ_g Werte von $\sim 1 - 2 \times 10^{-4}\text{cm}^{-1}$. Für den zweisegmentigen BSG-Laser aus Abbildung 6.10 liegen die Differenzen in den Kanälen bei $1,5 - 1,9\text{cm}^{-1}$. Mit dem abgeschätzten Bereich für δ_g ergeben sich für diese Kanäle $SMSR = 39 - 43\text{dB}$. Die monomodigen Eigenschaften in den Kanälen wären also immer noch sehr gut, jedoch ist im Vergleich zu 45dB für DFB-Laser der Effekt mehrerer vorhandener und sich beeinflussender Gitterperioden zu erkennen.

Das vorgestellte Beispiel stellt den Idealfall eines BSG-Resonators dar, bei dem die Bragg-Moden der beiden Segmente um einige Nanometer separiert liegen. Die Trennung von $\sim 3,6\text{nm}$ (vgl. Tabelle 6.2 und Tabelle 6.3) durch unterschiedliche Abstände der Gitterperioden in Segment 1 (je 4 Resonatormoden) und Segment 2 (je 3 Resonatormoden) führt zu guter Separation der Reflexionen (vgl. Abbildung 6.8 a) und großen Verstärkungsdifferenzen. In den zu verwirklichenden Lasern konnte dieser Ansatz nicht unverändert übernommen werden. Bei gegenläufigem Durchstimmen der Segmente müssten diese zum Erreichen des lang- und kurzwelligen Kanals jeweils um 1,8nm, also insgesamt 3,6nm verstimmbare sein. Beachtet man den Strom-Durchstimmkoeffizienten von $0,026 \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$ der Laser in Kapitel 5.3.3 (Länge $900\mu\text{m}$), so liegt dieser für die zu realisierenden BSG-Segmente der

Länge $450\mu\text{m}$ erwartungsgemäß bei $0,052\frac{\text{nm}}{\text{mA}}$. Jedes Segment müsste somit um je $\sim 70\text{mA}$ verstimmbar sein. Anhand der P-I-Kennlinien in Abbildung 5.40 erkennt man, dass ein Strom-Durchstimmen dieser Größenordnung, was auf eine doppelte Laserlänge von $900\mu\text{m}$ bezogen 140mA entspricht, bei angedachten Temperaturen von $\sim 5^\circ\text{C}$ prinzipiell möglich wäre. Jedoch wäre Durchstimmen der monomodigen Wellenlänge durch simultanes Verstimmen der Ströme in einem angesteuerten Kanal dann durch thermische Limitierung der Laser sehr eingeschränkt. Deshalb wurde für die zu entwickelnden Laser der Abstand der Bragg-Moden von Segment 1 zu Segment 2 verringert. Da der im dargestellten Beispiel gewählte Abstand von $3,6\text{nm}$ für gleich lange BSG-Segmente schon dem minimalen, einfachen Resonatormodenabstand entspricht, mussten leicht verschiedene Längen der BSG-Segmente gewählt werden. Repräsentativ für die entwickelten Laser stellen Tabelle 6.4 und Tabelle 6.5 die Daten für die gewählten Untergitter von Segmenten 1 (Länge $447\mu\text{m}$) und 2 (Länge $463\mu\text{m}$) dar. Ein effektiver Brechungsindex der Segmente

	Periodenanzahl	d (nm)	Bragg-Wellenlänge (nm)	Gewichtung
Untergitter 1	919	486,393	3330,855	1,0
Untergitter 2	915	488,525	3345,416	1,05
Untergitter 3	912	490,132	3356,421	1,0

Tabelle 6.4: Daten für das BSG-Gitter in Segment 1 (Länge $447\mu\text{m}$) eines entwickelten BSG-Lasers.

	Periodenanzahl	d (nm)	Bragg-Wellenlänge (nm)	Gewichtung
Untergitter 1	952	486,345	3330,487	1,0
Untergitter 2	948	488,397	3344,540	1,05
Untergitter 3	945	489,947	3355,158	1,0

Tabelle 6.5: Daten für das BSG-Gitter in Segment 2 (Länge $463\mu\text{m}$) eines entwickelten BSG-Lasers.

von $3,424$ wurde auch hier angenommen. Die Gitterperioden wurden gewählt, um Emission im Bereich $3330 - 3357\text{nm}$ zu ermöglichen. In Tabelle 6.4 und Tabelle 6.5 ist zu erkennen, dass die Abstände der BSG-Moden durch Wahl unterschiedlich langer Segmente hier etwa $0,37 - 1,26\text{nm}$ betragen. Durch die so recht nahe zusammenliegenden Bragg-Moden und teilweise überlappenden Reflexionen ist ein leicht verändertes Durchstimverhalten im Laser zu erwarten. Abbildung 6.11 zeigt die Simulation des BSG-Lasers mit unterschiedlich langen Segmenten unter Brechungsindexvariation beider Segmente. Ein Effekt des engen Zusammenliegens der Bragg-Moden wird im linken Teil der Abbildung klar. Die drei Untergitter-BSG-Kanäle sind nicht so breit, wie im zuvor diskutierten Fall (vgl.

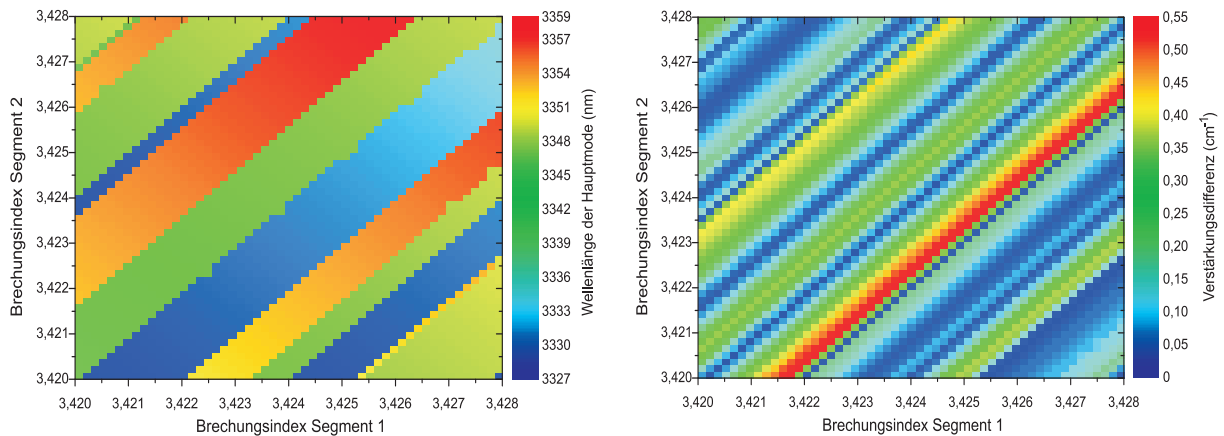


Abbildung 6.11: Links: Farbcodierte simulierte Emissionswellenlänge der Hauptmode für einen zweisegmentigen BSG-Laser unter Brechungsindexvariation beider Segmente. Rechts: Farbcodierte simulierte Schwellenverstärkungsdifferenz für dieselbe Variation. Daten der beiden BSG-Segmente in Tabelle 6.4 und Tabelle 6.5.

hier Brechungsindexvariation um 0,008 im Gegensatz zu 0,016 in Abbildung 6.10). Wie durch die Wahl der Gitter erwartet und angestrebt, ist ein Schalten in umliegende Kanäle durch relativ kleine Brechungsindexvariation durchführbar. Prinzipiell ist das Verhalten des Lasers ansonsten dem aus Abbildung 6.10 sehr ähnlich, sanfte Farbübergänge deuten auf ein Durchstimmen der Wellenlänge in den Kanälen ohne Modensprünge hin. Ein merklicher Unterschied lässt sich bei der Simulation der Schwellenverstärkungsdifferenzen erkennen (rechts in Abbildung 6.11). Durch die eng zusammenliegenden Bragg-Moden und die Asymmetrie der Segmente sind die Verstärkungsdifferenzen im Allgemeinen nicht so ausgeprägt. In den drei BSG-Kanälen betragen sie maximal $0,55\text{cm}^{-1}$. Nach obiger Abschätzung würden sich aus Gleichung 6.2 hiermit immer noch gute $SMSR = 34 - 37\text{dB}$ ergeben. Ein Vorteil dieses Konzepts ist, dass Emission auf Nebenkanälen etwas unwahrscheinlicher ist, da die Verstärkungsdifferenzen hier bei sehr kleinen Werten liegen (meist blau).

Zur Vollständigkeit der betrachteten BSG-Simulationen soll noch darauf hingewiesen werden, dass diese allgemein für einen Füllfaktor von 0,5 durchgeführt wurden. Das heißt, es wurden den einzelnen Untergittern Sinuskurven überlagert und eine Diskretisierungsschwelle eingeführt, die in diesem Fall bei 0 lag. Für Bereiche der Sinuskurve mit Werten oberhalb dieser Schwelle wurde bei der Addition zum BSG-Gitter ein Gittersteg berücksichtigt, sonst eine Lücke. Die entscheidenden qualitativen und quantitativen Aussagen der durchgeführten Simulationen gelten genauso für entsprechende Simulationen mit anderen Füllfaktoren, wie zum Beispiel dem in den vorherigen Kapiteln gewählten Verhältnis von 0,3. Dies wird im Vergleich in Abbildung 6.12 deutlich, bei dem die Simulation aus Abbildung 6.6 (a) in rot mit einer Simulation bei einer Diskretisierungsschwelle von 0,6

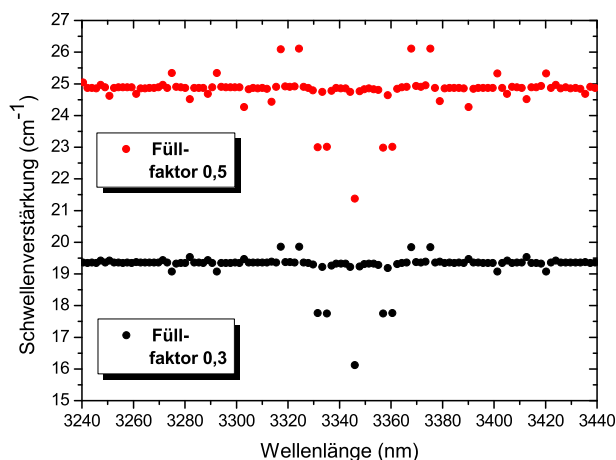


Abbildung 6.12: Vergleich der modalen Schwellenverstärkungen eines Lasers mit BSG-Gitter mit Füllfaktor 0,5 (rot - vgl. Abbildung 6.6 (a)) und mit Füllfaktor 0,3 (schwarz).

(in schwarz) verglichen wird. Die Schwelle von 0,6 entspricht dem erwähnten Füllfaktor von 0,3. Es ist zu erkennen, dass sich die absoluten Schwellenverstärkungen abhängig von der Diskretisierungsschwelle ändern, jedoch die entscheidenden Informationen über Lage / Überlapp der Bragg-Moden und Schwellenverstärkungsdifferenzen prinzipiell gleich bleiben.

Die Simulationen der Gitterstrukturen und des Abstimmverhaltens der diskutierten BSG-Laser lässt abschließend folgende Schlüsse zu; Die Phase der Bragg-Moden in einem BSG-Resonator an den gespaltenen Facetten beeinflusst die absoluten und relativen Lagen der Schwellenverstärkungen dieser Bragg-Moden zueinander sehr stark. Durch Spalten der Facetten sehr nahe den Enden der Gitter sind die Phasen der einzelnen Bragg-Moden bei koinzidierenden Untergittern noch sehr kohärent. Um jedoch eine ungünstige Phasenlage auf der gesamten Länge eines Barrens zu vermeiden, wurden die BSG-Gitterpositionen auf den Proben minimal variiert (wenige Mikrometer). Durch die Variation der Phasenlage an den Facetten werden Überlappungen auf Seitenmoden (rot in Abbildung 6.6 a, d) und leichte Verschiebungen der Verluste der Bragg-Moden zueinander (Abbildung 6.6 b) möglich. Ein verändertes Schaltverhalten der Kanäle in realen Lasern, im Vergleich zu den Simulationen bis hin zum Ausblenden von Kanälen kann auftreten. Dem Effekt der nicht optimalen Phasensituationen an den Facetten ist ein auf die Verstärkung des Materials bezogener überlagert. In den Simulationen wurden Effekte verursacht durch die tatsächliche Form und Lage der Verstärkungskurve nicht berücksichtigt. Sie kann durch ihre Form und eventuell starke spektrale Verschiebung von der Lage der Bragg-Moden das Schaltverhalten

und die Breite der Kanäle beeinflussen. Die monomodige Stabilität der Kanäle sollte jedoch durch die Phasenkohärenz der Bragg-Moden an den Facetten und beim Übergang der BSG-Gitter gewährleistet sein.

Wie im folgenden Kapitel beschrieben, war bei der Umsetzung der Bauteile eine Definition der zwei BSG-Segmente direkt aneinander nicht möglich. Eine elektrische Trennung dieser musste vollzogen werden, um Übersprechen zu verhindern und separate Kontaktierung der Segmente zu ermöglichen. Es musste also ein gitterfreies Mittelsegment eingefügt werden, womit ein Laser schematisch der Darstellung in Abbildung 6.13 entspricht. Simulationen des Durchstimmverhaltens zeigten jedoch für die Verwendung relativ kurzer Mittelsegmente ($\sim 40\mu\text{m}$) keine wesentliche Änderung der Betriebseigenschaften.

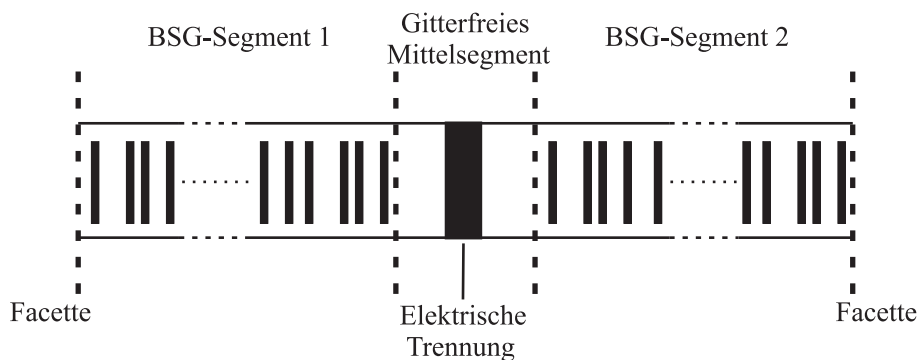


Abbildung 6.13: Schema eines BSG-Lasers mit zwei aktiven BSG-Segmenten, einem gitterfreien Mittelsegment und dem Bereich für elektrische Separation.

6.3 Laserentwicklung

Die Entwicklung der Laser fand auf dem schon in Kapitel 5.3.3 verwendeten Diodenlasermaterial um 3,3 – 3,4 μm statt. Die prinzipielle Prozessierung entspricht der für DFB-Laser, mit geringen Anpassungen bei der Definition des Gitters und für die elektrische Separation der Segmente.

Die aus Simulationen gewonnenen BSG-Strukturen wurden auf die Realisierung per Elektronenstrahlolithographie angepasst, um einen Füllfaktor von etwa 0,3 bei gleich breiten Stegen zu erhalten. Entsprechend der Ergebnisse aus Kapitel 5.3.2 wurden die einzelnen BSG-Gitter nur etwa auf einer Länge von 160 μm der Stegstruktur definiert. Das Schreiben verlief innerhalb eines Rasterfeldes der Elektronenstrahlanlage, um Stitching-Fehler zu vermeiden. Die Aperiodizität der kombinierten BSG-Gitter war sehr gering auf Grund ähnlicher Untergitterperioden, ließ sich an manchen Stellen jedoch recht eindeutig erkennen (s. Abbildung 6.14, vgl. DFB-Gitter in Abbildung 5.19). Im Belichtungsschritt für die Lateralgitter wurden außerdem Spaltmarken definiert, an denen später per Diamantna-

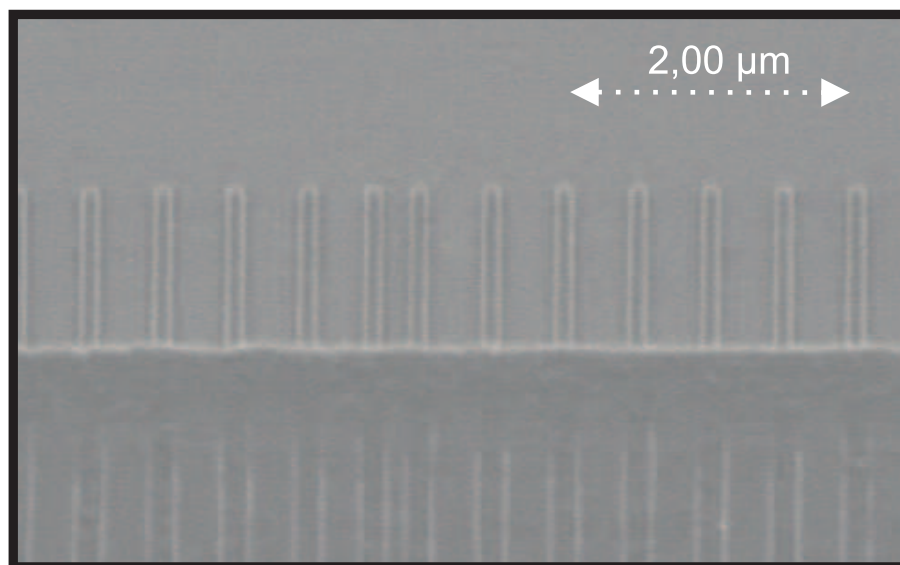


Abbildung 6.14: Elektronenmikroskopische Aufnahme eines seitlich des Laserstegs strukturierten BSG-Gitters mit deutlich erkennbarer Aperiodizität.

del eingeritzt werden sollte, um eine Facettendefinition nahe an den Enden der Gitter zu ermöglichen.

Für die elektrische Separation der BSG-Segmente war eine Abtragung der hochdotierten Halbleiterkontaktschicht bestehend aus ca. 300nm GaSb (s. Kapitel 2.5) notwendig. Da bei der Entwicklung wieder auf die Verwendung von BCB zur Planarisierung verzichtet wurde, bedeckte die aufgedampfte Goldschicht für den Oberseitenkontakt auch die steilen Seitenwände der Stegstrukturen. Hier ließ sie sich mittels RIBE nicht entfernen, da sie quasi keine Trefferfläche für senkrecht auftreffende Ionen bot. Deshalb wurden die zur Separation vorgesehenen Stellen auf der Probe vor dem Aufdampfen mit dicken ($\sim 4\mu\text{m}$) Lackstrukturen maskiert und diese nach dem Aufdampfen abgehoben. Abbildung 6.15 zeigt links eine maskierte Struktur nach dem Aufdampfen und rechts eine so erhaltene goldfreie Stelle ($\sim 15\mu\text{m}$ breit) nach Abheben des Lacks. Mittels eines weiteren Maskierungsschritts mit Lack wurden daraufhin die Laserstege mit Galvanikschichten umgeben. Hierbei verhinderten die zum Schutz der Halbleiteroberfläche vor Wasserkontakt aufgebrauchten Schichten Ti / Pt ein Anätzen der Halbleiteroberfläche in der Galvaniklösung und eine damit verbundene Galvanisierung unter dem Lack. Nach der Definition der Galvanikschicht wurden diese Schichten per RIBE zurückgeätzt. Letztlich wurde hier die hochdotierte Halbleiterkontaktschicht per RIE abgeätzt. Eine darauffolgende Widerstandsmessung ergab elektrische Widerstände von durchschnittlich $\sim 1,5\text{k}\Omega$ zwischen den BSG-Segmenten. Eine Fotografie zweier noch ungespaltener Bauteile zeigt Abbildung 6.16. Markiert sind die beiden aktiven Segmente, der elektrisch separierende Bereich und die für das Spalten der Laser vorgesehenen Bereiche.

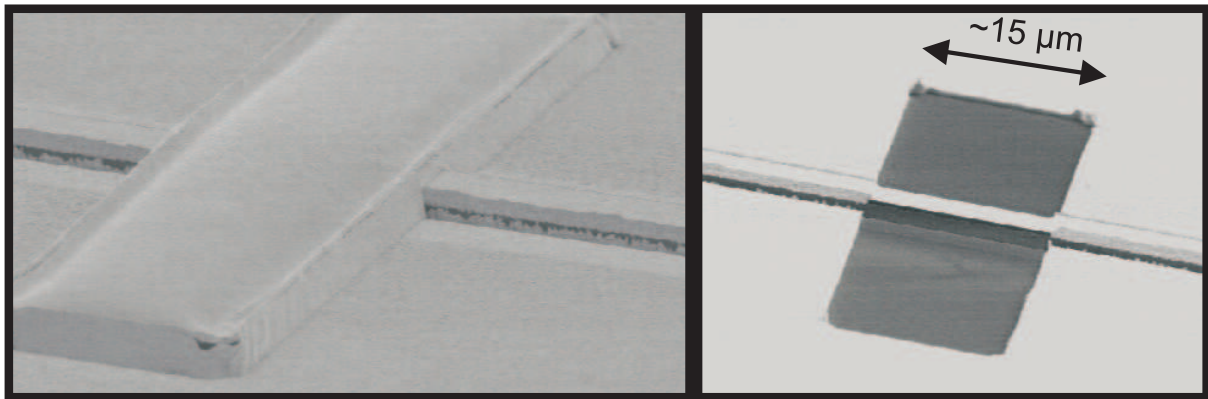


Abbildung 6.15: Elektronenmikroskopische Aufnahmen des Bereichs für elektrische Trennung. Links: Mit Gold bedampfte Lackstruktur. Rechts: Goldfreier Bereich nach Abheben des Lacks.

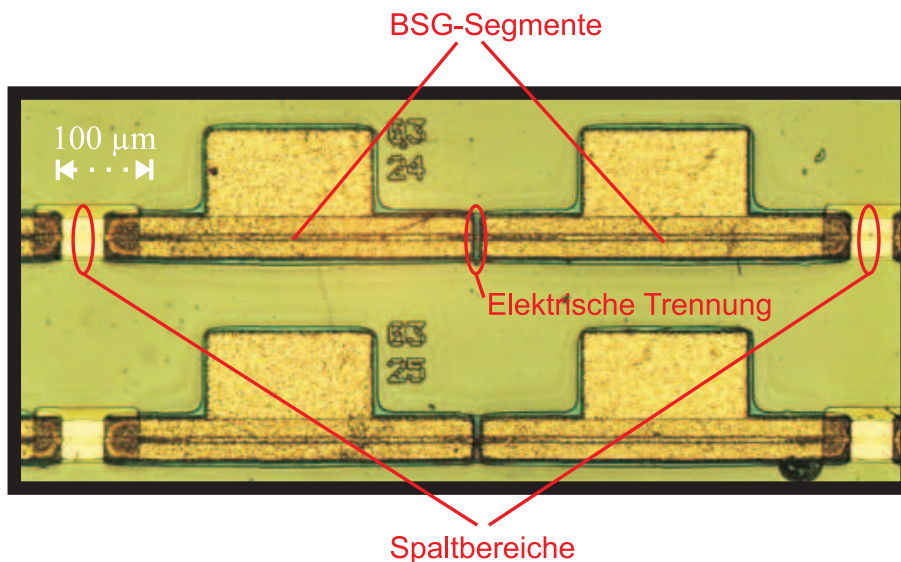


Abbildung 6.16: Fotografie zweier Mehrsegmentlaser. Markiert sind die aktiven BSG-Segmente, die elektrische Trennung und die Spaltbereiche.

6.4 Lasercharakterisierung

Die Mehrsegmentlaser wurden entsprechend der definierten Spaltmarken in Barren gespalten und größtenteils einseitig hochreflektierend verspiegelt. Die in der Gesamtlänge etwa den DFB-Lasern aus Kapitel 5.3.3 vergleichbaren Bauteile zeigten leicht geringere Leistungsfähigkeit in Bezug auf maximale Betriebstemperaturen und Schwellenströme als die DFB-Pendants. Der Hauptgrund dafür ist, dass ein BSG-Gitter mehr Absorption bewirkt, als ein DFB-Gitter, da nicht alle Perioden zur Laserwellenlänge passen. Ein weiterer Grund ist möglicherweise im Prozessschritt der elektrischen Trennung mit RIBE und

RIE zu finden, der den einzigen generellen Unterschied in der Prozessierung darstellt. Die (je nach betriebenem Wellenlängenkanal) teilweise ungleiche Temperaturverteilung in den BSG-Segmenten durch verschiedene Betriebsströme und das Vorhandensein eines nicht-gepumpten Bereichs können weitere Gründe sein. Möglich ist auch eine generell niedrigere Leistungsfähigkeit der Epitaxie, begründet durch die schon erwähnte starke Fluktuation im Wachstum. Betriebstemperaturen $>15^{\circ}\text{C}$ waren (hier auch für aufgelötete Bauteile, s.u.) im cw-Betrieb nicht möglich. Wie bei den DFB-Lasern wurde hier deshalb die erste Charakterisierung $>15^{\circ}\text{C}$ im gepulsten Betrieb durchgeführt. Für die schnelle Vermessung einer Vielzahl dieser Laser auf Barrenebene fand die spektrale Charakterisierung mit dem FTIR-Spektrometer statt. Die Erwärmung eines BSG-Segments gegenüber dem anderen durch höheren angelegten Strom war im Pulsbetrieb nicht möglich. Diese Situation wurde allerdings durch Verschieben von Pulsen "simuliert". Entsprechend Abbildung 6.17 wurden an einem BSG-Segment lange Strompulse (wenige Mikrosekunden, grün) mit gewisser Frequenz gelegt. Mit der selben Frequenz getriggert wurde das andere BSG-Segment mit kurzen Strompulsen um 100ns (rot) aktiviert und die Emission des resultierenden Laserbetriebs gemessen. Die Pulse wurden so kurz gehalten, um spektrale Peak-Verbreiterungen und Kanal-Umschalten durch Erwärmung innerhalb des Pulses zu vermeiden. Der Beginn der kurzen Pulse konnte über eine Schaltung gegen die langen verschoben werden. Somit wurde durch zeitlich späteren Überlapp der Pulse die Erwärmung des lange gepulsten Segments durch einen höheren Strom in cw-Betrieb simuliert. Auf diese Art konnte schnell

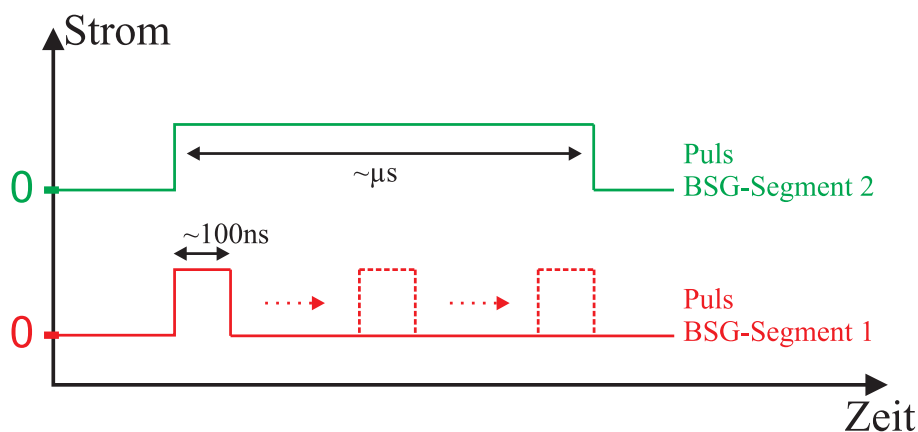


Abbildung 6.17: Schema zur Charakterisierung von Mehrsegmentlasern in Pulsbetrieb. Kurze und lange Strompulse werden zeitlich gegeneinander verschoben.

herausgefunden werden, welche Kanäle in den jeweiligen Lasern schaltbar waren. Einige der Laser wurden dann einzeln aus den Barren gespalten und jeweils auf eine Wärmesenke aufgelötet in ein TO-Gehäuse mit Peltier-Kühler integriert. Die separate elektrische Kontaktierung der Segmente eines aufgelöteten Lasers ist in Abbildung 6.18 zu erkennen. Die die Segmente kontaktierenden Stromdrähte enden jeweils (über eine isolierte Keramik) an

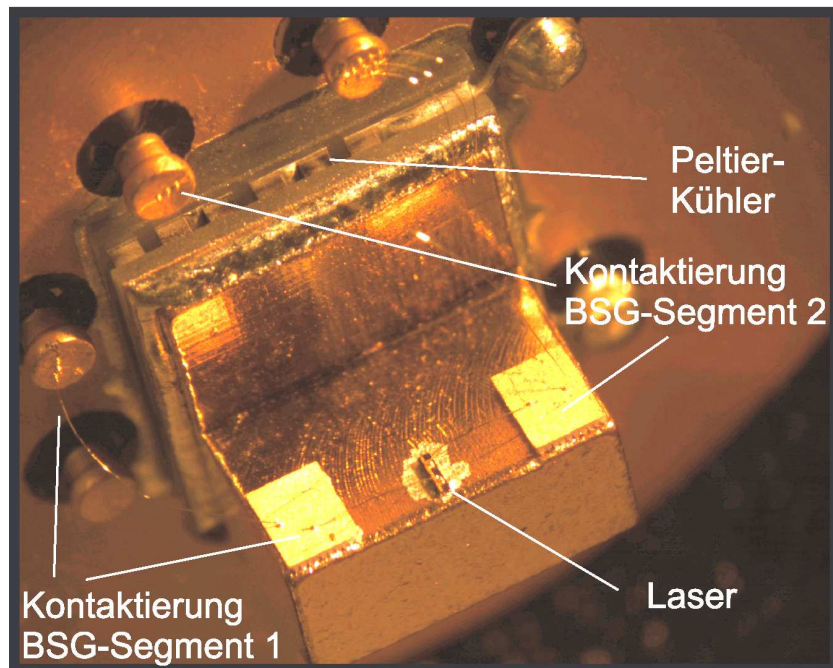


Abbildung 6.18: Auf eine Wärmesenke aufgelöteter Mehrsegmentlaser mit separat kontaktierten BSG-Segmenten, eingebaut in ein TO-Gehäuse mit Peltier-Kühler.

einem eigens kontaktierbaren Pin. Die Gehäuse wurden letztendlich unter wasserfreiem Stickstoff luftdicht verschweißt. So konnten die Laser in cw-Betrieb charakterisiert werden. Die Leistungsfähigkeit der Laser war, wie oben erwähnt, in Bezug auf Schwellenströme und maximale Betriebstemperaturen etwas geringer als die entsprechender DFB-Laser. In einem Wellenlängenkanal mit etwa gleichen Strömen in beiden Segmenten ergaben sich P-I-Kennlinien ähnlich den in Abbildung 5.40 (links) dargestellten, mit maximalen Betriebstemperaturen von ca. 14°C. Schwellenströme (beide Segmente addiert) von 70 – 80mA bei einer Temperatur von etwa 0°C wurden bestimmt. Die Ausgangsleistungen lagen hier auch im Bereich weniger Milliwatt, was Anwendung in der Gassensorik ermöglicht.

Es wurde das Hauptaugenmerk auf das spektrale Verhalten unter Stromvariation der beiden Segmente gelegt. Hierfür wurden die montierten Laser automatisiert vermessen. Bei verschiedenen, durch den Peltier-Kühler konstant gehaltenen Betriebstemperaturen konnten die Betriebsströme der Segmente für einstellbare Bereiche zweidimensional gerastert und das spektrale Verhalten des Lasers lückenlos für jede Stromkombination mit dem FTIR protokolliert werden. Die Betriebstemperaturen der in der Folge vorgestellten Laser liegen dabei um 0°C.

Abbildung 6.19 zeigt zunächst die Messung eines Lasers in cw-Betrieb bei -3°C. Die Ströme der BSG-Segmente 1 und 2 wurden in 5mA-Schritten von 60 – 175mA und 75 – 190mA variiert. Farbcodiert dargestellt ist die monomodige Emissionswellenlänge (SNR 25 – 28dB,

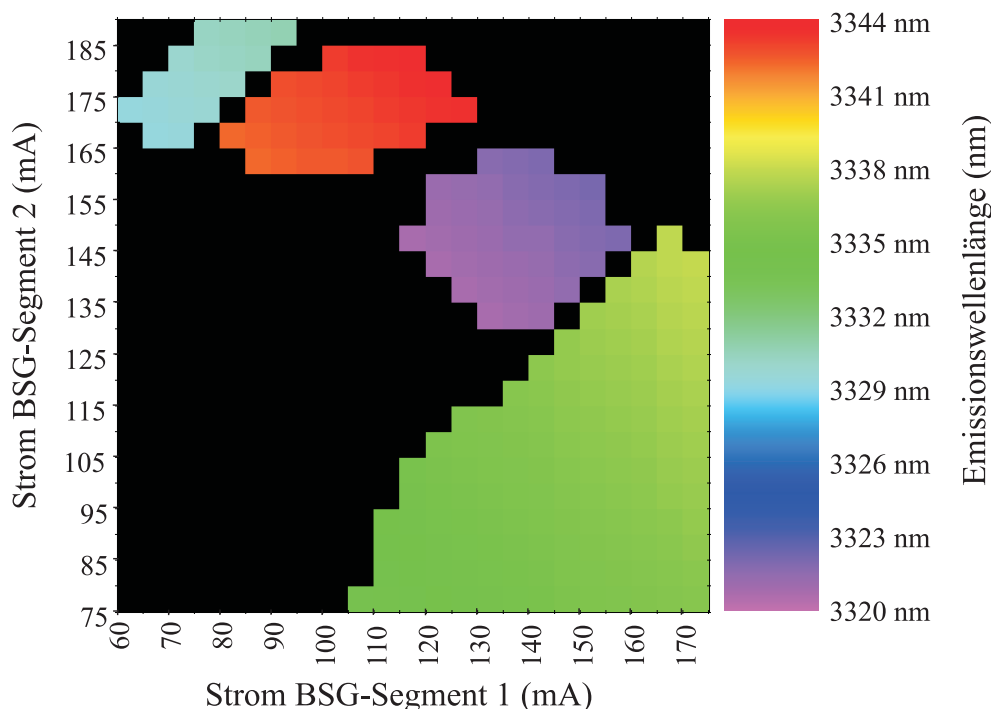


Abbildung 6.19: Wellenlängenmessungen an einem Mehrsegmentlaser mit vier spektral getrennten monomodigen Kanälen (farbcodiert) unter Stromvariation beider BSG-Segmente. Betriebszustände mit $\text{SMSR} < 25\text{dB}$ in schwarz.

Messplatz-limitiert) in den verschiedenen ansteuerbaren Kanälen. Betriebszustände des Lasers mit $\text{SNR} < 25\text{dB}$ wurden schwarz eingefärbt. Hierbei handelt es sich im Allgemeinen um mehrmodige Emission. Die durch das BSG-Gitter des Lasers vorgegebenen Wellenlängenkanäle entsprechen den oben diskutierten um 3331nm, 3345nm und 3356nm (s. Tabelle 6.4 und Tabelle 6.5). In der Messung ist zu erkennen, dass der Kanal um 3345nm ansteuerbar ist (rot). Eine leichte Absenkung in der Wellenlänge liegt hier wahrscheinlich an Abweichungen vom für die Simulation verwendeten $n_{eff} = 3,424$ durch den Betrieb bei niedrigen Temperaturen oder durch die allgemeinen Brechungsindex-Fluktuationen. Der definierte Kanal bei 3331nm scheint in zwei Kanäle aufgespalten zu sein (grün, türkis) und ein weiterer entsteht um 3322 nm (lila). Einerseits wegen einer niedrigen Betriebstemperatur, andererseits durch Wachstumsfluktuationen bedingt lag das Zentrum des Verstärkungsspektrums bei diesem Laser um 3300nm. Somit ist dem Einfluss des BSG-Gitters ein starker Einfluss des Verstärkungsspektrums überlagert. Hiermit sind Effekte, wie die größere Breite der Mode um 3335nm zu erklären, genauso wie das späte Schalten des 3345nm-Kanals (nur unter Verschieben der Verstärkung durch einen Gesamtstrom von mindestens 240mA) und wahrscheinlich auch das Nichtvorhandensein des 3355nm-Kanals der BSG-Gitter. Das in der Diskussion in Kapitel 6.2 erwähnte, durch nicht optimale Facettenlagen bedingte Schalten auf Kanäle entstehend durch Seitenmo-

den (rot in Abbildung 6.6) wird hier bestätigt. Entscheidend für eine Anwendbarkeit eines solchen Lasers in der Gassensorik ist das monomodige Durchstimmverhalten in den Kanälen. Wie an den sanften Farbübergängen in Abbildung 6.19 zu erkennen ist, treten in den Kanälen keine Modensprünge oder Instabilitäten auf. Für ausgewählte Stromkombinationen der BSG-Segmente ist in Abbildung 6.20 das Durchstimmen der vier Kanäle in dargestellten Spektren gezeigt (Farben entsprechen Abbildung 6.19). Insgesamt sind

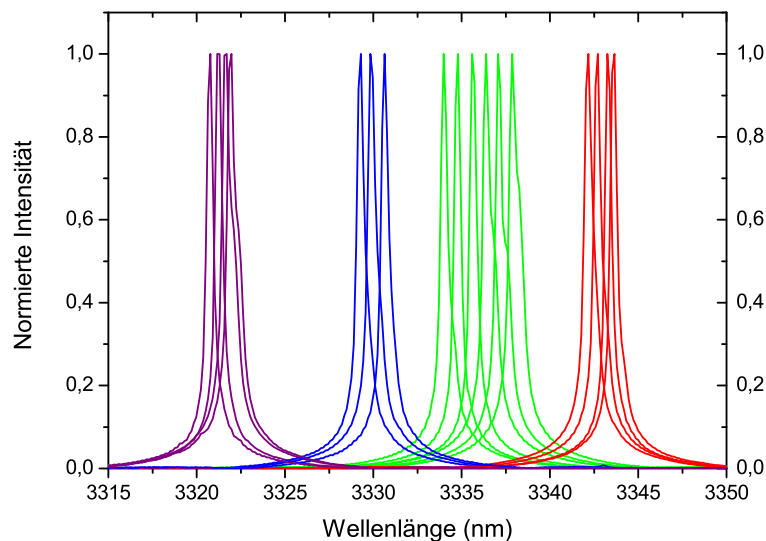


Abbildung 6.20: Spektren für verschiedene Stromkombinationen beider BSG-Segmente unter Emission in vier monomodigen Wellenlängenkanälen. Daten und Farben entsprechen den Messungen in Abbildung 6.19.

über den gesamten zweidimensionalen Strombereich vier Kanäle der Wellenlängenbereiche 3320,7 – 3322,1 nm / 3329,3 – 3330,6 nm / 3334,0 – 3337,9 nm und 3342,2 – 3343,7 nm erreichbar. Die gesamte Durchstimmbarkeit beträgt also 23 nm. Durch die monomodige Ansteuerung von mehreren, um einige Nanometer getrennten Wellenlängenbereichen entspricht ein solcher Laser einem Sensorsystem, das sonst zum Beispiel nur durch aufwendige Kombination von vier DFB-Lasern in den jeweiligen Bereichen realisiert werden könnte. Im Gegensatz dazu bietet der hier vorgestellte Laser eine unkomplizierte und kostengünstige Möglichkeit beispielsweise zur Detektion verschiedener Gasspezies.

Als Beispiel eines Lasers für Anwendung bei nur einer spezifischen Wellenlänge ist in Abbildung 6.21 die Kartografie eines Mehrsegmentlasers gezeigt, dessen Gitter auf sehr weite, zusammenhängende Abstimmbarkeit ausgelegt wurden. Die Untergitterperioden und resultierenden Emissionswellenlängen ($n_{eff} = 3,424$) für die BSG-Gitter in beiden aktiven Segmenten sind in Tabelle 6.6 und Tabelle 6.7 gegeben. Die Messung zeigt wie-

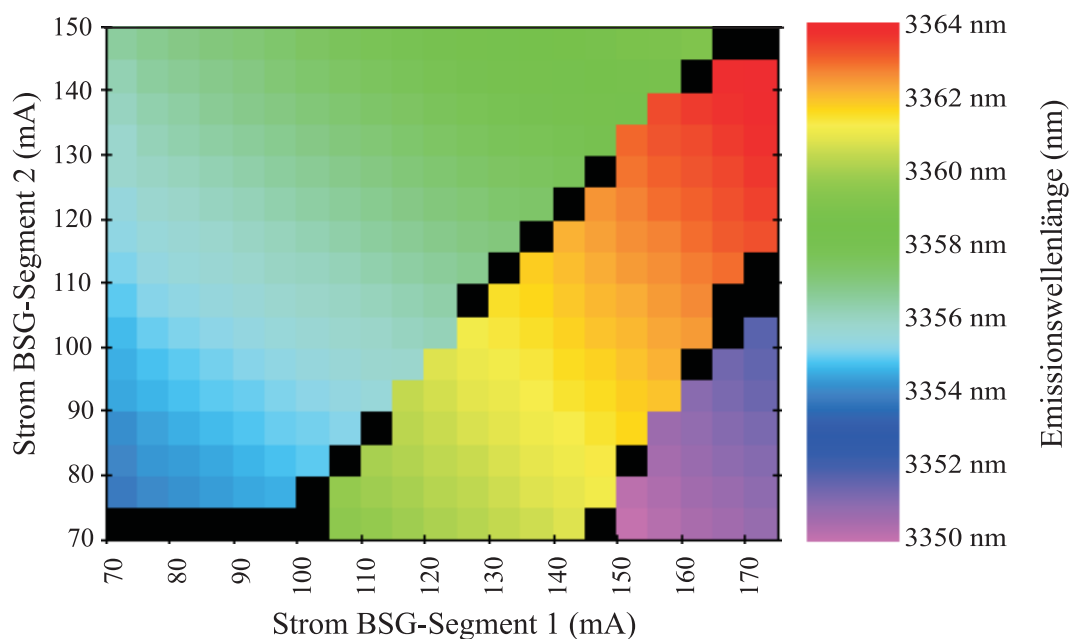


Abbildung 6.21: Wellenlängenmessungen an einem Mehrsegmentlaser mit drei eng benachbarten monomodigen Kanälen (farbcodiert) unter Stromvariation beider BSG-Segmente. Betriebszustände mit $\text{SNR} < 25\text{dB}$ in schwarz.

der farbcodiert die monomodigen Emissionswellenlängen des Lasers unter Stromvariation beider BSG-Segmente bei $+3^\circ\text{C}$. Ströme in Segment 1 variierten von $70 - 175\text{mA}$, für Segment 2 von $70 - 150\text{mA}$, je in 5mA -Schritten. Betriebszustände mit $\text{SNR} < 25\text{dB}$ sind auch hier schwarz eingefärbt. Es ist zu erkennen, dass fast über die gesamten Strombereiche monomodige Emission in den drei erwarteten Kanälen vorliegt. Das liegt auch daran, dass bei diesem Laser die Verstärkung langwelliger liegt (auch auf Grund des Betriebs bei $+3^\circ\text{C}$). Dass sich hier abseits des Bereichs $\sim 3351 - 3360\text{nm}$ der durch das Gitter vorgegebenen Bragg-Moden kein Kanal für den Überlapp auf einer Seitenmode ergibt (wie in Abbildung 6.19), lässt vermuten, dass die Phasenlagen an den Facetten bei diesem Laser nahe am Optimum liegen. Die drei ansteuerbaren Kanäle schließen in ihren monomodigen Emissionen zueinander auf und decken quasi-kontinuierlich den Bereich von $3350,3 - 3364,1\text{nm}$ ab. Innerhalb der Kanäle ist der Strom-Durchstimmkoeffizient

	Untergitterperiode (nm)	Bragg-Wellenlänge (nm)
Untergitter 1	490,670	3360,105
Untergitter 2	490,132	3356,421
Untergitter 3	489,595	3352,745

Tabelle 6.6: Daten des BSG-Gitters in Segment 1 für den Laser aus Abbildung 6.21.

	Untergitterperiode (nm)	Bragg-Wellenlänge (nm)
Untergitter 1	490,466	3358,711864
Untergitter 2	489,947	3355,157672
Untergitter 3	489,429	3351,610994

Tabelle 6.7: Daten des BSG-Gitters in Segment 2 für den Laser aus Abbildung 6.21.

mit etwa $\frac{\Delta\lambda}{\Delta I} = 0,032 \frac{\text{nm}}{\text{mA}}$ dem der entwickelten DFB-Laser auf dem Material vergleichbar (s. Abbildung 5.39), durch deren vergleichbare Länge, Herstellungsart und Wärmeabfuhr. Im hier entwickelten Mehrsegment-Laser ist jedoch durch die Verwendung verschiedener Kanäle das gesamte Wellenlängen-Durchstimmen auf 13,8nm erweitert. Bei der Verwendung eines DFB-Lasers wären zum Erreichen dieser Durchstimmbarkeit also zum Vergleich Stromvariationen von etwa 430mA notwendig - ein Wert, der durch thermische Limitierung nicht erreicht werden kann. Im Mehrsegment-Laser ist der Bereich durch eine relativ kleine Gesamtstromvariation beider Segmente von 185mA (140 – 325mA) durchstimmbar, ermöglicht durch verschiedene Stromverschiebungen der Segmente zueinander.

Wie einleitend erwähnt, sollten zum Abschluss der Arbeit Mehrsegmentlaser für den Nachweis von Ethan, Methan und höherer Kohlenwasserstoffe bei Emissionen um 3333nm und 3357nm entwickelt und charakterisiert werden. Hierfür wurden Bauteile mit BSG-Gittern untersucht, welche den schon in Kapitel 6.2 diskutierten entsprachen (s. Tabelle 6.4 und Tabelle 6.5). Mittels gepulster Messungen wurden Laser ausgewählt, die bei einem genügend langwellig liegenden Verstärkungsspektrum die Kanäle um 3331nm und 3356nm schalten konnten und optimalerweise den mittleren Kanal um 3345nm unterdrückten. Entsprechende Laser wurden montiert und im cw-Modus charakterisiert. Abbildung 6.22 zeigt stellvertretend ein solche Messung für Stromvariationen 92 – 168mA und 62 – 152mA der BSG-Segmente in hochauflösenden 2mA-Abständen an einem bei -5°C betriebenen Laser. Betriebszustände mit $\text{SNR} < 25\text{dB}$ wurden wieder durch Schwarzfärbung ausgeblendet. Ohne jegliche Modensprünge oder Zusammenbrechen der SNR unter 25dB ist in zwei Kanälen das Durchstimmen von Wellenlängen um 3333nm und 3357nm möglich. Für eine Auswahl von Stromkombinationen ist in Abbildung 6.23 das Abdecken der Wellenlängenbereiche 3330,6 – 3337,5nm und 3355,6 – 3358,9nm in den Kanälen mit einer Darstellung gemessener Spektren dokumentiert. Die weite Abstimmbarkeit liegt hier also bei mehr als 28nm. Der Grund für die Dominanz des kurzwelligeren Kanals liegt auch hier an der Lage des Verstärkungsspektrums (vgl. hochauflösende Spektren in Abbildung 6.24). Ein Betrieb bei höherer Temperatur verschiebt die Verstärkung zwar zum Vorteil des langwelligeren Kanals, allerdings nimmt dessen Durchstimmbarkeit mittels Stromvariation wegen temperaturbedingt nachlassender Leistungsfähigkeit des Lasers simultan ab. Die Durchstimmbreite des Kanals verändert sich nicht wesentlich. Zur Abschätzung des Laserpoten-

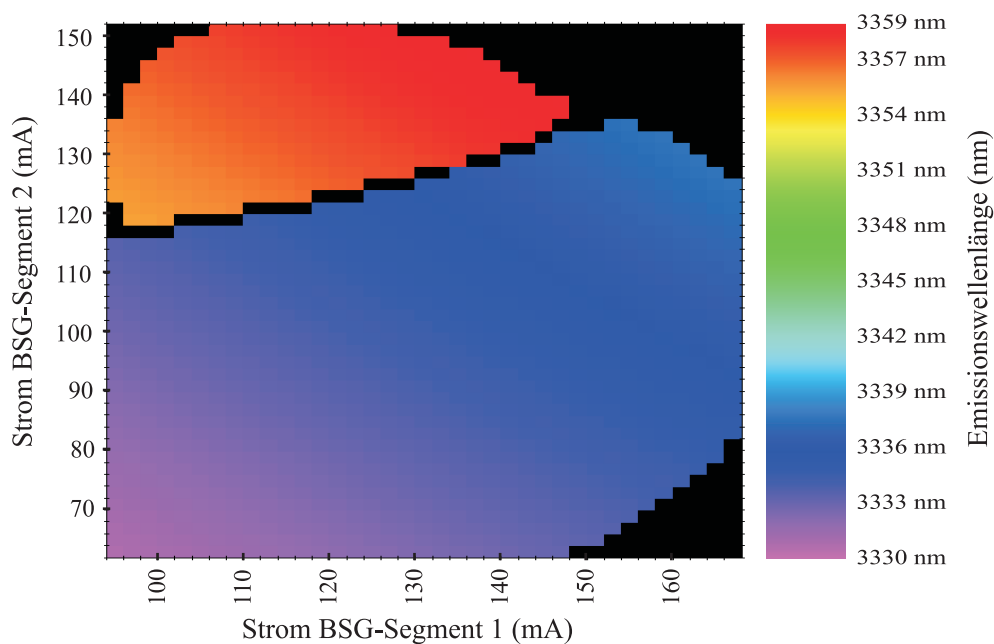


Abbildung 6.22: Wellenlängenmessungen an einem Mehrsegmentlaser für Emission in zwei Kanälen (farbcodiert) unter Stromvariation beider BSG-Segmente. Betriebszustände mit $\text{SNR} < 25\text{dB}$ in schwarz.

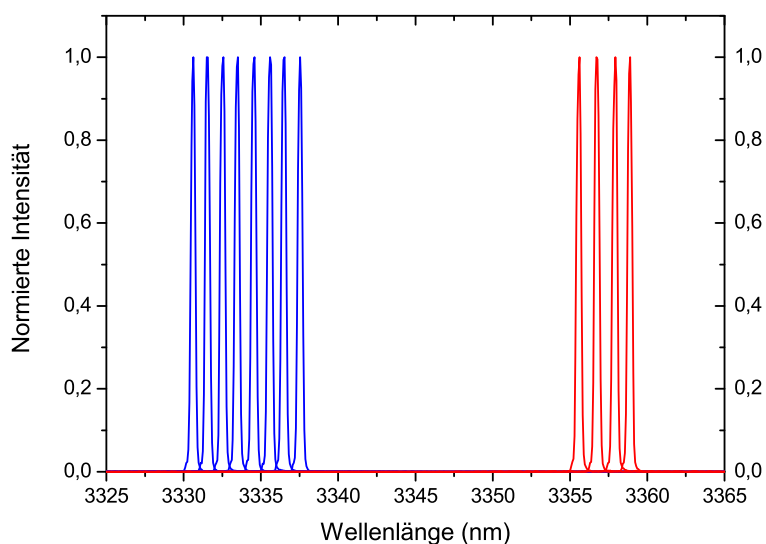


Abbildung 6.23: Spektren für verschiedene Stromkombinationen beider BSG-Segmente unter Emission in zwei monomodigen Wellenlängenkanälen. Daten und Farben entsprechen den Messungen in Abbildung 6.22.

tials in einer Sensorik-Anwendung im Vergleich zu den entwickelten DFB-Lasern wurden Spektren mit hohem Dynamikbereich in den beiden Kanälen gemessen. Eine Messung im kurzwelligeren Kanal bei 3334,6nm (Ströme 110mA / 100mA, links in Abbildung 6.24) demonstriert ausgezeichnete monomodige Qualität des Lasers mit SMSR 45dB, vergleichbar der in DFB-Lasern (s. Abbildung 5.39 links). Die der Form des Verstärkungsspektrums folgende Fabry-Pérot-Emission mit einem Maximum bei etwa 3300nm ist hier sehr gut zu erkennen. Weit abseits von diesem Maximum ist um 3355nm eine leichte Erhebung zu sehen, welche das mögliche Ansteuern des langwelligeren Kanals schon andeutet. Rechts in Abbildung 6.24 ist ein Spektrum bei Betrieb in diesem langwelligeren Kanal (3357,4nm bei 110mA / 140mA) gezeigt. Erwartungsgemäß ist hier die Seitenmodenunterdrückung mit 36dB auch wegen der starken Verstimmung des Kanals zum Verstärkungsmaximum geringer. Die in Kapitel 6.2 gemachte Abschätzung für die Seitenmodenunterdrückung der hier entwickelten Laser stellt also eher eine untere Grenze dar. Ein Wert von 36dB liegt immer noch in einem guten Bereich für Anwendung in der Gassensorik. Der Laser kann also ohne Probleme in einer Anwendung eine Kombination aus zwei DFB-Lasern um 3333nm und 3357nm ersetzen.

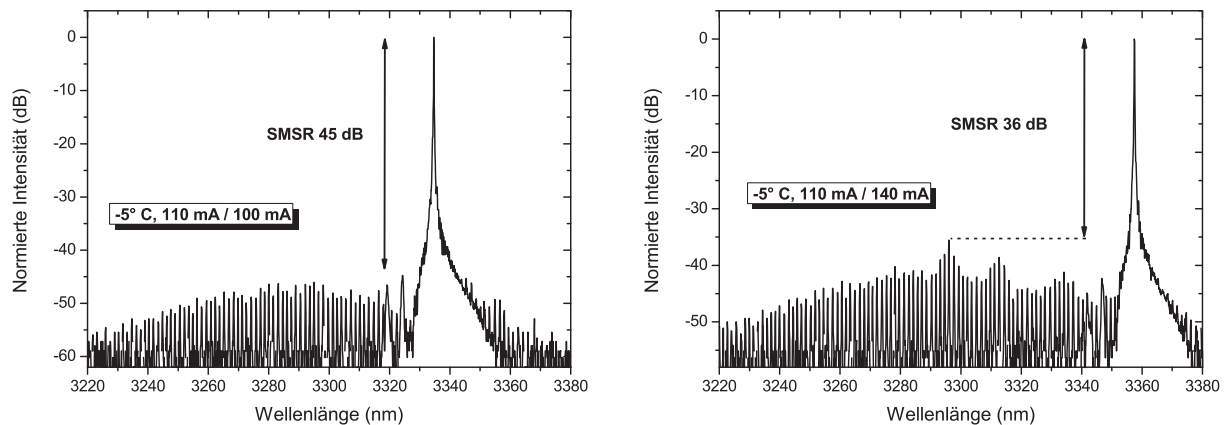


Abbildung 6.24: Messungen mit hohem Dynamikbereich im 3333nm-Kanal (links) und 3357nm-Kanal (rechts) des Zweikanal-Lasers aus Abbildung 6.22.

Diese Art von Zweikanal-Laser wurde u.a. für die Anwendung in einem Sensor zur Detektion von Gas-Lecks, beispielsweise in einer Pipeline entwickelt. So kann beispielsweise bei einem Nachweis von Methan mit dem selben Sensor der Ursprung des Gases durch den (Nicht-) Nachweis von Ethan und höherer Kohlenwasserstoffe bestimmt werden. Sind diese nicht vorhanden, ist die Quelle des Methans wahrscheinlich eine natürliche, wie etwa Zersetzung organischen Materials einer Mülldeponie. Werden sie nachgewiesen, so handelt es sich um Erdgas (enthält Anteile Ethan, Propan, Butan, Pentan...) aus einem Pipeline-Leck. Des Weiteren ist eine exakte Bestimmung der Konzentrationen der erwähnten Kohlenwasserstoffe in einem Gasgemisch beispielsweise bei einer Anwendung in der

Arbeitssicherheit interessant. Hier kann mit einem Sensor die Gefahr für Explosionen auf Grund der Gase eingeschätzt werden, indem bestimmt wird, ob sich deren Konzentrationen zwischen den oberen und unteren Explosionsgrenzen befinden. Abbildung 6.25 zeigt die Absorptionen von Ethan, Methan und einiger höherer Kohlenwasserstoffe im Wellenlängenbereich von 3330 – 3360nm. Blau und rot markiert sind die Bereiche, welche von dem vorgestellten Zweikanal-Laser abgedeckt werden. Die höheren Kohlenwasserstoffe haben im langwelligen Kanal recht uniforme Absorptionscharakteristika, weshalb die Methan- / Ethan-Detektion hier effektiv nur gedämpft wird. Durch vergleichende Messungen im zweiten Kanal wird mit dem Laser eine differenzierte Messung von Ethan, Methan und der höheren Kohlenwasserstoffe möglich. Innerhalb von *SensHy* wurde mit dem hier entwickelten Bauteil erstmals ein weit abstimmbarer monolithischer Halbleiterlaser für Gassensorik an fundamentalen Kohlenwasserstoff-Absorptionen um 3,3 – 3,4 μm Wellenlänge angewendet. Die diskutierte Detektion in beiden Kanälen wurde durchgeführt. Abbildung 6.26 zeigt das Abtasten der Absorptionen einer typischen Erdgasmischung mit Ethan, Methan, Kohlendioxid und höherer Kohlenwasserstoffe in den Kanälen um 3333nm und 3357nm. Für eine konstante Verschiebung der Segmenströme 1 und 2 zueinander von

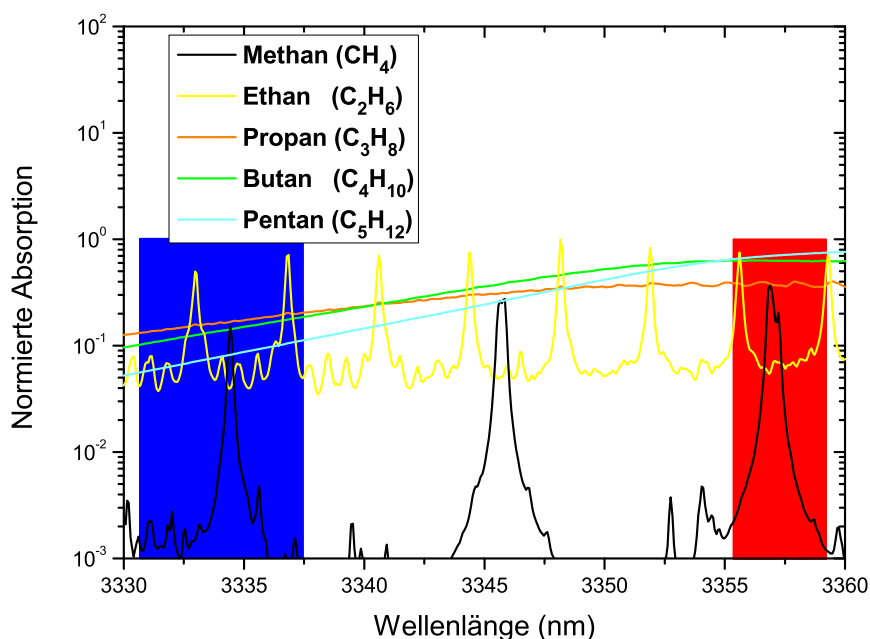


Abbildung 6.25: Absorptionsspektren verschiedener Kohlenwasserstoffe im Wellenlängenbereich von 3330 – 3360nm [PNN]. Entsprechend Abbildung 6.22 farblich markiert sind die mit dem entwickelten weit abstimmbaren Zweikanal-Laser erreichbaren Wellenlängenbereiche.

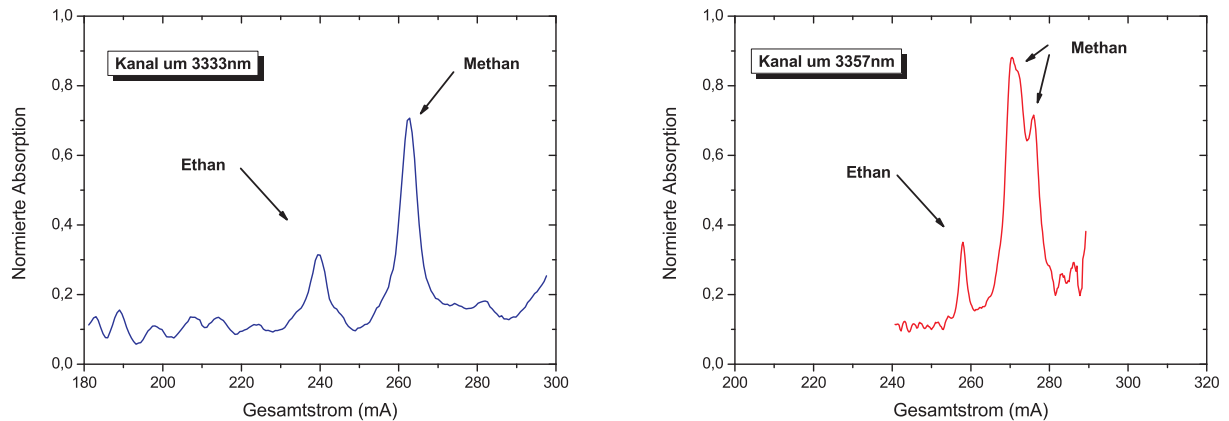


Abbildung 6.26: Absorptionsmessungen des Laserlichts beider Kanäle (links: um 3333nm, rechts: um 3357nm) des Zweikanal-Lasers in einem Erdgasgemisch mit 12cm langem Absorptionspfad. Messungen von *Gas Measurement Instruments Ltd.*

50mA und eine resultierende Emission im kurzwelligeren Kanal wurde für das Durchstimmen des Gesamtstroms von 180 – 300mA die Absorption der Gase in einer 12cm langen Absorptionszelle gemessen (links). Für eine konstante Verschiebung der Segmentströme von -20mA und ein Gesamtstrom-Durchstimmen von 240 – 290mA ist das Absorptionssignal im langwelligeren Kanal aufgezeigt (rechts). Für vergleichbare Formen und Breiten der detektierten Absorptionslinien wurden sie für gleiche Strombereiche dargestellt. An den Messungen ist gut zu erkennen, dass die detektierten Signale die in [PNN] verzeichneten Absorptionsformen der spektralen Charakteristika, dargestellt in Abbildung 6.25, sehr gut wiedergeben. Beispielsweise ist die Breite der Ethanlinie um 3333nm etwas größer als die der Linie um 3357nm. Außerdem ist der Doppel-Peak der Methanlinie um 3357nm sehr gut zu erkennen. Auf der Grundlage dieser ersten Messungen in den beiden Kanälen ist die diskutierte Anwendung eines einzelnen Mehrsegment-Lasers zur Detektion von Gas-Lecks einer Pipeline als gut durchführbar zu bewerten.

Die diskutierten weit abstimmbaren Laser sind die bislang einzigen veröffentlichten [NZB⁺11] Zweisegment-BSG-Laser, die in durch simultane Stromveränderung durchstimmbaren Wellenlängenkanälen ein Abstimmverhalten mit konstant hoher Seitenmodenunterdrückung und ohne Modensprünge zeigen. Des Weiteren stellen sie die bisher langwelligsten, monolithisch hergestellten, weit abstimmbaren Laser dar. Das angewendete BSG-Konzept ist spektral prinzipiell nur durch die Breite des Verstärkungsspektrums des verwendeten Epitaxiematerials limitiert. Je nach anwendungsspezifischer Notwendigkeit sollten somit Durchstimmbereiche um $\sim 100\text{nm}$ möglich sein. Die hier entwickelten Laser stellen eine monolithische Lösung für die Problematik der Verwendung mechanischer Teile bei Gassensorik in industrieller Umgebung (s.o.), zum Beispiel bei Kohlenwasserstoff-Sensoranwendungen, dar.

Zusammenfassung

Ein Ziel der Arbeit war die Entwicklung von spektral monomodigen DFB-Lasern im Wellenlängenbereich von $3,0 - 3,4\mu\text{m}$. Diese sollten auf spezielle Anwendungen in der Absorptionsspektroskopie an Kohlenwasserstoffen gezielt angepasst werden. Zum Erreichen dieses Ziels wurden zwei auf GaSb-Material basierende Lasertypen untersucht - Interbandkaskadenlaser und Diodenlaser mit quinären AlGaInAsSb-Barrieren- und Wellenleiter-Schichten.

Für das Interbandkaskadenlaser-Material wurde, unterstützt durch Tests an Epitaxiematerial mit Emission um $2,0\mu\text{m}$ und Simulationen der Gitterkopplung, ein DFB-Prozess basierend auf vertikalen Seitengittern entwickelt. Dieser Ansatz ermöglichte monomodigen Laserbetrieb bei Realisierung der Laser mit Kopplungsgitter in nur einem Ätzschritt und ohne epitaktischen Überwachstumsschritt. Im Zuge dieser Entwicklung wurden mögliche, die Betriebseigenschaften der Bauteile beeinträchtigende Strukturveränderungen des Materials durch den Ätzvorgang diskutiert und im Herstellungsprozess minimiert. Zur Verwirklichung von RWG-Lasern wurde daraufhin ein Prozesslauf mit schonendem Ätzprozess und optimierter Wärmeabfuhr entwickelt. Unter Variation kritischer Prozessparameter, wie der Art des Ätzverfahrens und Facettenreflektivitäten, ließen systematische Tests an RWG-Strukturen bezüglich maximaler Betriebstemperaturen in Dauerstrichbetrieb eine Einschätzung des Potentials der Laser für Anwendung in der Gassensorik zu. Maximal mögliche Betriebstemperaturen von $\sim 0^\circ\text{C}$ für die mit dem angewendeten Herstellungsverfahren auf dem verfügbaren epitaktischen Material entwickelten Laser wurden so bestimmt. Eine Diskussion der thermischen Eigenschaften der Laser deckte Gründe für die Limitierung der Betriebstemperatur auf. Möglichkeiten zur Optimierung der Leistungsfähigkeit und Steigerung der Betriebstemperatur beim Interbandkaskadenlaser-Ansatz wurden hierauf basierend vorgestellt. Als kritischster Parameter wurde hier die epitaxiebestimmte Temperaturstabilität der Laserschwelle ausgemacht.

Weitere Entwicklungen umfassten die Herstellung von DFB-Lasern mit dem erwähnten Diodenlasermaterial mit quinären Barrieren. Es kam eine Prozessierung der Bauteile ohne Überwachstum unter Verwendung von lateralen Metallgittern zur Modenselektion zum Einsatz. Zunächst wurden DFB-Laser um $2,8\mu\text{m}$ und RWG-Laser um $2,95\mu\text{m}$ bezüglich ihrer Schwellenstromdichte, internen Quanteneffizienz und internen Verluste untersucht.

Ein Vergleich mit veröffentlichten Werten entsprechender Laser (mit quaternären Barrieren) bis $2,8\mu\text{m}$ lieferte um 35% gesenkte interne Verluste, sowie Schwellensenkungen um 54% und Steigerungen der internen Effizienz um 51%. Auf dieser Grundlage konnte das Potential für die Entwicklung von DFB-Lasern bis $3,4\mu\text{m}$ auf Material mit quinären Barrieren als sehr gut eingestuft werden.

Die Bestimmung optischer Parameter zur Entwicklung von Lasern mit guter DFB-Ausbeute wurde für das Epitaxiematerial mit quinären Barrieren $>3,0\mu\text{m}$ von Wellenleiter-Simulationen unterstützt. In Hinsicht auf zu erwartende stark erhöhte interne Verluste mit steigender Emissionswellenlänge für Laserstrukturen dieses Typs wurde die Definition der Gitterstrukturen auf niedrige Absorptionsverluste optimiert. So hergestellte Laser zeigten exzellente Eigenschaften mit maximalen Betriebstemperaturen im Dauerstrichbetrieb von $>50^\circ\text{C}$ und spektral monomodiger Emission um $2,95\mu\text{m}$ mit Seitenmodenunterdrückungen bis 50dB. Diesem Konzept entsprechend wurden DFB-Laser speziell für die Acetylen-Detektion bei Wellenlängen von $3,03\mu\text{m}$ und $3,06\mu\text{m}$ entwickelt. Sie fanden erfolgreiche Anwendung innerhalb des europäischen Forschungsprojekts *SensHy*, u.a. zur Detektion von Acetylen-Unreinheiten in einem für die Ethylen-Herstellung typischen Gasgemisch. Die für $\sim 3,0\mu\text{m}$ entwickelte und erfolgreich angewendete DFB-Prozessierung wurde daraufhin auf den Wellenlängenbereich bis $3,4\mu\text{m}$ angepasst. Hierfür sollten weitere, wellenlängenspezifische Verluste vermieden werden. Ein Prozesslauf mit verbesserter Wärmeabfuhr, ohne die Verwendung eines Polymers, wurde entwickelt. Mit diesem Ansatz konnten DFB-Laser hergestellt werden, die fast den gesamten Wellenlängenbereich von $3,3 - 3,4\mu\text{m}$ abdeckten. Maximale Betriebstemperaturen dieser Laser lagen bei $>20^\circ\text{C}$ in Dauerstrichbetrieb bei ausgezeichneten spektralen Eigenschaften (Seitenmodenunterdrückung 45dB). Spezielle Bauteile im Bereich $3,34 - 3,38\mu\text{m}$, u.a. für die Detektion von Methan, Ethan und Propan, wurden entwickelt. Teilweise wurden diese schon erfolgreich in ihrer angedachten Anwendung eingesetzt und ermöglichten Nachweisgenauigkeiten bis zu Gaskonzentrationen von unter einem Molekül pro Milliarde.

Die in dieser Arbeit auf Diodenlasermaterial mit quinären Barrieren entwickelten DFB-Laser definieren für den gesamten Wellenlängenbereich von $2,8 - 3,4\mu\text{m}$ den aktuellen Stand der Technik für monomodige Laseremission durch direkte strahlende Übergänge. Sie stellen außerdem für den Wellenlängenbereich von $3,02 - 3,41\mu\text{m}$ die einzigen veröffentlichten DFB-Laser in cw-Betrieb bei Raumtemperatur dar. Eine maximale monomodige Emissionswellenlänge für Diodenlaser von $3412,1\text{nm}$ wurde erreicht.

Ein weiteres Ziel der Arbeit war die Entwicklung weit abstimmbarer Laser von $3,3 - 3,4\mu\text{m}$ zur Ermöglichung erweiterter Anwendungen in der Kohlenwasserstoff-Gassensorik. Hierfür wurde ein Konzept zweisegmentiger Laser mit binären, überlagerten Gittern verwendet. Für diese sogenannten BSG-Laser konnte durch Simulationen unterstützt der Einfluss des kritischen Parameters der Phase der Bragg-Moden an den Facetten untersucht werden. Ein

dementsprechend phasenoptimiertes Design der Gitterstrukturen wurde in den Segmenten der Laser angewendet. Simulationen des Durchstimmverhaltens der Laser wurden diskutiert und Einschätzungen über das reale Verhalten in hergestellten Bauteilen gegeben. Die Entwicklung auf Diodenlasermaterial mit quinären Barrieren erforderte Anpassungen zum verwendeten DFB-Prozess, hauptsächlich bezüglich der Definition einer elektrischen Trennung der zwei Lasersegmente zur separaten Ansteuerung. Ein zusätzlicher Maskierungsschritt mit Abhebeverfahren, sowie der Einsatz von reaktivem Ionenstrahlätzen zur Durchtrennung leitender Schichten wurden eingeführt. Die entwickelten Laser wiesen Emission in bis zu vier ansteuerbaren, monomodigen Wellenlängenkanälen auf. Sie zeigten in den Simulationen entsprechendes, sehr gutes Durchstimmverhalten in den Kanälen, ohne Modensprünge und mit konstant hohen Seitenmodenunterdrückungen $>25\text{dB}$. Durch sie wird Sensorik an weit entfernten ($\sim 30\text{nm}$) Absorptionslinien, beispielsweise mehrerer Gase möglich. Auch Messungen an spektral breiten und zusammenhängenden Charakteristika ($\sim 14\text{nm}$), zum Beispiel großer Moleküle können durchgeführt werden. Sie erlauben also Anwendungen, für die sonst teurere und komplexere Systeme (etwa bestehend aus mehreren DFB-Lasern) nötig wären. Die Entwicklung eines bestimmten Lasers in dieser Arbeit war speziell auf die industrielle Anwendung in einem Sensorsystem mit monomodigen Emissionen um 3333nm und 3357nm ausgelegt. Für diese Wellenlängenkanäle wurden spektrale Messungen mit hohem Dynamikbereich gemacht. Mit Seitenmodenunterdrückungen bis 45dB war eine hervorragende Anwendbarkeit in einem Sensorsystem gewährleistet. Der Aufbau mit nur zwei Lasersegmenten garantiert eine einfache Ansteuerung ohne komplexe Elektronik. Die Anwendung des Lasers zum Nachweis von Methan, Ethan und höherer Kohlenwasserstoffe in beiden Kanälen wurde demonstriert. Die in dieser Arbeit entwickelten weit abstimmbaren Laser stellen die bisher langwelligsten, monolithisch hergestellten, weit abstimmbaren Laser dar. Sie sind außerdem die bislang einzigen zweisegmentigen BSG-Laser, die in durch simultane Stromveränderung durchstimmbaren Wellenlängenkanälen ein Abstimmverhalten mit konstant hoher Seitenmodenunterdrückung und ohne Modensprünge zeigen.

Summary

A major goal of this work was the development of spectrally monomode DFB lasers in the wavelength range around $3.0 - 3.4\mu m$. It was intended to specifically adapt them to certain applications in absorption spectroscopy of hydrocarbons. To attain this goal, two types of laser concepts based on GaSb material were investigated - Interband Cascade Lasers and Diode Lasers with quinary AlGaInAsSb barrier and waveguide layers.

Supported by tests on epitaxial material with emission around $2.0\mu m$ and simulations of grating coupling, a DFB process run based on vertical sidewall gratings was developed on the Interband Cascade Laser material. This approach enabled monomode laser operation by processing of the lasers along with their feedback gratings in a single etch step and without an epitaxial overgrowth step. In the course of this development, a possible performance-compromising alteration of the material due to physical etching was discussed and minimized in the processing route. For the fabrication of RWG lasers, a process run with a gentle etching process and optimized heat removal was developed thereupon. The variation of critical processing parameters, like the applied etching process and facet reflectivities, and according methodical testing of RWG structures, with respect to maximum operating temperatures in continuous wave operation, allowed for an evaluation of the potential use of the devices in gas spectroscopy. Possible maximum operating temperatures of $\sim 0^\circ C$ for the lasers developed by the applied processing route on the available epitaxial material were determined. A discussion of thermal properties for the lasers revealed reasons for the limitation of operating temperatures. Based on this, options for the optimization of performance and increase of operating temperatures with the Interband Cascade Laser approach were presented. The epitaxially determined temperature stability of the laser threshold was made out as the most critical parameter.

Further developments comprised the fabrication of DFB lasers with the prementioned Diode Laser material with quinary barriers. A processing concept without overgrowth employing lateral metal gratings for mode selection was applied. DFB lasers around $2.8\mu m$ and RWG lasers around $2.95\mu m$ were initially investigated with respect to their threshold current densities, internal quantum efficiencies and internal losses. A comparison to published data of corresponding lasers (with quaternary barriers) up to $2.8\mu m$ yielded internal losses lowered by 35%, as well as a threshold lowering by 54% and an increase in

internal efficiency of 51%. Based on these results, the potential for development of DFB lasers up to $3.4\mu\text{m}$ on material with quinary barriers was assessed to be very good.

The determination of optical parameters for the development of lasers with a good DFB yield was supported by waveguide simulations of the epitaxial material with quinary barriers $>3.0\mu\text{m}$. In relation to a strong elevation of internal losses expected for an increase of emission wavelength in lasers of this type, the definition of grating structures was optimized for low absorption losses. Correspondingly fabricated lasers showed outstanding characteristics, operating up to temperatures of $>50^\circ\text{C}$ in continuous mode with spectrally monomode emission of up to 50dB at $\sim 2.95\mu\text{m}$. Following this concept, DFB lasers were specifically developed for acetylene detection at wavelengths of $3.03\mu\text{m}$ and $3.06\mu\text{m}$. They have been successfully applied within the european research project *SensHy*, among others in the detection of acetylene impurities in a gas mixture typical of an ethylene manufacturing process. The DFB processing route developed and successfully implemented for $\sim 3.0\mu\text{m}$ was subsequently further optimized for the wavelength range up to $3.4\mu\text{m}$. Therefore further wavelength-specific losses were attempted to be excluded. A process run with improved heat removal and without application of a polymer was established. With this approach, DFB lasers that covered almost the entire wavelength range from $3.3 - 3.4\mu\text{m}$, could be successfully developed. Maximum operating temperatures of these lasers amounted to $>20^\circ\text{C}$ in continuous mode, their spectral characteristics were excellent (side-mode suppression ratio 45dB). Specific devices in the range $3.34 - 3.38\mu\text{m}$ were developed, for example, for detection of methane, ethane and propane. They have in part already been employed in their designated applications, enabling detection accuracies down to gas concentrations below one molecule within a billion.

The DFB lasers based on Diode Laser material with quinary barriers developed in this work define the current state of the art for monomode laser emission by direct radiative transitions for the entire wavelength range from $2.8 - 3.4\mu\text{m}$. They also represent the only published DFB lasers operating in cw operation at room temperature in the wavelength range from $3.02 - 3.41\mu\text{m}$. A maximum monomode emission wavelength for Diode Lasers of 3412.1nm has been reached.

A further goal of this work was the development of widely tunable lasers from $3.3 - 3.4\mu\text{m}$, to enable extended applications in hydrocarbon gas spectroscopy. Therefore a concept of two-segment lasers with Binary Superimposed Gratings (BSG) was applied. Supported by simulations, the influence of the critical parameter of the phase of the Bragg modes at the positions of the facets could be investigated for these BSG lasers. An according phase-optimized design of the grating structures was employed in the laser segments. Simulations of the lasers' tuning behaviour were discussed and estimations on the real behaviour of fabricated devices were given. The fabrication process on Diode Laser material with quinary barriers demanded alterations to the developed DFB process, mainly accor-

ding to the definition of an electrical separation of the two laser segments for individual current control. An additional processing step involving masking and lift-off, as well as the application of reactive ion beam etching for the separation of conducting layers were introduced. The developed lasers exhibited emission in up to four addressable monomode wavelength channels. According to the simulations, they showed very good tuning behaviour within the channels, without mode-hops and with constantly high side-mode suppression ratios of $>25\text{dB}$. The lasers make sensing of widely spaced ($\sim 30\text{nm}$) absorption lines of several gases possible. Measurements on spectrally wide ($\sim 14\text{nm}$) and continuous absorbing features, for example emerging from large molecules, are also enabled. Thus they enable applications, for which otherwise more costly and more complex systems (for example being constituted of several DFB lasers) would be necessary. The development of a specific laser in this work was designed for industrial application in a sensor system with monomode emission around 3333nm and 3357nm . Spectral characterization of these channels was performed with a high dynamic range. Side-mode suppression ratios of up to 45dB guaranteed an outstanding applicability in a sensor system. The design with only two laser segments makes an easy control without the use of complex electronics possible. The application of the laser for detection of methane, ethane and higher hydrocarbons in both channels has been demonstrated.

The widely tunable lasers developed in this work represent the monolithic widely tunable lasers with the highest emission wavelength so far. They are also so far the only two-segment BSG lasers with verified high monomode quality and mode-hop free tuning behaviour in channels tuned by co-directional current shifting in the segments.

Literaturverzeichnis

- [AD99] ANDREEV, A.D. ; DONETSKY, D.V.: Analysis of temperature dependence of the threshold current in 2.3–2.6 μm InGaAsSb/AlGaAsSb quantum-well lasers. In: *Applied Physics Letters* 74 (1999), S. 2743
- [Ada86] ADAMS, AR: Band-structure engineering for low-threshold high-efficiency semiconductor lasers. In: *Electronics Letters* 22 (1986), Nr. 5, S. 249–250
- [AET⁺98] 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: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 34 (1998), Nr. 4, S. 729–741
- [AFX98] AVRUTSKY, I.A. ; FAY, M. ; XU, JM: Multiwavelength diffraction and apodization using binary superimposed gratings. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 10 (1998), Nr. 6, S. 839–841
- [AGW⁺99] ALMUNEAU, G. ; GENTY, F. ; WILK, A. ; GRECH, P. ; JOULLIÉ, A. ; CHUSSEAU, L.: GaInSb/AlGaAsSb strained quantum well semiconductor lasers for 1.55 μm operation. In: *Semiconductor science and technology* 14 (1999), S. 89
- [AMS86] ASADA, M. ; MIYAMOTO, Y. ; SUEMATSU, Y.: Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 22 (1986), Nr. 9, S. 1915–1921
- [And62] ANDERSON, RL: Experiments on Ge-GaAs heterojunctions. In: *Solid-State Electronics* 5 (1962), Nr. 5, S. 341–344. – ISSN 0038–1101
- [AY86] ARAKAWA, Y. ; YARIV, A.: Quantum well lasers—Gain, spectra, dynamics. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 22 (1986), Nr. 9, S. 1887–1899
- [BBF11] BISMUTO, A. ; BECK, M. ; FAIST, J.: High power Sb-free quantum cascade laser emitting at 3.3 μm above 350 K. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), S. 191104

- [BBG⁺10] BANDYOPADHYAY, N. ; BAI, Y. ; GOKDEN, B. ; MYZAFERI, A. ; TSAO, S. ; SLIVKEN, S. ; RAZEGHI, M.: Watt level performance of quantum cascade lasers in room temperature continuous wave operation at $\lambda \sim 3.76 \mu\text{m}$. In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), S. 131117
- [BCB] <http://www.dow.com/cyclotene/solution/infrared.htm>
- [BDK⁺10] BAUER, A. ; DALLNER, M. ; KAMP, M. ; HÖFLING, S. ; WORSCHER, L. ; FORCHEL, A.W.B.: Shortened injector interband cascade lasers for 3.3-to 3.6- μm emission (Journal Paper). In: *Optical Engineering* 49 (2010), Nr. 11, S. 111117
- [BHNG94] BAER, DS ; HANSON, RK ; NEWFIELD, ME ; GOPAUL, N.: Multiplexed diode-laser sensor system for simultaneous H₂O, O₂, and temperature measurements. In: *Optics letters* 19 (1994), Nr. 22, S. 1900–1902
- [BLC⁺08] BEWLEY, WW ; LINDLE, JR ; CANEDY, CL ; KIM, M. ; KIM, CS ; LARRABEE, DC ; VURGAFTMAN, I. ; MEYER, JR: Gain, loss, and internal efficiency in interband cascade lasers emitting at $\lambda = 3.6\text{--}4.1 \mu\text{m}$. In: *Journal of Applied Physics* 103 (2008), S. 013114
- [BLK⁺08] BEWLEY, WW ; LINDLE, JR ; KIM, CS ; KIM, M. ; CANEDY, CL ; VURGAFTMAN, I. ; MEYER, JR: Lifetimes and Auger coefficients in type-II W interband cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), S. 041118
- [BMF01] BLEUEL, T. ; MULLER, M. ; FORCHEL, A.: 2- μm GaInSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 13 (2001), Nr. 6, S. 553–555
- [BNF⁺10] BELAHSENE, S. ; NÄHLE, L. ; FISCHER, M. ; KOETH, J. ; BOISSIER, G. ; GRECH, P. ; NARCY, G. ; VICET, A. ; ROUILLARD, Y.: Laser Diodes for Gas Sensing Emitting at 3.06 μm at Room Temperature. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 22 (2010), Nr. 15, S. 1084–1086. – ISSN 1041–1135
- [CBL⁺06] CANEDY, CL ; BEWLEY, WW ; LINDLE, JR ; KIM, CS ; KIM, M. ; VURGAFTMAN, I. ; MEYER, JR: High-power and high-efficiency midwave-infrared interband cascade lasers. In: *Applied physics letters* 88 (2006), Nr. 16, S. 161103–161103
- [CBL⁺08] CANEDY, CL ; BEWLEY, WW ; LINDLE, JR ; NOLDE, JA ; LARRABEE, DC ; KIM, CS ; KIM, M. ; VURGAFTMAN, I. ; MEYER, JR: Interband

- Cascade Lasers with Wavelengths Spanning 2.9 μm to 5.2 μm . In: *Journal of Electronic Materials* 37 (2008), Nr. 12, S. 1780–1785
- [CC89] COHEN, M.L. ; CHELIKOWSKY, J.R.: *Electronic structure and optical properties of semiconductors*. Springer Verlag, 1989. – ISBN 3540513914
- [CCC95] COLDREN, L.A. ; CORZINE, S.W. ; COLDREN, LA: *Diode lasers and photonic integrated circuits*. Wiley New York, 1995
- [CFA⁺04] COLDREN, L.A. ; FISH, GA ; AKULOVA, Y. ; BARTON, JS ; JOHANSSON, L. ; COLDREN, CW: Tunable semiconductor lasers: A tutorial. In: *Journal of Lightwave Technology* 22 (2004), Nr. 1, S. 193
- [DKM03] DONATI, GP ; KASPI, R. ; MALLOY, KJ: Interpolating semiconductor alloy parameters: Application to quaternary III–V band gaps. In: *Journal of applied physics* 94 (2003), S. 5814
- [FCS⁺94] FAIST, J. ; CAPASSO, F. ; SIVCO, D.L. ; SIRTORI, C. ; HUTCHINSON, A.L. ; CHO, A.Y.: Quantum cascade laser. In: *Science* 264 (1994), Nr. 5158, S. 553. – ISSN 0036–8075
- [FCS⁺98] FAIST, J. ; CAPASSO, F. ; SIVCO, D.L. ; HUTCHINSON, A.L. ; CHU, S.N.G. ; CHO, A.Y.: Short wavelength ($\lambda \sim 3.4 \mu\text{m}$) quantum cascade laser based on strained compensated InGaAs/AlInAs. In: *Applied Physics Letters* 72 (1998), S. 680
- [Fuk99] FUKUDA, M.: *Optical semiconductor devices*. Bd. 46. Wiley-interscience, 1999
- [GBL⁺09] GUPTA, JA ; BARRIOS, PJ ; LAPOINTE, J. ; AERS, GC ; STOREY, C. ; WALDRON, P.: Modal Gain of 2.4- μm InGaAsSb–AlGaAsSb Complex-Coupled Distributed-Feedback Lasers. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 21 (2009), Nr. 20, S. 1532–1534
- [GLD⁺05] GRAU, M. ; LIN, C. ; DIER, O. ; LAUER, C. ; AMANN, M.C.: Room-temperature operation of 3.26 μm GaSb-based type-I lasers with quaternary AlGaInAsSb barriers. In: *Applied Physics Letters* 87 (2005), S. 241104
- [GML⁺01] GARBUZOV, DZ ; MAIOROV, M ; LEE, H ; CONNOLLY, J ; KHALFIN, V ; MARTINELLI, R ; BAER, D ; HANSON, R ; WANG, J ; BELENKY, G ; D, Donetski: 2-2.7 μm cw room temperature type-I broad contact and ridge waveguide InGaAsSb/AlGaAsSb large cavity QW diode lasers. In:

4th International Conference on Mid-Infrared Optoelectronics Materials and Devices, Montpellier, France, 2001

- [GP96] GUDEN, M. ; PIPREK, J.: Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at wavelength. In: *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering* 4 (1996), S. 349
- [GVWB10] GUPTA, JA ; VENTRUDO, BF ; WALDRON, P. ; BARRIOS, PJ: External cavity tunable type-I diode laser with continuous-wave singlemode operation at $3.24\mu\text{m}$. In: *Electronics Letters* 46 (2010), Nr. 17, S. 1218–1220
- [GWB⁺04] GIN, A. ; WEI, Y. ; BAE, J. ; HOOD, A. ; NAH, J. ; RAZEGHI, M.: Passivation of type II InAs/GaSb superlattice photodiodes. In: *Thin solid films* 447 (2004), S. 489–492
- [GZT54] GORDON, JP ; ZEIGER, HJ ; TOWNES, C.H.: Molecular Microwave Oscillator and New Hyperfine Structure in the Microwave Spectrum of NH_3 . In: *Physical Review* 95 (1954), Nr. 1, S. 282–284
- [HBS⁺08] HOSODA, T. ; BELENKY, G. ; SHTERENGAS, L. ; KIPSHIDZE, G. ; KISIN, MV: Continuous-wave room temperature operated $3.0\ \mu\text{m}$ type I GaSb-based lasers with quaternary AlInGaAsSb barriers. In: *Applied Physics Letters* 92 (2008), S. 091106
- [HCB⁺08] HERRERA, M. ; CHI, M. ; BONDS, M. ; BROWNING, ND ; WOOLMAN, J.N. ; KVAAS, R.E. ; HARRIS, S.F. ; RHIGER, D.R. ; HILL, C.J.: Atomic scale analysis of the effect of the SiO_2 passivation treatment on InAs/GaSb superlattice mesa sidewall. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), S. 093106
- [HCK⁺95] HASENBERG, TC ; CHOW, DH ; KOST, AR ; MILES, RH ; WEST, L.: Demonstration of $3.5\ \mu\text{m}$ Ga $_{1-x}$ In $_x$ Sb/InAs superlattice diode laser. In: *Electronics Letters* 31 (1995), Nr. 4, S. 275–276
- [HFK⁺62] HALL, R.N. ; FENNER, GE ; KINGSLEY, JD ; SOLTYS, TJ ; CARLSON, RO: Coherent light emission from GaAs junctions. In: *Physical Review Letters* 9 (1962), Nr. 9, S. 366–368
- [HKSB10] HOSODA, T. ; KIPSHIDZE, G. ; SHTERENGAS, L. ; BELENKY, G.: Diode lasers emitting near $3.44\ \mu\text{m}$ in continuous-wave regime at 300K. In: *Electronics Letters* 46 (2010), Nr. 21, S. 1455–1457

-
- [HPFS70] HAYASHI, I. ; PANISH, MB ; FOY, PW ; SUMSKI, S.: Junction lasers which operate continuously at room temperature. In: *Applied Physics Letters* 17 (1970), Nr. 3, S. 109–111
- [HRBF03] HUMMER, M. ; ROSSNER, K. ; BENKERT, A. ; FORCHEL, A.: GaInAsSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers emitting in the 2.4 μm range. In: *Lasers and Electro-Optics Society, 2003. LEOS 2003. The 16th Annual Meeting of the IEEE* Bd. 1 IEEE, 2003, S. 276–277
- [HRL⁺06] HUMMER, M. ; ROSSNER, K. ; LEHNHARDT, T. ; MULLER, M. ; FORCHEL, A. ; WERNER, R. ; FISCHER, M. ; KOETH, J.: Long wavelength GaInAsSb-AlGaAsSb distributed-feedback lasers emitting at 2.84 μm . In: *Electronics Letters* 42 (2006), Nr. 10, S. 583–584
- [ILO2] IBACH, H. ; LÜTH, H.: *Festkörperphysik: Einführung in die Grundlagen; mit 17 Tafeln und 100 Übungen*. Springer, 2002. – ISBN 3540427384
- [JCC93] JAYARAMAN, V. ; CHUANG, Z.M. ; COLDREN, L.A.: Theory, design, and performance of extended tuning range semiconductor lasers with sampled gratings. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 29 (1993), Nr. 6, S. 1824–1834
- [JMD⁺08] JOHNSTONE, W. ; MCGETTRICK, A.J. ; DUFFIN, K. ; CHEUNG, A. ; STEWART, G.: Tunable diode laser spectroscopy for industrial process applications: System characterization in conventional and new approaches. In: *Sensors Journal, IEEE* 8 (2008), Nr. 7, S. 1079–1088
- [Kam01] KAMP, M.: *Untersuchung von Halbleiterlasern mit lateral verteilter Rückkopplung*. Würzburg, Universität, Physik, Dissertation, 2001
- [KCK⁺10] KIM, M. ; CANEDY, CL ; KIM, CS ; BEWLEY, WW ; LINDLE, JR ; ABELL, J. ; VURGAFTMAN, I. ; MEYER, JR: Room temperature interband cascade lasers. In: *Physics Procedia* 3 (2010), Nr. 2, S. 1195–1200
- [KHS⁺01] KAMP, M. ; HOFMANN, J. ; SCHÄFER, F. ; REINHARD, M. ; FISCHER, M. ; BLEUEL, T. ; REITHMAIER, JP ; FORCHEL, A.: Lateral coupling—a material independent way to complex coupled DFB lasers. In: *Optical Materials* 17 (2001), Nr. 1-2, S. 19–25
- [KJN⁺11] KLUCZYNSKI, P. ; JAHJAH, M. ; NÄHLE, L. ; AXNER, O. ; BELAHSENE, S. ; FISCHER, M. ; KOETH, J. ; ROUILLARD, Y. ; WESTBERG, J. ; VICET, A.

- ; LUNDQVIST, S.: Detection of acetylene impurities in ethylene and polyethylene manufacturing processes using tunable diode laser spectroscopy in the 3- μm range. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 105 (2011), Nr. 2, S. 427–434
- [KKB⁺06] KIM, CS ; KIM, M. ; BEWLEY, WW ; LINDLE, JR ; CANEDY, CL ; VURGAFTMAN, I. ; MEYER, JR: Single-mode distributed-feedback interband cascade laser for the midwave infrared. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 191103
- [KKB⁺08] KIM, CS ; KIM, M. ; BEWLEY, WW ; LINDLE, JR ; CANEDY, CL ; NOLDE, JA ; LARRABEE, DC ; VURGAFTMAN, I. ; MEYER, JR: Broad-stripe, single-mode, mid-IR interband cascade laser with photonic-crystal distributed-feedback grating. In: *Applied Physics Letters* 92 (2008), S. 071110
- [KKB⁺09] KIM, CS ; KIM, M. ; BEWLEY, WW ; LINDLE, JR ; CANEDY, CL ; ABELL, J. ; VURGAFTMAN, I. ; MEYER, JR: Corrugated-sidewall interband cascade lasers with single-mode midwave-infrared emission at room temperature. In: *Applied Physics Letters* 95 (2009), Nr. 23, S. 231103–231103
- [KKH⁺03] KIM, H.C. ; KANJO, H. ; HASEGAWA, T. ; TAMURA, S. ; ARAI, S.: 1.5- μm wavelength narrow stripe distributed reflector lasers for high-performance operation. In: *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of* 9 (2003), Nr. 5, S. 1146–1152
- [KKR⁺06] KENNEDY, K. ; KRYSA, AB ; ROBERTS, JS ; GROOM, KM ; HOGG, RA ; REVIN, DG ; WILSON, LR ; COCKBURN, JW: High performance InP-based quantum cascade distributed feedback lasers with deeply etched lateral gratings. In: *Applied physics letters* 89 (2006), S. 201117
- [KLB⁺11] KLUCZYNSKI, P. ; LUNDQVIST, S. ; BELAHSENE, S. ; ROUILLARD, Y. ; NÄHLE, L. ; FISCHER, M. ; KOETH, J. ; WORSCHSCH, L.: *Detection of propane using tunable diode laser spectroscopy at 3.37 μm* . 2011. – Zur Veröffentlichung bei *Applied Physics B* eingereicht
- [KLBR09] KLUCZYNSKI, P. ; LUNDQVIST, S. ; BELAHSENE, S. ; ROUILLARD, Y.: Tunable-diode-laser spectroscopy of C₂H₂ using a 3.03 μm GaInAsSb/AlGaInAsSb distributed-feedback laser. In: *Optics letters* 34 (2009), Nr. 24, S. 3767–3769
- [KLT⁺11] KRZEMPEK, K. ; LEWICKI, R. ; TITTEL, F.K. ; NÄHLE, L. ; FISCHER, M. ; KOETH, J. ; WORSCHSCH, L. ; BELAHSENE, S. ; ROUILLARD, Y.: *DFB*

diode laser based ethane trace-gas sensor. 2011. – Zur Veröffentlichung bei *Applied Physics B Lasers and Optics, Rapid communication* eingereicht

- [KS72] KOGELNIK, H. ; SHANK, CV: Coupled-Wave Theory of Distributed Feedback Lasers. In: *Journal of applied Physics* 43 (1972), Nr. 5, S. 2327–2335
- [LGDA04] LIN, C. ; GRAU, M. ; DIER, O. ; AMANN, M.C.: Low threshold room-temperature continuous-wave operation of 2.24–3.04 μm GaInAsSb/AlGaAsSb quantum-well lasers. In: *Applied Physics Letters* 84 (2004), Nr. 25, S. 5088–5090. – ISSN 0003–6951
- [LHK⁺10] LEHNHARDT, T. ; HOFLING, S. ; KAMP, M. ; WORSCHKECH, L. ; FORCHEL, A.: Tunable Long Wavelength ($\sim 2.8 \mu\text{m}$) GaInAsSb–GaSb Quantum-Well Binary Superimposed Grating Lasers. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 22 (2010), Nr. 22, S. 1662–1664
- [LHR⁺08] LEHNHARDT, T. ; HÜMMER, M. ; RÖSSNER, K. ; MÜLLER, M. ; HÖFLING, S. ; FORCHEL, A.: Continuous wave single mode operation of GaInAsSb/GaSb quantum well lasers emitting beyond 3 μm . In: *Applied Physics Letters* 92 (2008), S. 183508
- [LTD⁺00] LANE, B. ; TONG, S. ; DIAZ, J. ; WU, Z. ; RAZEGHI, M.: High power InAsSb/InAsSbP electrical injection laser diodes emitting between 3 and 5 μm . In: *Materials Science and Engineering B* 74 (2000), Nr. 1-3, S. 52–55. – ISSN 0921–5107
- [Mad87] MADELUNG, D.: *Intrinsic Properties of Group IV Elements and III–V, II–VI and I–VII compounds (Landolt-Börnstein New Series Group III vol 22a)*. 1987
- [Mai60] MAIMAN, T.H.: Stimulated optical radiation in ruby. (1960)
- [Man97] MANASREH, M.O.: *Antimonide-related strained-layer heterostructures*. Bd. 3. CRC, 1997
- [MBH97] MIHALCEA, R.M. ; BAER, D.S. ; HANSON, R.K.: Diode laser sensor for measurements of CO, CO₂, and CH₄ in combustion flows. In: *Applied optics* 36 (1997), Nr. 33, S. 8745–8752
- [MBV⁺92] MILLER, LM ; BEERNINK, KJ ; VERDEYEN, JT ; COLEMAN, JJ ; HUGHES, JS ; SMITH, GM ; HONIG, J. ; COCKERILL, TM: Characterization of an InGaAs-GaAs-AlGaAs strained-layer distributed-feedback ridge-waveguide

- quantum-well heterostructure laser. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 4 (1992), Nr. 4, S. 296–299
- [MFB⁺98] MEYER, JR ; FELIX, CL ; BEWLEY, WW ; VURGAFTMAN, I. ; AIFER, EH ; OLAFSEN, LJ ; LINDLE, JR ; HOFFMAN, CA ; YANG, M.J. ; BENNETT, BR u. a.: Auger coefficients in type-II InAs/GaInSb quantum wells. In: *Applied physics letters* 73 (1998), S. 2857
- [MGF⁺03] MULLER, M. ; GOLLUB, D. ; FISCHER, M. ; KAMP, M. ; FORCHEL, A.: 1.3- μm continuously tunable distributed feedback laser with constant power output based on GaInNAs-GaAs. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 15 (2003), Nr. 7, S. 897–899
- [MHBRM95] MEYER, JR ; HOFFMAN, CA ; BARTOLI, FJ ; RAM-MOHAN, LR: Type-II quantum-well lasers for the mid-wavelength infrared. In: *Applied physics letters* 67 (1995), Nr. 6, S. 757–759. – ISSN 0003–6951
- [MKFG01] MÜLLER, M. ; KAMP, M. ; FORCHEL, A. ; GENTNER, J.L.: Wide-range-tunable laterally coupled distributed feedback lasers based on InGaAsP–InP. In: *Applied Physics Letters* 79 (2001), S. 2684
- [MKS⁺07] MATHWIG, K. ; KAISER, W. ; SOMERS, A. ; REITHMAIER, J.P. ; FORCHEL, A. ; OHIRA, K. ; ULLAH, S.M. ; ARAI, S.: DFB Lasers With Deeply Etched Vertical Grating Based on InAs–InP Quantum-Dash Structures. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 19 (2007), Nr. 5, S. 264–266
- [MLRF08] MÜLLER, M. ; LEHNHARDT, T. ; RÖSSNER, K. ; FORCHEL, A.: Tunable lasers on GaSb using the concept of binary superimposed gratings. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), S. 081117
- [MVC⁺91] MILLER, LM ; VERDEYEN, JT ; COLEMAN, JJ ; BRYAN, RP ; ALWAN, JJ ; BEERNINK, KJ ; HUGHES, JS ; COCKERILL, TM: A distributed feedback ridge waveguide quantum well heterostructure laser. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 3 (1991), Nr. 1, S. 6–8
- [NBE⁺11] NÄHLE, L. ; BELAHSENE, S. ; EDLINGER, M. von ; FISCHER, M. ; BOISSIER, G. ; GRECH, P. ; NARCY, G. ; VICET, A. ; ROUILLARD, Y. ; KOETH, J. ; WORSCHER, L.: Continuous-wave operation of type-I quantum well DFB laser diodes emitting in 3.4 μm wavelength range around room temperature. In: *Electronics Letters* 47 (2011), S. 46

-
- [NZB⁺11] NAEHLE, L. ; ZIMMERMANN, C. ; BELAHSENE, S. ; FISCHER, M. ; BOISSIER, G. ; GRECH, P. ; NARCY, G. ; LUNDQVIST, S. ; ROUILLARD, Y. ; KOETH, J. ; KAMP, M. ; WORSCHKECH, L.: Monolithic tunable GaSb-based lasers at 3.3 μm . In: *Electronics Letters* 47 (2011), S. 1092
- [OSA⁺06] O'BRIEN, K. ; SWEENEY, SJ ; ADAMS, AR ; MURDIN, BN ; SALHI, A. ; ROUILLARD, Y. ; JOULLIÉ, A.: Recombination processes in midinfrared InGaAsSb diode lasers emitting at 2.37 μm . In: *Applied physics letters* 89 (2006), S. 051104
- [Pea94] PEARTON, SJ: Reactive ion etching of III-V semiconductors. In: *International Journal of Modern Physics B* 8 (1994), Nr. 14, S. 1781–1876
- [Pli08] PLIS, E.A.: *Mid-IR type-II indium arsenide/gallium antimonide nanoscale superlattice sensors*, THE UNIVERSITY OF NEW MEXICO, Diss., 2008
- [PNN] Pacific Northwest National Laboratory (PNNL) IR database (<http://nwir.pnl.gov>).
- [RESY05] RAZEGHI, M. ; EVANS, A. ; SLIVKEN, S. ; YU, J.S.: High-power CW quantum cascade lasers: How short can we go? In: *Proc. SPIE* Bd. 5738, 2005
- [RHBF05] RÖSSNER, K. ; HÜMMER, M. ; BENKERT, A. ; FORCHEL, A.: Long-wavelength GaInAsSb/AlGaAsSb DFB lasers emitting near 2.6 μm . In: *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 30 (2005), Nr. 1-2, S. 159–163
- [RJB⁺05] ROTHMAN, LS ; JACQUEMART, D. ; BARBE, A. ; CHRIS BENNER, D. ; BIRK, M. ; BROWN, LR ; CARLEER, MR ; CHACKERIAN, C. u. a.: The HITRAN 2004 molecular spectroscopic database. In: *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* 96 (2005), Nr. 2, S. 139–204
- [Rou07] ROUILLARD, Y.: *Diodes laser GaInAsSb/AlGaAsSb pour émission dans la gamme 2-3 μm et au-delà*. 2007. – Habilitation à diriger des recherches, Université Montpellier 2, 121 p.
- [SBG⁺02] SHTERENGAS, L. ; BELENKY, GL ; GOUREVITCH, A. ; KIM, JG ; MARTINELLI, RU: Measurements of α -factor in 2–2.5 μm type-I In (Al) GaAsSb/GaSb high power diode lasers. In: *Applied physics letters* 81 (2002), S. 4517

- [SBH⁺08] SHTERENGAS, L. ; BELENKY, G. ; HOSODA, T. ; KIPSHIDZE, G. ; SUCHALKIN, S.: Continuous wave operation of diode lasers at 3.36 μm at 12° C. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), S. 011103
- [SBKD07] SHTERENGAS, L. ; BELENKY, G. ; KISIN, MV ; 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%. In: *Applied physics letters* 90 (2007), Nr. 1, S. 011119–011119
- [SBKH08] SHTERENGAS, L. ; BELENKY, G. ; KIPSHIDZE, G. ; HOSODA, T.: Room temperature operated 3.1 μm type-I GaSb-based diode lasers with 80 mW continuous-wave output power. In: *Applied Physics Letters* 92 (2008), S. 171111
- [SBKM04] SHTERENGAS, L. ; BELENKY, GL ; KIM, JG ; MARTINELLI, RU: Design of high-power room-temperature continuous-wave GaSb-based type-I quantum-well lasers with $\lambda > 2.5 \mu\text{m}$. In: *Semiconductor science and technology* 19 (2004), S. 655
- [SFL⁺04] SEUFERT, J. ; FISCHER, M. ; LEGGE, M. ; KOETH, J. ; WERNER, R. ; KAMP, M. ; FÖRCHEL, A.: DFB laser diodes in the wavelength range from 760 nm to 2.5 μm . In: *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy* 60 (2004), Nr. 14, S. 3243–3247
- [Sim] SIMULATIONSPROGRAMM: *lasim*. Entwickelt von Dr. M. Kamp, Technische Physik, Universität Würzburg, E-Mail: martin.kamp@physik.uni-wuerzburg.de
- [SRA⁺04] SALHI, A. ; ROUILLARD, Y. ; ANGELLIER, J. ; GRECH, P. ; VICET, A.: 2.61 μm GaInAsSb/AlGaAsSb type I quantum well laser diodes with low threshold. In: *Electronics Letters* 40 (2004), Nr. 7, S. 424–425
- [SRAG04] SALHI, A. ; ROUILLARD, Y. ; ANGELLIER, J. ; GARCIA, M.: Very-low-threshold 2.4- μm GaInAsSb-AlGaAsSb laser diodes operating at room temperature in the continuous-wave regime. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 16 (2004), Nr. 11, S. 2424–2426
- [SRP⁺04] SALHI, A. ; ROUILLARD, Y. ; PERONA, A. ; GRECH, P. ; GARCIA, M. ; SIRTORI, C.: Low-threshold GaInAsSb/AlGaAsSb quantum well laser diodes emitting near 2.3 μm . In: *Semiconductor science and technology* 19 (2004), S. 260

-
- [ST58] SCHAWLOW, A.L. ; TOWNES, C.H.: Infrared and optical masers. In: *Physical Review* 112 (1958), Nr. 6, S. 1940
- [SWDM06] SEMTSIV, MP ; WIENOLD, M. ; DRESSLER, S. ; MASSELINK, WT: Short-wavelength ($\lambda \approx 3.3 \mu\text{m}$) InP-based strain-compensated quantum-cascade laser. In: *Applied Physics Letters* 89 (2006), S. 211124
- [SWDM07] SEMTSIV, MP ; WIENOLD, M. ; DRESSLER, S. ; MASSELINK, WT: Short-wavelength ($\lambda \approx 3.05; \mu\text{m}$) InP-based strain-compensated quantum-cascade laser. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), Nr. 5, S. 051111–051111. – ISSN 0003–6951
- [TCM98] TURNER, GW ; CHOI, HK ; MANFRA, MJ: Ultralow-threshold (50 A/cm) strained single-quantum-well GaInAsSb/AlGaAsSb lasers emitting at 2.05 μm . In: *Applied Physics Letters* 72 (1998), S. 876
- [TGTA] TOHRU, M. ; GENTAROU, I. ; TSUTOMU, K. ; ATSUSHI, H.: AQ6375 Optical Spectrum Analyzer for Long Wavelength Band.
- [TYI+93] TOHMORI, Y. ; YOSHIKUNI, Y. ; ISHII, H. ; KANO, F. ; TAMAMURA, T. ; KONDO, Y. ; YAMAMOTO, M.: Broad-range wavelength-tunable superstructure grating (SSG) DBR lasers. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 29 (1993), Nr. 6, S. 1817–1823
- [VA11] VIZBARAS, K. ; AMANN, M.C.: 3.6 μm GaSb-based type-I lasers with quaternary barriers, operating at room temperature. In: *Electronics Letters* 47 (2011), Nr. 17, S. 980–981
- [Veg21] VEGARD, L.: Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome. In: *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 5 (1921), Nr. 1, S. 17–26. – ISSN 0939–7922
- [VMRM01] VURGAFTMAN, I. ; MEYER, JR ; RAM-MOHAN, LR: Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. In: *Journal of applied physics* 89 (2001), S. 5815
- [Wal89] WALLE, C.G. Van d.: Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory. In: *Physical Review B* 39 (1989), Nr. 3, S. 1871
- [WF01] WEAVER, JH ; FREDERIKSE, HPR: Optical properties of selected elements. In: *CRC Handbook of Chemistry and Physics, CRC Press, Boca Raton* (2001), S. 12–133

- [WGVB10] WALDRON, P ; GUPTA, JA ; VENTRUDO, B ; BARRIOS, PJ: External Cavity Tunable Type-I Diode Lasers with Continuous-Wave Single-Mode Operation at $3.24 \mu\text{m}$. In: *10th International Conference on Mid-Infrared Optoelectronics: Materials and Devices (MIOMD), Shanghai, China*, 2010
- [WKT⁺04] WEIDMANN, D. ; KOSTEREV, A.A. ; TITTEL, F.K. ; RYAN, N. ; MCDONALD, D.: Application of a widely electrically tunable diode laser to chemical gas sensing with quartz-enhanced photoacoustic spectroscopy. In: *Optics letters* 29 (2004), Nr. 16, S. 1837–1839
- [WP99] WERLE, P. ; POPOV, A.: Application of Antimonide Lasers for Gas Sensing in the $3\text{-}4\text{-}\mu\text{m}$ Range. In: *Applied optics* 38 (1999), Nr. 9, S. 1494–1501
- [WSZ09] WOLFF, D. ; STOLBERG, K. ; ZÜHLKE, H.U.: High Power Diode Lasers and Current Applications. In: *Laser Technik Journal* 6 (2009), Nr. 3, S. 39–43
- [XBK08] XUE, L. ; BRUECK, SRJ ; KASPI, R.: High-Power Continuous-Wave Single-Longitudinal-Mode Operation of an Optically Pumped DFB Laser at $\lambda \sim 3.64 \mu\text{m}$. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 20 (2008), Nr. 9, S. 727–729
- [Yan95] YANG, R.Q.: Infrared laser based on intersubband transitions in quantum wells. In: *Superlattices and microstructures* 17 (1995), Nr. 1, S. 77–77. – ISSN 0749–6036
- [Yan99] YANG, RQ: Mid-infrared interband cascade lasers based on type-II heterostructures. In: *Microelectronics journal* 30 (1999), Nr. 10, S. 1043–1056
- [YHY⁺04] YANG, R.Q. ; HILL, CJ ; YANG, BH ; WONG, CM ; MULLER, RE ; ECHTERNACH, PM: Continuous-wave operation of distributed feedback interband cascade lasers. In: *Applied physics letters* 84 (2004), Nr. 18, S. 3699–3701
- [YP96] YANG, R.Q. ; PEI, SS: Novel type-II quantum cascade lasers. In: *Journal of applied physics* 79 (1996), Nr. 11, S. 8197–8203
- [YYZ⁺97] YANG, R.Q. ; YANG, BH ; ZHANG, D. ; LIN, C.H. ; MURRY, SJ ; WU, H. ; PEI, SS: High power mid-infrared interband cascade lasers based on type-II quantum wells. In: *Applied physics letters* 71 (1997), S. 2409
- [ZLS⁺09] ZELLER, W. ; LEGGE, M. ; SEUFERT, J. ; WERNER, R. ; FISCHER, M. ; KOETH, J.: Widely tunable laterally coupled distributed feedback laser diodes for multispecies gas analysis based on InAs/InGaAs quantum-dash material. In: *Applied optics* 48 (2009), Nr. 4, S. B51–B56

Veröffentlichungen des Autors

Nähle, L.; Semmel, J.; Kaiser, W.; Höfling, S.; Forchel, A.:

Tapered quantum cascade lasers,

Applied Physics Letters 91, 181122, (2007)

Semmel, J.; **Nähle, L.**; Höfling, S.; Forchel, A.:

Edge emitting quantum cascade microlasers on InP with deeply etched one-dimensional photonic crystals,

Applied Physics Letters 91, 7, 071104, (2007)

Hildebrandt, L.; Zeller, W.; **Nähle, L.**; Fuchs, P.; Zimmermann, Ch.; Koeth, J.:

DFB lasers from 760 nm to 3400 nm for sensing applications,

Applied Industrial Optics - Spectroscopy, Imaging and Metrology, 2010, Tucson

Nähle, L.; Fuchs, P.; Fischer, M.; Koeth, J.; Bauer, A.; Dallner, M.; Langer, F.; Höfling, S.; Forchel, A.:

Mid infrared interband cascade lasers for sensing applications,

Applied Physics B: Lasers and Optics, 1-4, (2010)

Zeller, W.; **Nähle, L.**; Fuchs, P.; Gerschuetz, F.; Hildebrandt, L.; Koeth, J.:

DFB Lasers Between 760 nm and 16 μm for Sensing Applications,

Sensors 10, 4, 2492-2510, (2010)

Belahsene, S.; **Nähle, L.**; Fischer, M.; Koeth, J.; Boissier, G.; Grech, P.; Narcy, G.; Vicet, A.; Rouillard, Y.:

Laser Diodes for Gas Sensing Emitting at 3.06 μm at Room Temperature,

Photonics Technology Letters, IEEE 22, 15, 1084-1086, (2010)

Bauer, A.; Dallner, M.; **Nähle, L.**; Fischer, M.; Koeth, J.; Kamp, M.; Höfling, S.; Worschech, L.; Forchel, A.:

Short injector interband cascade lasers in the 3.3–3.6 μm spectral range,

Semiconductor Laser Conference (ISLC), 2010 22nd IEEE International, 93–94, (2010)

Bauer, A.; Dallner, M.; Kamp, M.; Hoefling, S.; Worschech, L.; Forchel, A.; **Nähle, L.**;
Fuchs, P.; Fischer, M.; Koeth, J.; Motyka, M.; Sek, G.; Ryczko, K.; Misiewicz, J.:
*Interband Cascade Lasers for Wavelength Specific Applications in the 3–4 μm Spectral
Range,*
Conference on Lasers and Electro-Optics, Optical Society of America, (2010)

Hildebrandt, L.; Zeller, W.; **Nähle, L.**; Fuchs, P.; Zimmermann, Ch.; Heger, A.; von Ed-
linger, M.; Walther, F.; Koeth, J.:
*Spektral durchstimmbare DFB Laser für Anwendungen in der Gasmessung - Tunable DFB
laser for gas sensing applications,*
VDI-Fachkonferenz Prozessanalytische Messtechnik in der Chemieindustrie 2011, Frank-
furt

Fischer, M.O.; Edlinger, M.; **Nähle, L.**; Koeth, J.; Bauer, A.; Dallner, M.; Höfing, S.;
Worschech, L.; Forchel, A.W.B.; Belahsene, S.; Rouillard, Y.:
DFB lasers for sensing applications in the 3.0–3.5 μm wavelength range,
Proceedings of SPIE, 7945, 79450E (2011)

Nähle, L.; Belahsene, S.; von Edlinger, M.; Fischer, M.; Boissier, G.; Grech, P.; Nar-
cy, G.; Vicet, A.; Rouillard, Y.; Koeth, J.; Worschech, L.:
*Continuous-wave operation of type-I quantum well DFB laser diodes emitting in 3.4 μm
wavelength range around room temperature,*
Electronics Letters 47, 46, (2011)

Kluczynski, P.; Jahjah, M.; **Nähle, L.**, L.; Axner, O.; Belahsene, S.; Fischer, M.; Koeth, J.;
Rouillard, Y.; Westberg, J.; Vicet, A.; Lundqvist S.:
*Detection of acetylene impurities in ethylene and polyethylene manufacturing processes
using tunable diode laser spectroscopy in the 3- μm range,*
Applied Physics B: Lasers and Optics, S. 1-8 (2011)

Nähle, L.; Zimmermann, C.; Belahsene, S.; Fischer, M.; Boissier, G.; Grech, P.; Nar-
cy, G.; Lundqvist, S.; Rouillard, Y.; Koeth, J.; Kamp, M.; Worschech, L.:
Monolithic tunable GaSb-based lasers at 3.3 μm ,
Electronics Letters 47, 1092, (2011)

Kluczynski, P.; Lundqvist S.; Belahsene, S.; Rouillard, Y.; **Nähle, L.**, L.; Fischer, M.;

Koeth, J.; Worschech, L.:

Detection of propane using tunable diode laser spectroscopy at 3.37 μ m,

Zur Veröffentlichung bei *Applied Physics B* eingereicht (2011)

Krzempek, K.; Lewicki, R.; Tittel, F.K.; **Nähle, L.**; Fischer, M.; Koeth, J.; Worschech, L.; Belahsene, S.; Rouillard, Y.:

DFB diode laser based ethane trace-gas sensor,

Zur Veröffentlichung bei *Applied Physics B Lasers and Optics, Rapid communication* eingereicht (2011)

Danksagung

An dieser Stelle danke ich allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

Prof. Dr. Forchel für die Aufnahme an den Lehrstuhl für Technische Physik.

Prof. Dr. Lukas Worschech für die Betreuung der Doktorarbeit.

Dr. Johannes Koeth für die Ermöglichung der Durchführung der Arbeit bei der Firma *nanoplus GmbH* und den Einsatz im sehr interessanten Forschungsprojekt *SensHy*.

Prof. Dr. Martin Kamp für viele interessante und immer extrem lehrreiche Diskussionen. Außerdem für die Unterstützung mit seinem mächtigen Simulationsprogramm *lasim*.

Dr. Marc Fischer für die Betreuung der Arbeit bei *nanoplus*, die Führung durch das Projekt *SensHy* und viel Spaß bei der Zusammenarbeit.

Den technischen Assistenten von *nanoplus* und der Uni Würzburg.

Insbesondere Silke Kuhn und Adriana Wolf für fruchtbare Diskussionen zu Prozessentwicklungen und ihre Unterstützung bei der Prozessierung meiner Proben und Theresa Steinl und Margit Wagenbrenner für die immer schnelle und zuverlässige Passivierung und Verspiegelung von Proben. Besonderen Dank auch an Claudia König, Evelyn Wimmer, Daniela Lummel Vitali Haffner, Aleksej Appel für das Prozessieren und Aufbauen der Laser.

Monika Emmerling für die Aufnahmen an der Dual Beam.

Peter Fuchs und Christian Zimmermann für zahlreiche interessante und tiefgehende Diskussionen zu einer Vielzahl von Themen (meist bei der obligatorischen Schokobanane). Christian ein besonderer Dank für die Versorgung mit Literatur.

Adam Bauer, Michael von Edlinger und allen Projektpartnern für eine gute Zusammenarbeit im Projekt *SensHy*. Besonderen Dank hier an Stefan Lundqvist für exzellente Zusammenarbeit diverse Veröffentlichungen betreffend. Ihm und Crawford Massie Dank für hilfreiche Diskussionen über den Einsatz von Mehrsegment-Lasern.

Thorsten Kloß für die Arbeiten am FTIR-Messplatz.

Allen Mitarbeitern von *nanoplus* für ein super Arbeitsklima und eine tolle Zusammenarbeit.

Meiner Familie und meiner Freundin für Unterstützung aller Art während der Durchführung der Doktorarbeit.

Versicherung an Eides statt

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

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

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

Am 14.04.2008 wurde mir von der Universität Würzburg der Grad "Diplom - Ingenieur (Univ.)" verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 27.10.2011

Lars Nähle