

Monolithische Quantenkaskadenlaser mit monomodiger und weit abstimmbarer Emission

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



vorgelegt von

Peter Fuchs

aus Gerbrunn

Würzburg 2014

Eingereicht am: 28.05.2014

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

im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 04.02.2015

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	4
2	Funktionsprinzip des Quantenkaskadenlasers	9
2.1	Grundlagen der Materialverstärkung und Aufbau des Lasermediums bei Quantenkaskadenlasern	9
2.2	Eigenschaften des Emissionsspektrums	11
2.3	Schwellenbedingung	13
2.4	Elektrische und optische Eigenschaften	14
2.5	Vertikale und laterale Wellenleitung	16
3	Thermische Eigenschaften, Herstellung und Charakterisierung von Quantenkaskadenlasern	19
3.1	Varianten von Wellenleitern	19
3.1.1	Thermische Eigenschaften	19
3.1.2	Optische Eigenschaften dielektrischer Schichten	22
3.2	Lithographische Strukturierungsverfahren	24
3.3	Messtechnik	26
3.3.1	Aufbau des Messplatzes	27
3.3.2	Messung von Kennlinien	29
3.3.3	Aufnahme von Spektren	29
3.3.4	Untersuchung des Fernfeldes	30
3.3.5	Aufnahme von laserbasierten Absorptionsspektren an Gasen	31
3.3.6	Montage	32
4	Modenselektion in Quantenkaskadenlasern durch Gitter mit verteilter Rückkopplung	34
4.1	Funktionsprinzip	34

4.2	Varianten von Gittern in Quantenkaskadenlasern	37
4.3	Quantenkaskadenlaser mit tiefgeätzten Seitenwandgittern und Emission um 9 μm	38
4.3.1	Herstellung	39
4.3.2	Charakterisierung	40
4.4	Quantenkaskadenlaser mit flachgeätztem Oberseitengitter und Emission um 14 μm	45
4.4.1	Herstellungsverfahren	46
4.4.2	Charakterisierung	48
4.5	Zusammenfassung	53
5	Monomodige Quantenkaskadenlaser mit gekoppelten Kavitäten	56
5.1	Funktionsprinzip	56
5.2	Herstellungsverfahren	58
5.3	Charakterisierung	59
5.4	Zusammenfassung und Bewertung des Konzeptes	62
6	Quantenkaskadenlaser mit flachgeätztem Bragg Reflektor	65
6.1	Funktionsprinzip	65
6.2	Herstellung	69
6.3	Charakterisierung	69
6.3.1	Untersuchung des Abstimmverhaltens	70
6.3.2	Elektro-optische Eigenschaften und Chirp-Verhalten	73
6.3.3	Thermisches Übersprechen	81
6.3.4	Untersuchung des anomalen Sprungverhaltens	82
6.3.5	Vergleich der erreichbaren Abstimmbarkeit mit einem konstanten und einem gepulsten Strom im DBR-Segment	85
6.3.6	Absorptionsexperiment	87
6.4	Zusammenfassung	87
	Zusammenfassung	90
	Summary	93
	Anhang	96

Literaturverzeichnis	98
Abkürzungs- und Symbolverzeichnis	109
Veröffentlichungen des Autors	115
Danksagung	118
Versicherung an Eides statt	120

1 Einleitung

Erst Jahrzehnte nach der Entdeckung der Quantenmechanik in der ersten Hälfte des zwanzigsten Jahrhunderts gelang es durch die Entwicklung von Technologien, welche die präzise Anordnung von einzelnen Atomlagen erlauben, eine Vielzahl von nanostrukturierten Halbleiter-Bauelementen zu realisieren, deren Funktionsprinzip auf Quanteneffekten beruhen. Hierdurch wurde es möglich fundamentale physikalische Eigenschaften von elektronischen Bauteilen wie Dioden [CET74] und Transistoren [FD87] oder optoelektronischen wie Einzelphotonquellen [Shi07] oder Lasern [AS82, Zor93] maßzuschneidern. Der Quantenkaskadenlaser (QC-Laser, *engl. Quantum Cascade Laser*) stellt hierfür ein herausragendes Beispiel dar, weil er aufgrund seines Potentials für zahlreiche zivile und militärische Anwendungen - trotz der Komplexität in der Herstellung - bereits wenige Jahre nach der erstmaligen Demonstration 1994 kommerziell verfügbar war [Lam05]. Zuvor waren die am weitesten verbreiteten kohärenten Laserquellen im Mittleren Infrarot (MIR, *engl. mid-infrared-regime*) Laserdioden auf Bleisalzbasis [Tac01], die bei kryogenen Temperaturen betrieben werden müssen, oder verschiedene Typen von Gaslasern. Für Anwendungen, die extrem kompakte Abmessungen, geringe Energieaufnahme und eine völlige Wartungsfreiheit des Systems voraussetzen, waren die bis dahin verfügbaren Strahlungsquellen daher kaum geeignet.

Schon 1971 wurde das Prinzip der Erzeugung von stimulierter Emission durch Intraband-Übergänge in Halbleiter-Heterostrukturen durch Kazarinov und Suris [KS71][KS72] theoretisch beschrieben. Doch erst nach erfolgter Entwicklung geeigneter Verfahren zur Herstellung komplexer Schichtsysteme wurde die experimentelle Realisierung durch Faist et al. [FCS⁺94] im Jahr 1994 möglich. Bereits zwei Jahre später folgte gepulster Betrieb bei Raumtemperatur (RT) [FCS⁺96] und 2001 Dauerstrichbetrieb (cw, *engl. continuous wave*) bei RT [BHA⁺02]. Im Jahr 2011 wurde eine optische Ausgangsleistung von 5,1 W und ein Wirkungsgrad von 21% bei RT im cw-Betrieb demonstriert [BBT⁺11]. Je nach Design des Lasermediums kann heute im - für Emission MIR - dominierenden Materialsystem InGaAs/InAlAs/InP, auf dem alle in der vorliegenden Arbeit hergestellten Laser basieren, der Spektralbereich zwischen 3,0 [BBT⁺13] und 16 μm [RHBF01] bei RT erreicht werden.

Neben Anwendungen in der militärischen Infrarottechnik für Aufklärung und Abwehrmaßnahmen [PLM⁺12], in der Freistrahlkommunikation [MW05] und der bildgebenden

medizinischen Diagnostik [MSJT06] ist das MIR v.a. für die Absorptions-Spektroskopie von starkem Interesse, weil die fundamentalen Rotations-Schwingungsübergänge einer Vielzahl von für Umwelttechnik und industrielle Prozesskontrolle relevanter Gase dort gelegen sind [KWB⁺08, TBKW06, HHw04]. Während im nahen Infrarot (NIR, engl. *near-infrared-regime*) meist höhere Schwingungsübergänge mit sehr geringer Linienstärke genutzt werden müssen, ist die Absorption vieler Gase im MIR deutlich größer (siehe Abb. 1.1) was den quantitativen Nachweis von Spurengasen auch bei kleinen verfügbaren Absorptionswegen ermöglicht.¹

Mit der Verfügbarkeit von Infrarot-Halbleiterlasern im NIR und MIR [ZNF⁺10] besteht nunmehr die Perspektive aufwendige, langsame und wartungsintensive Methoden der quantitativen Gasanalyse wie die Gaschromatographie, die Photometrie und Fourier-Transform Infrarot (FTIR) Spektrometrie, welche aufgrund der geringen Brillanz der Lichtquellen nur eine begrenzte spektrale Auflösung und Empfindlichkeit erreichen, durch laserbasierte Systeme zu ersetzen. Der Einsatz solcher Analysatoren auf Ölplattformen [LRLR11], in Fabrikhallen [WSK⁺06], im Meer [Miz99] oder sogar im Weltall [Web05] erfordert Unempfindlichkeit gegenüber Vibrationen, kleine Abmessungen, geringes Gewicht und eine geringe Energieaufnahme - Anforderungen für die Halbleiterlaser prädestiniert sind.

Im Gegensatz zu den in Telekommunikation und Unterhaltungselektronik weit verbreiteten bipolaren Lasertypen, bei denen die stimulierte Emission auf Elektron-Loch Rekombination basiert, ist der QC-Laser ein unipolares Bauelement [FCS⁺95], in dem nur eine Art von Ladungsträgern und Dotierung zum Einsatz kommt. Der Emissionsprozess basiert daher i.A. auf Übergängen zwischen elektronischen Zuständen innerhalb des Leitungsbandes (sog. *Intrabandübergänge*). Da die Energie-Niveaus der an der stimulierten Emission beteiligten elektronischen Zustände letztlich durch die Abmessungen von Quantenfilmen bestimmt werden können, ist es möglich die zentrale Emissionswellenlänge eines Lasermediums durch den Schichtaufbau in einem breiten Spektralbereich zu wählen. Im Vergleich zu Interbandlasern steht für ein einfaches Design des Lasermediums mit Übergängen zwischen einzelnen elektronischen Zuständen jedoch nur eine relativ geringe spektrale Breite von etwa ca. 50 cm^{-1} für den Laserbetrieb zur Verfügung.

Um einen breiteren Spektralbereich abdecken zu können, wurden alternative Konzepte für Lasermedien entwickelt, die sich z.B. aus kaskadierten Bereichen - jeweils optimiert für unterschiedliche Emissionswellenlängen - zusammensetzen (sog. heterogene Gain-Designs [GSB⁺01]). Eine weitere Möglichkeit besteht darin strahlende Übergänge nicht zwischen einzelnen elektronischen Zuständen zu nutzen, sondern zwischen Minibändern, welche durch ein Kontinuum aus einer Vielzahl von wechselwirkenden Zuständen gebildet werden.

¹Dies ist von großer Bedeutung für sog. *in-situ* Messungen, die nicht extraktiv und ohne Verwendung von Langwegzellen z.B. direkt in Prozessreaktoren stattfinden müssen.

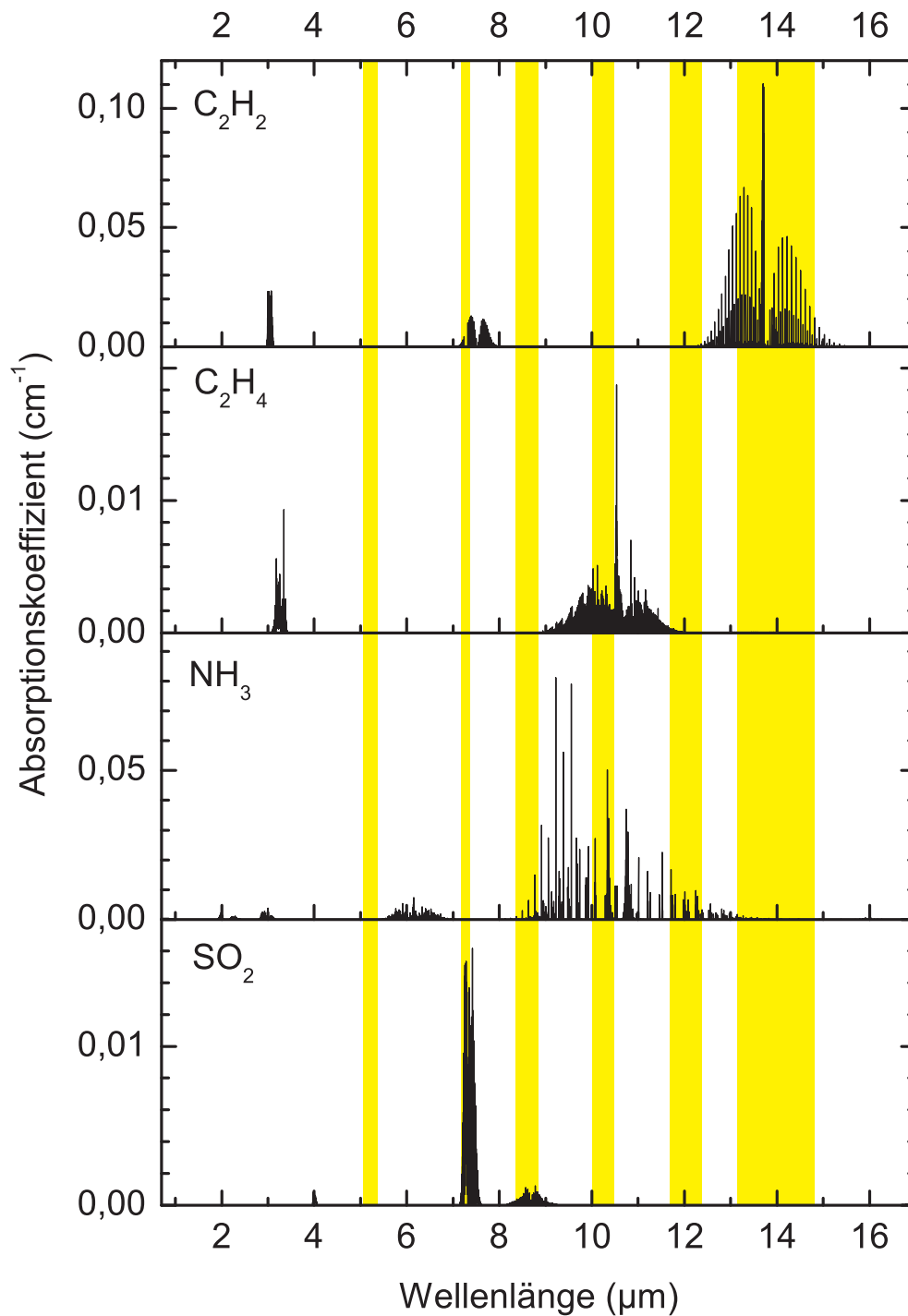


Abbildung 1.1: Absorptionskoeffizienten verschiedener Gase im NIR und MIR zwischen 700 nm und 16 μm Wellenlänge [HHw04]. Die Spektralbereiche, in denen im Rahmen dieser Arbeit monomodige Laser hergestellt wurden, sind farbig markiert.

Hiermit wurden Bandbreiten von über 400 cm^{-1} realisiert [YWFG10].

Für den Einsatz in der hochauflösenden Laser-Spektroskopie sind breitbandig emittie-

rende Lichtquellen jedoch ungeeignet. Vielmehr wird Laserbetrieb mit nur einer dominanten Mode im Laserresonator gefordert. Allerdings sollte diese monomodige Emission im Idealfall über den gesamten durch das Lasermedium zur Verfügung gestellten Spektralbereich einstellbar sein. Dies ist vorteilhaft um z.B. eine Vielzahl von Absorptionslinien eines Gases oder verschiedener Spezies mit einem Laser untersuchen bzw. Querempfindlichkeiten zwischen diesen vermeiden zu können. Zudem erfordert die Spektroskopie an Flüssigkeiten, die im Vergleich zu Gasen sehr breitbandige charakteristische Absorptionsbanden aufweisen, ebenfalls eine weite Abstimmbarkeit.

Bei Halbleiterlasern wird longitudinal monomodiger Betrieb meist durch die monolithische Integration einer Gitterstruktur in den Resonator erreicht. Basierend auf dem Konzept der verteilten Rückkopplung (engl. distributed feedback, DFB) wird eine einzelne Resonatormode ausgewählt. Die hierdurch erreichte schmalbandige Emission lässt sich bei DFB-QC-Lasern nur noch in geringem Maße durch eine Veränderung der Lasertemperatur - typischerweise mittels thermoelektrischer Peltier-Elemente - variieren (je nach Emissionswellenzahl über 5 bis 10 cm^{-1}). Wird eine Durchstimmung der Wellenlänge über einen Großteil des verfügbaren Materialgewinns benötigt, können Laser mit externen, spektral-selektiven Optiken und mechanischen Komponenten verwendet werden [HMF10, MMG⁺06], die aufgrund der o.g. Anforderungen für Anwendungen jedoch in erster Linie nur für den Laboreinsatz tauglich sind.

Eine weitere Möglichkeit den gesamten durch das Lasermedium abgedeckten Spektralbereich in einem kompakten System nutzen zu können ist prinzipiell durch die Verwendung von DFB-Arrays gegeben, welche aus einer Vielzahl von parallel angeordneten Laserstegen [LBA⁺07] oder ringförmigen Resonatorstrukturen [MSY⁺11] auf einem einzigen Halbleiter-Chip bestehen. Der Nachteil dieses Ansatzes ist neben dem hohen Materialverbrauch auch die große Schwankung der Leistungsdaten zwischen den einzelnen Lasern und damit die geringe Ausbeute an lückenlos durchstimmbaren Arrays. Zudem müssen für die meisten Anwendungen nunmehr die Strahlen aus vielen Laserfacetten entsprechend konditioniert, d.h. i.A. kollimiert und parallelisiert bzw. in eine Faser gekoppelt werden. Diese Herausforderung kann nur mittels zusätzlicher externer Optiken oder mit verlustarmen monolithischen Strukturen zur Strahlkombination gemeistert werden [LKG⁺09].

Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit verschiedene Ansätze zur Entwicklung von miniaturisierten, monolithischen Laserchips mit monomodiger Emission aus nur einer Front-Facetten und zum Teil weit abstimmbarer Emission verfolgt. Zunächst werden die zum Verständnis erforderlichen theoretischen Grundlagen des Quantenkaskadenlasers in Kapitel 2 erläutert. Ein Überblick über die verwendeten lithographischen Techniken für die Herstellungsverfahren und eine Beschreibung des speziell für gepulste Laser mit mehreren Segmenten entworfenen Messplatzes sowie der Charakterisierungsmethoden findet sich in Kapitel 3.

Der erste Teil von Kapitel 4 beschäftigt sich mit DFB-QC-Lasern, die mittels eines neuartigen Prozesses hergestellt wurden, der es erlaubt das DFB-Gitter und den Lasersteg in einem Ätzschritt zu erzeugen sowie weitere übliche Prozessschritte einzusparen. Somit stellen sie eine attraktive Alternative zu den etablierten Ausführungen dieses Lasertyps dar. Der zweite Teil dieses Kapitels dreht sich um die Entwicklung leistungsstarker DFB-QC-Laser im Spektralbereich um $14\ \mu\text{m}$, die im Rahmen des vom BMBF geförderten Forschungsprojektes QUIP für die Detektion von Kohlenwasserstoffen in der industriellen Prozesskontrolle entwickelt wurden. Der langwellige Spektralbereich des MIR ist besonders für den Nachweis von Acetylen mit hoher Empfindlichkeit geeignet, weil die dort befindlichen Absorptionslinien einen im Vergleich zu den bei kleineren Wellenlängen gelegenen einen vielfach erhöhten Absorptionskoeffizienten aufweisen (vgl. Abb. 1.1). Zudem lassen sich dort Querempfindlichkeiten mit anderen im Prozessgas vorhandenen Komponenten deutlich einfacher vermeiden. Die Herausforderung derartig langwellige QC-Laser herzustellen besteht darin, trotz hoher Materialabsorption und geringem Materialgewinn [HCG11] eine große optische Ausgangsleistung und stabilen Einzelmodenbetrieb zu ermöglichen.

QC-Laser mit gekoppelten Kavitäten (CC, engl. *coupled cavities*) sind Gegenstand von Kapitel 5. Die Erfahrungen mit diesem Lasertyp und die Einschränkungen, die sich aus dem Bauteilkonzept ergeben, führten schließlich zur Entwicklung des in Kapitel 6 vorgestellten DBR-QC-Lasers mit zwei Segmenten und flachgeätztem Bragg Reflektor (DBR, Bragg Reflektor mit verteilter Rückkopplung, engl. *Distributed Bragg Reflektor*). Dieser nutzt die hohe Verlustleistung in QC-Lasern, um über eine gepulste Ansteuerung der Segmente einen großen Abstimmbereich für die Laseremission zu erhalten. Zusätzlich wurden weitere außergewöhnliche Eigenschaften entdeckt, welche im Vergleich zu DFB-QC-Lasern eine erhöhte spektrale Messauflösung und ein extrem schnelles Umschalten zwischen verschiedenen Emissionswellenlängen ermöglichen. Um die Eignung der hergestellten Bauteile für die Absorptionsspektroskopie zu belegen, wurden zudem Absorptionsmessungen an Acetylen, Ammoniak und Ethen vorgenommen.

2 Funktionsprinzip des Quantenkaskadenlasers

In diesem Kapitel werden die Grundlagen des Quantenkaskadenlasers, die für das Verständnis der folgenden Kapitel erforderlich sind, nach [GCSC01] dargelegt. Dies umfasst den Aufbau des Lasermediums und die Verwirklichung von stimulierter Emission, typische elektrische, optische und spektrale Bauteileigenschaften sowie die Wellenführung im Lasersteg.

2.1 Grundlagen der Materialverstärkung und Aufbau des Lasermediums bei Quantenkaskadenlasern

Die kohärente Strahlung eines Quantenkaskadenlasers wird durch stimulierte Emission im aktiven Medium erzeugt, welches so beschaffen sein muss, dass bei Zuführung von elektrischem Strom eine Besetzungsinversion $N_1 > N_2$ erreicht werden kann. N_1 bzw. N_2 bezeichnen hierbei die Elektronendichten des energetisch gesehen oberen bzw. unteren Laser-Niveaus mit Energien E_1 und E_2 , welche zu elektronischen Zuständen innerhalb des Leitungsbandes gehören. Übergänge von Elektronen zwischen diesen können unter Aussendung oder Absorption eines Photons der Energie $E_1 - E_2$ erfolgen. Im Fall der stimulierten Emission ist dieses in Energie, Bewegungsrichtung und Phase identisch zu einem bereits vorhandenen Lichtquant, welches diesen Vorgang ausgelöst (*stimuliert*) hat. Eine Verstärkung des Lichtfeldes im Lasermedium ist nur möglich, wenn eine Besetzungsinversion gegeben ist und somit mehr Photonen emittiert als absorbiert werden. Um daher für eine effiziente Entleerung von E_2 zu sorgen, bedient man sich beim QC-Laser des sehr effizienten Prozesses der resonanten Emission eines longitudinal optischen (LO) Phonons beim Übergang eines Elektrons von E_2 in ein um $\Delta E_{Ph,LO}$ energetisch niedriger liegendes Energie-Niveau E_3 . Die Lebensdauer von E_2 beim Übergang in E_3 kann somit auf sehr kleine Werte von $\tilde{\tau}_{23} \approx 0,3$ ps eingestellt werden, was im Vergleich zu typischen Werten für die Lebensdauer des oberen Laser-Niveaus $\tilde{\tau}_1 = (\tilde{\tau}_{12}^{-1} + \tilde{\tau}_{13}^{-1})^{-1} \approx 1$ ps ausreicht, um eine Besetzungsinversion herzustellen.

Zur Definition der elektronischen Energie-Niveaus ist die Herstellung von Quantentöp-

fen durch das Wachstum von Halbleitermaterialien mit unterschiedlicher Energielücke E_g erforderlich (siehe Abb. 2.1(a)). Die Tiefe der Potentialtöpfe, die durch die Leitungsband-Diskontinuität ΔE_C bestimmt wird, ist vom verwendeten Materialsystem und vom Grad der Verspannung im Kristall abhängig und beträgt im InGaAs/InAlAs-System für gitterangepasstes Wachstum auf InP etwa 510 meV. Durch eine Vielzahl solcher Heterostrukturen wird die *aktive Zone* eines QC-Lasers definiert, in der neben den oben diskutierten Laser-Niveaus weitere für den Elektronen-Transport maßgebliche elektronische Zustände realisiert werden. Die gesamte aktive Zone ist dabei aus N_k identischen Funktionseinheiten aufgebaut, die periodisch hintereinander angeordnet sind. Sie bestehen meist¹ aus einem *aktiven Bereich* und einem *Injektor*. Ersterer beinhaltet die Energie-Niveaus E_1 , E_2 , E_3 , letzterer ermöglicht einen effizienten Elektronentransport in den *aktiven Bereich* der nächsten Funktionseinheit. Somit kann ein Elektron in bis zu N_k *aktiven Bereichen* ein Lichtquant zum Laserbetrieb beitragen, was eine *externe differentielle Quanteneffizienz* $\eta_d > 1$, ermöglicht. Sie gibt die Anzahl der emittierten Photonen pro injiziertem Elektron wieder.

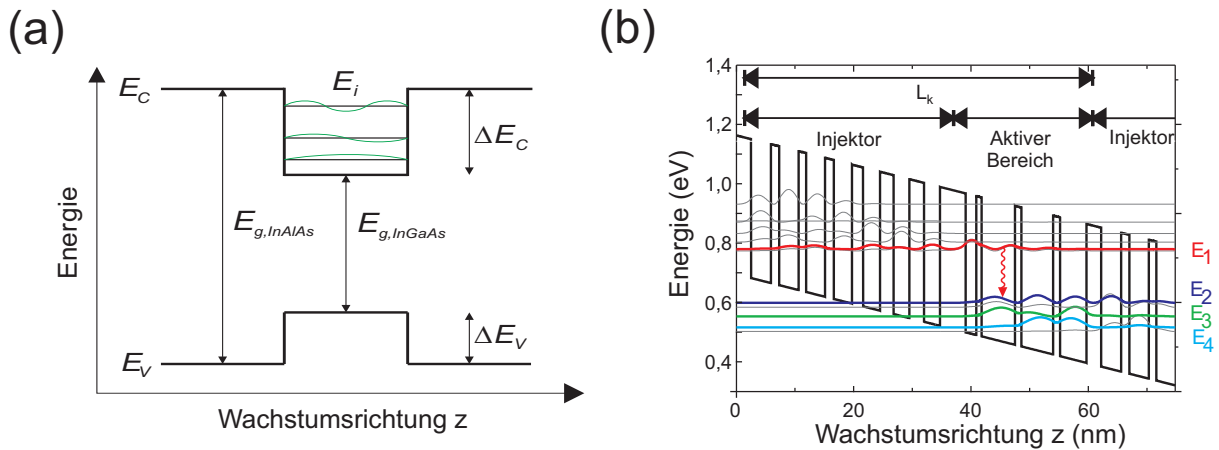


Abbildung 2.1: (a) Quantentöpfe im InGaAs/InAlAs/InP Materialsystem (schematisch) (b) Verlauf der Leitungsbandkante (schwarze Linie) einer Funktionseinheit von Lasermedium A (gesamter Schichtaufbau siehe Tab. A.1 im Anhang) mit Emissionswellenlänge um $8,7 \mu\text{m}$ bei angelegtem elektrischen Feld. Die eingezeichneten Betragsquadrate der relevanten Wellenfunktionen wurden auf Basis der Schrödinger Gleichung mit Hilfe von Transfermatrizen berechnet. Der strahlende Laserübergang zwischen E_1 und E_2 ist durch einen Pfeil angedeutet. Die grau eingezeichneten Zustände im Injektor dienen dem Elektronentransport von einem aktiven Bereich in den nächsten.

¹Es wurden auch einige injektorlose Designs von aktiven Zonen für QC-Laser verwirklicht, welche zuletzt sogar Dauerstrichbetrieb bei Raumtemperatur [KVBA09] erreichen konnten. Derartige Ansätze bilden jedoch eher die Ausnahme.

Eine mögliche Verwirklichung einer solchen Funktionseinheit der Gesamtlänge L_k stellt das in Abb. 2.1(b) dargestellte *Vier-Quantenfilm-Design* dar. Die aktive Zone enthält hierbei vier für den Laser-Prozess relevante Energie-Niveaus, wobei E_3 der schnellen Entleerung von E_2 und E_4 wiederum der Entleerung von E_3 mittels Phononenresonanz dient, weshalb die energetischen Abstände dieser Zustände jeweils etwa $\Delta E_{Ph,LO} = 34$ meV betragen.

Der Gewinn an Photonen pro injizierter Stromdichte kann quantitativ mittels des strombezogenen Gewinnkoeffizienten g_0 beschrieben werden. Er lässt sich aus dem Matrixelement des Laserübergangs z_{12} , den Lebensdauern der Laser-Niveaus E_1 und E_2 und einem phänomenologischen Faktor γ_{12} , der die Breite des Lumineszenz-Spektrum (Halbe Breite bei halbem Maximum) angibt, bestimmen:

$$g_0 = \tilde{\tau}_1 \left(1 - \frac{\tilde{\tau}_2}{\tilde{\tau}_{12}}\right) \frac{4\pi e z_{12}^2}{2\lambda \epsilon_0 \bar{n} L_k \gamma_{12}} \quad (2.1)$$

mit der Elementarladung e , dem effektiven Brechungsindex \bar{n} (siehe Abschnitt 2.5) und den jeweils auf Vakuum bezogenen Größen der Emissionswellenlänge λ und der Dielektrizitätskonstante ϵ_0 . Bedingt durch die Auswahlregeln für Intersubband-Übergänge sind die unter stimulierter Emission erzeugten Photonen transversal magnetisch polarisiert, d.h. der Vektor der elektrischen Feldstärke ist parallel zur z-Richtung ausgerichtet.

Neben dem InGaAs/InAlAs/InP Materialsystem, das vornehmlich für den Wellenlängenbereich zwischen $3,5 \mu\text{m}$ [BSBR12] und $16 \mu\text{m}$ [RHBF01] Verwendung findet, haben sich auch zwei weitere Materialsysteme etabliert: So werden Terahertz-Lasermedien mit langwelliger Emission im fernen Infrarot meist auf Basis von AlGaAs/GaAs Quantentöpfen auf GaAs-Substrat hergestellt [Yur09]. Für große Photonenenergien und damit kurzwellige Laser zwischen $2,6$ und $3,5 \mu\text{m}$ sind dagegen InAs/AlSb Schichten auf InAs-Substrat aufgrund der großen Leitungsband-Diskontinuität von $2,1$ eV sehr gut geeignet [CTD⁺10].

2.2 Eigenschaften des Emissionsspektrums

Da der Laserübergang innerhalb des Leitungsbandes mit identischer Krümmung der Dispersionsrelationen von Anfangs- und Endzustand stattfindet, ist die resultierende spektrale Verstärkungsbandbreite im Gegensatz zu Interband-Lasern, die auf Emission von Photonen durch Elektron-Loch-Rekombination beruhen, deutlich schmaler und die Form des Verstärkungsspektrums symmetrisch. Sie kann durch eine Lorentz-Funktion beschrieben werden, deren Breite durch die Lebensdauer des strahlenden Übergangs infolge der Energie-Zeit-Unschärfe und die Variation der Energie der Subbänder in den einzelnen Funktionseinheiten durch Legierungsunordnung in Quantenfilmen und Barrieren

bestimmt wird; des Weiteren durch die Rauigkeit der Heterostruktur-Grenzflächen und temperaturabhängige, nicht-strahlende Streuprozesse z.B. an Donatoren. Somit ergeben sich typischerweise Bandbreiten von ca. 50 cm^{-1} . Nutzt man hingegen aktive Regionen mit sehr vielen benachbarten Quantentöpfen, so kann man das sich aufgrund der Wechselwirkung ihrer elektronischen Zustände bildende Miniband als oberes (*continuum-to-bound*) oder unteres (*bound-to-continuum*) Laser-Niveau nutzen und somit die Verstärkungsbandbreite drastisch erhöhen. Werte von über 400 cm^{-1} konnten so erreicht werden [YWFG10].

Das Emissionsspektrum eines QC-Lasers wird nicht allein durch die Verstärkungsbandbreite bestimmt, sondern auch durch die Randbedingungen an den Enden des Lasersresonators. Im Fall einer Fabry-Pérot (FP) Kavität aus planparallelen Spiegeln im Abstand L (siehe Abb. 2.2) können sich in longitudinaler Richtung nur stehende Wellen mit Wellenlänge

$$\lambda_m = \frac{2\bar{n}L}{m} \quad (2.2)$$

und spektralem Abstand

$$\Delta\tilde{\nu}_{FP} = \frac{1}{2\bar{n}_g L} \quad (2.3)$$

ausbilden. Die ganze Zahl m bezeichnet die Ordnung der jeweiligen longitudinalen Resonatormode. Durch die Verwendung des effektiven Gruppenindex \bar{n}_g statt des effektiven Brechungsindex \bar{n} wird der Materialdispersion Rechnung getragen. Da die Moden im Laserspektrum äquidistant erscheinen (siehe Abb. 2.3) spricht man bei dem Spektrum eines FP Lasers auch von einem *Modenkamm*.

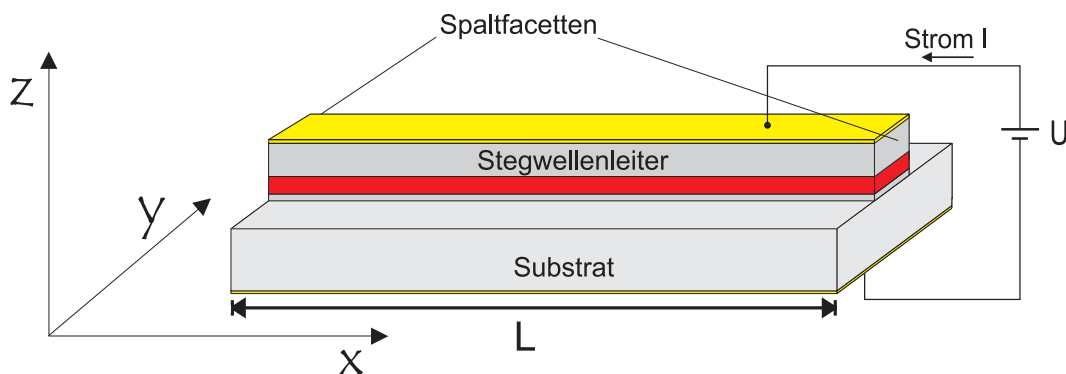


Abbildung 2.2: (a) Schematische Zeichnung eines FP Stegwellenleiters mit gespaltenen Facetten. Das x-y-z Koordinatensystem zeigt die in den folgenden Kapiteln jeweils als longitudinale, laterale bzw. vertikale Richtung angegebene Orientierung an. Die aktive Zone ist rot eingefärbt. Für die Strominjektion befindet sich jeweils eine Kontaktschicht auf dem Wellenleiter und auf der Unterseite des Substrats.

Die Spiegel an den Enden des Resonators werden im einfachsten Fall durch entlang

einer Kristallebene gespaltene (CL, *engl. cleaved*) Facetten gebildet, welche nach den Fresnel'schen Gleichungen folgende intensitätsbezogene Reflektivität aufweisen:

$$R = \left(\frac{\bar{n} - n_{Luft}}{\bar{n} + n_{Luft}} \right)^2 \quad (2.4)$$

Für das InP/InGaAs/InAlAs System beträgt diese mit einem typischen effektiven Brechungsindex der Lasermode $\bar{n} \approx 3,2$ (vgl. Abschnitt 2.5) $R \approx 0,27$.

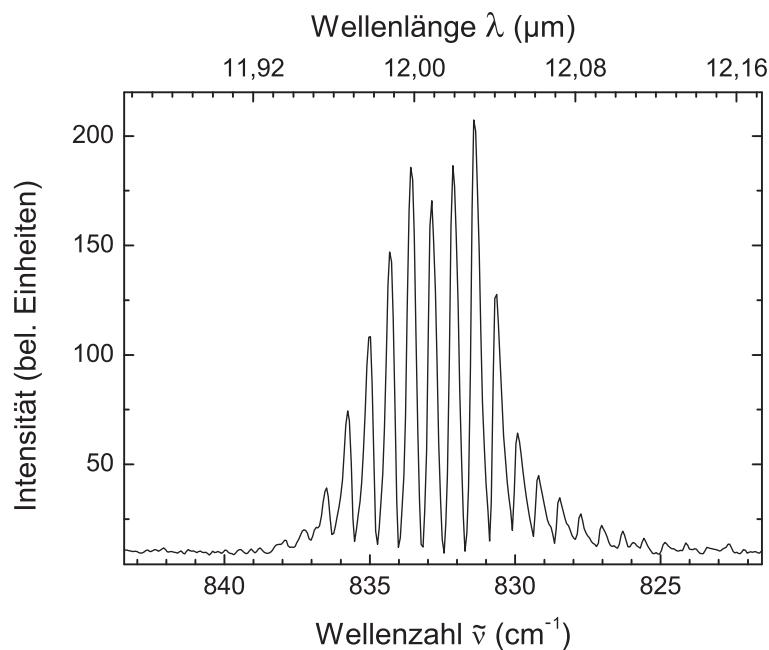


Abbildung 2.3: Spektrum eines FP QC-Lasers mit einem dem freien Spektralbereich entsprechenden Modenabstand $\Delta\tilde{\nu}_{FP}$ von $0,73 \text{ cm}^{-1}$.

2.3 Schwellenbedingung

Mit zunehmender elektrischer Stromdichte J durch das Lasermedium kann eine Besetzungsinversion und die kohärente Verstärkung von Licht erreicht werden. Laserbetrieb wird jedoch erst möglich wenn der Gewinn pro Längeneinheit $g = g_0 J$ die Summe aller auftretenden Verluste α von Lichtquanten innerhalb des Wellenleiters α_i und an den Spiegeln α_m ausgleicht. α_i beinhaltet v.a. die Absorption durch freie Ladungsträger in dotierten Bereichen des Wellenleiters und resonante Intersubband-Übergänge im Lasermedium sowie durch Dielektrika. Die Spiegelverluste α_m tragen der Auskopplung von Photonen an den Spiegeln und damit der nutzbaren Ausgangsleistung des Lasers Rechnung.

Quantitativ kann man die Verstärkung einer ebenen elektromagnetischen Welle anhand des Betrags ihrer elektrischen Feldstärke E erfassen. Bewegt sie sich im Lasermedium in

x-Richtung fort und erfährt dort sowohl Verstärkung g als auch Verluste α , so gilt

$$E(x, t) = E_0 e^{i(\omega t - \tilde{\beta} x)} \quad (2.5)$$

mit der Kreisfrequenz ω und komplexer Wellenzahl in z-Richtung

$$\tilde{\beta} = \frac{2\pi\bar{n}}{\lambda} + \frac{i}{2}(g - \alpha) \quad (2.6)$$

Der Faktor $\frac{1}{2}$ im Exponenten ergibt sich durch den Bezug auf die Intensität, die Bedeutung des *effektiven Brechungsindex* \bar{n} wird in Abschnitt 2.5 erläutert.

Werden durch ausreichende Strominjektion alle Verluste kompensiert, so ist die Schwellenverstärkung g_{th} erreicht. Dann ist der Betrag der elektrischen Feldstärke nach einem vollständigen Umlauf der Strecke $2L$ im Resonator und partieller Reflektion an beiden Spiegeln mit den komplexen Reflektionskoeffizienten r_1 und r_2 wieder auf seinem Ausgangswert:

$$r_1 r_2 E_0 e^{-2i\tilde{\beta}_{th} L} = E_0 \quad (2.7)$$

Einsetzen von Gleichung 2.6 und Auflösen nach der Schwellenverstärkung g_{th} ergibt

$$g_{th} = \frac{\alpha_i + \alpha_m}{\Gamma} \quad (2.8)$$

wobei $R = r_1 \cdot r_2$ und die Spiegelverluste

$$\alpha_m = \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \quad (2.9)$$

gesetzt wurden. Somit lässt sich die Bedingung für die Schwellstromdichte wie folgt formulieren

$$J_{th} = \frac{\alpha_i + \alpha_m}{g_0 \Gamma} \quad (2.10)$$

mit dem Füllfaktor Γ , der dem Anteil des elektromagnetischen Feldes der im Wellenleiter geführten Lasermode entspricht, der mit dem *aktiven Medium* überlappt (vgl. Abschnitt 2.5). Für niedrige Schwellstrom- und Verlustleistungsdichten sind daher lange Resonatoren mit hohen Facettenreflektivitäten günstig.

2.4 Elektrische und optische Eigenschaften

Beispielhafte elektrische und optische Kennlinien eines gepulst betriebenen QC-Lasers sind in Abb. 2.4 abgebildet. Der lineare Teil der U-I Kennlinie oberhalb der Einsatzspannung U_e kann mit Hilfe des differentiellen Widerstandes R_{diff} durch folgende Beziehung beschrieben werden:

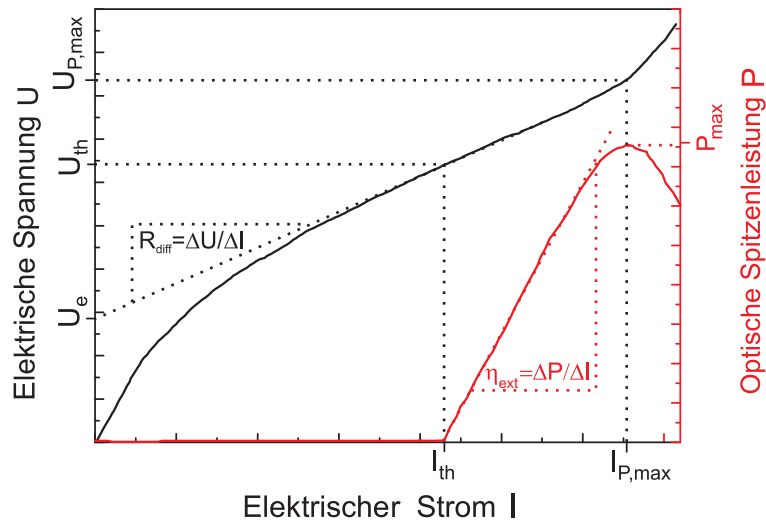


Abbildung 2.4: Elektro-optische Kennlinien eines QC-Lasers mit typischen Kenngrößen (siehe Fließtext).

$$U(I) = U_e + R_{diff} I \quad (2.11)$$

Neben kleinen Beiträgen des Kontaktwiderstandes an den Metall-Halbleiter Grenzflächen und des Widerstandes von gering dotierten Schichten des Wellenleiters, wird U_e hauptsächlich durch die Spannung bestimmt, die notwendig ist um eine Angleichung von Energie-Niveaus im Injektor und dem Laser Niveau E_1 zu erzeugen. Damit ist sie im Wesentlichen proportional zu N_k . Im Resonanzfall ermöglicht der Tunneleffekt einen effizienten Ladungsträgertransport durch die Barrieren [SCF⁺98]. Mit zunehmender Stromdichte J steigen die Ladungsträgerdichten N_1 und N_2 , sowie auch die Besetzungsinversion N_1-N_2 linear an bis die Schwellenbedingung 2.10 erfüllt wird. Oberhalb des Schwellenstroms $I_{th} = J_{th} \cdot L \cdot W$ mit der Breite des Wellenleitersteges W steigt die emittierte optische Spitzenleistung $P = \eta_{ext}(I - I_{th})$ zunächst mit der konstanten Steigung $\eta_{ext} = \frac{\Delta P}{\Delta I}$, welche im folgenden als *externe Effizienz* bezeichnet wird. Aus ihr kann die in Abschnitt 2.1 eingeführte *externe differentielle Quanteneffizienz* bestimmt werden

$$\eta_d = \frac{e\lambda}{hc} \eta_{ext} \quad (2.12)$$

mit der Elementarladung e , der Lichtgeschwindigkeit c und der Planckschen Konstante h . Sobald die Spannung soweit angestiegen ist, dass die Energie-Zustände im Injektor außer Resonanz mit E_1 geraten, steigt der elektrische Widerstand des Bauteils oberhalb $U_{p,max}$ stark an und die optische Spitzenleistung mit Maximalwert P_{max} rollt über. Zudem wird die maximale Betriebsstromdichte durch die Dotierung begrenzt. Beide Mechanismen sind vom thermischen Überrollen infolge erhöhter Temperatur im Lasermedium zu unterschei-

den, welches nur für große mittlere Verlustleistungen bei höheren Tastverhältnissen (siehe Kapitel 4.4.2) oder im cw-Betrieb beobachtet wird.

Als Gründe für die Abnahme von P und die Zunahme von J_{th} für steigende Temperaturen des Lasermediums lassen sich u.a. die thermisch bedingte Vergrößerung von γ_{12} sowie der Anstieg ungewollter Streuung von Elektronen an Unreinheiten und rauhen Grenzflächen im Kristall anführen. Desweiteren wird die Besetzungsinversion durch thermische Anregung von Elektronen aus E_1 in ungebundene Zustände bzw. aus E_3 in das untere Laser-Niveau E_2 verringert. Empirisch wird die Entwicklung von J_{th} wie folgt beschrieben

$$J_{th} = J_0 \cdot \exp \frac{T}{T_0} \quad (2.13)$$

wobei J_0 die Schwellstromdichte bei $T=0$ K und die charakteristische Temperatur T_0 ein gängiges Maß für die Temperaturabhängigkeit von J_{th} darstellt.

2.5 Vertikale und laterale Wellenleitung

Nach der Behandlung von longitudinalen Moden in Abschnitt 2.2 soll in diesem Abschnitt das im Resonator entstehende Strahlungsfeld in der y - z Ebene betrachtet werden: Aus den Maxwell-Gleichungen lassen sich die skalaren Wellengleichungen für das elektrische und magnetische Feld einer elektromagnetischen Welle ableiten. Über einen Ansatz mit ebenen Wellen, die sich in x -Richtung ausbreiten, erhält man aus den Wellengleichungen die Helmholtzgleichung mit ortsabhängiger Amplitude der elektrischen Feldstärke $E(y, z)$:

$$\nabla^2 E(y, z) + (k^2 \cdot \tilde{n}^2 - \tilde{\beta}^2) \cdot E(y, z) = 0 \quad (2.14)$$

mit $k = \frac{2\pi}{\lambda}$. Aus den Lösungen von 2.14 ergibt sich für einen gegebenen Wellenleiter mit ortsabhängigem Brechungsindex \tilde{n} ein Spektrum aus geführten Eigenmoden - man spricht von verschiedenen Ordnungen - zu denen jeweils eine Feldverteilung $E(y, z)$ und ein effektiver Brechungsindex \bar{n} gehört. Letzterer ergibt sich anschaulich aus der Gewichtung der Brechungsindizes der einzelnen Wellenleitermaterialien mit der Feldverteilung. Mit Hilfe finiter Differenzen lässt sie sich für den hier betrachteten Stegwellenleiter nach der in [SHM96] beschriebenen Methode mittels Simulationssoftware [Las] numerisch lösen. Somit lassen sich auch \bar{n} und Γ ermitteln. Da Gleichung 2.14 formal der zeitunabhängigen Schrödingergleichung gleicht, verhält sich die Feldverteilung einer geführten Lasermode mit effektivem Brechungsindex \bar{n} im Wellenleiter ähnlich einem gebundenen Teilchenzustand mit zugehöriger Eigenenergie im quantenmechanischen, endlichen Potentialtopf. Analog zur typischerweise hohen Aufenthaltswahrscheinlichkeit eines gebundenen Teilchens in Bereichen niedrigen Potentials, ist hohe Lichtintensität einer geführten Lasermode in Bereichen großer realer Brechungsindizes aufzufinden.

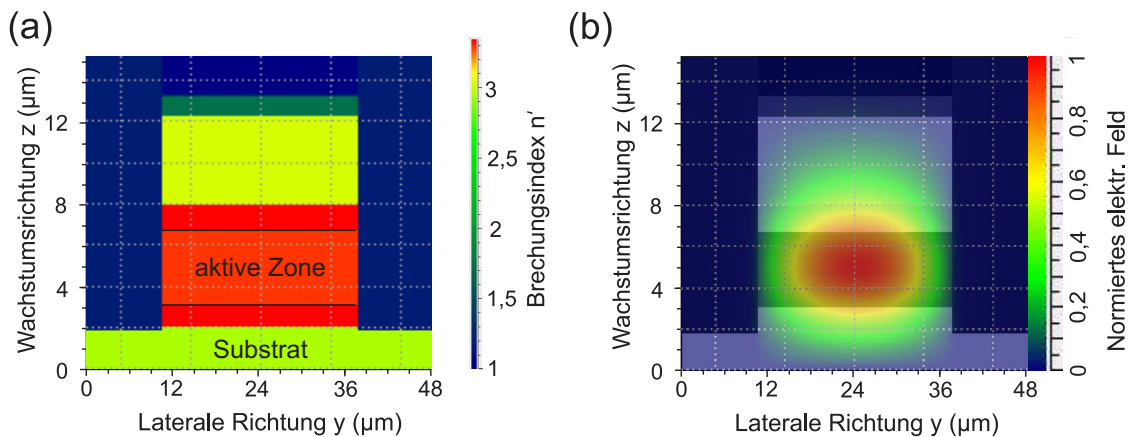


Abbildung 2.5: (a) Querschnitt eines tief, d.h. in z -Richtung bis unter die aktive Zone geätzten Wellenleiters mit $W=28 \mu\text{m}$ basierend auf dem im Anhang in Tab. A.2 angegebenen Schichtaufbau. Der Brechungsindex des umgebenden Materials wurde zu 1,6 gewählt (vgl. Abschnitt 3.1.2). (b) Berechnetes zweidimensionales Feldprofil der Mode nullter Ordnung in lateraler und vertikaler Richtung für den in (a) gezeigten Schichtaufbau. Der hierfür verwendete Realteil der Brechungsindizes der einzelnen Materialien wurde in Abhängigkeit von Dotierung und Wellenlänge mit Hilfe eines einfachen Drude Modells [YC10] bestimmt. Der effektive Brechungsindex ergibt sich zu $\bar{n}=3,198$.

Die der Wellenleitung dienenden Laserstege werden bei QC-Lasern typischerweise tief geätzt - d.h. bis unter die aktive Zone - um eine Stromaufweitung in lateraler Richtung² zu verhindern und einen *Ladungsträger-Einschluss* im Lasersteg zu gewährleisten (siehe Abb. 2.5(a)). Flachgeätzte QC-Laser sind zwar prinzipiell realisierbar, weisen jedoch stark erhöhte Schwellströme auf [Man04].

Der *optische Einschluss* ist bei typischen dielektrischen Wellenleitern von QC-Lasern mit Emission im MIR durch ein Brechungsindex-Gefälle zwischen aktiver Zone und den in vertikaler bzw. lateraler Richtung anschließenden Materialien gegeben. Man spricht hier auch von *Indexführung*. Die beiden hochbrechenden InGaAs-Schichten ober- und unterhalb der aktiven Zone sorgen für einen *getrennten Einschluss* (SC, engl. *Separate Confinement*) der Lichtmode außerhalb der teilweise hoch dotierten und damit verlustreicheren aktiven Zone, allerdings bewirken sie damit auch eine Verringerung des Füllfaktors Γ .

Um eine Dominanz der nullten Ordnung in vertikaler und lateraler Richtung (wie in der berechneten Feldverteilung in Abb. 2.5(b)) zu gewährleisten, können die Abmessungen

²Aufgrund der vielen Grenzflächen zwischen den Quantenfilmen ergibt sich durch erhöhte Elektronen- und Phononenstreuung sowohl eine stark anisotrope elektrische wie auch thermische Leitfähigkeit, die parallel zu den Schichten bis zu eine Größenordnung höher ausfallen können als in Wachstumsrichtung [CKW⁺03, Szy11].

der Facette nicht beliebig groß gewählt werden. Dies bringt jedoch - analog zur Beugung am Einfachspalt - eine Aufbeugung des Laserstrahles mit sich. Wählt man das Zentrum der Lasermode auf der Frontfacette als Ursprung, so lässt sich das Fernfeld als winkelabhängige Intensität $I(\theta, \phi)$ mit dem lateralen (vertikalen) Fernfeldwinkel $\theta = \arctan \frac{y}{x}$ ($\phi = \arctan \frac{z}{x}$) definieren. Es kann durch eine Fourier-Transformation aus dem Modenprofil an der Facette berechnet werden [BDS⁺07]. Für eine Mode nullter Ordnung ergibt sich im Idealfall ein gaußförmiges Fernfeld, dessen Halbwertsbreiten von den lateralen bzw. vertikalen Abmessungen des Wellenleiters abhängen. Ein solches Strahlprofil ist Voraussetzung um durch optische Instrumente wie z.B. Linsen oder Parabolspiegel eine bestmögliche Fokussierbarkeit des Laserstrahles zu erreichen [Ald03].

3 Thermische Eigenschaften, Herstellung und Charakterisierung von Quantenkaskadenlasern

In diesem Kapitel werden praktische Aspekte der Herstellung und Charakterisierung von QC-Lasern behandelt. Zudem wird die Temperaturentwicklung im Wellenleiter während des Laserbetriebs auf Basis von thermischen Simulationen¹ diskutiert. Gerade bei großen Emissionswellenlängen ist es aufgrund des niedrigen Wirkungsgrades und der hohen Betriebsleistung unabdinglich thermische Gesichtspunkte beim Entwurf, der Herstellung und dem Betrieb von QC-Lasern zu berücksichtigen. Zudem ist das Verständnis der zeitlichen Temperaturentwicklung im Lasersteg entscheidend, um das Funktionsprinzip und die besonderen Eigenschaften des in Kapitel 6 vorgestellten Lasertyps erklären zu können.

3.1 Varianten von Wellenleitern

3.1.1 Thermische Eigenschaften

Bei der Herstellung von QC-Lasern werden je nach Anforderung an die Effizienz der thermischen Wärmeableitung verschiedene Arten von Stegwellenleitern eingesetzt. Bei der einfachsten Ausführung handelt es sich um einen freistehenden oder zur elektrischen Isolation und Planarisierung von Polymer umgebenen Mesa-Wellenleiter wie in Abb. 3.1(a) schematisch dargestellt. Deutlich günstiger für eine schnelle Wärmeabfuhr der beim Betrieb entstehenden Verlustleistung P_{diss} aus der aktiven Zone sind der sog. *Doppelkanal* (DC, engl. *double channel*) Wellenleiter aus Abb. 3.1(b) oder ein vergrabener BH (BH, engl. *buried heterostructure*) Wellenleiter, der in Abb. 3.1(c) dargestellt ist. Bei diesen kann die Verlustwärme über mehrere Mikrometer dickes Gold bzw. über in einem zweiten Epitaxie-Schritt aufgewachsenes, intrinsisches Indiumphosphid zusätzlich lateral sowie in positiver z-Richtung abgeführt werden. Der thermische Widerstand einer Laserstruktur

¹Die für QC-Laser erstellte Simulation zur Lösung der zeitabhängigen Wärmeleitungsgleichung und die bei der Berechnung auf Basis von finiten Differenzen gemachten Annahmen und Randbedingungen werden in [Fuc07] ausführlich beschrieben.

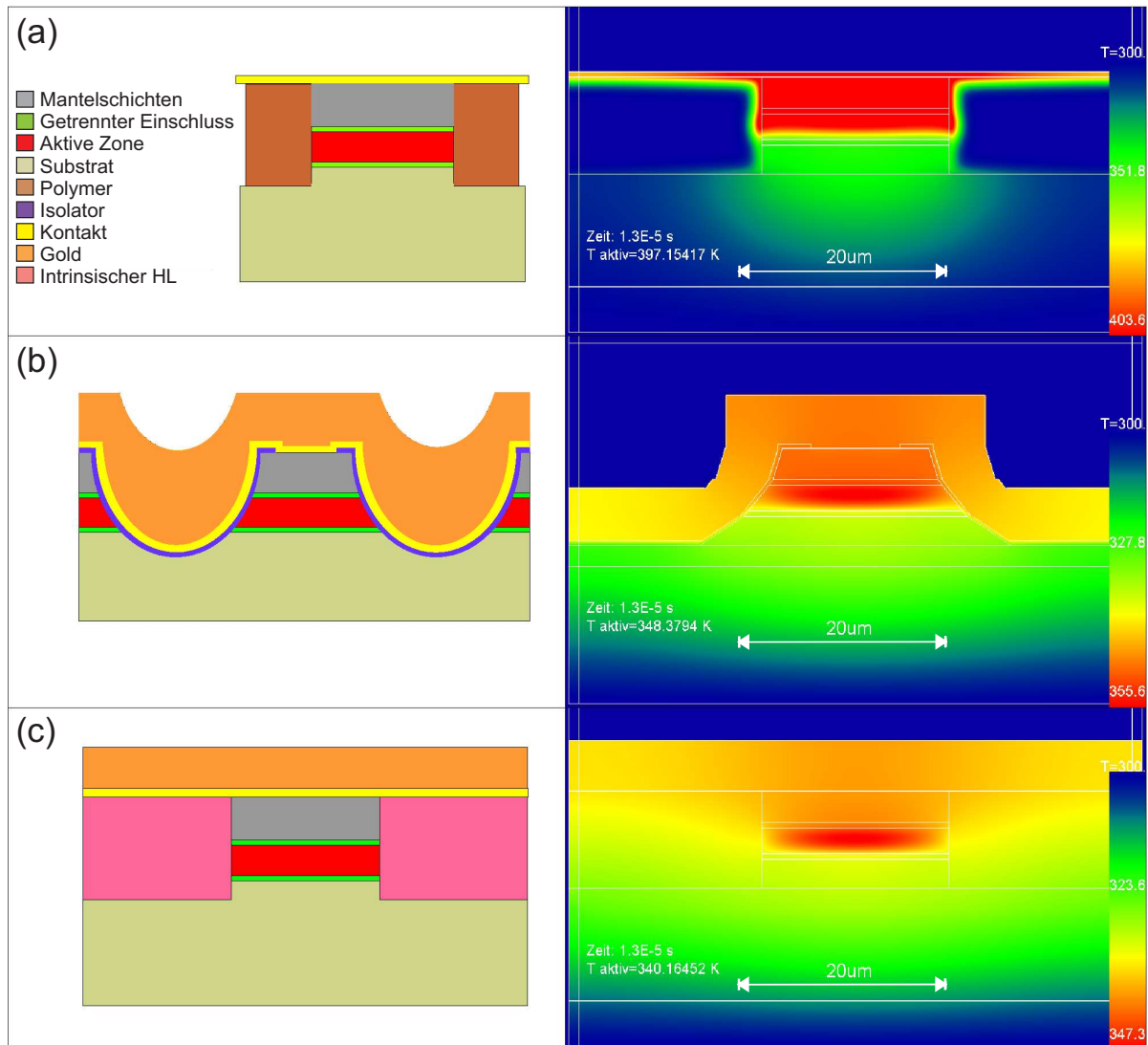


Abbildung 3.1: Linke Spalte: Schematische Darstellung verschiedener Ausführungen von Wellenleitern zum lateralen elektrischen und optischen Einschluss der Lasermode (vgl. auch Abschnitt 2.5). (a) Mesa-Wellenleiter (b) Doppelkanal-Wellenleiter (c) überwachsener Wellenleiter. Rechte Spalte: Temperaturverteilung in den Wellenleitern nach einem $10 \mu\text{s}$ Puls und $3 \mu\text{s}$ Abkühlzeit für typische Verlustleistungsdichten im Pulsbetrieb von $240 \text{ kW}/\text{mm}^3$ und $T_{\text{sink}} = 300 \text{ K}$.

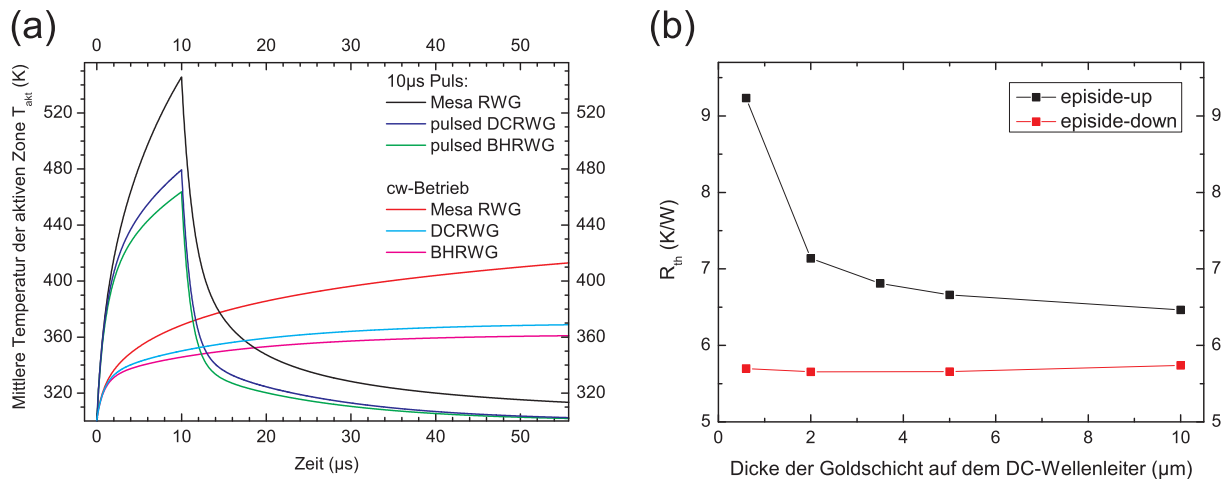


Abbildung 3.2: (a) Zeitliche Entwicklung von T_{akt} für $T_{sink}=300$ K für verschiedene Ausführungen von Wellenleitern und Betriebsbedingungen. Im gepulsten Betrieb wurde eine typische Verlustleistungsdichte von 240 kW/mm^3 , im cw-Betrieb von 100 kW/mm^3 angenommen. Aus den Kurven für den cw-Betrieb ergeben sich für Mesa-, DC- und BH-Wellenleiter Werte für R_{th} von $12,3 \text{ K/W}$ bzw. $6,7 \text{ K/W}$ bzw. $6,2 \text{ K/W}$. Für die beiden letzteren Typen von Wellenleitern (der DC-Wellenleiter wurde mit einer Gold-Dicke von 5 μm auf dem Steg modelliert) ist im gepulsten Betrieb eine deutlich schnellere Abkühlung nach Ende des elektrischen Pulses zu erkennen. (b) Abhängigkeit des thermischen Widerstandes von der Dicke der Goldschicht auf dem DC-Wellenleiter jeweils für die Montage episode-up und episode-down.

wird definiert als

$$R_{th} = \frac{T_{akt} - T_{sink}}{\overline{P}_{diss}} \quad (3.1)$$

und gibt die Erhöhung der mittleren Temperatur der aktiven Zone T_{akt} gegenüber der Wärmesenke T_{sink} pro mittlerer dissipierter Verlustleistung $\overline{P}_{diss} = U\overline{I} - \overline{P}$ an. \overline{P} bezeichnet hierbei die im zeitlichen Mittel emittierte optische Leistung, U und \overline{I} die Betriebsspannung bzw. den mittleren Betriebsstrom. Alternativ wird auch die auf die Fläche des Lasersteges $A = W \cdot L$ normierte thermische Leitfähigkeit $G_{th} = (R_{th} \cdot A)^{-1}$ verwendet, welche zum Vergleich von Bauteilen oder Lasersegmenten mit unterschiedlichen Abmessungen zweckmäßig ist.

In der rechten Spalte von Abb. 3.1 sind simulierte Wärmeverteilungen für die verschiedenen Arten von Wellenleitern mit einer konstanten Stegbreite von 18 μm abgebildet. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich der Mesa-Wellenleiter aufgrund der praktisch nicht erfolgenden Wärmeabfuhr durch das sehr schlecht wärmeleitfähige Polymer Benzocyclobuten (BCB) (vgl. Tabelle 3.2) bereits während eines Rechteck-Pulses von 10 μs um ca.

100 K erwärmt. Bei den anderen Wellenleiter-Typen beträgt die Temperatursteigerung für gleiche Betriebsbedingungen nur etwa die Hälfte. In Abb. 3.2(a) ist die zeitliche Entwicklung von T_{akt} für die verschiedenen Wellenleiter sowohl im gepulsten als auch im cw-Betrieb dargestellt. Es sind deutliche Unterschiede nicht nur bei der Erwärmung während des Pulses, sondern auch bei Betrachtung der Zeitkonstante für die Abkühlung nach einem Puls auszumachen.

Thermische Widerstände von DC-Wellenleitern mit einer Stegbreite von $18\ \mu\text{m}$ und einer Länge von 3 mm in Abhängigkeit der Dicke der Goldschicht auf dem Steg sind in Abb. 3.2(b) aufgetragen. Unterschieden wird hierbei zwischen einer Aufbringung des Lasers auf der Wärmesenke mit der Substratseite (*epi-side-up*) oder einer Montage (*epi-side-down*), d.h. mit der dicken Goldschicht auf der Wärmesenke, was die Ableitung der Abwärme durch das Substrat von etwa $150\ \mu\text{m}$ Dicke erspart und damit eine Verringerung von R_{th} zur Folge hat. Die Goldschicht ist in diesem Fall erwartungsgemäß weniger entscheidend für den thermischen Widerstand; ein Minimum von R_{th} ist für Schichtdicken zwischen 3 und $4\ \mu\text{m}$ ersichtlich. Bei üblicher Montage *epi-side-up*, welche für Mehrsegmentlaser meist notwendig ist um die Oberseitenkontakte separat kontaktieren zu können, ist eine Dicke der Goldschicht von 5 bis $10\ \mu\text{m}$ offensichtlich ausreichend um R_{th} zu begrenzen.

3.1.2 Optische Eigenschaften dielektrischer Schichten

Sowohl bei der Variante des Mesa- als auch des DC-Wellenleiters ist eine elektrische Isolation der Flanken des Wellenleiters und der tiefgeätzten Ebene gegenüber dem Oberseitenkontakt durch eine dielektrische Schicht notwendig. Da sich ein gewisser Überlapp des elektromagnetischen Feldes mit diesem Dielektrikum gerade für kleine Stegbreiten nicht vermeiden lässt, wurde der Absorptionskoeffizient α der verfügbaren Dielektrika im MIR experimentell ermittelt, um für jede Wellenlänge den Isolator mit minimalem α wählen zu können (siehe Abb. 3.3). Für die Facettenvergütung in Form einer hochreflektierenden (HR) Beschichtung ist die Kenntnis der Absorptionsbanden ebenfalls entscheidend, da hierbei dielektrische Schichten direkt auf die Facette gesputtert werden, um entweder einen auf Vielstrahlinterferenz basierenden Spiegel herzustellen oder um im Fall von hochreflektierenden Metallspiegeln² die Facette gegen elektrischen Kurzschluss zu schützen.

Die Messung erfolgte über die absorbierte Intensität (siehe hierzu auch Abschnitt 3.3.3) mit Hilfe des Lambert-Beerschen Gesetzes:

$$I_1 = I_0 e^{-\alpha d} \quad (3.2)$$

²Für QC-Laser werden hauptsächlich Metallspiegel aus Gold verwendet, da für dielektrische Spiegel im MIR dicke Schichtsysteme von mehreren Mikrometern nötig sind, was hinsichtlich Deposition und Haftung nicht unproblematisch ist.

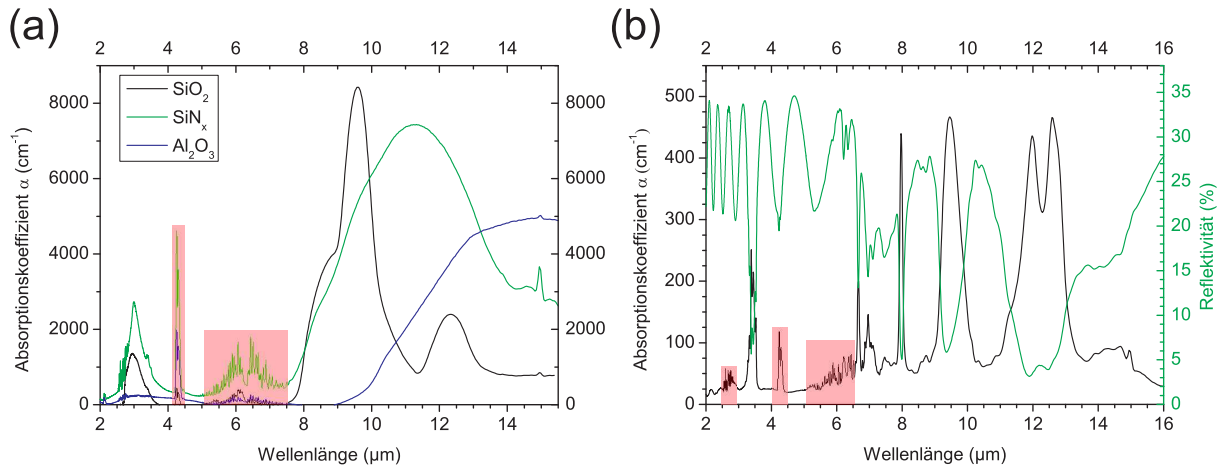


Abbildung 3.3: (a) Mittels FTIR-Spektrometrie bestimmte Absorptionskoeffizienten verschiedener Dielektrika im MIR. (b) Absorptionskoeffizient sowie Reflektivität einer 5,9 μ m dicken Schicht von BCB im MIR. In den rot unterlegten Bereichen ist das Signal nachweislich durch atmosphärisches CO₂ und H₂O gestört; die dort vorhandenen Absorptionsmerkmale sind nach Vergleich mit der HITRAN Datenbank [HHw04] nicht auf die dielektrischen Schichten zurückzuführen.

wobei I_0 die einfallende und I_1 die nach Durchlaufen einer Schicht der Dicke d gemessene Intensität ist.

Der Imaginärteil n'' des Brechungsindex $n = n' + in''$ kann sodann über die Beziehung

$$n'' = \frac{\alpha\lambda}{4\pi} \quad (3.3)$$

berechnet werden [Dem]. Der gemessene spektrale Verlauf der Absorptionskoeffizienten verschiedener Isolatoren ist in Abb. 3.3(a) abgebildet.

Unter Verwendung der Vielstrahlinterferenz an dünnen Schichten war es zudem möglich aus den sich nach Gleichung 2.3 ergebenden Oszillationen mit Periodenlänge $\Delta\tilde{\nu} = (2n'd)^{-1}$ im Reflektionsspektrum $R(\tilde{\nu})$ (siehe Abb. 3.3(b)) auch den für die Simulation der Lasermode in Abschnitt 2.5 verwendeten Realteil n' zu bestimmen. Dieser wirkt sich zwar auf den *optischen Einschluss* der Lasermode aus, aufgrund des geringen Unterschiedes (siehe Tabelle 3.1) zwischen den Dielektrika und des vernachlässigbaren Einflusses auf die Simulationsergebnisse wurde dies bei der Wahl der Isolatoren für eine gegebene Wellenlänge nicht berücksichtigt. Große Werte von α bedingen hingegen v.a. bei der Wahl von kleineren Stegbreiten durch Absorption im Dielektrikum nach Gleichung 2.10 eine Erhöhung des Schwellstroms. Schmale Stegwellenleiter weisen aufgrund des größeren Verhältnisses von Volumen zu Oberfläche jedoch ein kleineres R_{th} auf und sind damit für cw-Betrieb günstiger [SYE⁺04]. Auch aus diesem Grund ist der Ansatz des BH-Wellenleiters mit kaum absorbierendem, aber thermisch sehr gut leitfähigem (siehe

	SiO ₂	SiN _x	Al ₂ O ₃	BCB
n'	1,49	1,83	1,64	1,6
$\lambda_{\alpha_{max}}$ (μm)	9,6	11,3	14,8	9,5
α_{max} (cm^{-1})	8450	7450	4950	464,75

Tabelle 3.1: Experimentell ermittelte Werte für Brechungsindices und max. Absorptionskoeffizienten von Dielektrika im MIR. Die Dispersion $dn'/d\lambda$ liegt im MIR für diese Materialien bei ca. $0,01 \mu\text{m}^{-1}$ und wurde daher nicht berücksichtigt.

	InP	InGaAs	AlInAs	Au	BCB	SiO ₂
ρ / gcm^{-3}	4,8	5,6	5,6	19,3	1,05	2,3
$c_w / \text{Jg}^{-1}\text{K}^{-1}$	0,41	0,36	0,42	0,13	2,0	1
$\kappa_w / \text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$	66,5	5,1	5,1	291	0,293	1,4
$a / 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$	33,8	2,53	2,17	116	0,14	0,61

Tabelle 3.2: Für die Temperaturleitfähigkeit $a=\kappa_w/\rho c_w$ relevante Materialeigenschaften bei 300 K (Dichte ρ , Wärmekapazität c_w und Wärmeleitfähigkeit κ_w) [Ada91, Lev96, Lev99].

Tabelle 3.2), intrinsischem InP an den Flanken besonders bei angestrebtem cw-Betrieb extrem vorteilhaft. Da die hierfür entscheidende und äußerst komplexe Technologie - das epitaktische Überwachsen von Stegwellenleitern - jedoch nicht zugänglich war, basieren die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten und ausschließlich gepulst betriebenen Laser auf Mesa- und DC-Wellenleitern. Im folgenden Abschnitt sollen die Verfahren zur Herstellung dieser Bauteile näher erläutert werden.

3.2 Lithographische Strukturierungsverfahren

Die verwendeten Lasermedien (Schichtaufbau siehe Anhang) wurden von der Technischen Physik der Universität Würzburg im Rahmen des QUIP Projektes zur Verfügung gestellt. Die mittels Molekularstrahlepitaxie auf ein $350 \mu\text{m}$ dickes InP-Substrat gewachsenen, ebenen Schichten wurden mit Hilfe von lithographischen Techniken strukturiert. Genutzt wurden Elektronenstrahl- und optische Lithographie, diverse Ätz- und Aufdampfanlagen sowie nasschemische Ätztechnologie. Die vier wesentlichen Bestandteile eines Verfahrens zur lithographischen Erzeugung einer Strukturebene auf einer Halbleiteroberfläche sind:

1. Die homogene Benetzung der Probenoberfläche mit elektronen- bzw. photonensensitivem Lack sowie die Strukturierung desselben durch das räumlich definierte Einbringen einer Dosis von Photonen oder Elektronen und der anschließenden Einwirkung

Material	Art der Deposition	Funktionalität	typ. Schichtdicke
Cr	Aufdampfen	Ätzmaske	100 nm
Ti	Aufdampfen	Ätzmaske	100 nm
Ni	Aufdampfen	Opferschicht für Cr	200 nm
BaF ₂	Aufdampfen	Opferschicht für Cr	200 nm
Ti/Pt/Au	Aufdampfen	elektrische Kontaktierung	30/100/400 nm
Au	Galvanisch	Wärmeabfuhr	8 μ m
SiO ₂	Sputtern	elektr. isolierende Schicht auf Steg bzw. Facette	500 nm
Al ₂ O ₃	Sputtern	elektr. isolierende Schicht auf Steg bzw. Facette	500 nm
SiN	Sputtern	elektr. isolierende Schicht auf Steg bzw. Facette	500 nm
BCB	Aufschleudern	elektr. isolierende Schicht auf Steg	10 μ m
Ti/Au	Aufdampfen	HR-Schicht	10/100 nm

Tabelle 3.3: Vollständige Liste der bei der Prozessierung aufgetragenen Materialien mit Angabe der von ihnen erfüllten Funktion.

eines chem. Entwicklers zur Ablösung der belichteten³ Lackbereiche. Die räumliche Auflösung mit der Strukturen definiert werden können wird im Wesentlichen durch die Wellenlänge bzw. die Fokussierbarkeit der am Belichtungsprozess beteiligten Photonen bzw. Elektronen beschränkt.

- Die Deposition von dünnen Materialfilmen (siehe Tabelle 3.3) auf der Oberfläche mittels Sputter- [BW83] oder Aufdampfverfahren [Sze08] zur Verwendung als Kontakt- oder Isolatorschicht oder zur Maskierung der Probe mit einem gegenüber der Ätzeinwirkung unempfindlichen Material, einer sog. Ätzmaske.
- Ein sog. *Lift-off* Schritt, bei dem durch Einwirkung eines Lösungsmittels im Ultraschallbad der Lack entfernt und somit nur die sich auf ihm befindliche Materialschicht abgehoben wird; direkt auf der Halbleiteroberfläche haftende Schichten bleiben hingegen erhalten.
- Der Übertrag der Struktur mittels trocken- oder nasschemischer Ätzverfahren in die Halbleiteroberfläche und ggf. die Ablösung der Ätzmaske.

Trockenchemische Verfahren, bei denen ein reaktives Gas mit dem Halbleitermaterial zu - im Idealfall ausschließlich gasförmigen - Reaktionsprodukten reagiert, erlauben die Herstellung von steilen Flanken und hohen Aspektverhältnissen⁴ (siehe Abb. 3.4(a)).

³Verwendet man sog. Negativ-Lack werden ausschließlich die nicht belichteten Bereiche im Entwicklerbad entfernt.

⁴Das Aspektverhältnis gibt das Verhältnis von Tiefe oder Höhe einer Struktur zu ihrer kleinsten Abmessung parallel zur Oberfläche an.

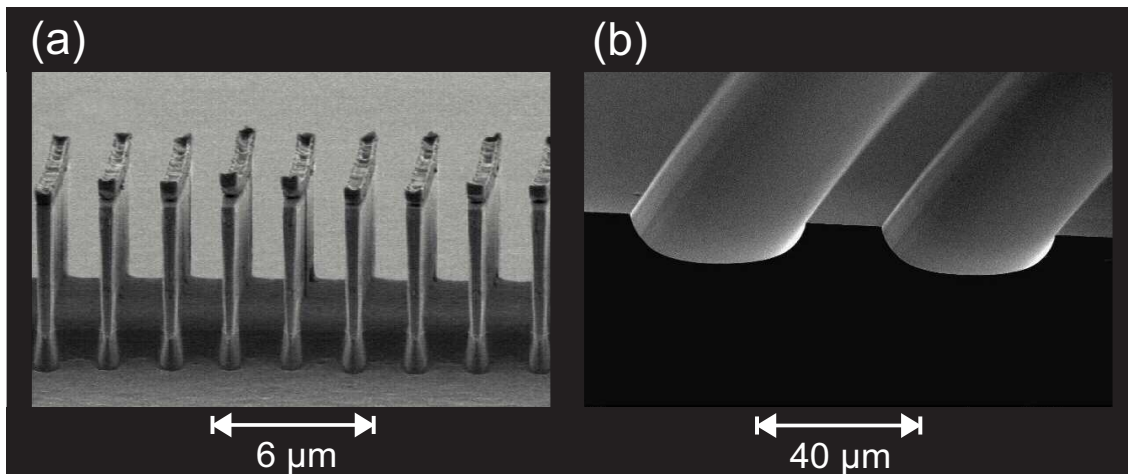


Abbildung 3.4: (a) Elektronenmikroskopische Aufnahme eines mittels induktiv gekoppeltem Cl_2/Ar -Plasma $8\ \mu\text{m}$ tief in eine Halbleiteroberfläche geätzten Gitters. Nach der Strukturierung ist die auf den Gitterstegen sitzende Chrom-Maske infolge der thermischen Belastung während des Ätzvorganges an den Rändern leicht nach oben gebogen. (b) Elektronenmikroskopische Aufnahme von zwei auf der Halbleiteroberfläche parallel verlaufenden Gräben, welche durch Einwirkung einer Ätzlösung aus HBr , HCl , H_2O_2 entstanden sind. Der zwischen ihnen verbliebene Steg bildet den DC-Wellenleiter. Die Ätzmaske, welche in diesem Fall einfach aus photolithographisch strukturiertem Polymer-Lack bestand, wurde bereits entfernt.

Nasschemische Ätzprofile können dagegen abgerundet erscheinen wie in Abb. 3.4(b) zu sehen, wenn die Richtung des Abtrags nicht durch die Orientierung der Kristallebenen im Halbleiter beeinflusst wird [QS01].

Je nach Anforderung an die Gestalt der gitter- oder stegförmigen Strukturen wurden unterschiedliche Ätzverfahren eingesetzt. Auf die Herstellung der einzelnen Lasertypen wird in den zugehörigen Kapiteln 4.3.1, 4.4.1, 5.2 und 6.2 näher eingegangen.

3.3 Messtechnik

Zu Beginn der Promotionsarbeit wurde zunächst ein Messaufbau speziell für die Untersuchung von Bauteilen mit mehreren Segmenten entworfen und verwirklicht. Der gepulste Betrieb solcher Laser bietet eine Fülle von Parametern (siehe Tab. 3.4), die eine Vielfalt an Möglichkeiten, aber auch einen großen zeitlichen Messaufwand mit sich bringt. Um einen großen Durchsatz und damit aussagekräftige Ergebnisse von einer Vielzahl von Lasern erhalten zu können, wurde besonderer Wert auf die Möglichkeit der Charakterisierung von QC-Lasern mit mehreren Segmenten, eine automatisierte Messung, Auswertung und

Parameter	Abkürzung	Einheit
Repetitionsrate	f	Hz
Länge des Strompulses in Segment 1	τ_1	s
Länge des Strompulses in Segment 2	τ_2	s
zeitl. Verzögerung zwischen Puls 1 und 2	Δt	s
Dauer der Laseremission	τ_{lase}	s
gepulste Stromstärke in Segment 1	I_1	A
gepulste Stromstärke in Segment 2	I_2	A
Gleichstrom in Segment 1	$I_{bias,1}$	A
Gleichstrom in Segment 2	$I_{bias,2}$	A

Tabelle 3.4: Liste der Betriebsparameter für einen Laser mit zwei Segmenten im gepulsten Betrieb.

graphische Darstellung von Kennlinien und Spektren in Abhängigkeit sämtlicher Messparameter gelegt. Zusätzlich konnten mit dem Aufbau dielektrische Schichten auf ihre optischen Eigenschaften untersucht und anhand von Absorptionsexperimenten die Eignung der hergestellten Laser für die Gas-Sensorik belegt werden.

3.3.1 Aufbau des Messplatzes

Der Messaufbau ist in Abb. 3.5 schematisch dargestellt. Über den Datenbus kontrolliert die Software die gepulsten Lasertreiber (*Directed Energy*, Modell *PCX-7410*), den Funktionsgenerator, die Temperatursteuerung, das FTIR-Spektrometer und das Vierkanal-Oszilloskop. Mit letzterem werden unter Verwendung von induktiven Stromsonden die gepulsten Ströme an zwei Lasersegmenten, sowie die elektrische Spannung über einem Segment und ein der optischen Lichtleistung proportionales Spannungssignal am HgCdTe-Detektor zeitaufgelöst aufgenommen und vom PC ausgelesen. Die Repetitionsrate der Pulse f wird durch den Funktionsgenerator vorgegeben. Beim Betrieb von Mehrsegmentlasern wird dieses Rechteck-Signal mit Hilfe einer elektronischen Schaltung - basierend auf einem analogen Verzögerungsglied - dupliziert und beide Signale mit einem zeitlichen Abstand Δt ausgegeben. Diese triggern die Lasertreiber, welche wiederum von der Software definierte Strompulse mit Länge τ_1 und τ_2 über niederinduktive Kupfer-Flachbandkabel an die Messnadeln ausgeben. Mit Hilfe eines Mikroskops können die Nadeln genau positioniert und auf die oberen Kontakte der Laser gesetzt werden. Die Kontaktschicht auf der Unterseite der Laserchips liegt auf dem Kupfertisch auf, welcher die gemeinsame Masse für beide Stromkanäle bildet. Seine Temperatur - im Folgenden die Temperatur der Wärmesenke T_{sink} genannt - wird über ein thermoelektrisches Element (TEC, thermoelectric cooler)

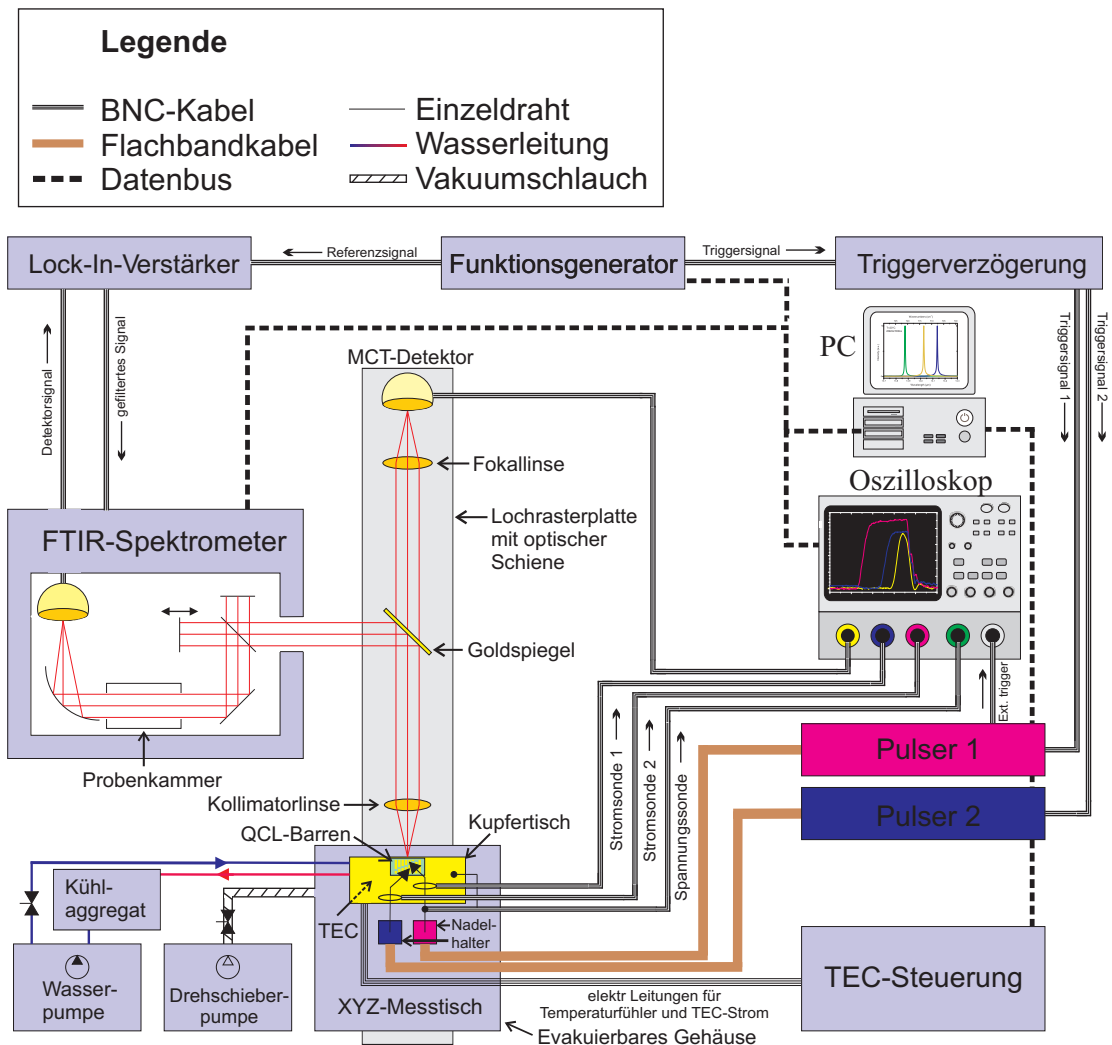


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des Messplatzes.

und einen PID-Regler eingestellt. Die effiziente Abfuhr der thermoelektrisch gepumpten Wärme sowie der Verlustleistung des TECs durch Kaltwasser von 15°C ermöglicht es eine minimale Temperatur des Kupfertisches von -35°C herzustellen. Die maximal zugängliche Temperatur wird durch den Schmelzpunkt des Lotmaterials des TEC bestimmt und beträgt 120°C . Um unterhalb des Taupunktes der Umgebungsluft keine Kondensation von Wasser am Kupfertisch oder Laser zuzulassen, kann der mit Mikrometerschrauben justierbare XYZ-Messtisch nach Aufbringen eines Edelstahl-Deckels evakuiert werden. In diesem Fall wird das Licht über ein ZnSe-Fenster ausgekoppelt, das im Spektralbereich zwischen 600 nm und $15\ \mu\text{m}$ eine Transmission $\geq 70\%$ aufweist. Die Linsen zur Kollimation des divergenten Laserlichtes und zur Fokussierung auf den mit Flüssigstickstoff gekühlten Hg-CdTe Detektor bestehen ebenfalls aus ZnSe, das mit einer Antireflex-Beschichtung für das MIR versehen ist. Zur Umleitung des kollimierten Strahles in das FTIR-Spektrometer

kann ein goldbeschichteter Planspiegel auf einem magnetischen Halter in den Strahlengang eingebracht werden. Auf die Rolle des Lock-in Verstärkers bei der Aufnahme von Spektren und das Funktionsprinzip des FTIR-Spektrometers wird in Abschnitt 3.3.3 näher eingegangen.

3.3.2 Messung von Kennlinien

Zur Bestimmung der elektro-optischen Eigenschaften von QC-Lasern im Pulsbetrieb können U-I bzw. P-I Kennlinien automatisiert aufgenommen und aufgetragen werden. Zusätzlich erfolgt eine automatisierte Bestimmung von I_{th} , η_{ext} , U_e und P_{max} durch entsprechende Anpassungsgeraden (vgl. Abb. 2.3(b)). Die mittlere optische Leistung \bar{P} wurde für jeden Laser mittels eines thermischen Sensors (eine sogenannte Thermosäule, engl. Thermopile) bestimmt und unter Berücksichtigung des Tastverhältnisses⁵ $f \cdot \tau_{lase}$ in eine gepulste Spitzenleistung $P = \frac{P_{avg}}{f \cdot \tau_{lase}}$ umgerechnet. Soweit nicht anders vermerkt bezeichnet P für Laser mit unbehandelten Spaltfacetten (CL, engl. *cleaved*) - d.h. gleichen Reflektivitäten und daher auch gleicher Ausgangsleistung an Front- und Rückfacette - die Spitzenleistung aus nur einer Facette. Für Laser mit HR Beschichtung auf der Rückfacette ist stets die Spitzenleistung aus der vorderen, unbehandelten Spaltfacette aufgetragen.

3.3.3 Aufnahme von Spektren

Im Gegensatz zu Spektrometern mit energie-selektiven Elementen wie Gittern oder Prismen, wird in der FTIR-Spektrometrie ein Spektrum aus einem Michelson-Interferogramm $I(x)$ errechnet. Dieses wird zunächst aus dem Signal I des im Spektrometer befindlichen HgCdTe Detektors in Abhängigkeit der Position x des beweglichen Spiegels aufgenommen, mit mathematischen Filterverfahren aufbereitet und durch eine Fouriertransformation in ein Spektrum umgerechnet [Bel72]. Die maximal erreichbare spektrale Auflösung in Wellenzahlen $\Delta\tilde{\nu}$ ist dabei durch den reziproken Wert des verfahrenbaren Spiegelwegs $1/\Delta x$ gegeben. Beim für diesen Messplatz gewählten Spektrometer *Nicolet 8700A* der Marke *ThermoFisher* beträgt dieser 8 cm und ermöglicht somit eine Auflösung von $0,125 \text{ cm}^{-1}$, welche für alle gezeigten Messungen verwendet wurde.

Man unterscheidet prinzipiell zwei Messmodi: Interferogramme können sowohl bei kontinuierlicher Bewegung (engl. *Continuous-Scan*) des Spiegels aufgenommen werden, als auch durch schrittweises Verfahren (engl. *Step-Scan*) desselben. Letztere Variante kostet mit Aufnahmedauern von 15 bis 60 Minuten für ein einzelnes Spektrum etwa drei Größenordnungen mehr Zeit als der Continuous-Scan, bietet jedoch die Möglichkeit zur ausgiebigen Filterung und Mittelung des Detektorsignals für jeden Spiegelschritt. Dies geschieht beim vorliegenden Messaufbau durch einen Lock-in Verstärker, der das mit der

⁵Das Tastverhältnis gibt den Anteil der Zeit an in der ein gepulst betriebener Laser eingeschaltet ist.

Puls-Repetitionsrate f modulierte Detektorsignal anhand des Referenz-Signals, welches durch den Funktionsgenerator erzeugt wird, filtert und verstärkt. Aufgrund der langen Akquisitionsdauer wurde der Step-Scan Modus jedoch nur herangezogen, wenn ein hohes *Signal-Rausch Verhältnis* (engl. *signal to noise ratio*, SNR) bei kleinen Lichtleistungen im unteren μW Bereich benötigt wurde, um die Monomodigkeit der Emission anhand einer möglichst hohen *Seitenmodenunterdrückung* (engl. *side mode suppression ratio*, SMSR) zu belegen. Die SMSR in der Einheit dB berechnet sich anhand der Intensität I_0 der stärksten und zweitstärksten Mode I_1 : $\text{SMSR} = 10 * \text{Log}_{10} \frac{I_0}{I_1}$. Da die thermische Hintergrundstrahlung bei Raumtemperatur im MIR ihr Maximum hat und im Gegensatz zu Messungen im NIR nicht durch optische Filter entfernt werden kann, ist das SNR selbst bei optischen Laserleistungen von mehreren mW auf etwa 30 dB beschränkt, weshalb die SMSR der meisten monomodigen Spektren mit $\text{SMSR} \geq \text{SNR}$ abgeschätzt werden müssen. Bedingt durch den endlichen Verfahrensweg des Spiegels ergeben sich zum Teil mathematische Artefakte im Spektrum, die zwar ob ihrer Spiegelsymmetrie um die monomodige Emission leicht identifiziert, jedoch nicht vermieden werden können und damit die messbare SMSR um einige dB herabsetzen.

Neben der Verwendung zur spektralen Charakterisierung der Laseremission erwies sich das FTIR-Spektrometer als äußerst nützlich um $n'(\lambda)$ und $n''(\lambda)$ der für die Herstellung der Laser verwendeten Dielektrika in Abhängigkeit der Photonenenergie zu bestimmen (vgl. Abschnitt 3.1.2). Hierzu wurde eine Reflexions- und eine Transmissionszelle herangezogen, um - nach Normierung auf die Reflektivitätskurve eines Goldspiegels bzw. die Transmissionskurve der nur mit Umgebungsluft gefüllten Probenkammer - den reflektierten $R(\lambda)$ bzw. transmittierten Anteil $T(\lambda)$ an der auf 1 normierten Gesamtintensität bestimmen zu können. Aus der Energieerhaltung $R + T + A = 1$ lässt sich schließlich der absorbierte Anteil $A(\lambda)$ bestimmen.

3.3.4 Untersuchung des Fernfeldes

Das qualitative Strahlprofil konnte mit Hilfe einer Wärmebildkamera auf Basis einer pyroelektrischen Detektor-Matrix aufgenommen werden. Dies erlaubte schnelle Aussagen über Strahlform und Stabilität. Um die Winkelabhängigkeit der Intensität $I(\theta, \phi)$ quantitativ erfassen zu können, wurde dagegen mit Hilfe zweier Drehbühnen und eines HgCdTe-Detektors der gesamte Halbraum vor der Frontfacette abgerastert. Anschließend konnte die Intensität für beide Fernfeldwinkel mit Gauß-Kurven angepasst und die Halbwertsbreite bestimmt werden.

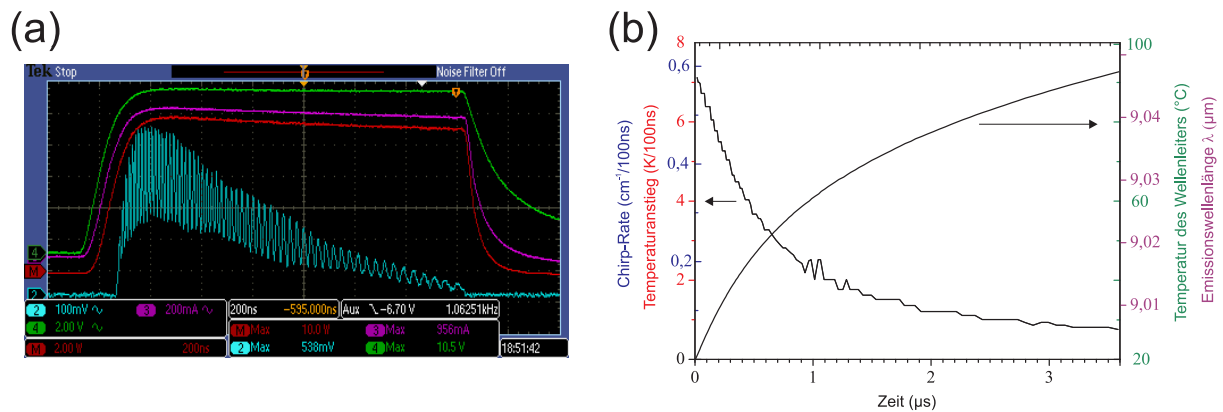


Abbildung 3.6: (a) Schappschuss des Oszilloskop-Schirmes während eines $1,4 \mu\text{s}$ langen Strompulses durch einen DFB-QC-Laser. Der Strom (magenta), die Spannung (grün), die elektrische Leistung (rot) und das durch ein Etalon modulierte Detektorsignal (blau) sind ersichtlich. (b) Zeitlicher Anstieg der Temperatur des Wellenleiters bzw. der Wellenlänge eines DFB-QC-Lasers und zeitliche Entwicklung der Chirprate für einen $3,5 \mu\text{s}$ Puls.

3.3.5 Aufnahme von laserbasierten Absorptionsspektren an Gasen

Um die Tauglichkeit der hergestellten Laser für die Absorptionsspektroskopie zu belegen, wurden Absorptionmessungen an verschiedenen Gasen durchgeführt. Aufgrund der für gepulste QC-Laser typischen großen Verlustleistungsdichte von ca. $240 \text{ kW}/\text{mm}^3$ konnte zum Abfahren einer Absorptionslinie einfach die starke Erwärmung des Wellenleiters (vgl. Abschnitt 3.1.1) während der Dauer des zum Betrieb angelegten Strompulses genutzt werden (*Intrapuls-Verfahren*). Wegen der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex der Wellenleitermaterialien führt der schnelle Temperaturanstieg zu einer großen Abstimmrate pro Zeiteinheit, der sog. *Chirprate*. Um diese während des Pulses zu bestimmen und somit eine Kalibration der Wellenlänge für Absorptionmessungen zu ermöglichen, kann ein Etalon aus Germanium mit einem bekannten freien Spektralbereich (engl. *free spectral range*, FSR) von $0,049 \text{ cm}^{-1}$ in den kollimierten Strahlengang gebracht werden. Das Signal eines schnellen, thermoelektrisch gekühlten HgCdTe Detektors (Anstiegszeit $< 1 \text{ ns}$) wird nunmehr durch das Transmissionsverhalten des Etalons bestimmt und aus den resultierenden Oszillationen (siehe Abb. 3.6(a)) lässt sich die zeitliche Änderung der Wellenlänge ablesen. Aus der Periodendauer τ_{FSR} ergibt sich die gepulste Chirprate wie folgt: $d\tilde{\nu}/dt = 0,049 \text{ cm}^{-1}/\tau_{FSR}$. Aus der zeitlichen Entwicklung der Chirprate lässt sich zudem bei bekanntem Temperatur-Abstimm Koeffizienten des Lasers $d\tilde{\nu}/dT_{sink}$ auf die zeitliche Entwicklung der Wellenleitertemperatur schließen (siehe Abb. 3.6(b)).

Die spektrale Auflösung einer spektroskopischen Messung, die auf dem Intrapuls-Verfahren basiert, ist im Allgemeinen durch die Geschwindigkeit des Detektors, seines Verstärkers, die Bandbreite des Oszilloskops und die Linienbreite des Lasers, welche im Pulsbetrieb durch die Energie-Zeit Unschärfe verbreitert sein kann, begrenzt [BBHL04, WHH⁺10]. Alle genannten Faktoren werden weniger kritisch, wenn eine geringe Chirprate erreicht werden kann. Durch den Versuch auch eng benachbarte Absorptionslinien eines Gases getrennt voneinander darstellen zu können, lässt sich die Auflösung des gesamten Messsystems abschätzen (vgl. Kapitel 6.3.6).

3.3.6 Montage

Zur Grundcharakterisierung konnten die Laser nach Erzeugung von Spaltfacetten durch Ritzen und Spalten in y -Richtung zunächst in Form von sog. Barren vermessen werden, welche aus parallel angeordneten Lasern gleicher Länge bestehen (siehe Abb. 3.7(a)). Hierfür wurden sie einfach auf den Kupfertisch (vgl. Abb. 3.5) gelegt und mit einer Messnadel kontaktiert. Sodann erfolgte eine Vereinzelnung der Laser durch Anritzen der Oberfläche mit einer Diamantnadel entlang von Kristallebenen und anschließendes Brechen. Um eine verbesserte Wärmeableitung und damit den Betrieb bei Tastverhältnissen $\geq 5\%$ zu ermöglichen, konnten die Laser unter Verwendung von PbSn-Lot mit dem Unterseitenkontakt („epi-side-up“, vgl. Abschnitt 3.1.1) auf Wärmesenken aus vergoldetem Kupfer aufgelötet und der Oberseitenkontakt über einen $25\ \mu\text{m}$ dicken Golddraht mit einem Keramikpad verbunden werden (siehe Abb. 3.7(b)). Zur Verwendung kamen neben c -mounts, die sich dank ihrer Bohrung leicht mit gutem thermischem Kontakt an dem Kupfertisch befestigen lassen, auch eigens für die großen Resonatorlängen der mehrsegmentigen Laser entworfenen TO -mounts zur Montage auf TO8 und TO3 Gehäusen (siehe Abb. 3.7(c)). Für den Einsatz außerhalb des Labors wurden die Gehäuse schließlich unter Stickstoff-Atmosphäre mit einer Kappe verschweißt. Die Lichtemission aus der Kappe konnte je nach Einsatzgebiet divergent durch ein ZnSe Fenster oder kollimiert durch eine mittels einer Wärmebildkamera justierte und anschließend fixierte asphärische Linse erfolgen 3.7(d). Für den Messaufbau wurden geeignete Vorrichtungen zur Aufnahme von TO3 und TO8 Gehäusen angefertigt, so dass sowohl die Abwärme des Lasers, welche vom im Gehäuse befindlichen Peltier-Element auf die Außenseite des Gehäuses gepumpt wird, als auch die im Peltier-Element entstehende Abwärme sehr effizient über den wassergekühlten Kupfertisch des Messplatzes abgeführt werden konnte. Somit war es möglich selbst bei einer mittleren Verlustleistung von $P_{diss} \approx 5\ \text{W}$ die Temperatur des submounts bei 20°C stabil zu halten.

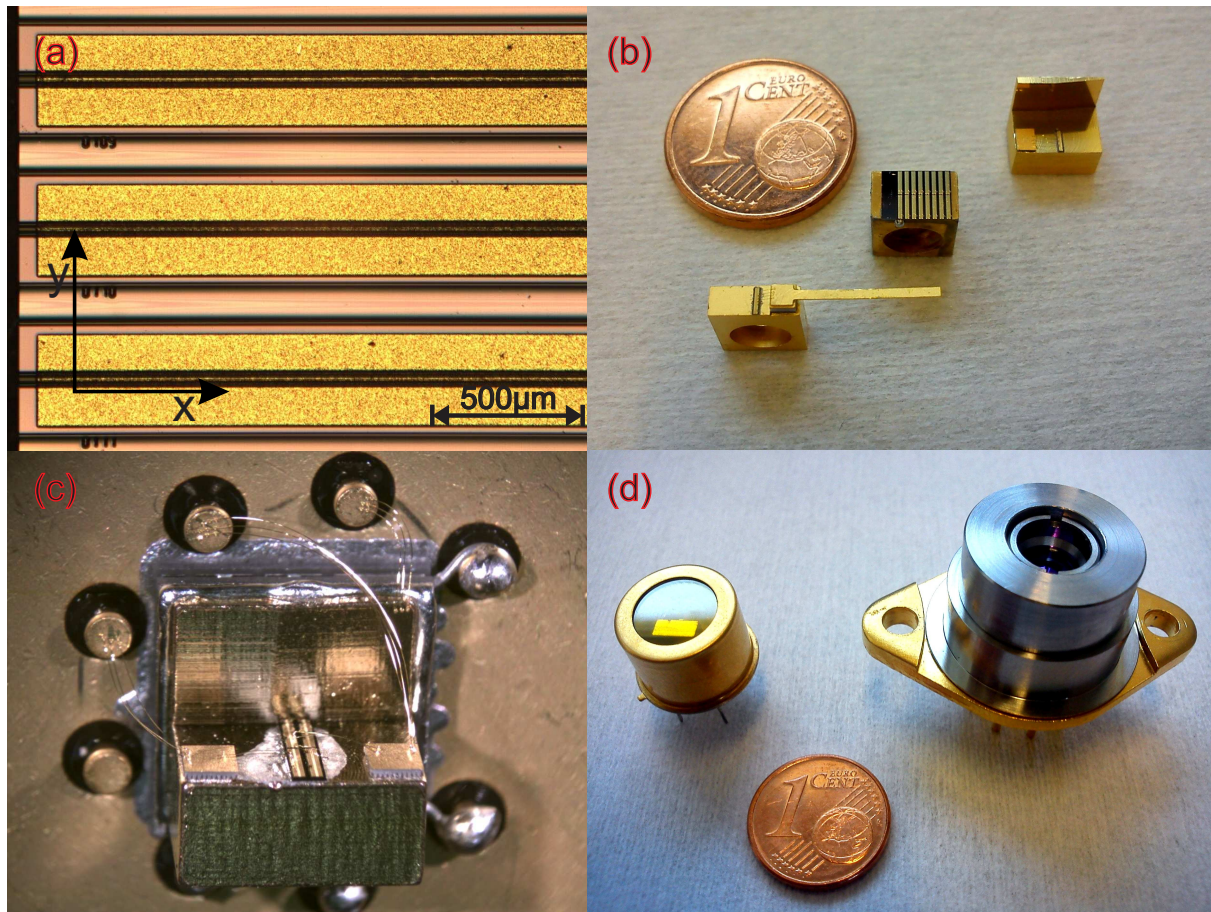


Abbildung 3.7: (a) Lichtmikroskopische Aufnahme von vollständig prozessierten QC-Lasern mit DC-Wellenleiter in Barrenform. Zwischen den zur Kontaktierung vorgesehenen Goldblöcken wurde in y-Richtung jeweils $200 \mu\text{m}$ Platz zum Anritzen und Spalten zur Vereinzelung der Laser freigelassen. (b) Vergoldete Wärmesenken aus Kupfer mit aufgelöteten QC-Lasern (links und mitte: *c-mounts*, rechts: TO-mount). (c) Auf das TEC eines TO3 Gehäuses montierter TO-mount auf dem wiederum zwei mehrsegmentige QC-Laser aufgelötet sind. Die beiden Segmente des linken Lasers wurden über mehrere dünne Gold-Drähte mit den Gehäuse-Pins verbunden. (d) TO8- und TO3-Gehäuse mit ZnSe-Fenster bzw. Kollimatorlinse (v.l.n.r).

4 Modenselektion in Quantenkaskadenlasern durch Gitter mit verteilter Rückkopplung

Dieses Kapitel behandelt zunächst die allgemeinen Grundlagen der verteilten Rückkopplung in Halbleiterlasern und die verschiedenen Ansätze zur Verwirklichung dieses Konzeptes in QC-Lasern. Anschließend wird jeweils auf die Herstellung, Charakterisierung und die Ergebnisse für die beiden verfolgten Ansätze des lateralen Seitenwandgitters und des Oberseitengitters eingegangen. Der erstgenannte Ansatz wurde gewählt, um ein Herstellungsverfahren für anwendungstaugliche DFB-QC-Laser zu entwickeln, das bestehenden Konzepten sowohl unter zeitlichem als auch materiellem Aspekt deutlich überlegen ist und diese im InP-Materialsystem bisher nicht systematisch untersuchte DFB-Variante im Hinblick auf Bauteilparameter sowie elektro-optische und spektrale Eigenschaften näher zu beleuchten.

Die entwickelten DFB-QC-Laser mit Oberseitengitter wurden dagegen für verbesserte Wärmeabfuhr ausgelegt, um im Spektralbereich um $14\ \mu\text{m}$ kohärente Lichtquellen zu verwirklichen, welche - trotz der bei großen Wellenlängen hohen Verlustleistungsdichten - leistungsstark und spektral monomodig sind und damit in der Spurengas-Analyse von Kohlenwasserstoffen mit Nachweisgrenzen im unteren ppb-Bereich [HSS⁺11] Verwendung finden können.

4.1 Funktionsprinzip

Wie bereits in Abschnitt 2.2 diskutiert, können für nicht verschwindende Facettenreflektivitäten eine Vielzahl longitudinaler FP Moden in einem Laser-Resonator üblicher Länge¹

¹Wählt man die Kavitätslänge so klein, dass die FSR nach Gleichung 2.3 größer wird als die spektrale Breite des Materialgewinns, kann man monomodigen Betrieb erreichen [SNHF07]. Derartig kurze Resonatorlängen wirken sich bei QC-Lasern jedoch stark negativ auf Schwellstromdichte und maximale Betriebstemperatur aus.

anschwingen. Um die Schwellenbedingung nur für eine dieser Moden zu erfüllen und damit monomodigen Laserbetrieb zu erreichen, müssen ihre Verluste α gegenüber anderen Moden verringert werden. Dies gelingt durch das Einbringen einer periodischen Gitterstruktur in den Wellenleiter mit Periode Λ , die im einfachen Fall der reinen *Verlustkopp- lung* eine absorbierende Wirkung hat. Λ wird hierfür so gewählt, dass die Periodizität der Gitterstruktur der halben Wellenlänge der zu selektierenden Mode entspricht. Bei phasenrichtiger Positionierung der Gitterstege an Nulldurchgängen des elektrischen Feldes der zu selektierenden stehenden Welle erfährt die Mode mit der Bragg-Wellenlänge λ_B weniger Verluste als konkurrierende Moden. Hieraus ergibt sich die Bragg-Bedingung für λ_B :

$$\lambda_B = 2\bar{n}\Lambda \quad (4.1)$$

Eine Auftragung der Emissionswellenlänge λ der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten DFB-QC-Laser im Wellenlängenbereich zwischen 5 und 14 μm in Abb. 4.1(a) bestätigt diese Abhängigkeit. Die Werte für \bar{n} unterscheiden sich im betrachteten Spektralbereich um maximal 0,05. Die Streuung von \bar{n} für einen gegebenen Wellenlängenbereich von wenigen 100 nm, der durch ein Lasermedium abgedeckt werden kann, ergibt sich hauptsächlich aus den unterschiedlichen Verhältnissen von Stegbreite und Emissionswellenlänge der Laser (vgl. hierzu auch die Abschnitte 4.3.2 und 4.4.2). Die Materialdispersion spielt dagegen eine untergeordnete Rolle, da sie sich für die gering dotierten Wellenleitermaterialien aufgrund der großen energetischen Entfernung zur Bandlücke in der Größenordnung $-10^{-3} \mu\text{m}^{-1}$ bewegt [Man04].

Die Temperaturabhängigkeit von \bar{n} ermöglicht die Abstimmung der Wellenlänge von DFB-Lasern über eine Variation von T_{sink} . Für $d\bar{n}/dT_{sink}$ wurden anhand der Temperatur-Abstimmkoeffizienten von Lasern zwischen 5,2 bzw. 13,7 μm Werte zwischen $2,2 \cdot 10^{-4}$ und $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ bei RT ermittelt. Die entsprechenden Abstimm-Koeffizienten $d\lambda/dT_{sink}$ bzw. $d\tilde{\nu}/dT_{sink}$ zeigen - wie nach Gleichung 4.1 zu erwarten - eine deutliche Abhängigkeit von der Emissionswellenlänge. Experimentell ermittelte Werte sind in Abb. 4.1(b) aufgetragen. Der Verlauf zeigt, dass die der Emissionswellenzahl proportionale Photonenenergie $h\nu$ von DFB-Lasern mit großer Wellenlänge in einem deutlich kleineren Bereich variiert werden kann. Mit miniaturisierten Peltier-Kühlern in TO-Gehäusen kann typischerweise ein Temperaturbereich von etwa 50°C abgedeckt werden, was bei 5,3 μm Emissionswellenlänge einer Abstimmbarkeit über 6,6 cm^{-1} und bei 14 μm über lediglich 2,8 cm^{-1} entspricht.

Neben der Möglichkeit die Verluste im Wellenleiter periodisch zu variieren, kann auch der Realteil des Brechungsindex durch das Gitter periodisch moduliert werden. Im Fall konstruktiver Interferenz der an den periodischen Grenzflächen teilreflektierten Wellen führt dies zu einer erhöhten Rückkopplung der sog. Bragg-Mode und damit wiederum zu geringeren Verlusten im Vergleich zu anderen longitudinalen Moden.

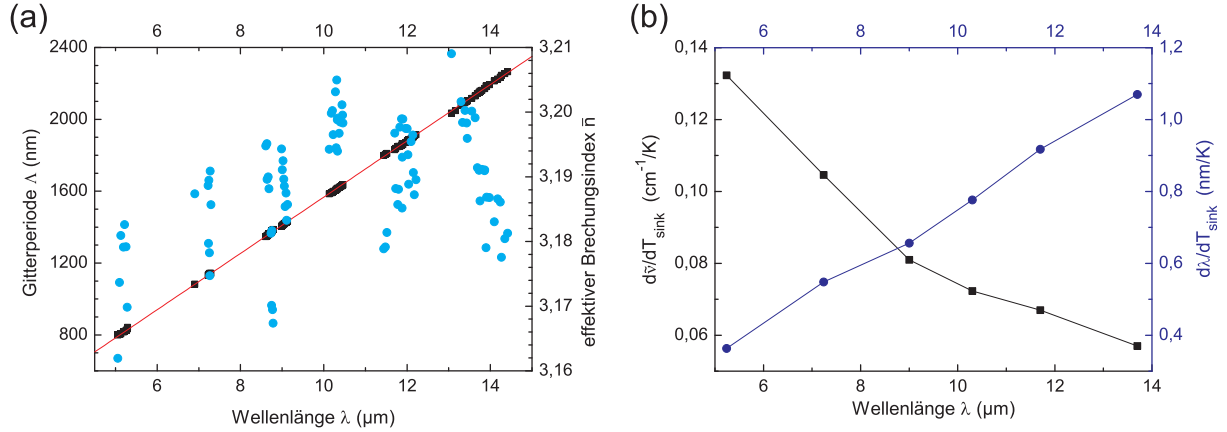


Abbildung 4.1: (a) Auftragung der Gitterperiode Γ (schwarze Quadrate) mit angepasster Ursprungsgerade (rot) und effektiver Brechungsindex \bar{n} (blaue Kreise) gegen die Emissionswellenlänge verschiedener DFB-Laser bei RT. (b) Temperatur-Abstimmkoeffizienten verschiedener DFB-QC-Laser in Abhängigkeit ihrer Emissionswellenlänge bei RT.

Das Ausmaß der Rückkopplung des Gitters hängt von der Größe der Modulation des Brechungsindex ab und kann nach [GCSC01, KGT⁺00] für sinusoidale Gitter durch den *Kopplungskoeffizienten* κ

$$\kappa = \pi \cdot \Delta\bar{n}/(2\lambda) + i \cdot (\Delta\alpha_i + \Delta\Gamma \cdot g_{th})/4 \quad (4.2)$$

mit der Wellenlänge im Vakuum λ , g_{th} als Verstärkung an der Laserschwelle sowie der Modulationstiefe des effektiven Brechungsindex $\Delta\bar{n}$, der Wellenleiterverluste $\Delta\alpha_i$ und des Füllfaktors $\Delta\Gamma$ beschrieben werden. κ ist somit ein Maß für die Absorption bzw. Reflexion durch das Gitter pro im Resonator zurückgelegter Weglänge und hat die Einheit cm^{-1} .

Bei vornehmlich indexgekoppelten DFB-Lasern mit regelmäßigem Gitter erhält man die geringsten Verluste tatsächlich für zwei dominante Lasermoden um λ_B im Abstand $\Delta\lambda_S$, welcher der Breite des sogenannten Stoppbandes $\Delta\lambda_S$ entspricht (vgl. Kapitel 6.1 und [CC95]), während die zentrale Bragg-Wellenlänge λ_B aufgrund der Nichterfüllbarkeit von Gleichung 2.7 verboten ist². Meist ist die Entartung beider Moden durch die Reflektivitäten der Spaltfacetten und ihre zufälligen Positionen zum Gitter aufgehoben und damit monomodiger Betrieb beobachtbar. Bei einigen Bauteilen sind jedoch beide Moden im Laserspektrum sichtbar, woraus sich der Kopplungskoeffizient anhand von $\Delta\lambda_S$ folgendermaßen abschätzen lässt [DZE⁺06]:

²Dies kann prinzipiell durch Einbringen eines Phasensprunges im Gitter von $\Lambda/4$ in der Mitte der Kavität vermieden werden, führt im Allgemeinen jedoch nur in Verbindung mit entspiegelten Facetten zu verbesserter Modenselektion.

$$\kappa = \Delta\lambda_S \pi \bar{n} \lambda_B^{-2} \quad (4.3)$$

Entscheidend für eine ausreichende Kopplung der Lasermode an das Gitter ist die Anzahl der mit der Lasermode überlappenden Gitterperioden im Resonator, was über die Resonatorlänge L in die Kopplung K einfließt:

$$K = |\kappa| \cdot L \quad (4.4)$$

Bei vorwiegender Indexkopplung wird eine stabile einmodige Emission typischerweise für Werte von K zwischen 1 und 3 beobachtet [DZE⁺06, BVK⁺05]. Für kleinere Werte reicht die Selektivität des Gitters nicht aus, um monomodigen Betrieb zu gewährleisten. Für größere Werte kommt es zu vermehrten Verlusten (v.a. bei Verlustkopplung) oder einer stark inhomogenen Verteilung der Lasermode im Resonator (v.a. bei Indexkopplung) was zu einer Verminderung von η_{ext} und einer Erhöhung von J_{th} führt.

Eine tiefere Erläuterung und theoretische Simulation der optischen Zustände in Resonatoren von Quantenkaskadenlasern findet sich in [FSG00, CGM⁺08].

4.2 Varianten von Gittern in Quantenkaskadenlasern

In Abb. 4.2(a) sind drei verschiedene Ansätze für die Integration von Gitterstrukturen in QC-Lasern schematisch dargestellt. Eine Variante sind sog. *überwachsene* Gitter, die durch periodische Entfernung der SC-Schichten (vgl. Abschnitt 2.5) in die unmittelbare Nähe der aktiven Zone eingebracht werden. Dies ermöglicht einen großen Überlapp mit der Lasermode und damit hohe Werte für κ um 30 cm^{-1} [YSD⁺05, BVK⁺05]. Hierfür ist jedoch eine Unterbrechung des epitaktischen Wachstums nach Abschluss der oberen SC-Schicht und nach erfolgter Gitterstrukturierung mittels Lithographie ein zweiter Epitaxie-Schritt notwendig um das Wachstum mit den oberen Wellenleiterschichten zu beenden.

Deutlich einfacher in der Herstellung ist der Ansatz mit Oberseitengittern, die in die Oberseite des Stegwellenleiters geätzt werden. Dies ermöglicht es auch die Gitterparameter erst nach dem Wachstum und der Charakterisierung erster Bauteile festzulegen, wenn das Verstärkungsspektrum und die Qualität des Lasermediums bekannt ist. Da sich das Oberseitengitter jedoch einige Mikrometer von der aktiven Zone entfernt im abklingenden Teil der Feldverteilung der Lasermode befindet, werden hier typischerweise lediglich Werte für κ um 15 cm^{-1} [KGT⁺00, KGC⁺00, GCSC01] beobachtet. Für übliche Resonatorlängen von wenigen Millimetern können dennoch ausreichend hohe Werte für K erreicht und damit stabiler monomodiger Betrieb gewährleistet werden.

Einen im InP/InGaAs/InAlAs Materialsystem kaum und nicht systematisch [KKR⁺06] verfolgten Ansatz stellen DFB-QC-Laser auf Basis des in Abschnitt 3.1.1 diskutierten Mesa-Wellenleiters mit Seitenwandgittern dar, welche lateral in den Stegwellenleiter und

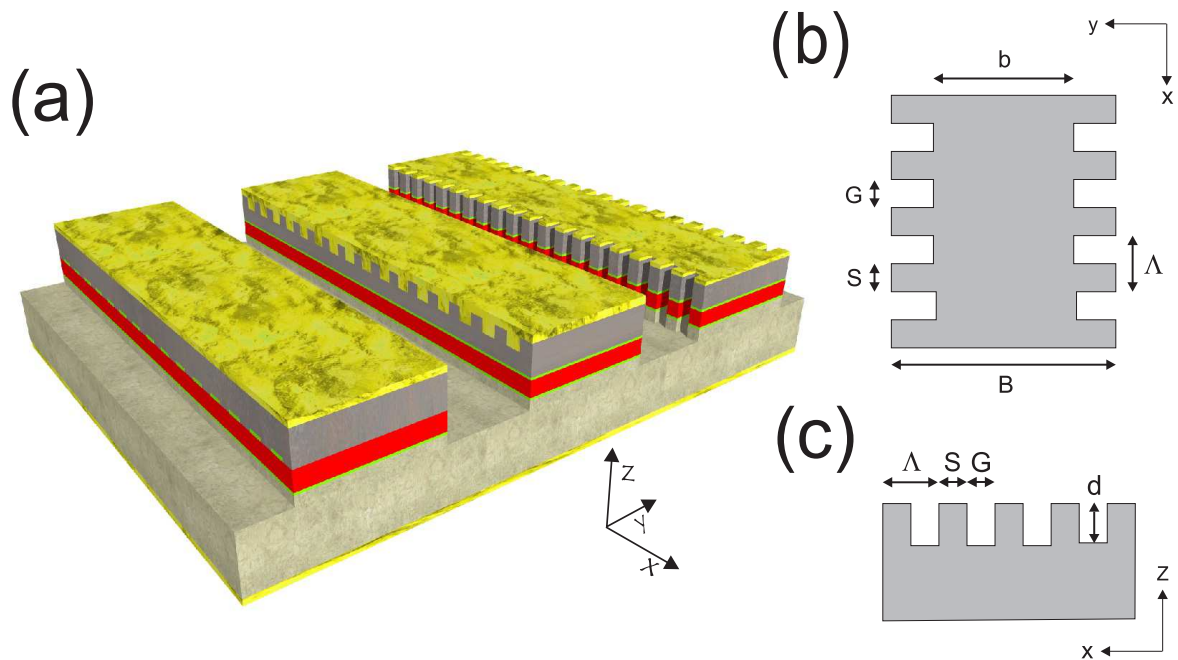


Abbildung 4.2: (a) Schematische Darstellung von Stegwellenleitern mit überwachsenen bzw. in die Oberseite geätzten und Seitenwandgittern (von links nach rechts) jeweils mit Ober- und Unterseitenkontakt. Die SC-Schichten (siehe auch Abschnitt 2.5) sind grün, die aktive Zone rot eingefärbt. (b) Definition der Abmessungen eines Lasersteges mit Seitenwandgitter. (c) Definition der Abmessungen eines Oberseitengitters.

bis unter die aktive Zone geätzt werden. Dies erfordert einen hochentwickelten Ätzprozess, der ein großes Aspektverhältnis erlaubt, bietet jedoch die Möglichkeit das Gitter und den Stegwellenleiter gleichzeitig in einem Ätzschritt herzustellen und somit eine Vielzahl an Prozessschritten einzusparen. Dieser Lasertyp wird im nun folgenden Abschnitt untersucht.

4.3 Quantenkaskadenlaser mit tiefgeätzten Seitenwandgittern und Emission um $9 \mu\text{m}$

Das verwendete Lasermedium A mit $\lambda \approx 9,0 \mu\text{m}$ basiert auf einem *Vier Quantenfilm Design* (vgl. Abschnitt 2.1 und Schichtaufbau in Tab. A.1 im Anhang) nach Liu et al. [LWH⁺06]. Nach einer Beschreibung des entwickelten Herstellungsverfahrens werden die Ergebnisse der Charakterisierung dargestellt, welche die elektro-optischen und spektralen Eigenschaften sowohl des Lasermediums als auch der DFB-Laser und die Untersuchung des Fernfeldes umfasst.

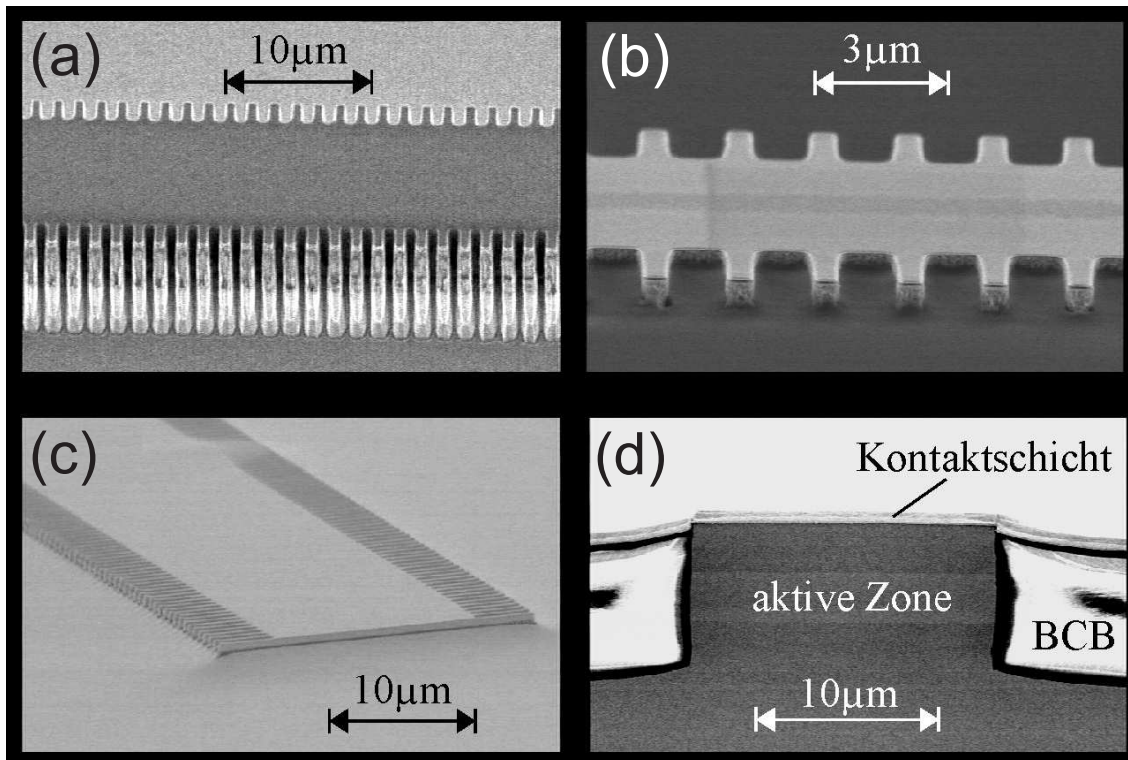


Abbildung 4.3: Elektronenmikroskopische Aufnahmen von DFB-QC-Lasern mit Seitenwandgitter (a) Seitenansicht von schräg oben eines Steges mit Seitenwandgitter. (b) Seitenansicht von schräg oben nach Planarisierung der Oberfläche mit BCB und Entfernung desselben von der Oberseite des Steges. (c) Ansicht von schräg oben nach Aufdampfung eines Kontaktes aus Ti/Pt/Au. (d) Spaltfacette eines vollständig prozessierten Lasers. Im Vergleich zur epitaktisch gewachsenen InP-Schicht bzw. dem InP-Substrat weisen die aktive Zone bestehend aus InGaAs/InAlAs Schichten und die darüber und darunter liegenden SC-Schichten aus InGaAs (vgl. Schichtaufbau von Lasermedium A im Anhang) einen deutlich helleren Kontrast auf.

4.3.1 Herstellung

Es wurden Laser mit Resonatorlänge von maximal $L=4$ mm mit Gitter-Tastverhältnissen $G:S$ nahe 1:1 und konstanter Modulationstiefe $T=B-b=4 \mu\text{m}$ (vgl. Abb. 4.2(b)) wie im Folgenden beschrieben hergestellt:

1. Herstellung des Wellenleiters mit Seitenwandgittern

Nach organischer Reinigung der Oberfläche wurde mittels Elektronenstrahl-Lithographie unter Nutzung des *Lift-off* Verfahrens (siehe Abschnitt 3.2) eine 100 nm dicke Ätzmaske aus Chrom strukturiert aufgetragen. Ihre Gestalt und die Gitterparameter sind aus Abb. 4.2(b) ersichtlich. In einem induktiv gekoppelten Plasmare-

aktor [SP00] konnte in einem einzigen Ätzschritt unter Cl_2/Ar Atmosphäre innerhalb weniger Minuten eine Äztiefe von ca. $10\ \mu\text{m}$ erzielt werden (siehe Abb. 4.3(a)). Um die Chrom-Maske nach dem Ätzschritt entfernen zu können, kann zusätzlich eine in Salpetersäure leicht lösliche Opferschicht aus Nickel unter dieser aufgebracht werden. Eine Ablösung der Chrom-Maske erwies sich jedoch als überflüssig, da keine messbare Erhöhung von U_e bzw. des elektrischen Bauteilwiderstandes im Vergleich zu Lasern ohne Chrom-Maske unterhalb des Ti/Pt/Au Kontaktes erkennbar war.

2. Planarisierung und Passivierung der Oberfläche

Zur elektrischen Isolation der Seitenwände und Planarisierung der Oberfläche wurde BCB mit einer Dicke von $10\ \mu\text{m}$ auf die Probe geschleudert. Die lediglich mit einer dünnen Schicht BCB von einigen hundert Nanometern bedeckte Oberseite des Wellenleiters konnte mittels eines gleichmäßig auf die Probe einwirkenden Sauerstoffplasmas freigelegt werden (siehe Abb. 4.3(b)). Dieser Schritt erforderte keine Maskierung der Probe, d.h. keinen Einsatz von Lithographie.

3. Deposition und Strukturierung des Oberseitenkontaktes

Zur Kontaktierung der Oberseite des Lasersteiges wurde eine Kontaktschicht aus Ti/Pt/Au aufgedampft (siehe Abb. 4.3(c)). Unter Verwendung von optischer UV-Lithographie wurde die Probenoberfläche mit Polymer-Lack so maskiert, dass eine elektrische Trennung der auf einem Probenstück parallel hergestellten Lasersteige mittels Ionenätzens mit Argon möglich war. Nach erfolgter Entfernung der Kontaktschicht in den Bereichen zwischen den Lasern wurde der Lack unter Einwirkung eines Lösungsmittels entfernt.

4. Abdünnen der Probe und Aufbringen des Unterseitenkontaktes

Um den Wärmewiderstand des Substrates zu verringern wurde dieses auf $150\ \mu\text{m}$ abgedünnt und anschließend der Unterseitenkontakt aus Ti/Pt/Au aufgedampft.

Eine entlang einer Kristallebene gespaltene Laserfacette ist in Abb. 4.3(d) zu sehen.

4.3.2 Charakterisierung

Untersuchung des Lasermaterials

Zunächst wurde das Lasermedium anhand von tiefgeätzten Mesa-Wellenleitern ohne Gitter in Bezug auf interne Verluste α_i , Gewinnkoeffizient g_0 und Schwellstromdichte J_{th} untersucht. Hierfür wurde die Resonatorlänge eines FP-Lasers sukzessive durch Spalten verringert und jeweils die Schwellstromdichte bestimmt. Eine Auftragung über $1/L$ wie in Abb. 4.4(a) gezeigt, ergibt nach Gleichung 2.10 eine Gerade aus deren y-Achsenabschnitt

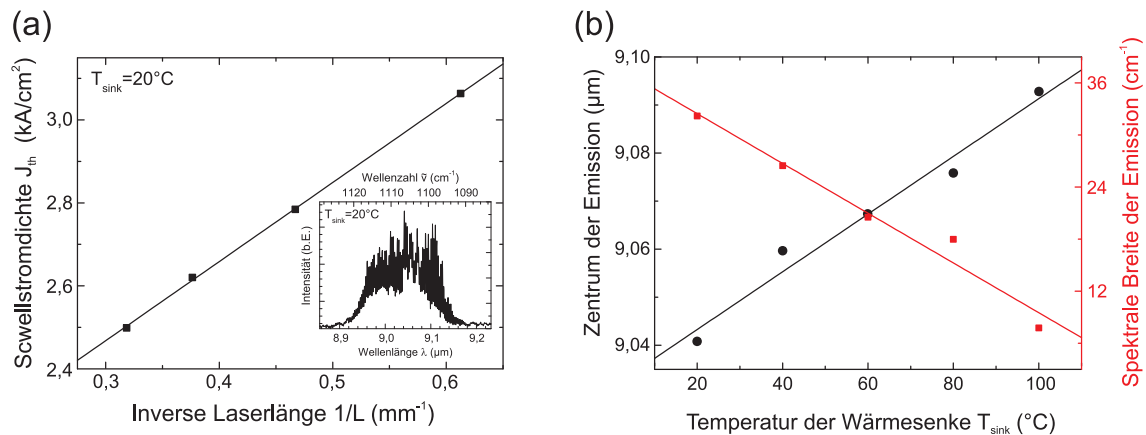


Abbildung 4.4: (a) Auftragung der Schwellstromdichte von FP-Lasern auf Lasermaterial A mit $8 \mu\text{m}$ Stegbreite über ihrer inversen Resonatorlänge. Ein typisches FP-Spektrum ist im eingesetzten Graph abgebildet. (b) Spektrale Breite und Position der Emission der FP-Laser bei Erhöhung der Wärmesenkentemperatur.

und Steigung man zwei Gleichungen erhält. Aus ihnen wurden $\alpha_i = 13,0 \text{ cm}^{-1}$ und $g_0 = 10,6 \text{ cm/kA}$ bestimmt. Der hierfür benötigte Wert von $R=0,27$ wurde mit Gleichung 2.4 und dem nach Kapitel 2.5 bestimmten Wert für $\bar{n} = 3.175$ ermittelt. Für Γ wurde ein ebenfalls nach Kapitel 2.5 berechneter Wert von $0,65$ verwendet. Liu et al. [LWH⁺06] geben für ein ebenfalls $8 \mu\text{m}$ breites Bauteil der gleichen Quantenkaskadenstruktur $g_0 = 10,4 \text{ cm/kA}$ und $\alpha_i = 14,3 \text{ cm}^{-1}$ als experimentell ermittelte Werte an. Die spektrale Breite und die zentrale Wellenlänge der Emission (siehe Spektrum im eingesetzten Graph von 4.4(a)) ist in 4.4(b) in Abhängigkeit von der Temperatur der Wärmesenke T_{sink} aufgetragen. Es ergibt sich eine Verschiebung des Verstärkungsbereiches von $-0,074 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ bzw. $0,60 \text{ nm/K}$. Die Verringerung der Bandbreite mit zunehmendem T_{sink} lässt sich anhand der Schwellenbedingung (Gleichung 2.10) verstehen, da sie für ein lorentzförmiges Verstärkungsprofil und abnehmendes g_0 für einen schmaler werdenden Spektralbereich erfüllt wird.

Spektrale Charakterisierung

Aus der Emissionswellenlänge λ verschiedener Bauteile mit jeweils unterschiedlichen Werten für b und Λ konnten die effektiven Brechungsindizes nach Gleichung 4.1 ermittelt werden (siehe Abb. 4.5(a)). Wie aus Abb. 4.5(b) ersichtlich liegen diese im Vergleich zu nach Abschnitt 2.5 berechneten Werten um ca. $0,3\%$ niedriger, was wahrscheinlich auf Unsicherheiten des Drude-Modells, das zur Berechnung der Brechungsindizes der Wellenleitermaterialien verwendet wurde, beruht. Die Entwicklung der Emissionswellenlänge λ mit zunehmendem T_{sink} und f ist in Abb. 4.6 dargestellt. Es ergibt sich ein Wert für das

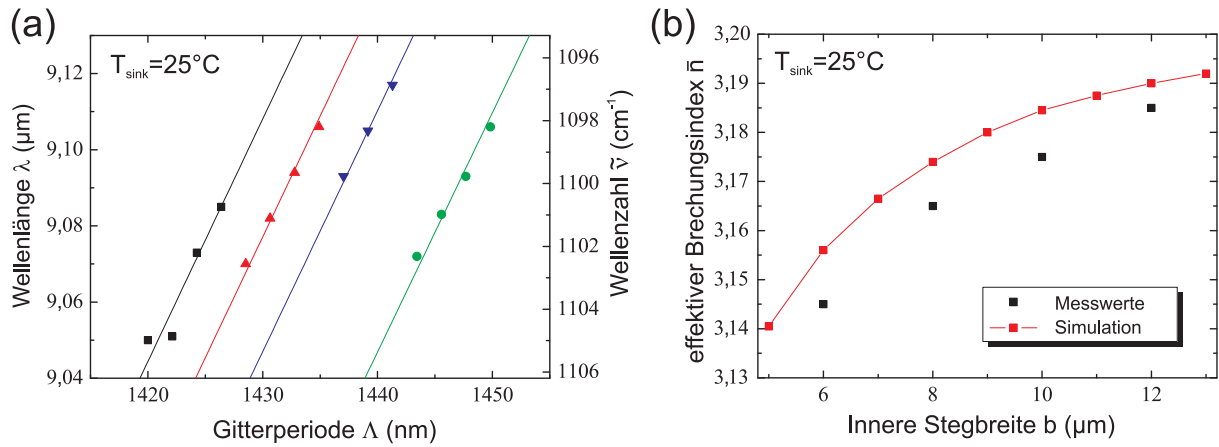


Abbildung 4.5: (a) Auftragung der Emissionswellenlänge monomodiger QC-Laser mit Seitenwandgitter ($L=3\text{ mm}$, $T=2\text{ }\mu\text{m}$) über der Gitterperiode Λ für verschiedene Stegbreiten b mit angepasster Ursprungsgerade nach Gleichung 4.1. (b) Effektiver Brechungsindex in Abhängigkeit der Stegbreite b .

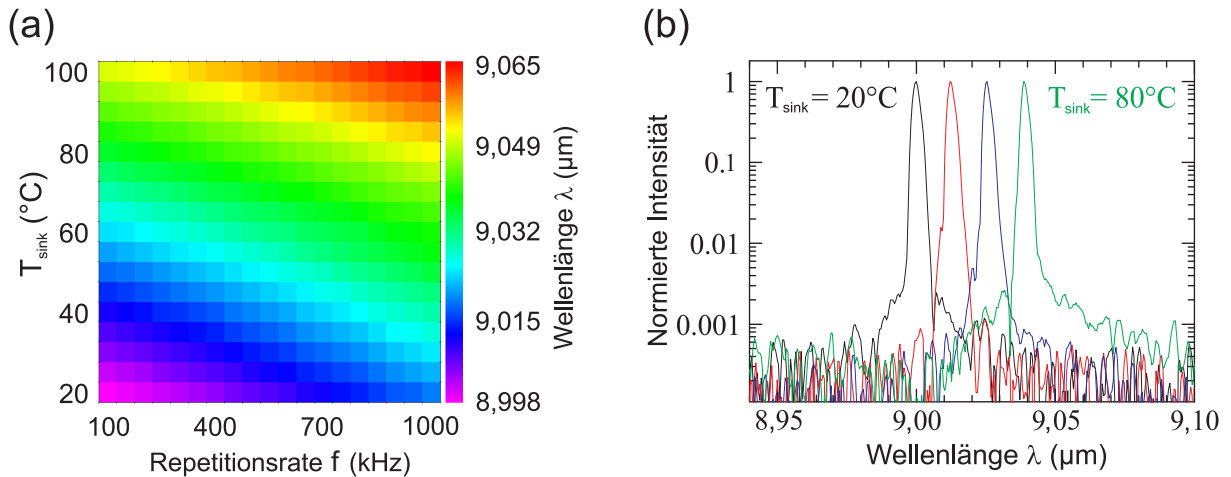


Abbildung 4.6: (a) Entwicklung der Emissionswellenlänge eines monomodigen QC-Lasers mit Seitenwandgitter ($L=4\text{ mm}$, $T=2\text{ }\mu\text{m}$, $b=12\text{ }\mu\text{m}$) bei konstantem Pulsstrom I von 2,0 A und konstantem τ von 100 ns unter Variation von T_{sink} und f . (b) Spektren des Lasers mit $f=400\text{ kHz}$ für verschiedene Werte von T_{sink} .

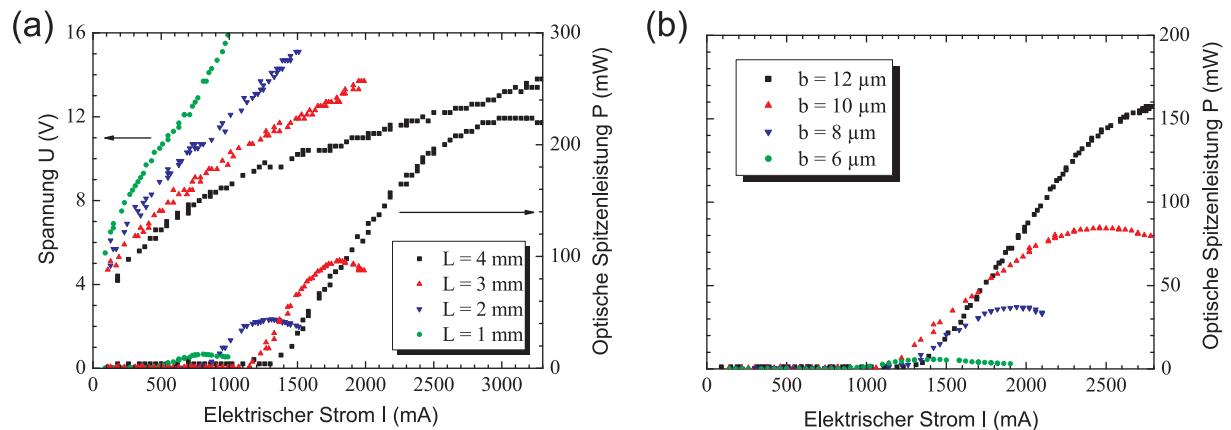


Abbildung 4.7: (a) Elektro-optische Kennlinien ($f=20$ kHz, $\tau=100$ ns) von DFB-Lasern mit Seitenwandgitter für $b=12$ μm und verschiedene Resonatorlängen bei $T_{\text{sink}}=20^\circ\text{C}$. (b) Optische Kennlinien ($f=20$ kHz, $\tau=100$ ns) von DFB-Lasern mit Seitenwandgitter für $L=4$ mm und verschiedene Stegbreiten b bei $T_{\text{sink}}=20^\circ\text{C}$.

spektrale Abstimmen von $d\lambda/dT_{\text{sink}}=0,64$ nm/K bzw. $d\tilde{\nu}/dT_{\text{sink}}=-0,080$ cm^{-1}/K . Hieraus kann unter Verwendung von Gleichung 3.1 mit $\bar{I} = I \cdot f \cdot \tau$ und dem Abstimm-Koeffizienten $d\tilde{\nu}/df=25$ nm/MHz ein Wert für R_{th} von 29 K/W ermittelt werden. Dabei wird vorausgesetzt, dass \bar{n} hauptsächlich durch die räumlich gemittelte Temperatur der aktiven Zone T_{akt} bestimmt wird. Bei einem Füllfaktor von 65% ist dies nur bedingt gegeben was - je nach Temperatur der umliegenden Schichten - typischerweise zu einer Unterschätzung von R_{th} um 10-20 % führt [YSD⁺05].

Aus den Spektren von Lasern mit zwei dominanten Maxima im Emissionsspektrum mit $b=(6, 8, 10)$ μm konnten unter der Annahme, dass es sich um die bei Indexkopplung dominanten Moden am Rand des sich ausbildenden Stopppandes handelt, nach Gleichung 4.3 jeweils Werte für den Kopplungskoeffizienten κ von (35, 21, 13) cm^{-1} abgeschätzt werden. Die Tendenz verwundert nicht, da für kleinere Stegbreiten ein größerer Teil der Lasermode mit dem Seitenwandgitter überlappt. Aufgrund der ausreichend hohen Werte konnte auch für Resonatoren von 1 mm Länge eine Kopplung $K>1$ und monomodiger Betrieb erreicht werden. Die elektro-optischen Eigenschaften zeigten dagegen eine deutliche Abhängigkeit von den Abmessungen des Lasersteiges und werden im folgenden Abschnitt behandelt.

Elektro-optische Eigenschaften

Elektro-optische Kennlinien für Laser mit unterschiedlichen Bauteilabmessungen b und L werden in Abb. 4.7(a) und (b) gezeigt. Die dargestellten Ausgangsleistungen und Effizi-

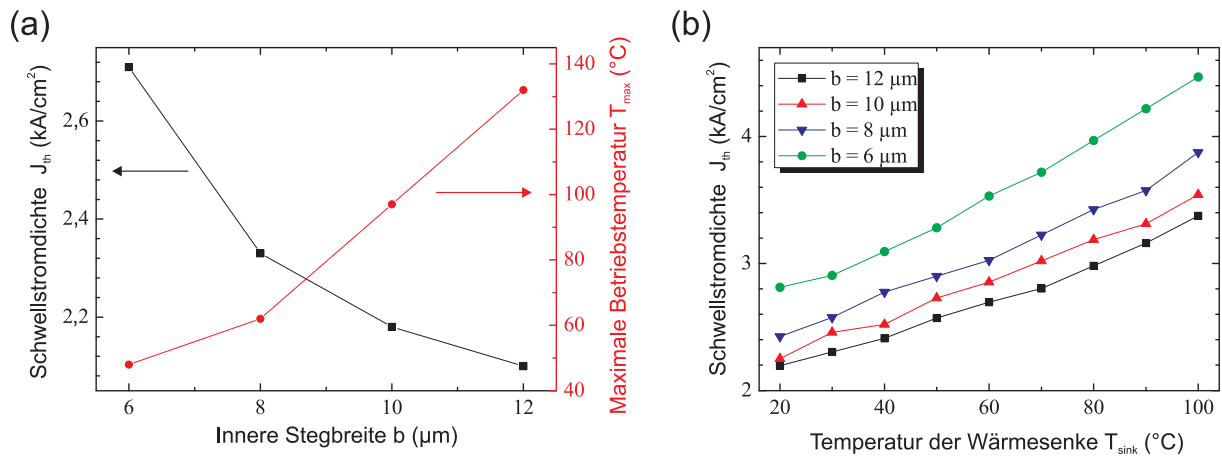


Abbildung 4.8: (a) Entwicklung der Schwellstromdichte von 4 mm langen unverspiegelten DFB Lasern mit Seitenwandgitter in Abhängigkeit der Stegbreite b für $T_{sink}=20^{\circ}\text{C}$, $f=20$ kHz, $\tau=100$ ns. Zudem ist der Anstieg der maximalen Betriebstemperatur von 1 mm langen Lasern mit wachsender Stegbreite b bei identischen Pulsbedingungen aufgetragen. (b) Schwellstromdichten von 4 mm langen DFB Lasern bei $f=20$ kHz und $\tau=100$ ns für verschiedene Werte von b und T_{sink} .

enzen gelten jeweils pro Facette. Neben einer deutlichen Steigerung der externen Effizienz auf bis zu 330 mW/A ist für größere Abmessungen auch eine Verringerung von J_{th} bis zu minimalen Werten von 2,1 kA/cm² ersichtlich. Die Abhängigkeit von L ist hierbei durch Gleichung 2.10 bedingt, eine sich nachteilig auswirkende zu große Kopplung der DFB-Laser ist für Resonatorlängen bis 4 mm nicht zu beobachten. Eine Vergrößerung von b führt ebenfalls zu einer Verringerung von J_{th} durch abnehmende Wellenleiterverluste α_i , da die Lasermode weniger Überlapp mit dem absorbierenden Passivierungsmaterial BCB aufweist und geringere Streuung an der Oberfläche der Gitterstruktur auftritt. Dies schlägt sich auch in der maximal erreichbaren Betriebstemperatur T_{max} (siehe Abb. 4.8(a)) nieder. Bauteile mit $b=4$ μm, $T=2$ μm und $L=4$ mm konnten selbst bei $T_{sink}=-30^{\circ}\text{C}$ nicht mehr über die Laserschwelle gebracht werden, was angesichts des starken Anstiegs von J_{th} bereits beim Übergang von $b=8$ μm auf $b=6$ μm plausibel erscheint. Mit zunehmender Temperatur im Lasermedium erhöht sich J_{th} nach Abb. 4.8(b) mit einem T_0 Wert von 166 K für $b=6$ μm und 187 K für $b=12$ μm (vgl. Abschnitt 2.4). Dies führt auch zu einer Verringerung der maximalen Ausgangsleistung für große Werte von T_{sink} und große Tastverhältnisse $f\cdot\tau$ wie in Abb. 4.9 dargestellt. Wie die Rotverschiebung der Wellenlänge in Abb. 4.6 ist auch die Abnahme von P_{max} durch die Zunahme der Temperatur im Lasersteg bedingt.

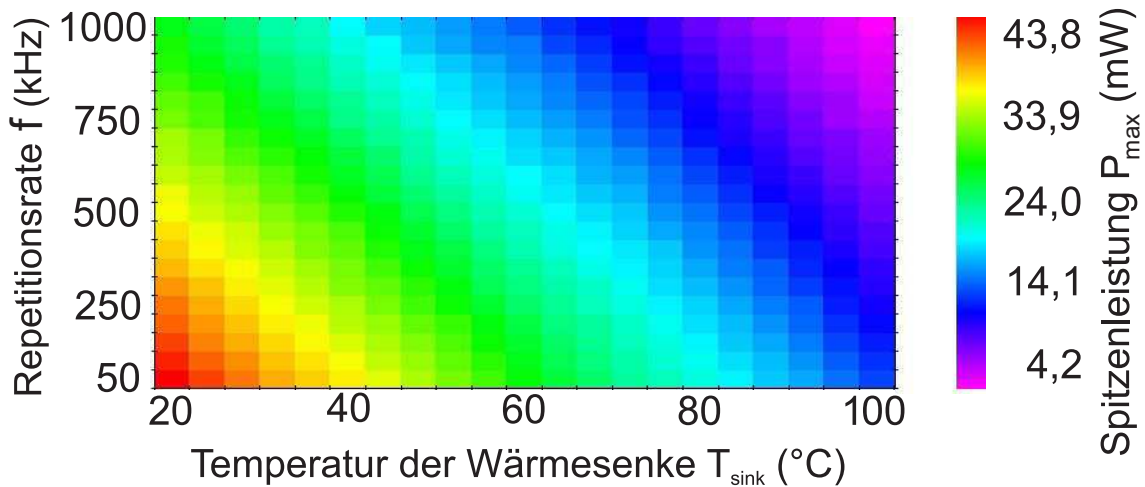


Abbildung 4.9: (a) Entwicklung der maximalen Ausgangsleistung P_{max} pro Facette eines unverspiegelten DFB-Lasers mit Seitenwandgitter ($b=6 \mu\text{m}$, $T=2 \mu\text{m}$, $L=3 \text{mm}$) unter Variation von f und T_{sink} bei einer Pulslänge von 100 ns.

Untersuchung des Fernfeldes

Das Strahlprofil wurde für Laser mit verschiedener Breite b aufgenommen und ein gaußförmiges Strahlprofil für beide Fernfeld-Winkel θ und ϕ beobachtet, was jeweils auf eine Dominanz der lateralen und vertikalen Mode nullter Ordnung schließen lässt. Während in Wachstumsrichtung z eine konstante Halbwertsbreite von 75° bestimmt wurde, hing die Halbwertsbreite in horizontaler Richtung erwartungsgemäß (vgl. Abschnitt 2.5) von der Stegbreite ab (siehe Abb. 4.10(a)). Für $B=12 \mu\text{m}$ konnte somit ein annähernd rundes, wenn auch stark divergentes Strahlprofil erreicht werden (siehe Abb. 4.10(b)).

4.4 Quantenkaskadenlaser mit flachgeätztem Oberseitengitter und Emission um $14 \mu\text{m}$

Für die Detektion von Kohlenwasserstoffen wurden im Rahmen des QUIP-Projektes monomodige Laser im langwelligen Bereich zwischen $13,2$ und $14,4 \mu\text{m}$ hergestellt. Das verwendete Lasermedium B (siehe Schichtaufbau in Tab. A.2 im Anhang) basiert auf einem *Bound-to-continuum* Design (siehe Abschnitt 2.1) nach Rochat et al. [RHBF01], das ursprünglich eine breitbandige Emission zwischen $15,5$ und $16,5 \mu\text{m}$ zeigte. Die durchgeführten Veränderungen des Wellenleiters und des aktiven Bereiches, um eine Optimierung der Emission um $14 \mu\text{m}$ zu erreichen, sind ausführlich in [FSF⁺11] dargelegt. Um ein hohes Tastverhältnis und damit eine große mittlere Ausgangsleistung \bar{P} zu erreichen, wurden DC-Wellenleiter mit dickem Gold auf und um den Steg eingesetzt. Die verbesserte Wär-

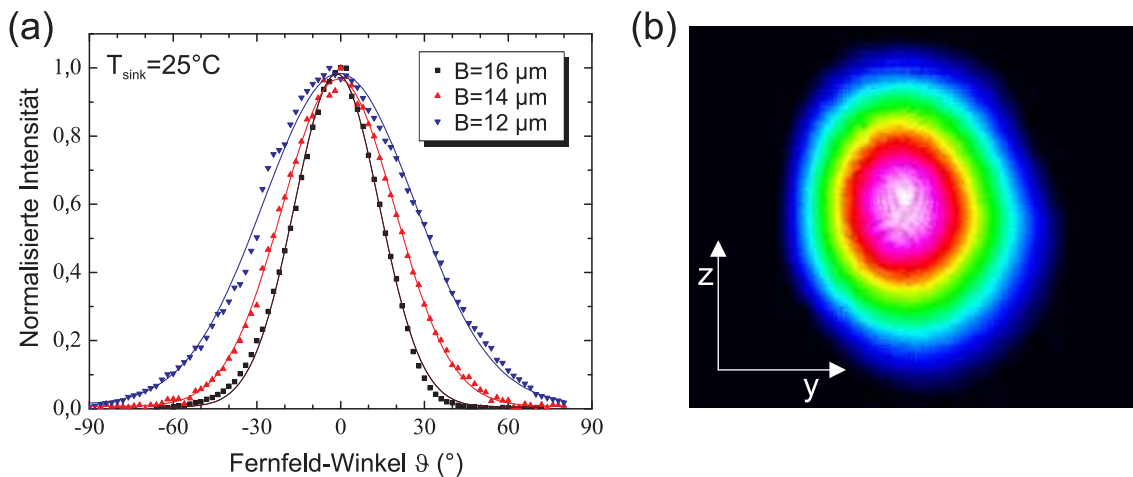


Abbildung 4.10: (a) Laterale Fernfelder von 4 mm langen DFB-Lasern verschiedener Stegbreite. An die Messdaten angepasste Gauß-Kurven zeigen Halbwertsbreiten von 35° , 47° und 64° für $b=8$, 10 und $12 \mu\text{m}$. (b) Mittels Wärmebildkamera aufgenommenes Strahlprofil eines DFB Lasers mit $L=4 \text{ mm}$ und Stegbreite $b=8 \mu\text{m}$.

meabfuhr ist unabdinglich, da man sich bei großen Wellenlängen mit deutlich höheren Schwellstrom- und Verlustleistungsdichten u.a. infolge von [HCG11] erhöhten Wellenleiterverlusten α_i durch Absorption an freien Ladungsträgern [GCSC01] und einem geringeren Gewinnkoeffizient (vgl. Gleichung 2.1) konfrontiert sieht.

4.4.1 Herstellungsverfahren

1. Strukturierung des Oberseitengitters

Nach organischer Reinigung der Oberfläche wurde mittels Elektronenstrahl-Lithographie unter Nutzung des *Lift-off* Verfahrens (siehe Abschnitt 3.2) eine 100 nm dicke Ätzmaske aus Titan strukturiert aufgetragen. Durch reaktives Ionenätzen in einer $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ Atmosphäre [SHT⁺02] konnte ein im Vergleich zu nasschemischen Ätzprozessen [GCSC01] großes Aspektverhältnis bei glatten Seitenwänden erzielt werden (siehe Abb. 4.11(a)). Die Titanmaske konnte anschließend in verdünnter Flusssäure entfernt werden.

2. Herstellung der DC-Stegwellenleiter

Ein DC-Wellenleiter wurde mittels einer durch optische Lithographie strukturierten Ätzmaske aus Negativlack und einer Ätzlösung aus HBr , HCl , H_2O_2 und H_2O hergestellt, welche alle indiumhaltigen Schichten nicht-selektiv entfernt. Hierzu wurden zwei parallele Kanäle, die das im vorigen Schritt strukturierte Gitter einschließen,

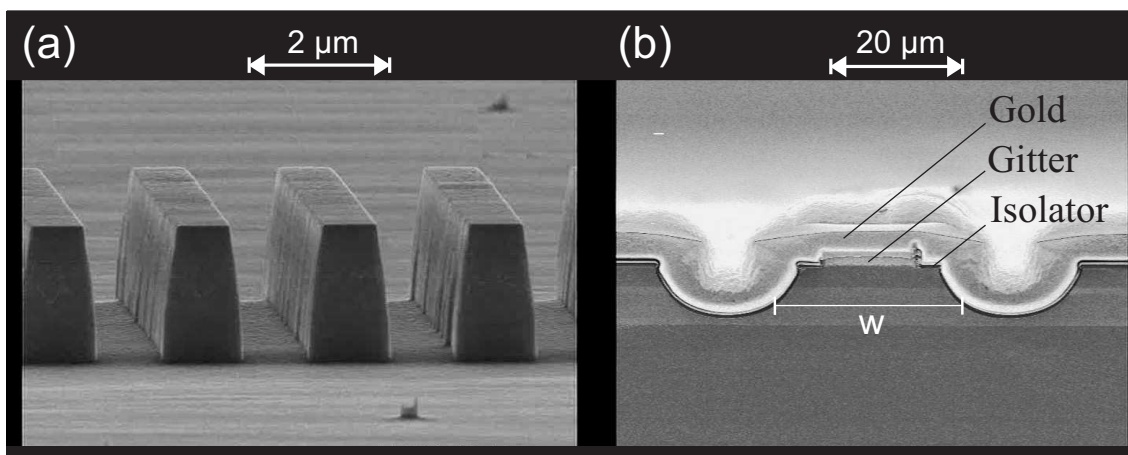


Abbildung 4.11: (a) Elektronenmikroskopische Aufnahme eines Oberseitengitters mit Tastverhältnis S:G nahe 1:1, $d=1,85 \mu\text{m}$ und $\Lambda=2,142 \mu\text{m}$. (b) Spaltfacette eines vollständig prozessierten DC-DFB-QC-Lasers mit mittlerer Breite W und $10 \mu\text{m}$ galvanisch aufgebrachtem Gold.

bis unter die aktive Zone geätzt; der zwischen den Kanälen verbleibende Steg mit abgerundeten Flanken bildet den DC-Wellenleiter mit mittlerer Breite W (vgl. Abb. 4.11(b)). Die Ätzmaske wurde anschließend durch ein Lösungsmittel entfernt.

3. Elektrische Isolierung der Oberfläche

Ein Dielektrikum wurde - unter Verwendung von optischer Lithographie mittels eines *Lift-off* Prozesses - strukturiert aufgebracht, so dass ein Kontaktfenster auf der Oberseite der DC-Wellenleiter ausgespart, aber die restliche Oberfläche gegen Kurzschluss isoliert werden konnte. Für QC-Laser mit Emission um $14 \mu\text{m}$ bot sich aufgrund seiner niedrigen Absorption (vgl. Abb. 3.3(a)) SiO_2 an welches mit einer Schichtdicke von 500 nm aufgesputtert wurde. Aufgrund der recht isotropen Materialdeposition beim Sputtervorgang war auch eine ausreichende Bedeckung der Seitenwände des DC-Wellenleiters gewährleistet.

4. Aufbringen und Strukturierung des Oberseitenkontaktes

Zur Kontaktierung der Oberseite des Lasersteges im Bereich des Kontaktfensters wurde eine Kontaktschicht aus Ti/Pt/Au aufgedampft. Mittels UV-Lithographie wurde die Probenoberfläche mit Polymer-Lack so maskiert, dass mit dickem Gold zu galvanisierende Flächen auf und um den DC-Wellenleiter frei blieben. Unter Berücksichtigung der Ergebnisse aus Abschnitt 3.1.1 wurde eine Dicke von $8 \mu\text{m}$ gewählt, die Goldschicht elektro-chemisch aufgetragen und der Lack anschließend wieder entfernt. Die elektrische Trennung der auf einem Probenstück parallel hergestellten

Laserstege konnte ohne erneute Maskierung mittels Ionenätzens mit Argon erfolgen, da nur die dick galvanisierten Kontaktbereiche nach dem Ätzzvorgang erhalten blieben.

5. Abdünnen der Probe und Aufbringen des Unterseitenkontaktes

Um den Wärmewiderstand des Substrates zu verringern, wurde dieses auf $150\ \mu\text{m}$ abgedünnt und anschließend der Unterseitenkontakt aus Ti/Pt/Au aufgedampft.

4.4.2 Charakterisierung

Untersuchung des Lasermaterials

Analog zu Abschnitt 4.3.2 wurde α_i and g_0 mit Hilfe von FP-QC-Lasern unterschiedlicher Länge bestimmt. Für verschiedene Stegbreiten $W=(20; 22; 24)\ \mu\text{m}$ ergaben sich Werte für α_i von $(22,5; 21,6; 20,1)\ \text{cm}^{-1}$ und für g_0 Werte von $(7,89; 7,88; 7,67)\ \text{cm/kA}$ auf Basis der nach Abschnitt 2.5 errechneten Werte von $\Gamma=0,64$ und $\bar{n} = 3,198$. Die Abnahme von α_i mit steigendem W lässt sich durch verringerten Überlapp mit und daher abnehmender Absorption in dem Dielektrikum an den Stegflanken erklären. Ein Einfluß der Stegbreite auf g_0 konnte erwartungsgemäß nicht festgestellt werden.

Die Abhängigkeit der elektro-optischen Eigenschaften von der mittleren Stegbreite W ist aus Abb. 4.12(a) ersichtlich: Durch das erhöhte aktive Volumen des Lasermediums und die geringere Schwellstromdichte, welche einen größeren dynamischen Bereich zwischen I_{th} und $I_{P,max}$ ermöglicht, ergibt sich mit zunehmender Stegbreite eine Erhöhung der Ausgangsleistung. Die Wirkung einer hochreflektierenden (HR) Verspiegelung der Rückfacette mittels einer Goldschicht³ besteht - neben der aus Abb. 4.12(a) ersichtlichen, deutlichen Leistungssteigerung - auch in der Reduktion der Schwellstromdichte J_{th} nach Gleichung 2.10. Aus ihr lässt sich unter Nutzung der gemessenen Schwellstromdifferenz, des oben ermittelten Wertes für g_0 sowie der nach Gleichung 2.4 berechneten Reflektivität $R=0,27$ einer gespaltenen Facette die Reflektivität der HR Schicht zu 99% bestimmen. Die Erhöhung der Differenz $I_{P,max} - I_{th}$ durch die Verspiegelung bedingt auch eine Erhöhung der maximalen Betriebstemperatur welche für verspiegelte Laser oberhalb von 120°C liegt und für Laser mit unbehandelten Spaltfacetten aus Abb. 4.12(b) ersichtlich ist. Der Anstieg von J_{th} mit T_{sink} kann sehr gut durch Gleichung 2.13 beschrieben werden, woraus sich $J_0=1,82\ \text{kA/cm}^2$ und $T_0=304\ \text{K}$ ergeben.

³Zur Vermeidung eines Kurzschlusses wird vor der Beschichtung der Facette mit Gold eine elektrisch isolierende Schicht aus $500\ \text{nm}\ \text{SiO}_2$ aufgetragen.

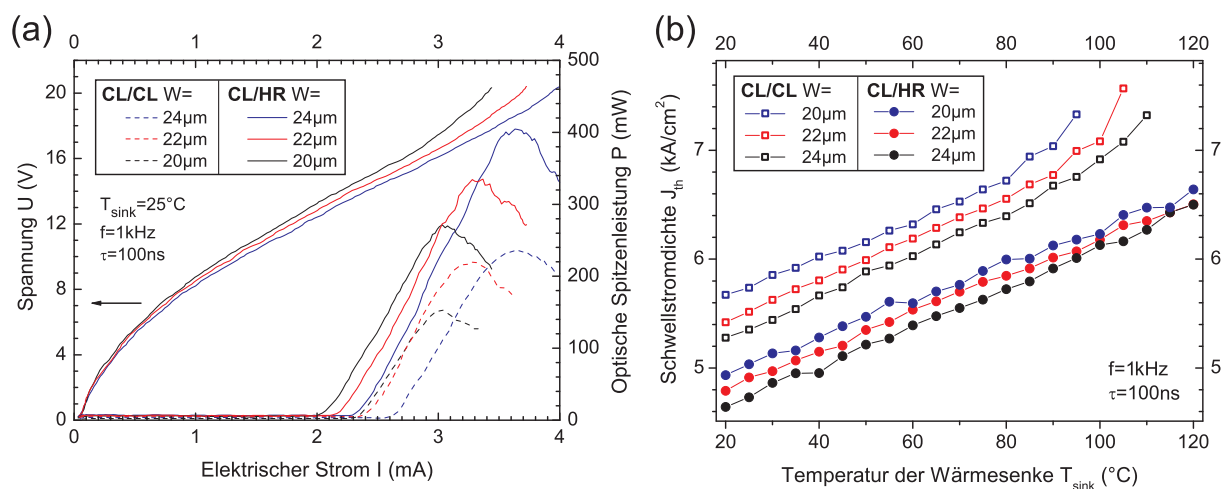


Abbildung 4.12: (a) Elektro-optische Kennlinien 2 mm langer FP-Laser auf Material B für verschiedene Stegbreiten sowohl mit als auch ohne HR verspiegelter Rückfacette. (b) Entwicklung ihrer Schwellstromdichten mit steigender Temperatur der Wärmesenke.

Elektro-optische Eigenschaften der DFB-Laser

Um nach den Erkenntnissen mit FP-Lasern im vorigen Abschnitt α_i möglichst klein zu halten und dennoch den maximal benötigten Betriebsstrom im für Anwendungen praktikablen Bereich zu halten, wurden die DFB Laser mit Stegbreiten zwischen 24 und 28 μm und Resonatorlängen zwischen 2 und 4 mm hergestellt. Die eingesetzte HR Verspiegelung führte im besten Fall zu einer Steigerung der Ausgangsleistung um 80% bei unverändertem Laserspektrum, wobei eine Verspiegelung - bei ungünstiger Lage der Spaltfacette zum DFB-Gitter - auch zu Multimodigkeit führen und damit DFB-Laser unbrauchbar machen kann.

Die jeweils erzielte Spitzenleistung für ein geringes Tastverhältnis von 0,25% in Abhängigkeit von T_{sink} ist aus den Kennlinien in Abb. 4.13(a) und (b) ersichtlich. Die Schwellstromdichte J_{th} bei RT beträgt für $L=2,0$ bzw. $4,0$ mm jeweils 4,8 bzw. 4,3 kA/cm^2 . Das Abknicken der U-I Kennlinie oberhalb von $U_{P,max}=15$ V deutet auf eine Fehlanpassung des Injektors und des aktiven Bereiches oberhalb dieses Spannungswertes hin (vgl. Abschnitt 2.4), was zu einem Anstieg des elektrischen Widerstandes und für 2 mm lange Laser zu einem Abfallen der Ausgangsleistung führt. Die 4 mm langen Laser konnten aufgrund der Strombegrenzung des Lasertreibers nicht oberhalb von $I_{P,max}$ betrieben werden. Ihre maximale Betriebstemperatur konnte durch Extrapolation auf ca. 150°C abgeschätzt werden.

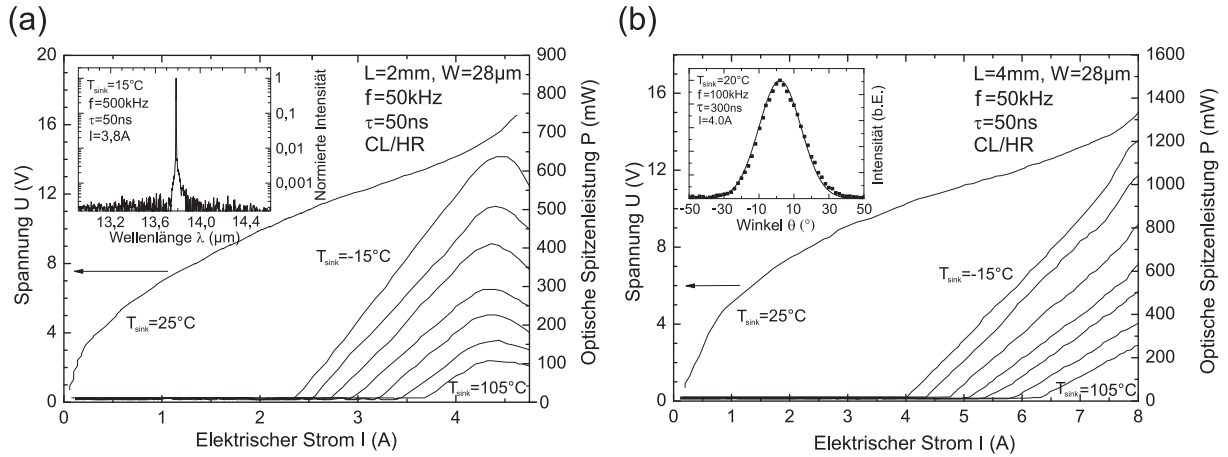


Abbildung 4.13: (a) Elektro-optische Kennlinien eines 2 mm langen DFB-Lasers mit Emission bei $13,7 \mu\text{m}$ (siehe eingesetzter Graph) für verschiedene Temperaturen der Wärmesenke. (b) Elektro-optische Kennlinien eines 4 mm langen DFB-Lasers. Im eingesetzten Graph ist ein laterales Fernfeld des Lasers aus Teilbild (a) abgebildet.

Spektrale Charakterisierung

Wie aus Abb. 4.14(a) ersichtlich, konnte der Zusammenhang zwischen Emissionswellenlänge λ und Gitterperiode Λ nach Gleichung 4.1 im gesamten zugänglichen Spektralbereich bestätigt werden. Für zunehmende Wellenlänge und gleichbleibende Stegbreiten ist ein Trend zu kleineren Werten für den effektiven Brechungsindex erkennbar, der sich in geringerem Maße bereits für konstante Brechungsindizes der Wellenleitermaterialien lediglich aus dem stärkeren Überlapp mit dem niedrigbrechenden Isolatormaterial (vgl. Abschnitt 2.5) ergibt.

Die beobachtbare SMSR war durch das SNR auf maximal 30 dB begrenzt (siehe eingesetzter Graph in Abb. 4.13(a)). Das gaußförmige Strahlprofil (vgl. eingesetzter Graph in Abb. 4.13(b) und Abb. 4.14(b)) deutet zudem auch auf eine Dominanz der lateralen und vertikalen Grundmode hin.

Das Abstimmverhalten der Wellenlänge bei Variation von T_{sink} bzw. f ist in Abb. 4.15(a) gezeigt. Es ergeben sich konstante Koeffizienten von $d\tilde{\nu}/dT_{sink} = -0,057 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ bzw. $d\tilde{\nu}/d\bar{P}_{diss} = -0,74 \text{ cm}^{-1}/\text{W}$. Aus dem Quotienten dieser beiden Werte kann der thermische Widerstand zu $13 \text{ K}/\text{W}$ ermittelt werden.

Für spektroskopische Messungen wird oftmals ein konstanter Grundstrom I_{bias} und die sich hieraus ergebende Erwärmung des Lasers genutzt, um die Emissionswellenlänge über eine Absorptionslinie eines Gases zu schieben. Das sich ergebende Abstimmverhalten ist in Abb. 4.15(b) dargestellt. Daraus lässt sich eine der elektrischen Leistung des Grundstromes $P_{el,b}$ proportionale Abstimmrate von $d\tilde{\nu}/d\bar{P}_{diss} = -0,78 \text{ cm}^{-1}/\text{W}$ entnehmen, was nach

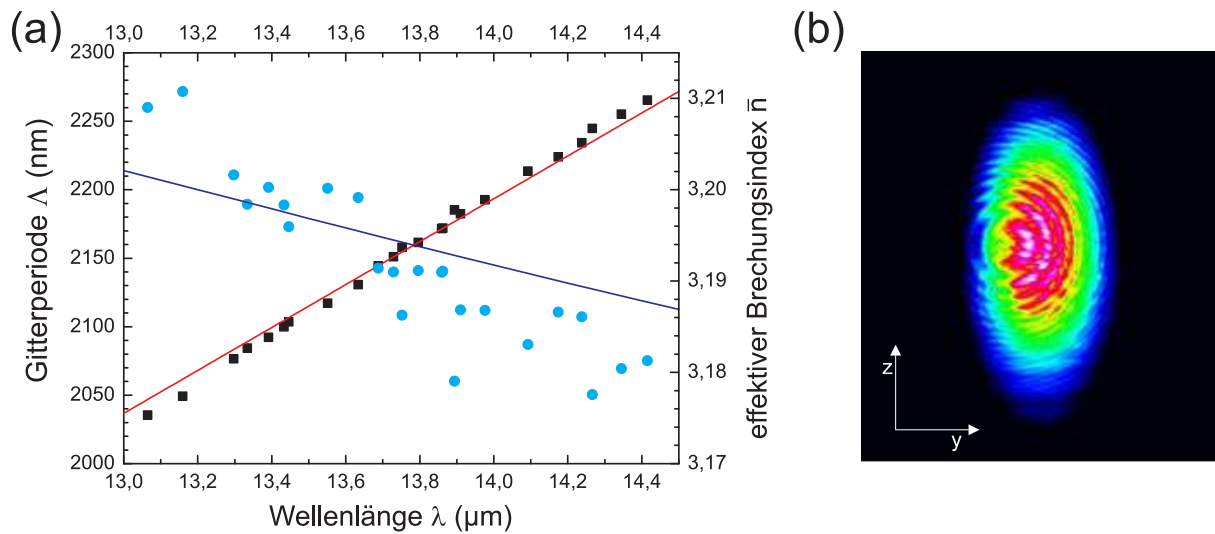


Abbildung 4.14: (a) Auftragung von Gitterperiode (Messdaten: schwarze Quadrate, angepasste Ursprungsgerade: rote Gerade) und effektivem Brechungsindex (blaue Kreise) verschiedener DFB-Laser über der Wellenlänge. Die blaue Kurve zeigt die simulierte Entwicklung des effektiven Brechungsindex ohne Materialdispersion. (b) Mittels Wärmebildkamera aufgenommenes Strahlprofil eines DFB-Lasers mit Emissionswellenlänge von $13,7 \mu\text{m}$ und Stegbreite $W=28 \mu\text{m}$. Die deutlich erkennbaren Interferenzen entstehen an der ZnSe Scheibe auf dem Detektor-Array der Kamera.

Gleichung 3.1 zu erwarten war und gut mit dem oben ermittelten Wert bezüglich der dissipierten Betriebsleistung $d\tilde{\nu}/d\bar{P}_{diss}$ übereinstimmt.

Analog zu Abschnitt 4.3.2 konnte zudem aus dem jeweils konstanten Modenabstand bimodiger Laser der Kopplungskoeffizient κ zu $9,3 \text{ cm}^{-1}$ abgeschätzt werden. Im Gegensatz zu 2 mm langen Lasern zeigten bereits DFB-QC-Laser mit $L < 1,7 \text{ mm}$ in den meisten Fällen keine monomodige Emission mehr. Dies deutet darauf hin, dass sich die Kopplung $K \cdot L$ für kleinere Resonatorlängen erwartungsgemäß bereits am unteren Ende des günstigen Bereiches zwischen 1 und 3 befindet.

Betrieb bei hohen Repetitionsraten und langen Pulsdauern

Für laserbasierte Spurengasanalytik unter Verwendung von thermischen Detektoren, deren Funktionsprinzip auf der Erwärmung der detektiven Fläche durch das Laserlicht beruht (wie z.B. bei pyroelektrischen Detektoren), werden hohe mittlere Ausgangsleistungen \bar{P} benötigt, was den Betrieb des Lasers bei großen Tastverhältnissen erforderlich macht. Die Entwicklung der Spitzenleistung P und der mittleren Ausgangsleistung \bar{P} bei Tastverhältnissen bis 10% ist für verschiedene Werte von T_{sink} in Abb. 4.16(a) dargestellt. Das

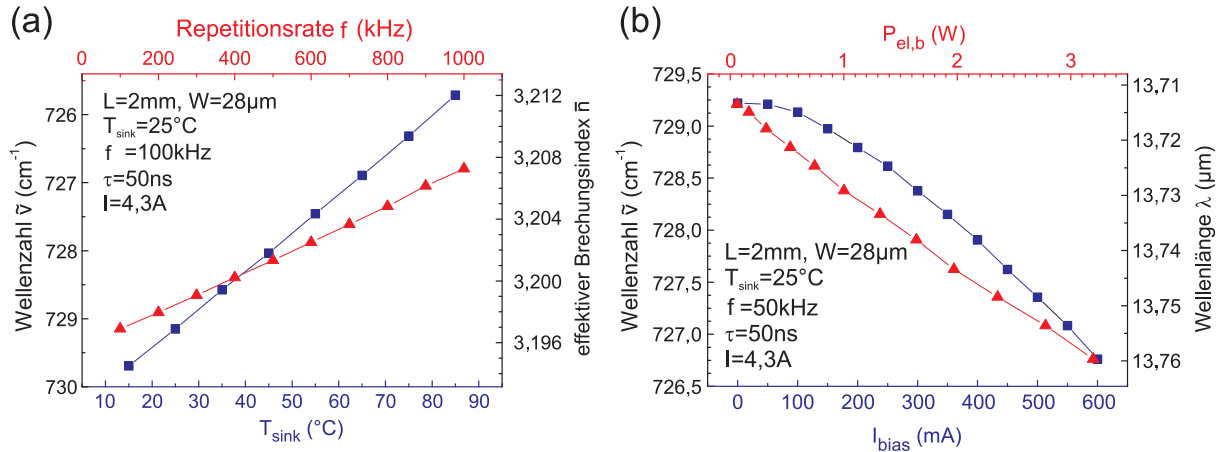


Abbildung 4.15: (a) Abhängigkeit der Emissionswellenzahl eines DFB-Lasers und des effektiven Brechungsindex von T_{sink} und f . (b) Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von einem zusätzlich zum Pulsstrom beaufschlagten Konstantstrom I_{bias} und der durch ihn verursachten elektrischen Verlustleistung $P_{el,b}$.

Überrollen von \bar{P} für Tastverhältnisse um 5% ist in diesem Fall thermischer Natur.

Um die Tauglichkeit der Laser für Absorptionsmessungen im Intrapuls-Verfahren (vgl. Abschnitt 3.3.5) zu belegen, wurden diese mit Pulsdauern $\tau=2\ \mu\text{s}$ betrieben, was infolge der raschen Erwärmung bei Chirpraten $d\tilde{\nu}/dt$ zwischen $0,23\ \frac{\text{cm}^{-1}}{100\text{ns}}$ zu Beginn und $0,12\ \frac{\text{cm}^{-1}}{100\text{ns}}$ am Ende des Pulses zu einer Abstimmung über $3,0\ \text{cm}^{-1}$ führt (siehe Abb. 4.16(b)). Die Chirpraten lassen sich unter Nutzung des Wertes für $d\tilde{\nu}/dT_{sink}=-0,057\ \text{cm}^{-1}/\text{K}$ direkt in eine Erwärmung des Wellenleiters von 4,0 bzw. 2,1 K/100 ns umrechnen. Die Übereinstimmung des Detektorsignals (rot) mit der theoretischen Transmissionskurve von Acetylen (blau) aus [HHw04] belegt die kontinuierliche Abstimmung, die schon anhand des periodischen, sprunghaften Etalon-Signals (schwarz) vermutet werden kann.

Untersuchung des Chirp

Da der Chirp eines Lasers die spektrale Auflösung einer gepulsten spektrometrischen Messung limitiert [WHH⁺10] wurde seine Entwicklung mit steigendem Pumpstrom untersucht. Wie aus Abb. 4.17(a) hervorgeht, wächst er für die betrachteten Bauteile aufgrund der zunehmenden Erwärmung im Puls mit ca. $0,1\ \frac{\text{cm}^{-1}}{100\text{ns}}$ monoton an. Eine Reduktion kann bei DFB-QC-Lasern damit lediglich durch eine Verringerung der Betriebsstromdichte, z.B. durch eine HR Verspiegelung oder eine Absenkung von T_{sink} (siehe Abb. 4.17(b)) erreicht werden. Da ein Betrieb knapp oberhalb des Schwellenstroms eine geringe Ausgangsleistung mit sich bringt, sind Maßnahmen, die zu einer Erhöhung von η_{ext} führen, wie z.B. die Verwendung von langen Resonatoren, großen Stegbreiten oder die HR-Verspiegelung der Rückfacette vorteilhaft.

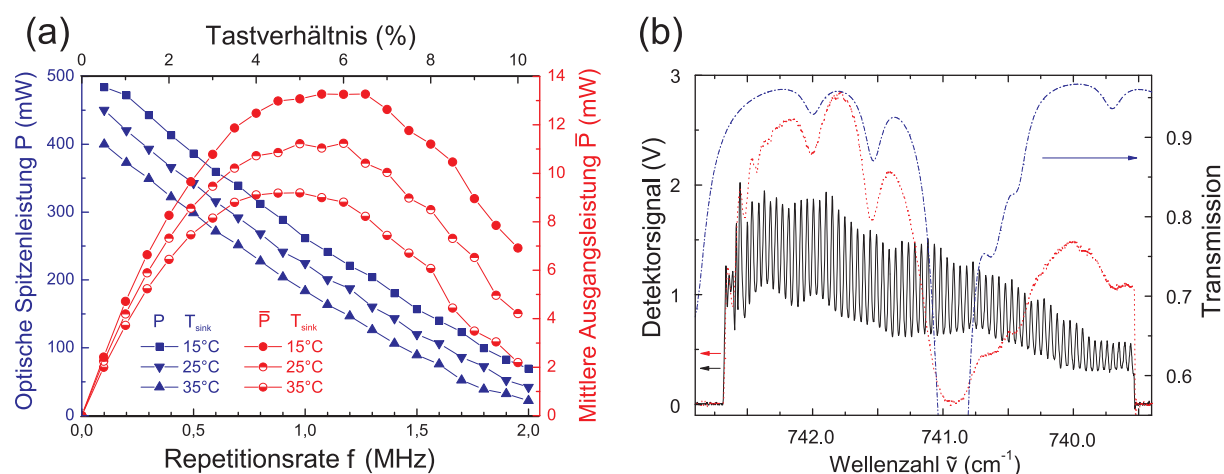


Abbildung 4.16: (a) Maximale optische Spitzenleistung und mittlere Ausgangsleistung eines DFB-Lasers mit Emission um $13,7 \mu\text{m}$ in Abhängigkeit des Tastverhältnisses bzw. der Repetitionsrate f bei einer konstanten Pulslänge von $\tau=50 \text{ ns}$. (b) Detektorsignal eines $2 \mu\text{s}$ langen Pulses mit Ge-Etalon mit $\text{FSR}=0,049 \text{ cm}^{-1}$ (durchgezogene schwarze Linie) und Acetylen (rot gepunktet) im Strahlengang bei $T_{\text{sink}}=12^\circ\text{C}$ und $f=1 \text{ kHz}$. Die strichpunktierte blaue Linie zeigt die Transmission von Acetylen in diesem Spektralbereich gemäß der HITRAN-Datenbank [HHw04].

Auch die Wahl von kurzen Pulsen im sogenannten *Interpuls-Verfahren*, bei dem Pulslängen von 5 bis 10 ns verwendet werden, um die spektrale Breite eines Pulses gering zu halten und die Abstimmung über eine Grundstromrampe bewerkstelligt wird, zeigen keine deutliche Verbesserung der spektralen Auflösung in Absorptionsexperimenten. Aufgrund der Energie-Zeit Unschärferelation ist für Pulslängen von wenigen Nanosekunden bereits mit einer spektralen Verbreiterung infolge der Energie-Zeit Unschärfe zu rechnen [BBHL04].

Eine Möglichkeit die strenge Kopplung des Chirp an den Betriebsstrom und damit an die Ausgangsleistung aufzuheben bieten dagegen Bauteile mit mehreren Segmenten, in denen neben einem Segment zur Photonenerzeugung mindestens noch ein weiteres vorhanden ist, in dem die Erwärmung weniger stark ausfällt oder sogar umgekehrt und damit - auf das gesamte Bauteil gesehen - zum Teil kompensiert werden kann (vgl. hierzu Kapitel 6.3.2).

4.5 Zusammenfassung

Die im ersten Teil des Kapitels beschriebenen DFB-Laser mit Seitenwandgitter wurden zum Beweis der Tragfähigkeit des Gitterkonzeptes mit tiefgeätzten Seitenwandgittern de-

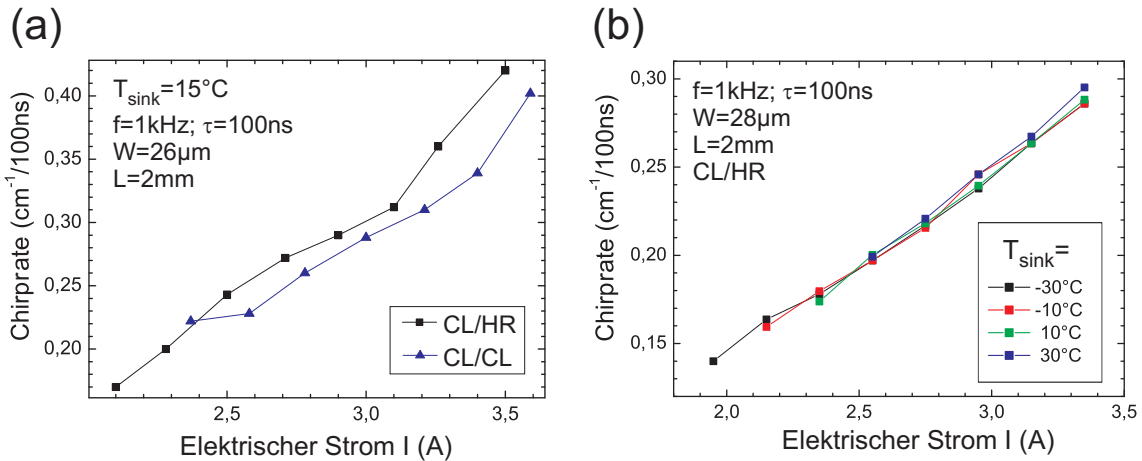


Abbildung 4.17: (a) Gemessene Chirpraten in Abhängigkeit des gepulsten Betriebsstroms für zwei DFB-Laser mit Emission bei $13,7 \mu\text{m}$ mit identischen Abmessungen, jedoch mit unbehauelter (CL) bzw. mit HR-Beschichtung versehener Rückfacette. (b) Abhängigkeit der Chirprate vom Betriebsstrom für verschiedene Temperaturen der Wärmesenke.

monstriert, welches in der Herstellung eine enorme Vereinfachung und Verkürzung der Prozessdauer bedeutet. So wurden DFB-QC-Laser mit Emission um $9 \mu\text{m}$ entwickelt, deren gesamter Herstellungsprozess aus lediglich zwei lithographischen Schritten bestand. Dies bedeutet selbst im Vergleich zu bisherigen Verwirklichungen von DFB-QC-Lasern mit Seitenwandgittern [KKR⁺06, GPSS05] eine Einsparung einer lithographisch definierten Strukturebene, was durch die Verwendung von BCB als Isolatormaterial ermöglicht wurde. Zudem reduziert die simultane Erzeugung von Gitter und Lasersteg in einem einstufigen Ätzprozess die Zahl der benötigten Prozessschritte und die Ätzdauer beträchtlich. Im Vergleich zu einfachen FP-Stegwellenleitern wurde keine Erhöhung der Schwellstromdichte $J_{th} = 2,1 \text{ kA/cm}^2$ für Laser mit $L = 4 \text{ mm}$ und $b = 12 \mu\text{m}$ bei RT beobachtet, was auf eine geringe Rauigkeit des Gitters bzw. erhöhte Rückkopplung von Photonen durch das Gitter zurückzuführen sein sollte. Die SMSR war rauschlimitiert bei ca. 28 dB, die maximale Spitzenleistung P bei RT größer als 200 mW, die thermische Leitfähigkeit von auf Kupferträger gelöteten Lasern wurde zu $74 \text{ W/(K}\cdot\text{cm}^2)$ ermittelt.

Um den langwelligen Spektralbereich um $14 \mu\text{m}$ mit monomodigen, leistungsstarken Lichtquellen zu erschließen, wurden dagegen DFB-QC-Laser auf Basis von DC-Stegwellenleitern mit vier lithographisch definierten Strukturebenen für verbesserte Wärmeabfuhr hergestellt und untersucht. Die thermische Leitfähigkeit von auf Kupferträgern gelöteten Lasern betrug $137 \text{ W/(K}\cdot\text{cm}^2)$, weshalb trotz der bei großen Wellenlängen erhöhten Schwellstromdichte von $4,3 \text{ kA/cm}^2$ bei RT ein Tastverhältnis von über 10% erreicht werden konnte. Aufgrund der so erhaltenen großen mittleren Ausgangsleistung \overline{P} von über

11 mW bei RT konnte unter Verwendung des *Interpuls-Verfahrens* [MJT09] eine Nachweisgrenze für Acetylen von 10 ppb in einer Stickstoffmatrix bei einer Messdauer von 20s erreicht werden [HSS⁺11].

Im Vergleich zu aktuellen Veröffentlichungen von multimodigen QC-Lasern, die im Wellenlängenbereich um 14 μm [FYE⁺10, HCCG12, HCG11] emittieren, bieten die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten DFB-Laser nicht nur den für die meisten Anwendungen unabdingbaren monomodigen Betrieb, sondern mit 810 mW Spitzenleistung bei RT auch mehr als doppelt so viel optische Ausgangsleistung.

Die Kopplungskonstante fiel für Oberseitengitter mit einem Wert von 10 cm^{-1} kleiner aus als bei Seitenwandgittern, für die zwar Werte von bis zu 35 cm^{-1} bestimmt wurden, allerdings war auch ein deutliches Absinken der Kopplungskonstante bei einer Vergrößerung der Stegbreite beobachtbar. Für DFB-Laser auf Basis von Seitenwandgittern dürfte dies einer deutlichen Vergrößerung der Stegbreite und damit auch der Ausgangsleistung Grenzen setzen, wenn die spektrale Reinheit erhalten werden soll.

Die theoretisch ermittelte Verbesserung der thermischen Leitfähigkeit durch Einsatz von DC- statt Mesa-Wellenleitern um den Faktor 1,85 (siehe Abschnitt 3.1.1) wird durch die experimentellen Ergebnisse sehr gut bestätigt. Dass die experimentell bestimmten Absolutwerte im Vergleich zu den simulierten von $276\text{ W}/(\text{K}\cdot\text{cm}^2)$ für DC-Wellenleiter bzw. $150\text{ W}/(\text{K}\cdot\text{cm}^2)$ für Mesa-Wellenleiter deutlich niedriger liegen, lässt sich durch zusätzliche thermische Widerstände an den Grenzflächen zwischen dem Halbleitersteg und den umgebenden Materialien (vgl. Abb. 3.1) sowie zwischen Substrat und Kupferträger erklären.

5 Monomodige Quantenkaskadenlaser mit gekoppelten Kavitäten

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit einer Klasse von monomodigen Lasern, die im einfachsten Fall von gekoppelten FP-Kavitäten ohne eine Gitterstrukturierung auskommt. Aufgrund der großen Abmessungen der übrigen Strukturen von mehreren Mikrometern wird für die Herstellung daher keine Elektronenstrahl-Lithographie benötigt. Dies ist ein entscheidender Vorteil für die Produktion solcher Bauteile im großen Maßstab, weil keine seriellen Belichtungsverfahren zum Einsatz kommen, sondern lediglich optische Lithographie, welche als parallel belichtendes Verfahren ohne zeitlichen Mehraufwand skalierbar ist.

Zunächst wird die zugrundeliegende Theorie nach [CC95] sowie das Herstellungsverfahren erläutert. Die experimentellen Ergebnisse werden von einer Beurteilung des Konzeptes abgeschlossen.

5.1 Funktionsprinzip

Die Modenselektion beruht bei diesem Lasertyp auf der Realisierung einer im Spektralraum periodisch modulierten Reflektivität $r_{eff}(\tilde{\nu})$ an der Rückfacette eines aktiv gepumpten FP-Resonators. r_{eff} wird hierfür durch eine weitere, passive - d.h. ungepumpte - FP-Kavität verwirklicht, die sich in der Verlängerung der aktiven FP-Kavität befindet und im hier behandelten Fall nur durch einen Luftspalt von ihr getrennt ist (siehe Abb. 5.1(a) und (b)). So wie die aktive Kavität mit Länge L_a nach Gleichung 2.3 einen Modenkamm mit $\Delta\tilde{\nu}_a$ ausbildet, wird die Periodizität $\Delta\tilde{\nu}_p$ von $r_{eff}(\tilde{\nu})$ ebenfalls durch diese Beziehung - abhängig von der Länge der passiven Kavität L_p - bestimmt. Da die erreichbare Seitenmodenunterdrückung mit dem Unterschied der Spiegelverluste $\Delta\alpha_m$ für konkurrierende Moden wächst [CC95], sollte $r_{eff}(\tilde{\nu})$ für eine gute Modenselektion möglichst scharfe Maxima aufweisen, um die Schwellenbedingung (Gleichung 2.10) nur für eine Mode zu erfüllen (siehe Abb. 5.1(c)). Dies kann erreicht werden, wenn die Maxima von $r_{eff}(\tilde{\nu})$ mit der Position der FP-Moden der passiven Kavität übereinstimmen, was wiederum für $L_g = s \cdot \frac{\lambda}{2}$ mit

ganzer Zahl s geschieht (siehe Abb. 5.1(d)). Da für diesen Fall der Betrag von r_{eff} jedoch deutlich kleiner wird, muss ein Kompromiss gefunden werden, um die optischen Verluste α_m zu begrenzen. Die Längen L_a und L_p sollten zudem so gewählt werden, dass mehrfache Resonanzen von r_{eff} mit dem Modenkamm der aktiven Kavität vermieden werden bzw. erst außerhalb des Materialgewinns erneut auftreten.

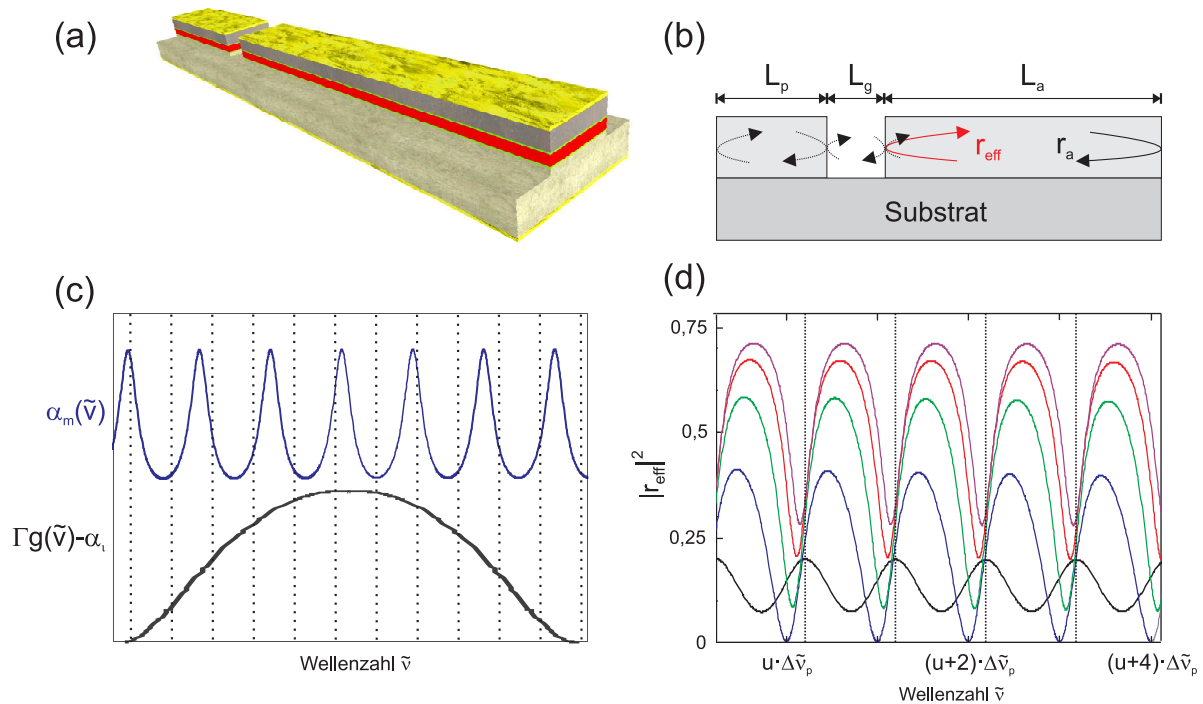


Abbildung 5.1: (a) Schematische Darstellung eines tiefgeätzten Lasers mit zwei gekoppelten FP-Kavitäten. (b) Seitenansicht mit Längen der aktiven und passiven Kavität L_a bzw. L_p sowie des Luftspaltes L_g . Die Reflexionen an den Grenzflächen sind schematisch eingezeichnet. Die effektive Reflektivität r_{eff} ergibt sich durch Transfermatrizen aus der Interferenz der gestrichelt dargestellten Einzelreflexionen wohingegen sich die Reflektivität an der Facette des aktiven Segments r_a nach Gleichung 2.4 berechnet. (c) Berechnete Spiegelverluste (blau) und schematisch eingezeichneter Materialgewinn abzüglich der internen Verluste (schwarz) zur Veranschaulichung der Schwellenbedingung. Die gestrichelten Linien zeigen die Position der FP-Moden der aktiven Kavität an. (d) Mittels Transfermatrizen [CC95] berechnete Kurven $r_{eff}(\tilde{\nu})$ für verschiedene Werte von L_g gleich $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{11}{10} \frac{\lambda}{2}$, $\frac{12}{10} \frac{\lambda}{2}$, $\frac{13}{10} \frac{\lambda}{2}$, $\frac{14}{10} \frac{\lambda}{2}$ dargestellt jeweils in schwarz, blau, grün, rot, lila. Die gestrichelten Linien zeigen die FP-Moden der passiven Kavität an. u ist eine natürliche Zahl.

5.2 Herstellungsverfahren

Das verwendete Lasermedium C (Schichtaufbau siehe Tab. A.3 im Anhang) basiert auf einem *Bound-to-continuum* Design (siehe Abschnitt 2.1) nach Maulini [MMG⁺06], das Emission zwischen 8,3 und 9,0 μm zeigte.

1. Herstellung des DC Wellenleiters

siehe Abschnitt 4.4.1.

2. Elektrische Isolierung der Oberfläche

Eine 500 nm dicke SiO_2 Schicht wurde auf die Oberfläche gesputtert. Zusätzlich zur Öffnung eines Kontaktfensters auf der Oberseite des DC Wellenleiters musste das SiO_2 auch in dem Bereich entfernt werden, in dem später die Trennung des DC-Steges durch einen Spalt erfolgen sollte. Im Gegensatz zum Herstellungsprozess der DC-DFB Laser in Abschnitt 4.4.1 wurde dies durch reaktives Ionenätzen auf Basis eines CHF_3/Ar Gemisches bewerkstelligt. Die hierfür erforderliche Maskierung der Oberfläche erfolgte mittels optischer Lithographie durch Polymerlack, welcher nach dem Ätzprozess durch ein Lösungsmittel entfernt wurde.

3. Aufbringen und Strukturierung des Oberseitenkontaktes

Der Oberseitenkontakt aus Ti/Pt/Au wurde aufgedampft, allerdings im Bereich des im folgenden Schritt strukturierten Luftspaltes ausgespart. Dies erfolgte mittels optischer Lithographie durch einen *Lift-off* Prozess.

4. Durchtrennung der Kavität Zunächst erfolgte eine strukturierte Maskierung der Probenoberfläche mit 200 nm BaF_2 und 80 nm Cr mittels optischer Lithographie und des *Lift-off* Verfahrens. Lediglich ein über dem Lasersteg gelegener Bereich von $8 \times 20 \mu\text{m}^2$ wurde jeweils ausgespart und dort durch Einsatz einer ICP-Ätzanlage mit einem Gasgemisch aus Cl_2/Ar ein ca. 14 μm tiefer Spalt erzeugt. Anschließend wurde die BaF_2/Cr Maske in Wasser entfernt.

5. Galvanik und Strukturierung des Oberseitenkontaktes Mittels optischer UV-Lithographie wurde die Probenoberfläche mit Polymer-Lack so maskiert, dass mit dickem Gold zu galvanisierende Flächen auf und um den DC-Wellenleiter frei blieben. 3 μm Gold wurden elektro-chemisch aufgetragen und der Lack entfernt. Die Strukturierung des Kontaktes zur Trennung der parallel prozessierten Laserstege erfolgte durch Ionenätzen mit Argon. Der Spaltbereich wurde zuvor unter Verwendung von optischer Lithographie mit Polymerlack gegen das Ionenätzen geschützt und der Lack nach erfolgter Kontaktstrukturierung entfernt.

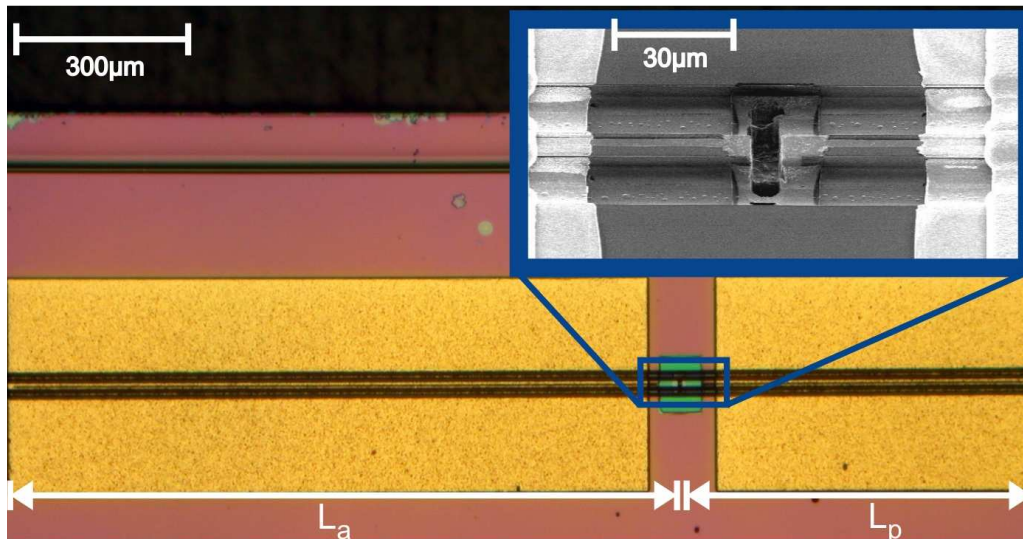


Abbildung 5.2: Lichtmikroskopische Aufnahme eines CC-QC-Lasers von oben mit elektronenmikroskopischer Vergrößerung des Bereiches in dem der Luftspaltes in den DC-Wellenleiter geätzt wurde.

6. Abdünnen der Probe und Aufbringen des Unterseitenkontaktes

Um den Wärmewiderstand des Substrates zu verringern wurde dieses auf $150 \mu\text{m}$ abgedünnt und anschließend der Unterseitenkontakt aus Ti/Pt/Au aufgedampft.

Ein vollständig prozessierter CC-QC-Laser ist in Abb. 5.2 dargestellt.

5.3 Charakterisierung

CC-Laser mit verschiedenen Abmessungen L_a und L_p wurden hergestellt und auf c-mount montiert. Um einen großen Temperaturbereich abfahren zu können, wurden die Bauteile in einen Helium-Durchflusskryostaten eingebaut. Das im Folgenden diskutierte Bauteil wies eine Stegbreite $W=18 \mu\text{m}$ und Kavitätslängen von $L_a=1402 \mu\text{m}$ und $L_p=590 \mu\text{m}$ bei einer Spaltbreite von $8 \mu\text{m}$ auf. Das aktive Segment wurde gepulst mit Spannung U_a , Strom I_a , Pulslänge $\tau_a=150 \text{ ns}$ und $f=100 \text{ kHz}$ betrieben. An das passive Segment wurde ein Konstantstrom $I_{bias,p}$ angelegt, was infolge der in der Kavität dissipierten Verlustleistung $U_{bias,p} \cdot I_{bias,p}$ nach Gleichung 3.1 zu einem Temperaturanstieg und somit auch zu einer Änderung von \bar{n} (vgl. Abschnitt 4.1) führt. Damit geht nach Gleichung 2.2 eine spektrale Verschiebung des FP-Modenkammes und auch von r_{eff} einher. In Abb. 5.3(a) sind monomodige Spektren für verschiedene Werte von $I_{bias,p}$ bei konstanter Wärmesenktemperatur von 310K aufgetragen, in Abb. 5.3(b) die für die jeweiligen monomodigen Emissionen

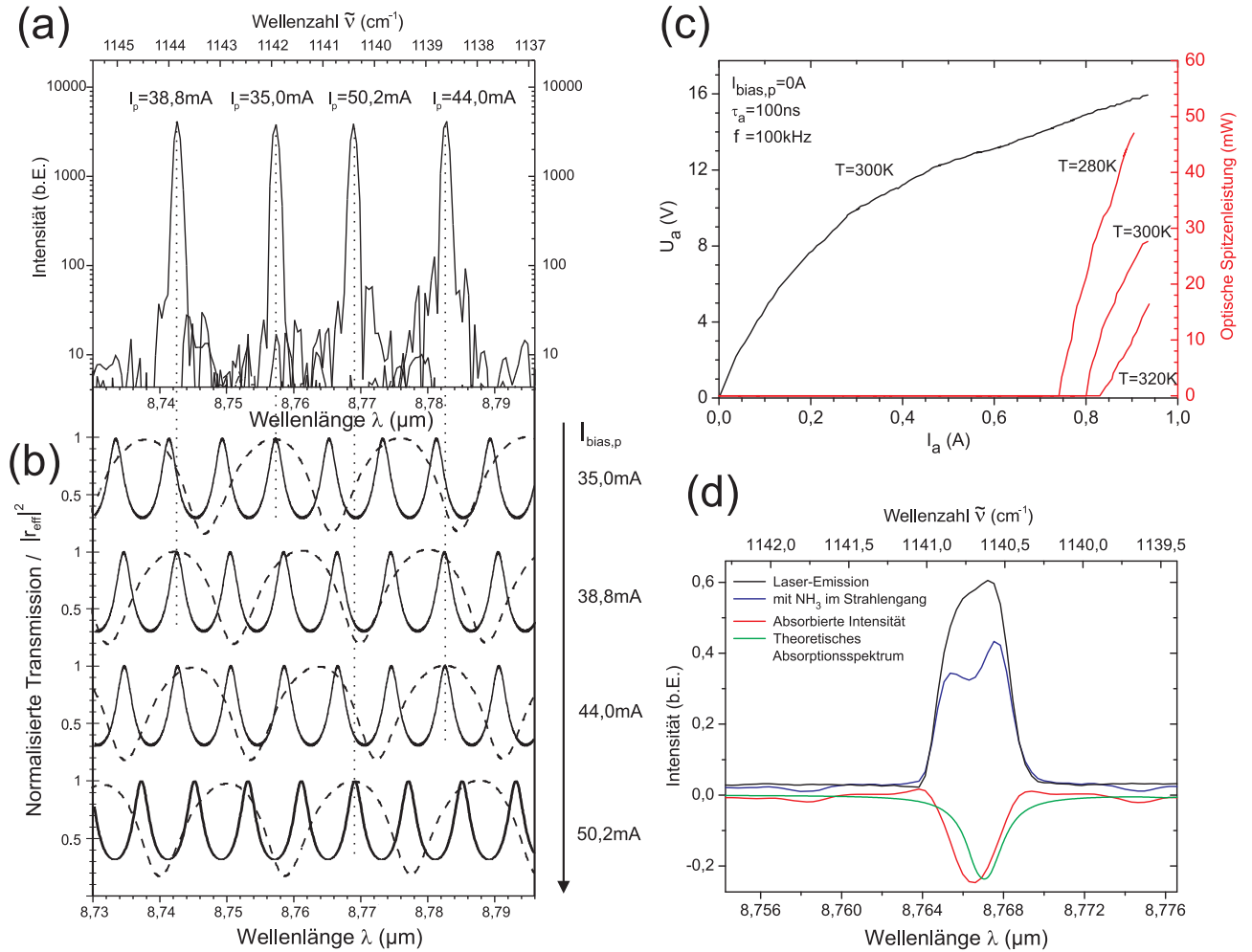


Abbildung 5.3: (a) Vier monomodige Spektren eines CC-Lasers mit $L_a=1402\ \mu\text{m}$, $L_p=590\ \mu\text{m}$, $W=18\ \mu\text{m}$ bei $T_{sink}=310\ \text{K}$, welche für verschiedene Werte von $I_{bias,p}$ aufgenommen wurden. (b) Normierte Transmission der aktiven FP-Kavität (durchgezogene Linie) und effektive Reflektivität des Luftspaltes und der passiven Kavität r_{eff} (gestrichelte Linie) für die jeweiligen Lasermoden aus Teilgraph (a). (c) Elektro-optische Kennlinien des CC-Lasers für verschiedene Werte von T_{sink} . (d) Mit einem HgCdTe Detektor aufgenommene und durch ein FTIR-Spektrometer auf die Wellenlänge kalibrierte Spektren des CC-Lasers bei $T_{sink}=262\ \text{K}$ mit und ohne Ammoniak im Strahlengang, sowie die absorbierte Intensität und ein theoretisches Absorptionsspektrum nach [HHw04].

angenommenen Verläufe von r_{eff} und der Transmission des aktiven Segmentes. Der für die Periodizität maßgebliche Wert von $\bar{n}_g=3,42$ wurde aus den Emissionsspektren von FP Lasern mit bekannter Resonatorlänge nach Gleichung 2.3 ermittelt. Mit zunehmendem $I_{bias,p}$ kann neben der deutlichen Verschiebung von r_{eff} auch eine leichte Rotverschiebung der Transmission beobachtet werden. Diese rührt vom Wärmefluss aus dem passiven ins aktive Segment und führt dazu, dass der Abstand der vier Moden nicht konstant ist. Dieses sogenannte *thermische Übersprechen* zwischen verschiedenen Segmenten eines Lasers wird quantitativ sowohl theoretisch als auch experimentell in den Abschnitten 6.1 bzw. 6.3.3 ausführlich untersucht.

Die spektrale Durchstimmung bei Veränderung der Temperatur der Wärmesenke wurde bei konstant gehaltenen Pulsparametern zu $0,077 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ bestimmt, was einer Temperaturabhängigkeit des effektiven Brechungsindex $d\bar{n}/dT=2,14 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ entspricht. Die thermische Leitfähigkeit des Bauteils G_{th} wurde über den Vergleich der Schwellstromdichten im Betrieb mit bzw. ohne einen Konstantstrom im aktiven Segment $I_{bias,a}$ (vgl. [DZE⁺06]) zu $39 \text{ WK}^{-1}\text{cm}^{-2}$ bestimmt. Mittels des experimentell ermittelten Wertes von $d\bar{n}/dT$ kann G_{th} auch über die auf Basis der gemessenen Spektren angenommene Verschiebung des Modenkamms im passiven Segment - wie in Abb. 5.3(b) dargestellt - berechnet werden. In diesem Fall ergibt sich ein Wert von $43 \text{ WK}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Die leichte Abweichung ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass \bar{n} durch die Temperaturverteilung im gesamten Wellenleiter bestimmt wird, während die gemessene Schwellstromdichte in erster Linie von der Temperatur der aktiven Zone abhängt. Die gute Übereinstimmung legt nahe, dass die Verschiebung des Modenkamms im passiven Segment durch $I_{bias,p}$ im Wesentlichen durch die Abhängigkeit des effektiven Brechungsindex von der Temperatur bedingt ist. Eine denkbare Modulation des Brechungsindex in der aktiven Zone, welche durch Änderung der Besetzung der elektronischen Zustände infolge einer Stromänderung hervorgerufen wird [KLC⁺04, LCG⁺03], ist damit gegenüber thermischen Effekten erwartungsgemäß von untergeordneter Bedeutung.

Elektro-optische Kennlinien sind in Abb. 5.3(c) dargestellt. Bei RT ergibt sich eine Schwellstromdichte J_{th} von $3,2 \text{ kA}/\text{cm}^2$ und eine Effizienz η_{ext} von $320 \text{ mW}/\text{A}$. Im Vergleich zu 2 mm langen FP Lasern aus dem selben Prozesslauf ist J_{th} um 36% erhöht und η_{ext} um 28% geringer. Dies kann der kürzeren Abmessung des aktiven Segmentes L_a sowie den Verlusten an den geätzten Facetten zugeschrieben werden. Um den monomodigen Betrieb aufrecht erhalten zu können, durfte der gepulste Strom im aktiven Segment nicht deutlich über dem Schwellstrom liegen ($I < 1,1 \cdot I_{th}$), was die nutzbare Ausgangsleistung bei RT auf 5 bis 10 mW beschränkte. Für höhere Ströme wurden Lasermoden bei weiteren Resonanzen der Modenkämme im aktiven und passiven Segment beobachtet, was aufgrund der spektralen Breite des Materialgewinns $>50 \text{ cm}^{-1}$ nicht verwundert. Ein Absorptionsexperiment mit Ammoniak-Gas bei Atmosphärendruck konnte bei nied-

rigen Strömen dennoch durchgeführt werden, was eine gute Übereinstimmung der beobachteten Absorption mit der HITRAN-Datenbank ergab (siehe Abb. 5.3(d)). Die leichte Verschiebung liegt im Bereich der spektralen Auflösung des zur Kalibration verwendeten FTIR-Spektrometers von $0,12 \text{ cm}^{-1}$.

Bei Werten von T_{sink} zwischen 80 und 320 K konnte unter Variation von $I_{bias,p}$ monomodige Emission über einen Spektralbereich von 52 cm^{-1} bzw. 391 nm erreicht werden (siehe Abb. 5.4). Die Lücke in der Mitte des Durchstimmbereiches ist wohl durch zwei dominierende Übergänge des BTC-Designs (vgl. Kapitel 2.2), welche für die Verstärkung auf beiden Seiten verantwortlich sind, bedingt. Emission im Bereich der Lücke konnte nur bei hohen gepulsten Strömen im aktiven Segment beobachtet werden, was jedoch Multimodigkeit infolge multipler Resonanzen zur Folge hatte.

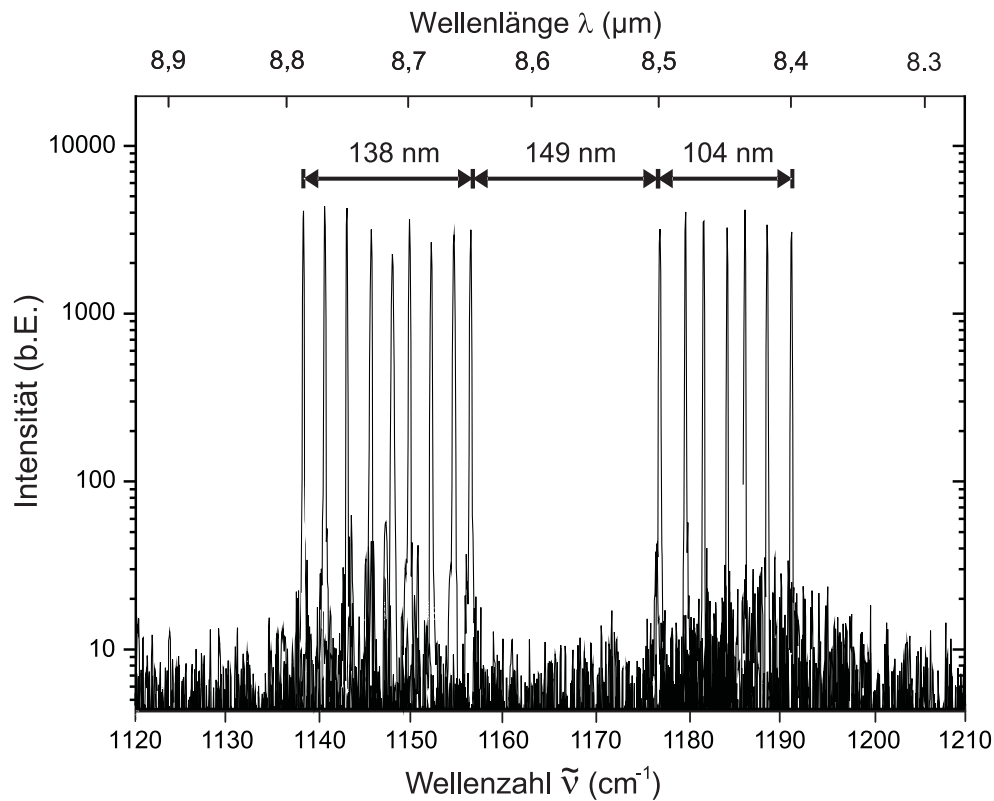


Abbildung 5.4: Mittels Lock-in Technik aufgenommene monomodige Spektren mit Seitenmodenunterdrückung zwischen 17 und 30 dB.

5.4 Zusammenfassung und Bewertung des Konzeptes

Mit Mehrsegmentlasern basierend auf gekoppelten FP-Kavitäten konnte bei konstantem T_{sink} um RT mittels Variation von $I_{bias,p}$ zwischen Lasermoden in einem Spektralbereich

von $5,2 \text{ cm}^{-1}$ umgeschaltet werden. Bei zusätzlicher Variation von T_{sink} wurde ein Spektralbereich von 52 cm^{-1} erreicht. Durch ein Absorptionsexperiment mit Ammoniak wurde die Tauglichkeit der hergestellten Laser für die Gas-Spektroskopie gezeigt. Die nutzbare optische Spitzenleistung im Einzelmodenbetrieb lag bei RT zwischen 5 und 10 mW.

Möchte man einen kontinuierlichen Abstimmbereich erreichen, ist es notwendig L_p so zu wählen, dass der Spektralbereich $\Delta\tilde{\nu}_p$ mittels Abstimmen über T_{sink} abgedeckt werden kann. Für einen mit TECs typischerweise zugänglichen Temperaturbereich von ca. 50°C ergibt dies die Bedingung $\Delta\tilde{\nu}_p \leq 5 \text{ cm}^{-1}$. Da der Materialgewinn von QC-Lasermedien meist deutlich breiter ist ($\geq 50 \text{ cm}^{-1}$), lassen sich mehrfache Resonanzen zwischen dem Modenkamm des aktiven Segmentes und r_{eff} nicht vermeiden, zumal das Profil von r_{eff} selbst für eine ideal gewählte Spaltbreite L_g (vgl. Abschnitt 5.1) nicht genügend spitze Maxima aufweist, um einen für Einzelmodenbetrieb ausreichenden Unterschied von α_m für Haupt- und Nebenmode realisieren zu können. Für höhere Betriebsströme (ca. $I > 1,1 \cdot I_{th}$) führte dies bei den hergestellten Bauteilen unweigerlich zu Multimodigkeit und damit zu stark begrenzter Ausgangsleistung im Einzelmodenbetrieb. Ein möglicher Ausweg besteht darin auf kontinuierliches Abstimmen zu verzichten und $\Delta\tilde{\nu}_p \leq$ deutlich größer zu wählen. Wie in [WIA10] demonstriert, wird damit das Umschalten zwischen spektral weit voneinander entfernten Moden möglich.

Ein andere interessante Perspektive für CC-Laser bieten über die Spannung abstimmbare QC-Lasermedien. Unter Nutzung des Stark-Effektes kann es gelingen die spektrale Position der Emission in Abhängigkeit der Betriebsspannung zu variieren [MBF⁺99], womit es denkbar erscheint den Materialgewinn auf der jeweils eingestellten Hauptresonanz zu platzieren. Ähnliches wurde kürzlich mit Lasern basierend auf sogenannten *sampled gratings* erreicht [BMP⁺11]. Das Emissionsspektrum eines auf Lasermedium B hergestellten FP-Lasers zeigte eine deutliche Blauverschiebung der zentralen Emissionswellenlänge mit steigender Spannung, letztlich ist jedoch lediglich eine Aufweitung des Materialgewinns hin zu kleineren Wellenlängen zu beobachten (siehe linke Spalte von Abb. 5.5). Dieses Verhalten ist im Einklang mit vielen kürzlich erschienenen Veröffentlichungen von über die Spannung abstimmbaren QC-Lasermedien [YFW⁺09, BTBF10, YLH⁺09]. Immerhin konnte im Rahmen dieser Arbeit ein spannungsinduziertes Umschalten von FP-artiger Emission bei $13,65 \mu\text{m}$ auf eine durch ein DFB-Gitter selektierte Mode bei $13,4 \mu\text{m}$ demonstriert werden (rechte Spalte von Abb. 5.5). Mit steigender Spannung ist zwar auch eine thermisch bedingte Rotverschiebung der DFB-Mode in Richtung des Materialgewinns zu beobachten, da ein Tastverhältnis von 0,3% gewählt wurde, um ein SNR von etwa 30 dB zu erreichen. Messungen bei einem Tastverhältnis von 0,01% und damit völlig vernachlässigbarer Erwärmung belegen aber, dass die Emission in der gezeigten Weise auch ohne thermische Effekte umgeschaltet werden kann.

Mit der gezeigten Abstimmbarkeit wurde im Vergleich zu anderen Veröffentlichun-

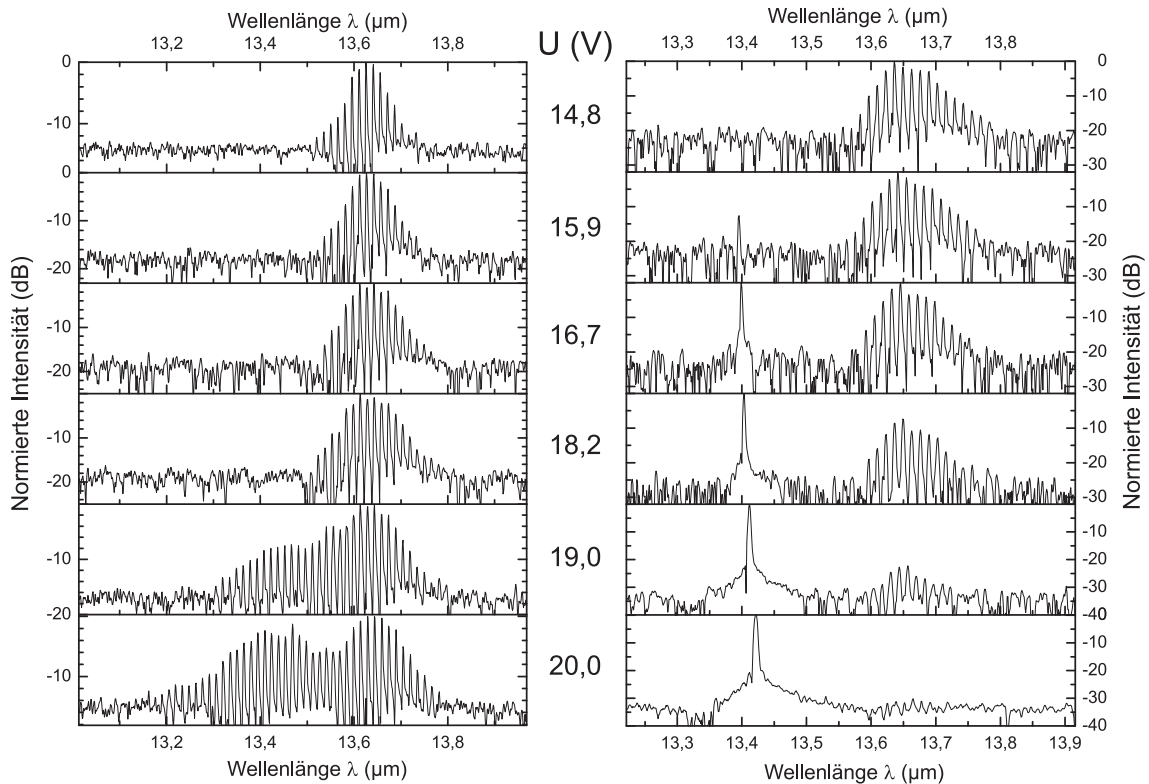


Abbildung 5.5: Spektren von Lasern basierend auf Lasermedium B bei $T_{\text{sink}}=20^\circ\text{C}$, $f=50$ kHz, $\tau=50$ ns. Linke Spalte: Entwicklung des Emissionsspektrums eines FP Lasers bei schrittweiser Erhöhung der Betriebsspannung. Rechte Spalte: Entwicklung des Emissionsspektrums eines DFB Lasers mit $\Lambda=2105$ nm bei sukzessiver Erhöhung der Betriebsspannung U .

gen basierend auf CC-Lasern bzw. ähnlich gearteten Lasertypen ohne Gitterstrukturen [HLG⁺00, HHR⁺06, RNW⁺06, SKH⁺08, LSW⁺11] ein quasi-kontinuierlicher Rekordabstimmbereich im Einzelmodenbetrieb bis über Raumtemperatur erreicht. Eine Erleichterung der kontinuierlichen Durchstimmbarkeit bei gleichzeitiger Verbesserung der spektralen Reinheit des gezeigten CC-QC-Lasers sollte auch ein zusätzliches filterndes Element z.B. in Form einer weiteren monolithisch integrierten FP-Kavität bieten. Die hieraus resultierende zusätzliche Reflektivität mit frei wählbarer Periodizität sollte die Selektivität deutlich erhöhen. Da über die Breite des Luftspaltes auch der Betrag der Reflektivität eingestellt werden kann (vgl. Abb. 5.1(d)), wäre es möglich selbst ohne Facettenvergütung die Spiegelverluste an der Rückfacette deutlich zu verringern. Um jedoch die Anzahl der anzusteuernenden Segmente zunächst bei zwei zu belassen, wurde stattdessen auf einen flachgeätzten Bragg-Reflektor als spektral selektives Element gesetzt. Der hieraus entstandene Typ des DBR-QC-Lasers wird im folgenden Kapitel vorgestellt.

6 Quantenkaskadenlaser mit flachgeätztem Bragg Reflektor

Wie in Abschnitt 3.1.1 simuliert und in Abschnitt 4.4.2 gezeigt, führt die große Verlustleistungsdichte in QC-Lasern trotz optimierter Wärmeabfuhr zu einer starken Erwärmung des Wellenleiters und damit auch zu einer erhöhten Schwellstromdichte und einer verringerten Ausgangsleistung. Der in diesem Kapitel präsentierte Lasertyp des DBR-QC-Lasers mit zwei Segmenten nutzt dagegen gerade diese schnelle Erwärmung in dem spektral-selektiven DBR-Segment, um eine große Abstimmbarkeit der Emissionswellenlänge zu erreichen. Damit das hiervon räumlich getrennte *Gewinn-Segment*, in dem die Lichtverstärkung vornehmlich stattfindet, auf der Temperatur der Wärmesenke bleibt, wird eine elektrische Trennung, sowie eine individuelle, gepulste Ansteuerung beider Segmente vorgenommen. Wie in den folgenden Abschnitten gezeigt, ermöglicht die ausreichend geringe Ausbreitungsgeschwindigkeit der Wärme für diesen Fall einen aus thermischer Sicht unabhängigen Betrieb beider Segmente.

Im Unterschied zu bisherigen Verwirklichungen von DBR-artigen QC-Lasern [SNHF07, SHL⁺06] gelang es mit dem hier vorgestellten Ansatz erstmals eine monomodige und zugleich weit abstimmbare Emission zu erreichen, was maßgeblich auf die Wahl geeigneter Bauteilparameter und die Art der gepulsten Austerung zurückzuführen ist. Diese Sachverhalte und das prinzipielle Funktionsprinzip von DBR Lasern nach [CC95] werden im folgenden Abschnitt behandelt.

6.1 Funktionsprinzip

Ein DB-Reflektor kann genau wie die in Kapitel 4.2 erläuterten DFB-Gitter durch eine periodische, räumliche Modulation des Brechungsindex gebildet werden, jedoch ist er im Allgemeinen ein rein passives Element und trägt nicht maßgeblich zur Verstärkung des Lichtfeldes bei. Die konstruktive Interferenz der Teilreflektionen an den Brechungsindex-Sprüngen führt zu einer definierten Reflektivität R_{DBR} , welche symmetrisch um die Bragg-Wellenlänge des DBR-Gitters

$$\lambda_{DBR} = 2\bar{n}_{DBR}\Lambda_{DBR} \quad (6.1)$$

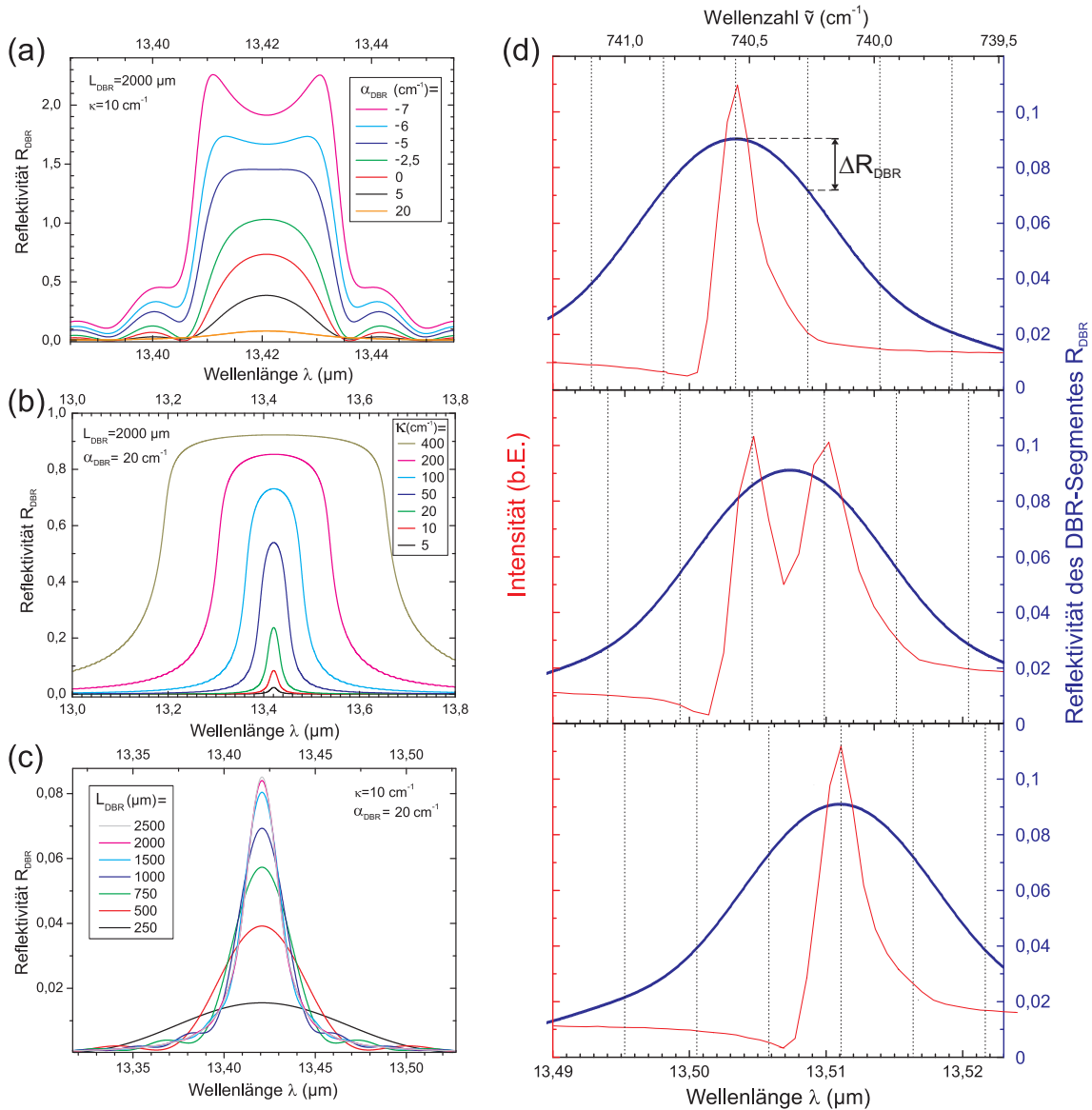


Abbildung 6.1: Mittels Transfermatrizen [CC95] simulierte Reflektivitätskurven von DB-Reflektoren auf Basis der in Abschnitt 4.4.2 gefundenen Werte für die Kopplungskonstante des Oberflächengitters und die interne Absorption in Lasermaterial B. (a) Reflektivität eines DB-Reflektors in Abhängigkeit seiner Absorption α_{DBR} , welche für eine Netto-Verstärkung im DBR-Segment auch negative Werte annehmen kann. (b) Reflektivität eines DB-Reflektors in Abhängigkeit seiner Kopplungskonstante κ . (c) Reflektivität eines DB-Reflektors in Abhängigkeit seiner Länge L_{DBR} . (d) Veränderung der Position der Longitudinalmoden der Laserkavität (gestrichelte Linien) und des DB-Reflektors (blaue Linie) für einen (von oben nach unten) um insgesamt $2,5 \cdot 10^{-3}$ steigenden Wert von \bar{n}_{DBR} . Dies entspricht nach Abschnitt 4.1 einem Temperaturhub im DBR-Segment von 10 K. Für die Berechnung wurden die Parameter $L_{DBR}=2$ mm, $\alpha_{DBR} = 20 \text{ cm}^{-1}$ und $\kappa=10 \text{ cm}^{-1}$ so gewählt, dass sie den im Rahmen dieser Arbeit verwirklichten Bauteilen entsprechen. Die typischerweise im Experiment beobachteten Laserspektren sind für die jeweiligen Konstellationen durch die rot eingezeichneten Kurven dargestellt.

- mit \bar{n}_{DBR} als effektivem Brechungsindex des DBR-Segmentes und Λ_{DBR} als Gitterperiode des DBR-Gitters - gelegen ist. Im Gegensatz zu einer FP-Kavität (vgl. Kapitel 5.1) zeigt ein DB-Reflektor also keine im Spektralraum periodische, sondern eine lokalisierte Reflektivität $R_{DBR}(\lambda)$. Ihr Profil und die Bandbreite der Reflektion $\Delta\lambda_S$ wird maßgeblich durch die Kopplungskonstante κ (vgl. Kapitel 4.1) sowie durch die Absorption α_{DBR} und die Länge des DBR-Segmentes L_{DBR} bestimmt (siehe Abb. 6.1(a)-(c)). Entscheidend für den monomodigen Betrieb ist nun, dass die Breite des sog. DBR-Stoppbandes, welche hauptsächlich durch κ bestimmt wird, nicht groß genug ist um mehrere longitudinale Resonatormoden gleichermaßen zu reflektieren, da sonst die Schwellenbedingung 2.10 für mehr als eine Mode erfüllt wäre. Deshalb wurde im Gegensatz zu [SNHF07] ein flachgeätztes Oberflächengitter mit vergleichsweise kleiner Kopplungskonstante $\kappa \approx 10 \text{ cm}^{-1}$ gewählt.

Wie aus Abb. 6.1(d) ersichtlich, beträgt der Unterschied der Reflektivität für benachbarte longitudinale Resonatormoden ΔR_{DBR} bis zu 0,02, was nach Gleichung 2.9 einen Unterschied in den Spiegelverlusten von $0,6 \text{ cm}^{-1}$ für typische Kavitätslängen von 4 mm bedingt. Dies sollte nach [WGF+06, GFB+97] ausreichend für stabilen Laserbetrieb auf einer einzelnen Mode sein.

Eine schematische Zeichnung eines DBR-QC-Lasers mit zwei Segmenten ist in Abb. 6.2(a) dargestellt. Da die zentrale Wellenlänge von R_{DBR} nach Gleichung 6.1 über den temperaturabhängigen Brechungsindex $\bar{n}_{DBR}(T_{DBR})$ verschoben werden kann, ist es möglich eine weite Abstimmbarkeit zu erreichen, wenn T_{DBR} in einem großen Bereich variiert wird. Wie die thermische Simulation in Kapitel 3.1.1 zeigt, ist für einen Puls von ca. 10 μs Länge bereits eine Erwärmung um 200 K erreichbar. Pulst man nun das DBR-Segment je nach gewünschtem Temperaturhub T_{DBR} mit einem Strompuls der Höhe I_{DBR} und Länge τ_{DBR} und erst mit einer Verzögerung von Δt das Gewinn-Segment mit I_G und τ_G (siehe Abb. 6.2(b)), so kann prinzipiell für jeden Puls-Zyklus ein anderer Wert für T_{DBR} und damit auch eine andere Emissionswellenlänge eingestellt werden. Somit ist nicht nur eine weite Durchstimbarkeit sondern auch eine sehr schnelle Änderung der Wellenlänge innerhalb der Zeit $1/f$ möglich.

Aus der thermischen Simulation in Abb. 6.2(c) ist ersichtlich, dass keine nennenswerte Temperaturerhöhung des Gewinn-Segmentes durch die im DBR-Segment erzeugte Wärme erfolgt bevor der Puls im Gewinn-Segment einsetzt und Laseremission stattfindet. Falls eine vollständige Abkühlung des DBR-Segmentes vor dem nächsten Puls-Zyklus ermöglicht werden soll, ist es allerdings nötig die Zeit zwischen zwei Puls-Zyklen $1/f$ zu ca. 1 ms zu wählen. Möchte man den vollen Abstimmbereich nutzen, so begrenzt dies das maximal wählbare Tastverhältnis $f \cdot \tau_G$ auf weniger als 0,1% was zwar zu relativ kleinen mittleren Ausgangsleistungen führt, jedoch eine unverändert hohe Spitzenleistung bietet, welche für Gas-Sensorik im *Intrapuls-Modus* (vgl. Abschnitt 3.3.5) ausschlaggebend ist.

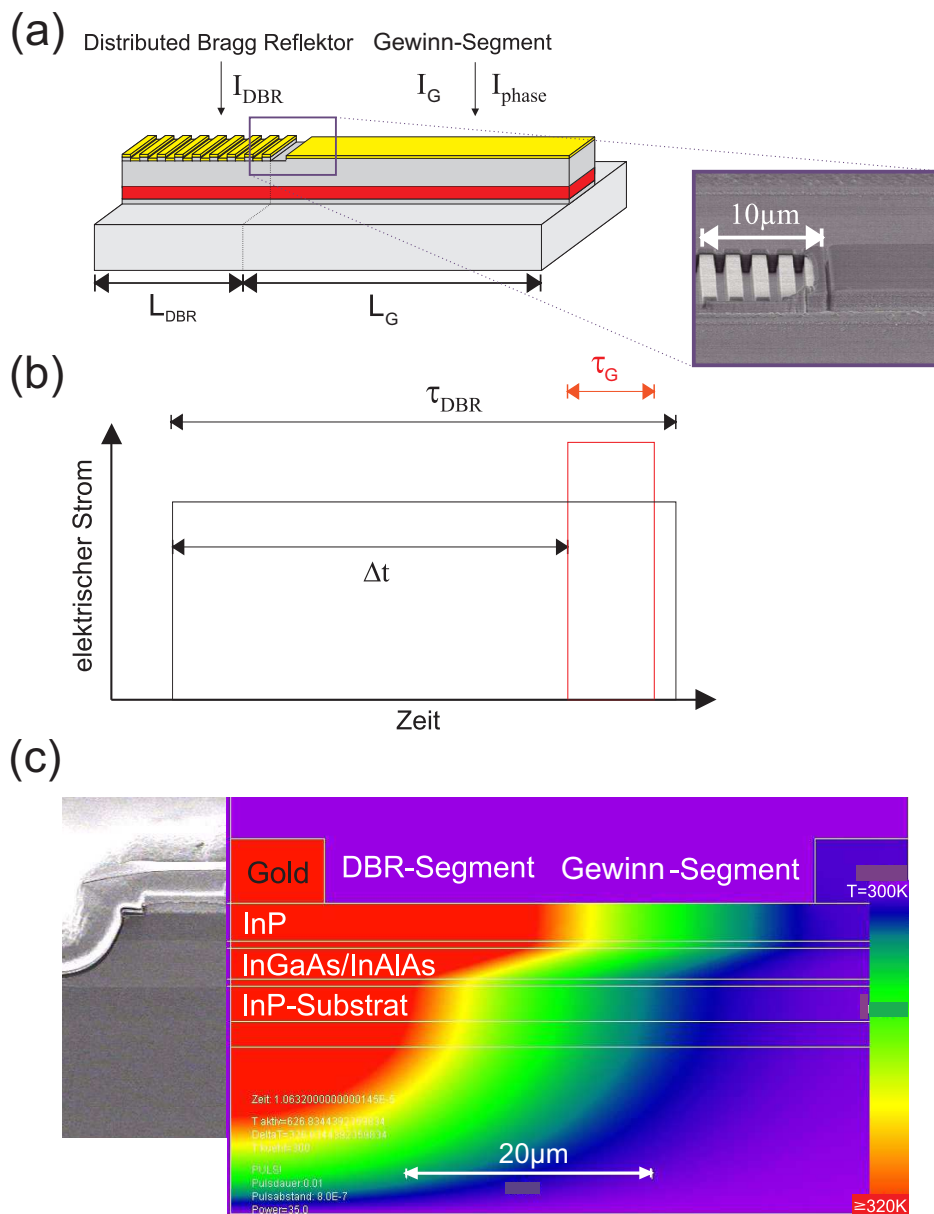


Abbildung 6.2: (a) Schematische Ansicht eines DBR-QC-Lasers bestehend aus zwei Segmenten mit elektrisch getrennten Kontakten. Die aktive Zone ist rot eingefärbt. Eine elektronenmikroskopische Aufnahme des Bereiches an der Grenze zwischen beiden Segmenten ist dargestellt. Die elektrischen Betriebsströme sind den Segmenten zugeordnet: Bei I_{DBR} und I_G handelt es sich um gepulste Ströme, I_{phase} ist ein Konstantstrom im Gewinn-Segment. (b) Typische Pulsfolge für den Betrieb eines DBR-QC-Lasers. (c) Längsschnitt der Temperaturverteilung im Bereich der Segmentgrenze nach einem Puls im DBR-Segment von 10 μs Länge mit einer Verlustleistungsdichte von 240 kW/mm^3 und $T_{sink}=300$ K. Die elektronenmikroskopische Abbildung des Laser Querschnittes auf der linken Seite soll lediglich die Zuordnung der einzelnen Schichten erleichtern.

Beim DBR Laser wird der Abstand der longitudinalen Moden durch die Gesamtlänge der Laserkavität $L_{kav}=L_G+L_{DBR,eff}$ mit der effektiven Länge des DBR-Segmentes $L_{DBR,eff}$ festgelegt. $L_{DBR,eff}$ kann als Eindringtiefe des Lichtfeldes in den DB-Reflektor interpretiert werden und ist damit vom Kopplungskoeffizienten κ abhängig. Der Modenabstand beträgt somit analog zu Gleichung 2.3: $\Delta\tilde{\nu}_{kav} = \frac{1}{2\bar{n}_g(L_G+L_{DBR,eff})}$.

Die hier vorgestellten DBR-QC-Laser unterscheiden sich vom in der Literatur gängigen Typ des DBR Diodenlasers mit Emission im NIR in einem wesentlichen Punkt. Während bei letzteren die aktive Zone im DBR-Segment durch Ätzprozesse normalerweise vollständig entfernt wurde und damit ein Photonengewinn in diesem Segment unmöglich ist, so ist beim hier vorgestellten DBR-QC-Laser das Lasermedium noch vorhanden und kann genutzt werden um die Absorption im DBR-Segment zu verringern. Um diesen Unterschied deutlich zu machen, wurde der DBR-QC-Laser in der Literatur als *Quantenkaskadenlaser mit flach geätztem Bragg Reflektor* eingeführt [FFH⁺12]. Diesen Lasertyp dennoch auch als DBR-QC-Laser zu bezeichnen, rechtfertigt sich zum einen dadurch, dass sich das beobachtete Abstimmverhalten ganz analog zu einem DBR-Diodenlaser darstellt und beschreiben lässt und es sich auch für den Fall eines völlig passiven DBR-Segmentes nicht maßgeblich verändert. Diese Situation lässt sich sehr einfach realisieren, wenn man die Pulsparameter so wählt, dass sich der Strompuls im Gewinn- und DBR-Segment nicht überlappen ($\tau_{DBR} < \Delta t + \tau_G$) und daher zum Zeitpunkt des Pulses im Gewinn-Segment und der - erst durch diesen ausgelösten - Lichtemission keine Verstärkung im DBR-Segment stattfinden kann.

6.2 Herstellung

Die Bauteile basieren auf den Lasermaterialien B und D (vgl. Tab. A.2 und Tab. A.4 im Anhang) für den Spektralbereich um 13,5 bzw. 10,1 μm . Die Prozessierung erfolgte weitgehend analog zu den DC-DFB Lasern aus Abschnitt 4.4.1 mit Ätztiefen des Oberseitengitters von 1,7 bzw. 1,4 μm . Vor der Kontaktdeposition musste der Bereich zwischen beiden Segmenten jedoch unter Einsatz von optischer Lithographie mit Polymerlack bedeckt werden, um eine elektrische Verbindung der Segmente mittels eines *Lift-off* Schrittes verhindern zu können. Essentiell für die elektrische Trennung der Segmente war auch die Durchätzung der hoch dotierten Deckschicht, was jedoch bei der Herstellung der Oberseitengitter ohnehin erfolgte.

6.3 Charakterisierung

Soweit nicht anders angegeben, wurde bei allen Messungen $I_{phase}=0$ A und $f=1$ kHz gesetzt, sowie I_G für jede Abstimmkurve einmalig so eingestellt, dass die emittierte Spitzen-

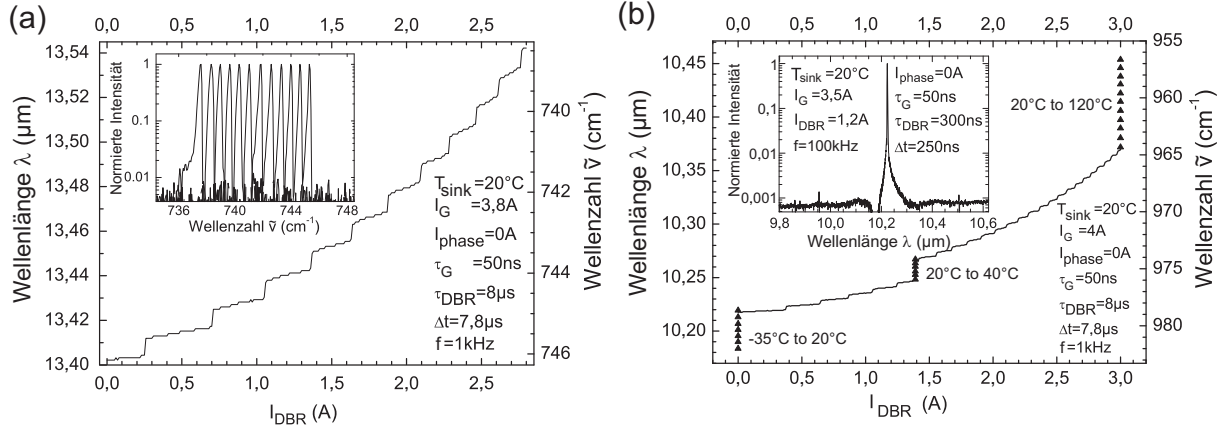


Abbildung 6.3: (a) Abstimmcharakteristik eines DBR-QC-Lasers auf Lasermedium B mit $L_G=2$ mm, $L_{DBR}=2$ mm, $W=28$ μm . Die dazugehörigen monomodigen Spektren wurden im Step-Scan Modus aufgenommen und sind im eingesetzten Graph abgebildet. (b) Abstimmcharakteristik eines DBR-QC-Lasers auf Lasermedium D mit $L_G=3$ mm, $L_{DBR}=2$ mm, $W=25$ μm . Abstimmen über den Strom im DBR-Segment liefert einen Abstimmbereich von 15 cm^{-1} , eine zusätzliche Variation von T_{sink} ermöglicht die Abdeckung von 25 cm^{-1} . Im eingesetzten Graph ist ein monomodiges Spektrum für hohe Repetitionsrate f und kleine Pulslänge τ_{DBR} abgebildet.

leistung aus der Facette des Gewinn-Segementes P_G maximal war.

6.3.1 Untersuchung des Abstimmverhaltens

Die Durchstimmung der Wellenlänge mit zunehmendem Strom durch das DBR-Segment und sonst konstanten Parametern ist in Abb. 6.3(a) für Bauteile mit Emission bei $13,5$ μm dargestellt. Die stufenförmige Abstimmcharakteristik ist auf die nach Abb. 6.1(d) zu erwartenden Sprünge zwischen benachbarten longitudinalen Resonatormoden zurückzuführen. Die Steigung auf jeweils einer Stufe ergibt sich ebenfalls durch die Erwärmung des DBR-Segementes gewichtet mit dem Anteil der Lasermode im DBR-Segment. Hierauf wird in Abschnitt 6.3.3 bei der Untersuchung des thermischen Übersprechens näher eingegangen.

Die Seitenmodenunterdrückung ist für den Betrieb bei $f=1$ kHz aufgrund der geringen mittleren Ausgangsleistung auf 20 dB durch das SNR begrenzt. In Abb. 6.3(b) ist die spektrale Abstimmung mittels I_{DBR} und T_{sink} für Bauteile mit Emission um $10,3$ μm dargestellt. Hohe SNR und SMSR von 30 dB konnten für $f>100$ kHz und $\overline{P}>2$ mW gezeigt werden (siehe eingesetzter Graph in Abb. 6.3(b)), was aufgrund des maximal zumutbaren Wärmeeintrages nur für Werte von $\tau_{DBR} < 1$ μs möglich ist. Die für maximal angelegten

Strom I_{DBR} erreichte Temperatursteigerung im DBR-Segment gegenüber der Wärmesenke $T_{DBR}-T_{sink}$ konnte für Bauteile mit $13,5 \mu\text{m}$ ($10,3 \mu\text{m}$) Emissionswellenlänge anhand des Temperatur-Abstimmkoeffizienten $d\tilde{\nu}/dT_{sink}$ von $-0,057 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ ($-0,077 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$) zu 160 K (200 K) abgeschätzt werden.

Der außergewöhnlich große Sprung in der Abstimmkurve in Abb. 6.3(b) für $I_{DBR}=1,4 \text{ A}$, welcher durch Abstimmen mit T_{sink} zwischen 20°C und 40°C überbrückt wurde, wird durch Interferenz des an der Spaltfacette des DBR-Segmentes reflektierten Lichtes mit dem durch das DBR-Gitter reflektierten Licht verursacht. Dieses Phänomen wird in Abschnitt 6.3.4 näher untersucht.

Entscheidend für die Anwendbarkeit dieser Laser in der Spektroskopie ist die Reinheit und Stabilität der monomodigen Emission. Interessant ist vor allem die Art und Weise des Umschaltens zwischen zwei benachbarten Moden. Ein FTIR-Spektrum für Werte von I_{DBR} , welche sich im Übergangsbereich zwischen zwei benachbarten Moden befinden, zeigt beide Moden. Da die Aufnahme eines solchen Spektrums eine Signalaufnahme über einige Sekunden erfordert und damit ein zeitlich mittelndes Messverfahren darstellt, wurde das Umschalten zwischen zwei Moden auch zeitaufgelöst mit einem Ge-Etalon und einem HgCdTe Detektor (vgl. 3.3.5) untersucht. Ein typischer Umschaltvorgang ist in Abb. 6.4 zu sehen. Es ist ersichtlich, dass das Umschalten zwischen zwei Moden - deutlich erkennbar an dem Phasensprung im Signal - abrupt stattfindet und nicht etwa eine gleichzeitige oder gar eine von Puls zu Puls fluktuierende Emission beider Moden auftritt. Somit kann die Sprungstelle für $\tau_G < 300 \text{ ns}$ durch geeignete Wahl von I_{DBR} aus dem Lichtpuls geschoben werden und die vollständig monomodige Emission für spektroskopische Anwendungen genutzt werden.

Ein völlig analoges Verhalten wie in Abb. 6.4 kann auch bei einer Veränderung des Phasenstroms I_{phase} um insgesamt ca. 150 mA beobachtet werden, wobei sich der Sprung in diesem Fall erwartungsgemäß zu einer kleineren Wellenlänge hin vollzieht, da der FP-Kamm der Kavität zu größeren Wellenlängen schiebt, während die Position der DBR-Spitzenreflektivität sich durch thermisches Übersprechen nur geringfügig ändert (vgl. hierzu auch Abschnitt 6.3.3). Damit ist ein großer kontinuierlicher Spektralbereich allein durch Variation der Ströme I_{DBR} und I_{phase} zugänglich und langsames Abstimmen über eine Veränderung von T_{sink} lediglich bei Nutzung des erweiterten Abstimmbereiches, wie in Abb. 6.3(b) gezeigt, notwendig.

Aus der Position der DBR-Spitzenreflektivität kann direkt auf die Temperatur des DBR-Segmentes T_{DBR} geschlossen werden. Die Erwärmung in Abhängigkeit von I_{DBR} wurde so für verschiedene Werte von τ_{DBR} ermittelt (siehe Abb. 6.5(a)). Dies geschah jeweils durch eine Anpassung mit einer Parabel, da die im DBR-Segment dissipierte Leistung und damit auch T_{DBR} quadratisch mit dem injizierten Strom zunimmt. Die hieraus bestimmte zeitliche Entwicklung von $T_{DBR}(t)$ ist in Abb. 6.5(b) dargestellt. Die Erwär-

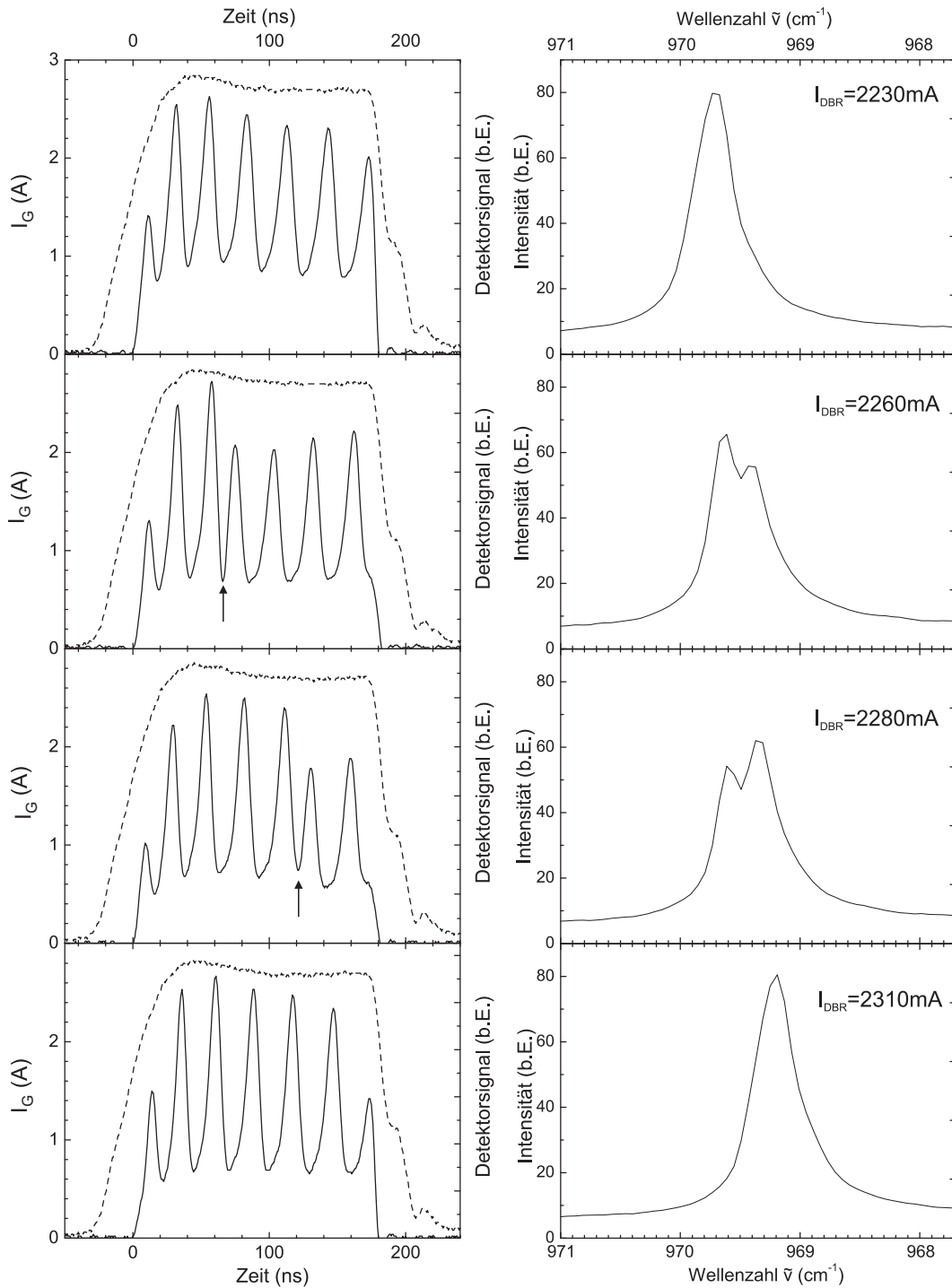


Abbildung 6.4: In der linken Spalte ist die zeitliche Entwicklung des Signals der Stromsonde am Gewinn-Segment (gestrichelte Linie) und des HgCdTe Detektors (durchgezogene Linie) für einen Puls mit $\tau_G=180$ ns und verschiedene Werte für I_{DBR} dargestellt. Die periodische Modulation im Detektorsignal entspricht der FSR des im Strahlengang befindlichen Germanium Etalons von $0,049$ cm⁻¹. Die deutlich zu erkennenden Modensprünge werden für $I_{DBR}=2260$ und 2280 mA durch Pfeile markiert. Die zugehörigen FTIR Spektren in der rechten Spalte zeigen für diese beiden Ströme das integrierte Signal beider Moden.

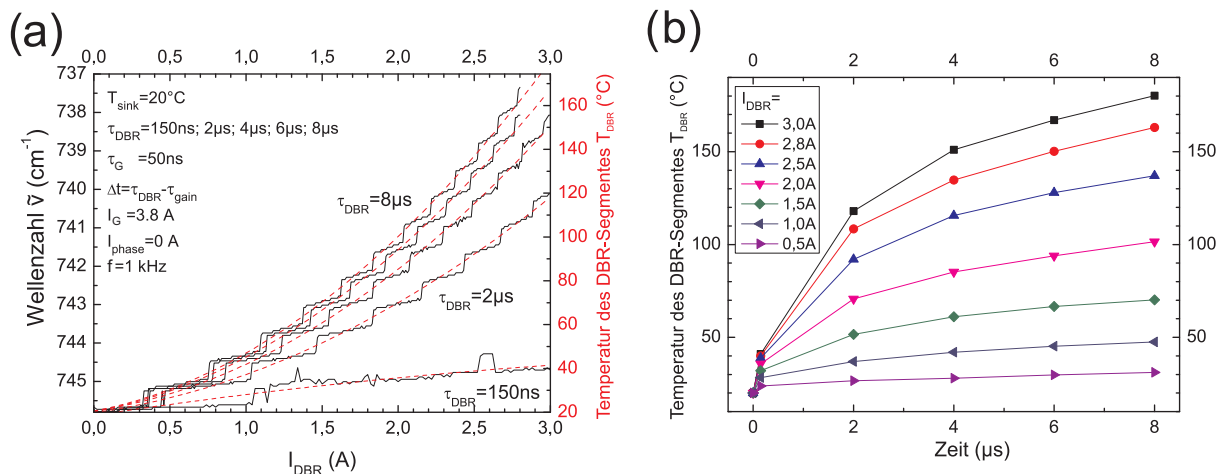


Abbildung 6.5: (a) Abstimmkurven $\tilde{\nu}(I_{DBR})$ (durchgezogene Linien) des in Abb. 6.3(a) diskutierten Bauteils und die daraus abgeleitete Temperaturentwicklung im DBR-Segment $T_{DBR}(I_{DBR})$ (gestrichelte Linien) für verschiedene Werte von τ_{DBR} . (b) Zeitaufgelöste Entwicklung der Temperatur des DBR-Segmentes für verschiedene Werte von I_{DBR} .

mung pro Zeit ist wie nach den thermischen Simulationen in Abschnitt 3.1.1 zu erwarten in den ersten Mikrosekunden am stärksten und flacht für $t > 8\ \mu\text{s}$ stark ab. Um den Eintrag von thermischer Energie in den Laserchip zu begrenzen und damit f nicht auf Werte kleiner 1 kHz zu beschränken, wurde τ_{DBR} zu maximal 8 μs gewählt.

Für Bauteile mit $L_{DBR} = 1\text{ mm}$ war ebenfalls monomodige Emission beobachtbar. Allerdings war diese nicht für den gesamten Spektralbereich, der durch die Variation von T_{DBR} durch I_{DBR} zugänglich war, stabil. Stattdessen kamen ab einem Abstand der durch das Gitter selektierten Mode vom Zentrum des Materialgewinns von etwa 30 cm^{-1} FP-Moden im Zentrum des Materialgewinns zum Vorschein. Dies lässt sich anhand von Abb. 6.1(c) verstehen, da sich die maximale Reflektivität beim Übergang von L_{DBR} von 2 mm auf 1 mm bereits deutlich verringert. Die Reduktion der Spiegelverluste der mit der DBR-Reflektivität ideal ausgerichteten Kavitätsmode gegenüber konkurrierenden FP-Moden fällt dadurch geringer aus, womit nach Gleichung 2.10 die Differenz zwischen ihren Schwellstromdichten kleiner wird, was letztlich zu multimodigem Betrieb führt.

6.3.2 Elektro-optische Eigenschaften und Chirp-Verhalten

Die optische Spitzenleistung wurde zunächst aus der Facette des Gewinn-Segmentes gemessen. Aus Abb. 6.6(a) ist eine starke Abhängigkeit der Leistungskennlinien $P_G(I_G)$ für verschiedene Werte von I_{DBR} ersichtlich. Diese schlägt sich auch im in Abb. 6.6(b) abgebildeten Verlauf von externer Effizienz $\eta_{ext,G}$ und Schwellstromdichte $J_{th,G}$ des Gewinn-

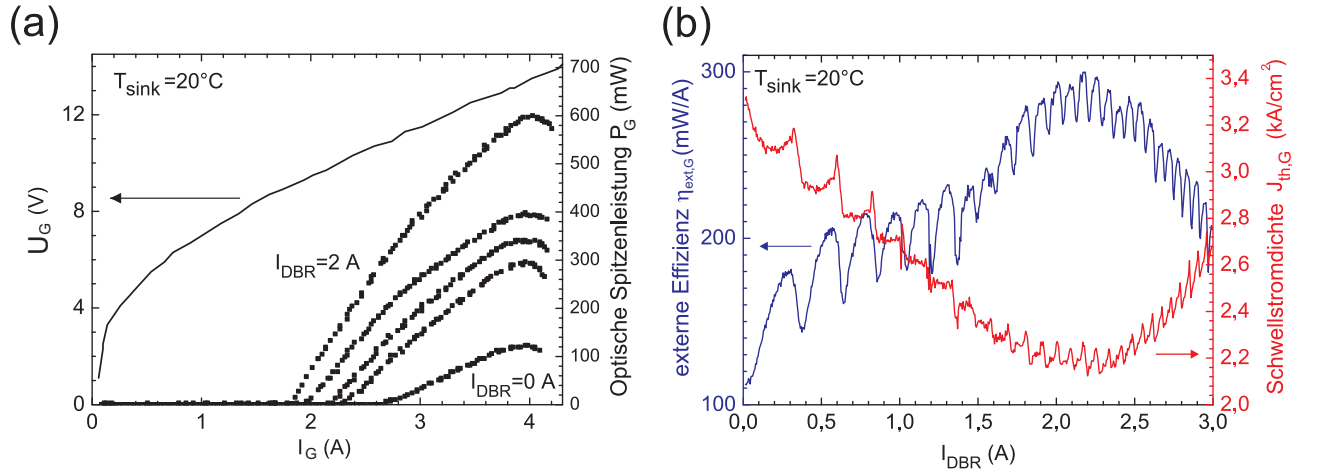


Abbildung 6.6: (a) Elektro-optische Kennlinien des Gewinn-Segmentes des in Abb. 6.3(b) diskutierten Lasers für fünf äquidistante Werte von I_{DBR} und Betriebsparametern wie im Hauptgraph von Abb. 6.3(b) angegeben. (b) Externe Effizienz $\eta_{ext,G}$ und Schwellstromdichte $J_{th,G}$ in Abhängigkeit von I_{DBR} .

Segmentes nieder, was - neben der erwarteten periodischen Modulation durch die Modensprünge - auch auf eine starke Veränderung von α_{DBR} bzw. R_{DBR} über den gesamten Wertebereich von I_{DBR} schließen lässt. Nimmt man die Kennlinien jeweils für überlappende ($\tau_{DBR} \geq \Delta t + \tau_G$) bzw. nicht überlappende Pulse ($\tau_{DBR} < \Delta t + \tau_G$) auf, so lässt sich der Einfluss des DBR-Stromes auf die Gesamtverluste untersuchen. In Abb. 6.7(a) ist zunächst $P_{G,max}(I_{DBR})$ aufgetragen. Ein deutlicher Unterschied bezüglich der maximal erreichbaren Ausgangsleistung und damit auch der externen Effizienz ist erkennbar. Für nicht überlappende Pulse wird ein monotoner Anstieg von $J_{th,G}$ mit steigendem I_{DBR} beobachtet, während für überlappende Pulse eine Verringerung und für $\tau_{DBR}=8 \mu s$ ein minimaler Wert bei $I_{DBR}=2,5$ A (siehe Abb. 6.7(b)) erreicht wird.

Aus $J_{th,G}$ lassen sich mit Hilfe des Produktes aus Füllfaktor und Gewinnkoeffizient $\Gamma g_{0,G}=5,0$ cm/kA von Lasermaterial B (vgl. Abschnitt 4.4.2) nunmehr Werte für die Gesamtverluste α_{ges} in Abhängigkeit von I_{DBR} bzw. T_{DBR} bestimmen: Die Schwellenbedingung für DBR-Laser lautet nach [CC95]

$$\Gamma \cdot g_{0,G} \cdot J_{th,G} = \alpha_i + \frac{\ln\left(\frac{1}{r_G |r_{DBR}|}\right)}{L_G} \equiv \alpha_{ges} \quad (6.2)$$

mit den internen Verlusten des Gewinn-Segmentes $\alpha_i=20$ cm⁻¹ (vgl. Abschnitt 4.4.2) sowie den Verlusten an den Spiegeln im zweiten Summanden. Das nach Gleichung 6.2 berechnete α_{ges} ist auf der rechten Achse von Abb. 6.7(b) aufgetragen.

Die Reflektivität der Facette des Gewinn-Segmentes berechnet sich nach Gleichung 2.4 zu $r_G=0,52$. Der Reflektionskoeffizient des DBR-Segmentes r_{DBR} beinhaltet bereits

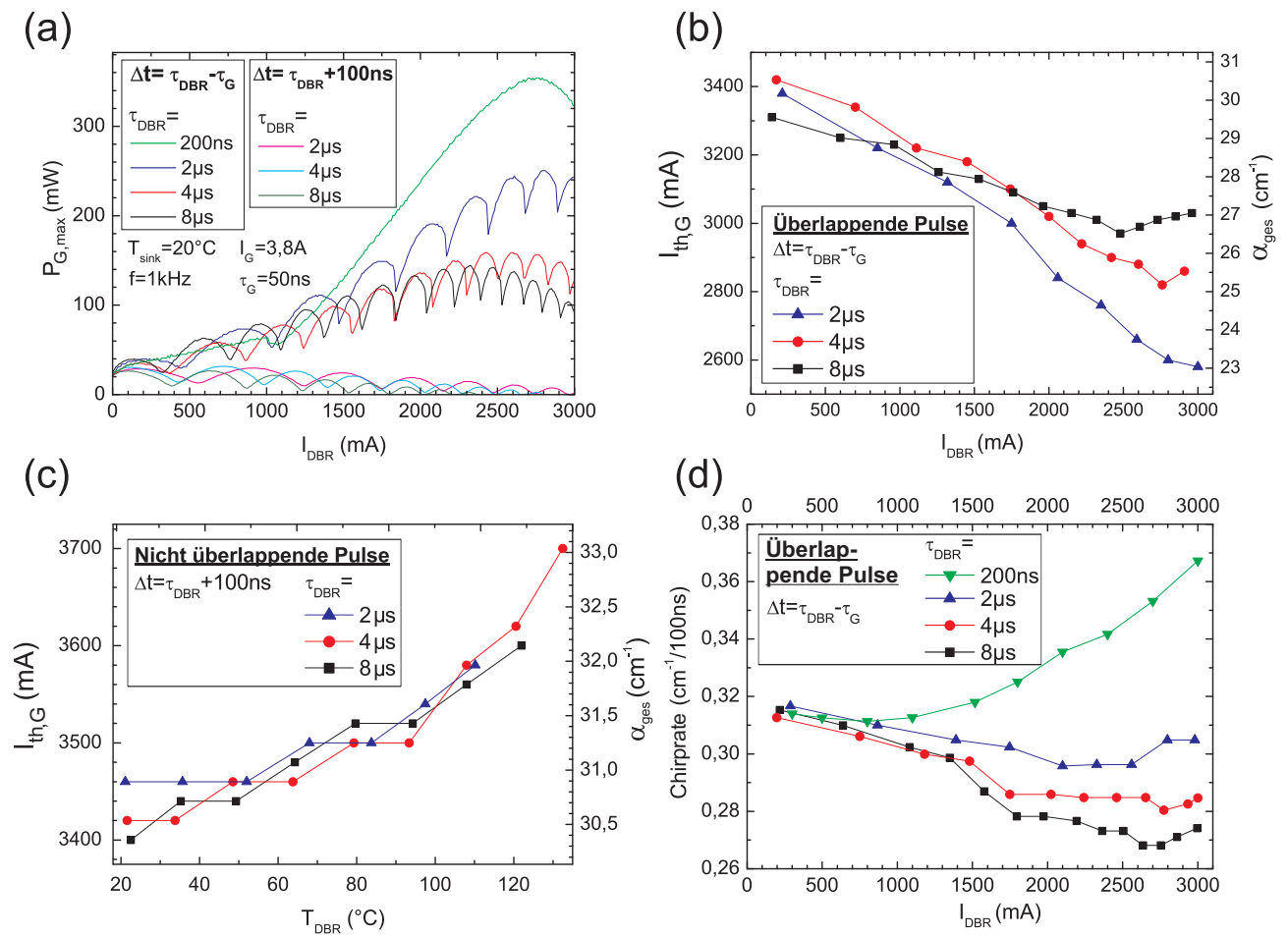


Abbildung 6.7: Maximale Ausgangsleistung, Schwellstrom und Chirprate des in Abb. 6.3(a) diskutierten DBR-QC-Lasers. (a) Der Verlauf von $P_{G,max}$ in Abhängigkeit von I_{DBR} ist für verschiedene τ_{DBR} und überlappende bzw. nicht überlappende Pulse im DBR- und Gewinn-Segment dargestellt. Für $\tau_{DBR} = 200$ ns zeigt der Knick bei $I_{DBR} = 1000$ mA einen Modensprung an und das globale Maximum dieser Kurve bei $I_{DBR} = 2750$ mA deutet auf eine optimale Ausrichtung der DBR-Reflektivität mit einer Mode der Kavität hin. Gleiches gilt jeweils für alle lokalen Maxima der übrigen Plots mit Pulslängen τ_{DBR} von 2, 4 und 6 μ s. Für nicht überlappende Pulse zeigte der Laser für große Werte von I_{DBR} und τ_{DBR} keine Emission mehr. (b) Entwicklung des Schwellstroms $I_{th,G}(I_{DBR})$ für überlappende Pulse. Die dargestellten Messpunkte wurden jeweils an den lokalen Minima von $I_{th,G}(I_{DBR})$ entnommen. (c) Schwellstrom für nicht überlappende Pulse als Funktion der aus der Emissionswellenlänge bestimmten Temperatur im DBR-Segment T_{DBR} . (d) Entwicklung der Chirprate für überlappende Pulse in Abhängigkeit von I_{DBR} .

die in diesem Segment auftretenden internen Verluste. Setzt man nach Abb. 6.1(d) für $|r_{DBR}| = \sqrt{R_{DBR}} = 0,30$ so erhält man für die Spiegelverluste $9,3 \text{ cm}^{-1}$ was in guter Übereinstimmung mit Graph 6.7(b) steht, aus dem sich nach Abzug der internen Verluste $\alpha_i=20 \text{ cm}^{-1}$ Spiegelverluste von etwa 10 cm^{-1} für $I_{DBR}=0 \text{ A}$ ablesen lassen. Weil $\Gamma_{g_0,G}=5,0 \text{ cm/kA}$ und α_i - aufgrund der im Gewinn-Segment konstanten Temperatur T_{sink} - als gleichbleibend angenommen werden können, lässt sich die Abhängigkeit der Gesamtverluste $\alpha_{ges}(I_{DBR})$ den Veränderungen α_{DBR} bzw. R_{DBR} zuschreiben. Das Minimum verschiebt sich offensichtlich mit steigendem τ_{DBR} zu kleineren I_{DBR} , was auf ein thermisches Überrollen der Verstärkung im DBR-Segment für $T_{DBR}>100^\circ\text{C}$ hinweist. Dies steht im Einklang mit den Ergebnissen der Untersuchung von Lasermaterial B in Abschnitt 4.4.2. Für nicht überlappende Pulse ist in Abb. 6.7(c) dagegen ein monotoner Anstieg der Gesamtverluste α_{ges} für steigendes T_{DBR} von etwa $0,018 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$ unabhängig von τ_{DBR} erkennbar, was auf eine Temperaturabhängigkeit der internen Verluste im DBR-Segment zurückzuführen sein sollte.

An dieser Stelle lohnt auch die Untersuchung des Verlaufes der Chirprate mit steigendem I_{DBR} , welche für verschiedene τ_{DBR} in Abb. 6.7(d) aufgetragen ist. Interessanterweise ist eine Verringerung der Chirprate erkennbar, was aufgrund der steigenden Verlustleistung in der Kavität zunächst verwundert. Diese Reduktion fällt umso größer aus je länger τ_{DBR} ist, was auf einen Zusammenhang mit der Stabilisierung von T_{DBR} (vgl. Abb. 6.5(b)) vor dem Einsetzen des Strompulses im Gewinn-Segment und damit des Lichtpulses schließen lässt. Der Anstieg der Chirprate für $I_{DBR}>2,5 \text{ A}$ ist wohl der deutlichen Steigerung von T_{DBR}/dt mit wachsendem I_{DBR} zuzuschreiben. Für $\tau_{DBR}=200 \text{ ns}$ ist dagegen bereits für $I_{DBR}>1 \text{ A}$ eine große Erwärmungsrate zu beobachten und damit kaum eine Verringerung des Chirp erkennbar.

Untersucht man vor diesem Hintergrund auch die Ausgangsleistung aus der Facette des Gewinn- und des DBR-Segmentes P_{DBR} für überlappende Pulse (siehe Abb. 6.8(a)), so zeigt sich, dass der Anteil von P_{DBR} an der Gesamtleistung P_{ges} ansteigt. Daraus lässt sich schließen, dass auch die Verteilung der Lasermode in der Kavität einen zunehmend größeren Anteil im DBR-Segment aufweist. Dass dort für lange Pulsdauern τ_{DBR} die Erwärmungsrate zum Zeitpunkt des Pulses im Gewinn-Segment jedoch deutlich niedriger als im Gewinn-Segment ausfällt ist zusammen mit der zunehmenden Verlagerung des elektrischen Feldes in das DBR-Segment wohl der Grund dafür, dass sich der Chirp von DBR-QC-Lasern mit steigendem I_{DBR} im Vergleich zu QC-Lasern mit nur einem Segment verringern lässt.

Wie nach Abb. 6.1(d) zu erwarten, befinden sich die lokalen Minima von P_{DBR}/P_{ges} genau zwischen den lokalen Maxima von P_G , welche eine optimale Ausrichtung von R_{DBR} mit einer longitudinalen Mode der Kavität anzeigen. Das gleiche gilt auch für Bauteile basierend auf Lasermedium D (siehe Abb. 6.8(b)). Nicht sofort verständlich erscheint hier

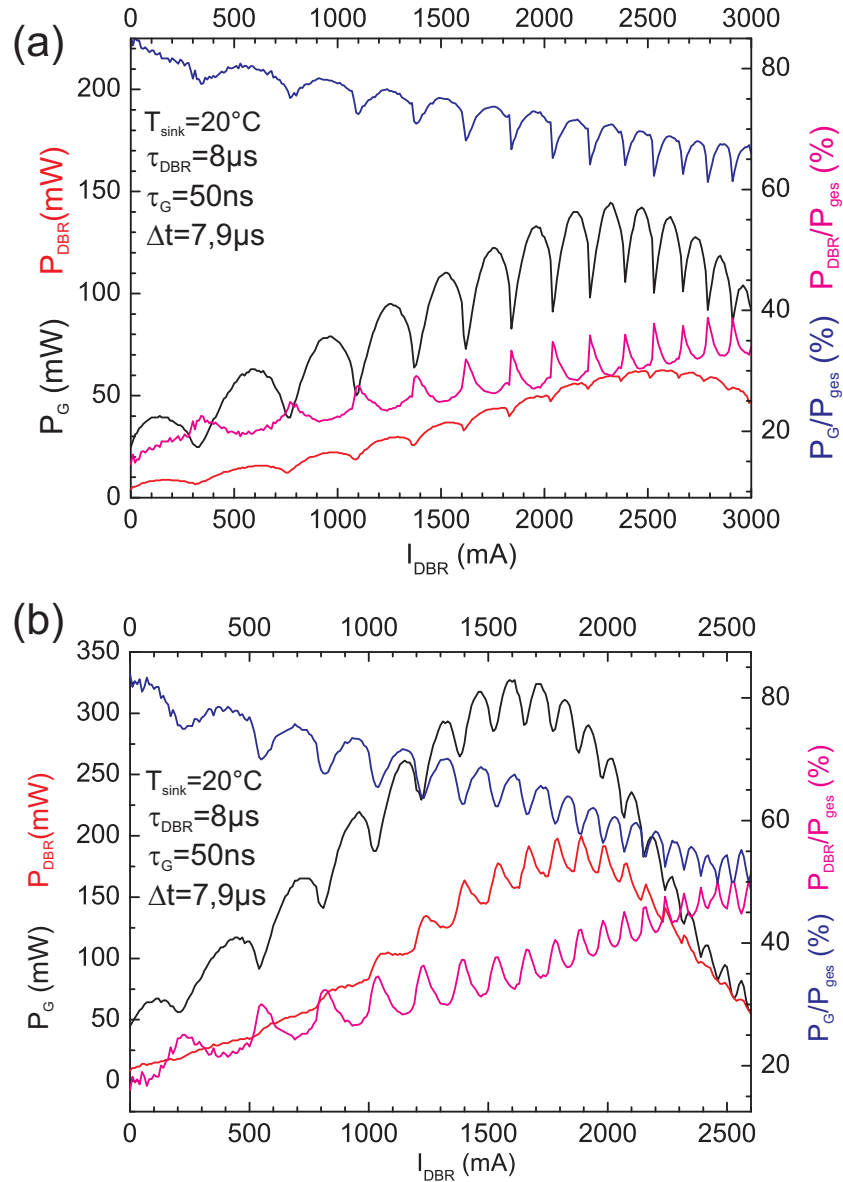


Abbildung 6.8: (a) Auftragung der Spitzenleistung aus der Facette des Gewinn- bzw. DBR-Segmentes, sowie ihrer Anteile an der Gesamtleistung für das in Abb. 6.7 untersuchte Bauteil. (b) Auftragung der Spitzenleistung aus der Facette des Gewinn- bzw. DBR-Segmentes, sowie ihrer Anteile an der Gesamtleistung für ein auf Lasermaterial D basierendes Bauteil mit $W=22 \mu\text{m}$, $L_G=2 \text{ mm}$, $L_{DBR}=2 \text{ mm}$.

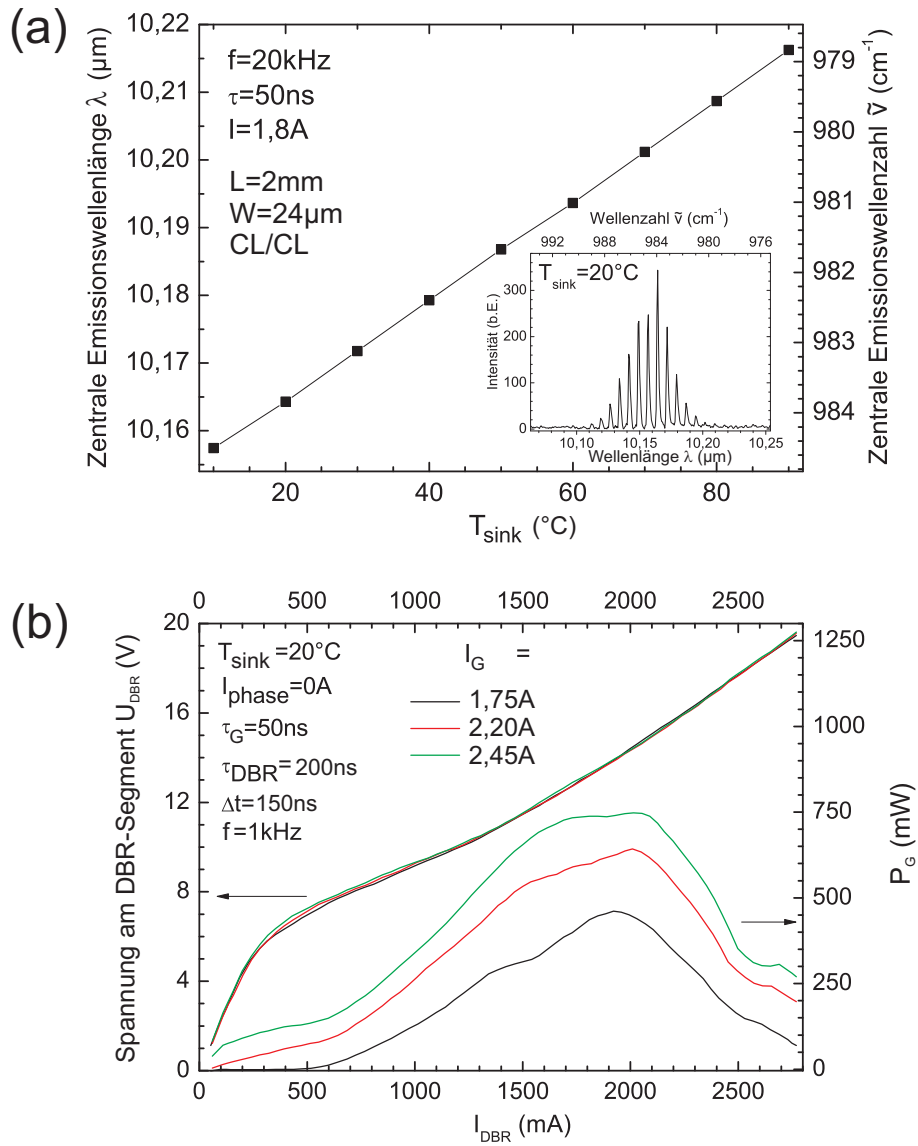


Abbildung 6.9: (a) Auftragung der zentralen Emissionswellenlänge eines FP-Lasers mit DC-Wellenleiter auf Lasermaterial D in Abhängigkeit der Temperatur und ein exemplarisches Spektrum im eingesetzten Graph. (b) Elektro-optische Kennlinien des DBR-Segmentes bei jeweils konstantem I_G für das in Teilgraph Abb. 6.8(b) diskutierte Bauteil.

jedoch zunächst der große Unterschied in der Position des globalen Maximums von P_G und P_{DBR} und das Überrollen der Gesamtleistung bereits bei $I_{DBR} \approx 1,7$ A. Die globalen Minima von $J_{th,G}(I_{DBR})$ in Abb. 6.10(a) zeigen keine Abhängigkeit von der Pulslänge τ_{DBR} , weshalb ein thermisch bedingtes Nachlassen des Materialgewinns im DBR-Segment - wie für die DBR-QC-Laser auf Material B beobachtet - unwahrscheinlich ist. Eine Untersuchung an FP-Lasern von Material D (siehe Abb. 6.9(a)) zeigt die Abhängigkeit des Verstärkungsspektrums von der Temperatur und eine Emission bei deutlich kleinerer Wellenlänge als der betrachtete DBR-QC-Laser, dessen Emission zwischen 10,24 und 10,37 μm gelegen ist. Sehr wahrscheinlich scheint damit, dass für steigendes I_{DBR} und λ der nutzbare Materialgewinn des konstant bei T_{sink} bleibenden Gewinn-Segmentes aufgrund seiner zu kurzwelligen Lage kleiner wird und die Ausgangsleistung daher überrollt. Dies erklärt auch das spätere Überrollen von P_{DBR} und den deutlichen Anstieg von P_{DBR}/P_{ges} für $I_{DBR} > 1,7$ A, da das Verstärkungsspektrum des DBR-Segmentes mit zunehmender Temperatur T_{DBR} in die gleiche Richtung wie die Emissionswellenlänge schiebt. Der Grund für das letztendliche Überrollen von P_{DBR} bei $I_{DBR} \approx 1,9$ A scheint - nach Betrachtung von Kennlinien des DBR-Segmentes (Abb. 6.9(b)), die bei sehr geringer thermischer Belastung des Bauteils aufgenommen wurden - elektrischer Natur zu sein (vgl. Abschnitt 2.4). Aus der Auftragung von $J_{th,G}(I_{DBR})$ für nicht überlappende Pulse lässt sich - wie für Bauteile auf Lasermedium B - wiederum eine auf mit zunehmender Temperatur steigende interne Absorption im DBR-Segment schließen.

Auch für die Laser auf Material D wurde der Verlauf der Chirprate - zunächst für überlappende Pulse - für verschiedene Werte von τ_{DBR} untersucht und wiederum kann zunächst eine deutliche Verringerung und dann ein erneuter Anstieg für lange Vorpulse im DBR-Segment festgestellt werden (siehe Abb. 6.10(b)). Dieses Verhalten lässt sich analog zu Abb. 6.7(d) interpretieren. Zusätzlich konnte hier auch die Entwicklung der Chirprate für nicht überlappende Pulse gemessen und auch in diesem Fall eine deutliche Reduktion beobachtet werden. Diese ist der schnellen Abkühlung des DBR-Segmentes direkt nach dem Puls zuzuschreiben (vgl. Abb. 3.2), welche die rapide Erwärmung des Gewinn-Segmentes für die Dauer des Pulses im Gewinn-Segment zum Teil kompensiert. Da die Abkühlung umso schneller vonstatten geht, je größer T_{DBR} ist, lässt sich die größte Chirp-Reduktion erwartungsgemäß für große τ_{DBR} und I_{DBR} erreichen. Für $I_{DBR} > 2,1$ A kommt es jedoch zu einer derart schnellen Blauverschiebung des DBR-Stoppbandes und folglich Modensprüngen, dass die Chirprate nicht mehr bestimmt werden kann, da der zusammenhängende Durchstimmbereich weniger als ein FSR des Ge-Etalons beträgt. Damit sind dieser Form der Chirp-Verringerung bei nicht überlappenden Pulsen im Hinblick auf die Verwendung in der Intrapuls-Spektroskopie Grenzen gesetzt. Eine weitere Chirp-Reduktion als Folge einer Abkühlung eines zusätzlichen - nicht spektral selektiven - Segmentes in einem komplexeren Bauteil ist jedoch gut denkbar.

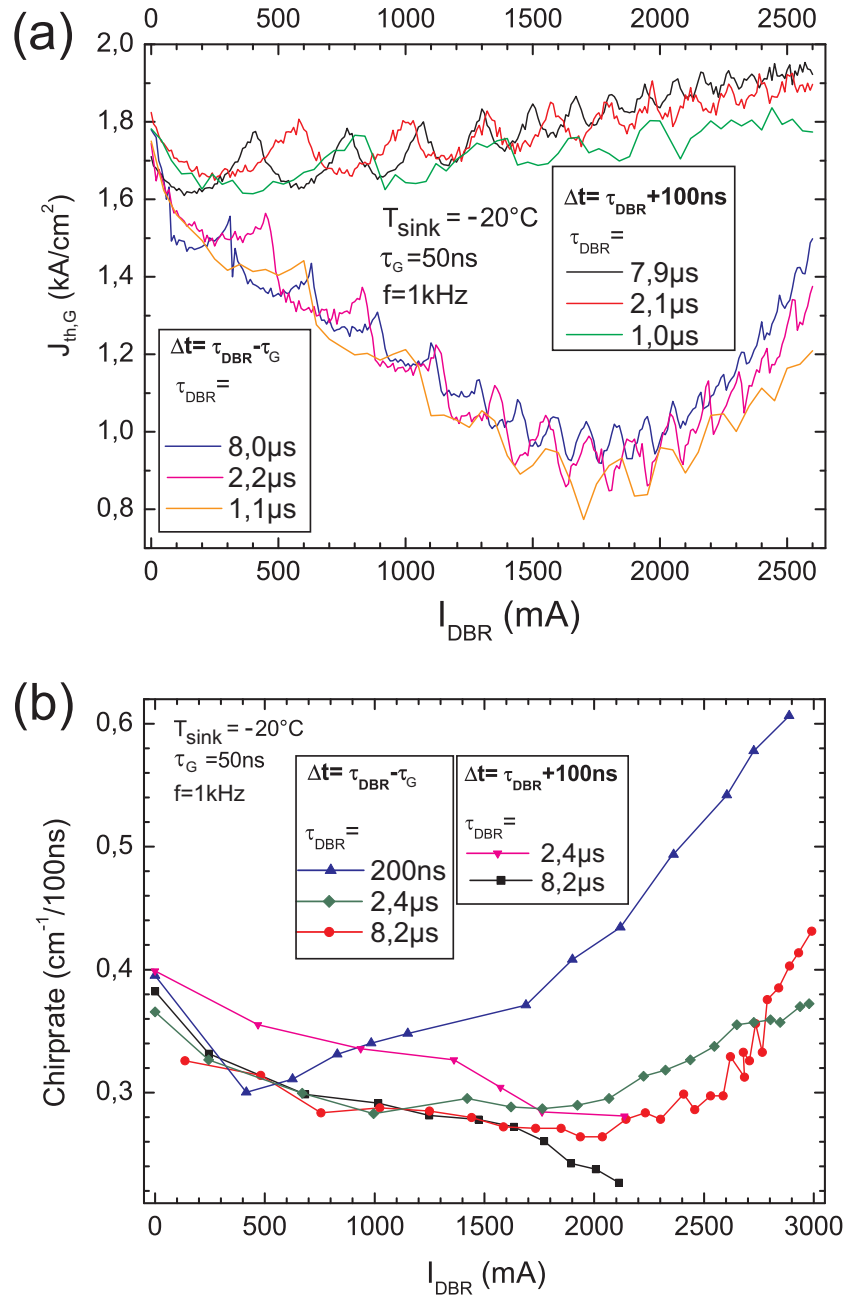


Abbildung 6.10: (a) Entwicklung des Schwellenstroms $I_{th,G}(I_{DBR})$ für das in Abb. 6.8(b) diskutierte Bauteil für verschiedene Betriebsparameter sowie (b) sein Chirp-Verhalten für überlappende und nicht überlappende Pulse und verschiedene Werte von τ_{DBR} .

Für einen Vergleich der elektro-optischen Eigenschaften von DBR- und DFB-QC-Lasern wurden DBR-Laser mit $L_G=2$ mm und $L_{DBR}=2$ mm gewählt und mit $\tau_{DBR}=8$ μ s, $\tau_G=50$ ns und $\Delta t=7,8$ μ s betrieben, um einen großen Abstimmbereich zu erhalten. Als Referenz wurden 2 mm lange DC-DFB-Laser mit identischer Breite und einer HR-Verspiegelung auf der Rückfacette herangezogen. Die DBR-Laser auf Lasermedium D zeigten bei RT eine relative externe Effizienz zwischen 48% und 90% (abhängig von I_{DBR}) und eine relative Schwellstromdichte zwischen 88% und 147%. Für DBR-Laser auf Lasermedium B erreichte die relative externe Effizienz Werte zwischen 46% und 92%, die relative Schwellstromdichte Werte zwischen 106% und 127%. Die Verringerung der Ausgangsleistung wird hauptsächlich durch die Absorption im DBR-Segment für große τ_{DBR} und die geringere Reflektivität der Rückfacette bedingt. Für kleine τ_{DBR} und überlappende Pulse ist - wie aus Abb. 6.9(b) ersichtlich - eine deutlich größere Ausgangsleistung möglich, welche nicht wesentlich geringer ausfällt als für DFB-QC-Laser mit Länge $L=L_G+L_{DBR}$ zu erwarten wäre.

6.3.3 Thermisches Übersprechen

Um das Ausmaß der gegenseitigen Beeinflussung der Segmente durch ungewollten Wärmefluss zwischen diesen zu quantifizieren, wurden die beiden relevanten Möglichkeiten für thermisches Übersprechen untersucht. Zum einen die Ausbreitung der durch I_{DBR} im DBR-Segment erzeugten Wärme in das Gewinn-Segment, zum anderen die Erwärmung des DBR-Segmentes durch einen konstanten Phasenstrom I_{phase} im Gewinn-Segment. Der erstgenannte Effekt lässt sich anhand der Auswertung von $d\tilde{\nu}/dI_{DBR}$ und der Erwärmung des DBR-Segmentes gegenüber der Wärmesenke $\Delta T_{DBR}(I_{DBR}) = T_{DBR} - T_{sink}$ - wie in Abb. 6.5 ausgewertet - experimentell untersuchen. Zu diesem Zweck ist in Abb. 6.11(a) $\Delta T_{DBR}(I_{DBR})$ und ihre Ableitung dT_{DBR}/dI_{DBR} aufgetragen. Im Fall von vernachlässigbarem thermischem Übersprechen, sollte das Verhältnis der Erwärmung von gesamter Kavität und DBR-Segment $\frac{dT_{kav}/dI_{DBR}}{dT_{DBR}/dI_{DBR}}$ identisch zu dem Anteil der DBR-Kavität an der Gesamtkavität $L_{DBR,eff}/L_{kav}=0,49$ sein. Diese Gerade $dT_{kav}/dI_{DBR} = 0,49 \cdot dT_{DBR}/dI_{DBR}$ wurde ebenfalls aufgetragen (rote Linie). Einzelne Werte für $\Delta T_{kav}/\Delta I_{DBR}$ lassen sich auch jeweils aus der Steigung der einzelnen Stufen der Abstimmkurve (gestrichelte Linie) ermitteln und sind mit grünen Quadraten eingetragen. Die gute Übereinstimmung bestätigt die thermische Simulation hinsichtlich der Vernachlässigbarkeit thermischen Übersprechens für praktikable Pulslängen $\tau_{DBR} < 10$ μ s.

Eine andere Situation ergibt sich jedoch für konstante Ströme wie I_{phase} , die unvermeidlich zu einer Erwärmung des gesamten Laserchips führen. Aus der spektralen Abstimmung, die sich aus einer alleinigen Erhöhung von I_{phase} ergibt, konnten die Abstimmkoeffizienten $\Delta\tilde{\nu}_{DBR}/\Delta I_{phase}$ und $\Delta\tilde{\nu}_{kav}/\Delta I_{phase}$ - wie in Abb. 6.11(b) gezeigt - gewon-

nen werden. Für typische Phasenströme I_{phase} von wenigen 100 mA, welche ausreichen um die Position eines Modensprungs um $0,5 \text{ cm}^{-1}$ zu verschieben und damit ein quasi-kontinuierliches Abstimmen zu ermöglichen, wurden hierfür unter Nutzung von $d\tilde{\nu}/dT_{sink}$ aus Abschnitt 6.3.1 jeweils ein Wert für $\Delta T_{DBR}/\Delta I_{phase}$ und $\Delta T_{kav}/\Delta I_{phase}$ berechnet. Da die spektrale Position einer Resonatormode von der mittleren Temperatur der Kavität $T_{kav} = (T_{DBR} \cdot L_{DBR,eff} + T_G \cdot L_G)/L_{kav}$ abhängt, kann auch ein Wert für $\Delta T_G/\Delta I_{phase} = 126 \text{ K/A}$ errechnet werden. $\Delta T_{DBR}/\Delta I_{phase}$ und $\Delta T_G/\Delta I_{phase}$ verhalten sich demnach wie 126:13, was insgesamt ein moderates thermisches Übersprechen ergibt.

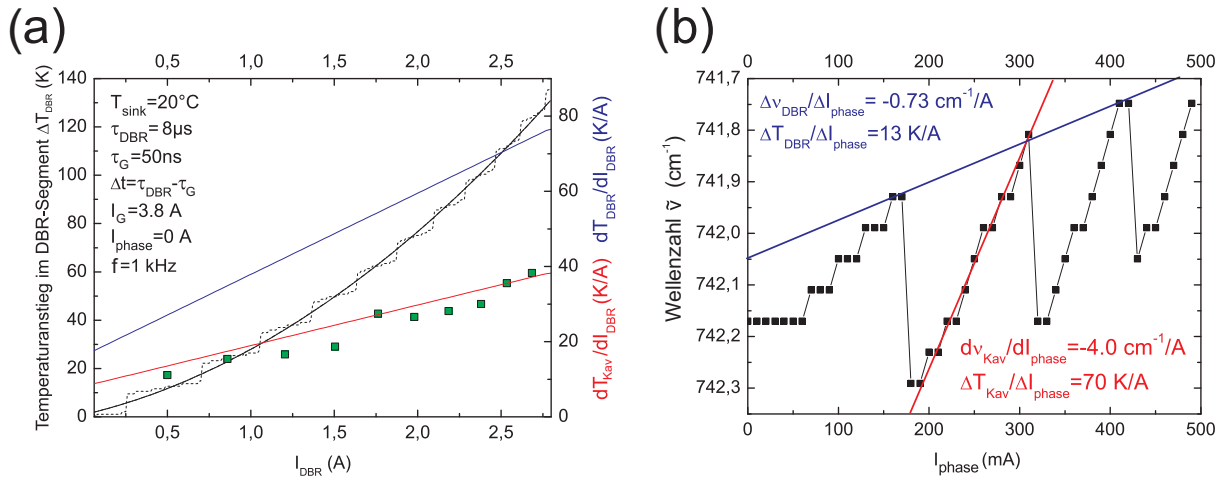


Abbildung 6.11: (a) Temperaturanstieg im DBR-Segment in Abhängigkeit von I_{DBR} (durchgezogene schwarze Linie) abgeleitet von der Abstimmkurve aus Abb. 6.5(a) für $\tau_{DBR} = 8\mu\text{s}$ (gestrichelte Linie). Desweiteren sind die durch Differentiation erhaltenen strombedingten Erwärmungsraten dT_{DBR}/dI_{DBR} (blaue Linie) sowie dT_{kav}/dI_{DBR} (rote Linie) und die aus den einzelnen Stufen der Abstimmkurve extrahierten Werte für $\Delta T_{kav}/\Delta I_{DBR}$ (grüne Quadrate) eingezeichnet. (b) Emissionswellenzahl $\tilde{\nu}$ in Abhängigkeit des Phasenstroms I_{phase} bei konstantem Wert für $I_{DBR} = 1370 \text{ mA}$ und allen anderen Betriebs- bzw. Bauteilparametern identisch zu den im Hauptgraph von Abb. 6.3(a) angegebenen.

6.3.4 Untersuchung des anomalen Sprungverhaltens

In Abschnitt 6.3.1 wurde bereits erwähnt, dass mit steigendem I_{DBR} bei manchen Bauteilen ein gut definierter, reproduzierbarer Sprung in der Abstimmkurve $\lambda(I_{DBR})$ über einen Spektralbereich $\Delta\lambda_J$ beobachtet werden kann, der größer ist als der Abstand zweier benachbarter longitudinaler Moden. Wie in Abb. 6.12(a) dargestellt, kann dieser Bereich durch Variation von T_{sink} dennoch abgedeckt werden, so dass keine Lücke im Abstimm-

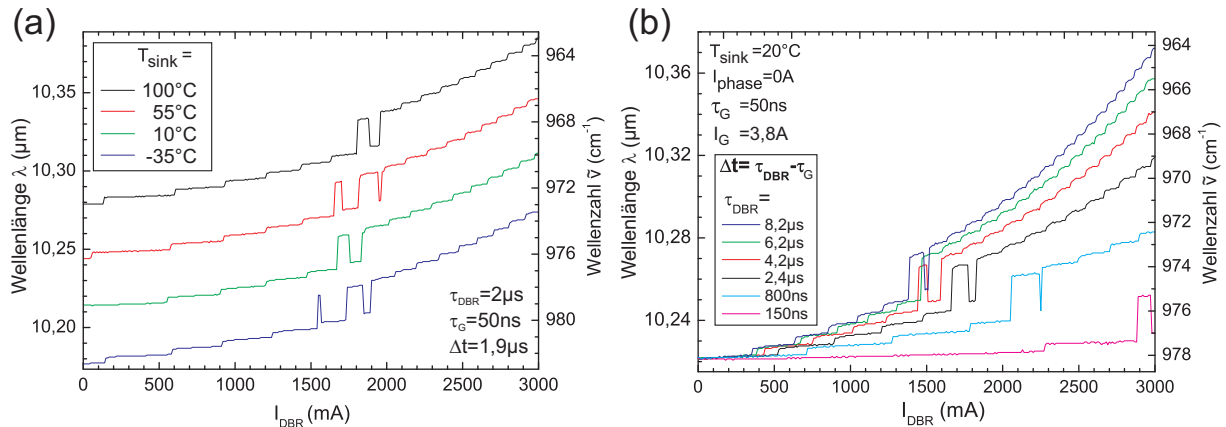


Abbildung 6.12: (a) Abstimmkurven des in Abb. 6.3(b) diskutierten Lasers für verschiedene Werte von T_{sink} . (b) Abstimmkurven des selben Lasers für verschiedene Werte von τ_{DBR} .

bereich entsteht. Vielmehr ergibt sich durch diesen Effekt sogar eine Erweiterung des zugänglichen Spektralbereichs, da der Sprung ausschließlich zu größeren Wellenlängen ($\Delta\lambda_J > 0$) beobachtet wird. Um diesem Phänomen auf den Grund zu gehen, wurden die Abstimmkurven entsprechender Bauteile unter Variation von T_{sink} , I_{phase} , τ_{DBR} , f und eines Konstantstroms im DBR-Segment $I_{DBR,bias}$ aufgenommen. Lediglich für eine Variation von τ_{DBR} konnte eine Abhängigkeit der Sprungposition festgestellt werden (siehe Abb. 6.12(b)).

Von DFB-Lasern mit regelmäßigem Indexgitter ist bekannt, dass die Reflektivität nicht entspiegelter Spaltfacetten durch ihre zufällige Position bezüglich der Phase des Gitters eine Aufhebung der Entartung der beiden dominanten Moden auf beiden Seiten des Stopbandes zur Folge haben kann. Begünstigt wird die Mode, deren Phase besser an die durch die Facettenpositionen vorgegebenen Randbedingungen angepasst ist. Durch eine Veränderung der effektiven Facettenposition - z.B. durch ein Phasensegment der Länge L_{phase} - kann somit die Emission zwischen beiden Moden umgeschaltet werden. Für ein DBR-Gitter mit (Abb. 6.13(a)) bzw. ohne Verstärkung (Abb. 6.13(b)) wurde daher zunächst der Einfluß der Facettenreflektivität des DBR-Segmentes mit $R=0,3$ auf die Gesamtreflektivität von DBR-Gitter und Facette in Abhängigkeit von L_{phase} simuliert. Es ist ersichtlich, dass in beiden Fällen ein Sprung möglich ist, jedoch nur falls eine Veränderung der effektiven Facettenposition eintritt. Dies ist in den hier behandelten DBR-QC-Lasern mit zwei Segmenten nicht vorgesehen und daher zunächst nicht zu erwarten.

Auch wenn die Sprungposition nicht mit einer konstanten Emissionswellenlänge und damit einer bestimmten Temperatur im DBR-Segment verbunden ist, so ist nach Abb. 6.12(b) dennoch ein Zusammenhang mit der in das DBR-Segment eingebrachten Wärmemenge anzunehmen. Angesichts der extremen Erwärmung im DBR-Segment ist die

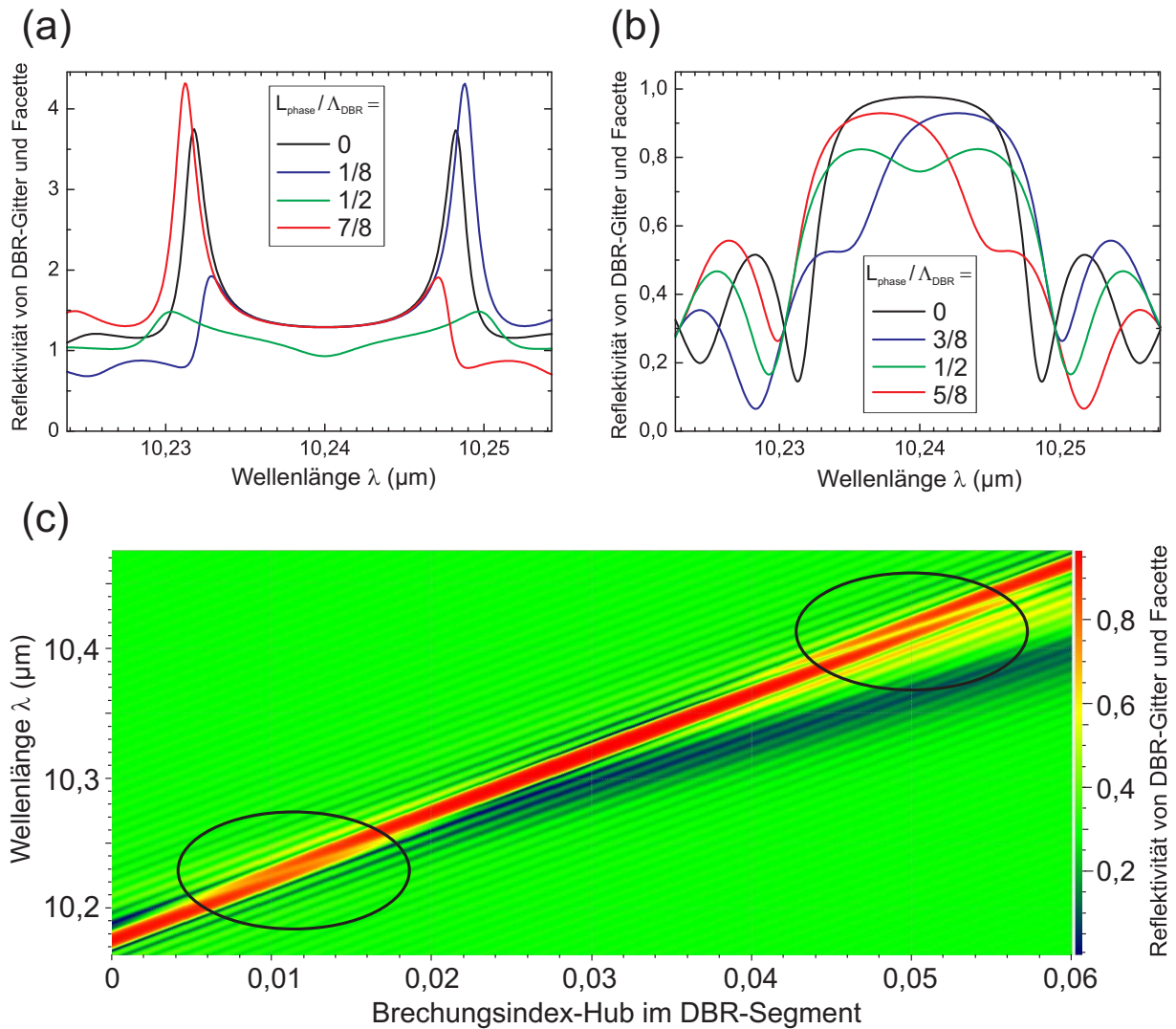


Abbildung 6.13: (a) Mittels Transfermatrizen berechnete Reflektivität des DBR-Gitters und der Spaltfacette des DBR-Segmentes für verschiedene Positionen der Facette relativ zum 2 mm langen Gitter mit einer Netto-Verstärkung von $2,8 \text{ cm}^{-1}$. (b) Reflektivität für verschiedene Facettenpositionen ohne Netto-Verstärkung. (c) Reflektivität in Abhängigkeit eines Brechungsindex-Hubes im 2 mm langen DBR-Segment unter Annahme eines linearen Brechungsindex-Gradienten entlang der longitudinalen Resonatorachse in einem an die Facette grenzenden Bereich von $500 \mu\text{m}$ Länge (vgl. Fließtext).

Entstehung eines beträchtlichen Temperatur-Gradienten dT_{DBR}/dx in der Nähe seiner Facette aufgrund der dort befindlichen Grenzfläche denkbar. Dies würde wiederum auch zu einem Brechungsindex-Gradienten in x-Richtung führen, und damit zu einer Verschiebung der effektiven Facettenposition. In Abb. 6.13(c) ist die Veränderung der Reflektivität im DBR-Segment in Abhängigkeit des temperaturbedingten Brechungsindex-Hubes dargestellt, wobei angenommen wurde, dass in den hinteren 500 μm des DBR-Segmentes die Temperatur bis zur Facette um 25% (verglichen mit der Temperatur im Rest des Segments) linear abnimmt. Zwei Sprünge in der Reflektivität mit $\Delta\lambda_J > 0$ sind erkennbar. Da der aufgetragene Brechungsindexhub von 0,06 mit $d\bar{n}/dT = d\lambda/dT_{sink}(2\Lambda)^{-1} = 2,5 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1}$ bereits einer großen Temperatursteigerung von insgesamt 240 K im DBR-Segment entspricht, wurde in der Praxis bisher nur ein Sprung in der Abstimmkurve beobachtet. Für alle betrachteten Bauteile konnte experimentell belegt werden, dass $\Delta\lambda_J$ davon abhängt, ob der Laser mit überlappenden (Verstärkung im DBR-Segment) oder nicht überlappenden Pulsen (keine Verstärkung im DBR-Segment) betrieben wird (siehe Abb. 6.14(a)). So wird für Bauteile auf Lasermedium D - in guter Übereinstimmung mit den Simulationen in Abb. 6.13(a) und (b) - ein Wert für $\Delta\lambda_J$ von 20 nm bzw. 9 nm beobachtet (vgl. Abb. 6.14(a)). Bauteile mit einer günstigen Facettenposition zeigten für den maximal möglichen Temperaturhub im DBR-Segment keine Sprünge und damit einen zusammenhängenden Abstimmbereich (siehe Abb. 6.14(b)).

Die Bestwerte für den Abstimmbereich wurden jedoch verständlicherweise für Bauteile mit Sprung und überlappende Pulse erzielt, wobei sich der Sprung - je nach Verhältnis von Sprungweite $\Delta\lambda_J$ und Modenabstand der Kavität $\Delta\nu_{kav}$ auch mehrmals zwischen den beiden Reflektivitätsmaxima (siehe 6.15(a)) vollziehen kann, solange ihre Werte vergleichbar sind.

6.3.5 Vergleich der erreichbaren Abstimmbarkeit mit einem konstanten und einem gepulsten Strom im DBR-Segment

Der große Vorteil der gepulsten Ansteuerung gegenüber einer Verwendung eines Konstantstroms $I_{DBR,bias}$ im DBR-Segment, der zu einer Aufheizung des gesamten Laserchips führt und daher auf $\approx 300 \text{ mA}$ beschränkt ist, zeigt sich in Abb. 6.15(b). Es wird deutlich, dass der Abstimmbereich bei ausschließlicher Verwendung eines Konstantstroms im DBR-Segment mit 47 nm nur etwa ein Fünftel des Spektralbereiches von 251 nm beträgt, der bei zusätzlicher Nutzung des gepulsten Stromes I_{DBR} abgedeckt werden kann. Die maximal erreichte Abstimmbarkeit beträgt somit für Laser um 10,3 μm bzw. 13,5 μm bei konstanter Temperatur der Wärmesenke 23,7 cm^{-1} bzw. 17,5 cm^{-1} . Desweiteren lässt sich der Abstimmbereich einfach durch Variation von T_{sink} mit -0,077 cm^{-1}/K bzw. -0,057 cm^{-1}/K ganz analog zu DFB-Lasern noch um weitere 5 bis 10 cm^{-1} ausdehnen.

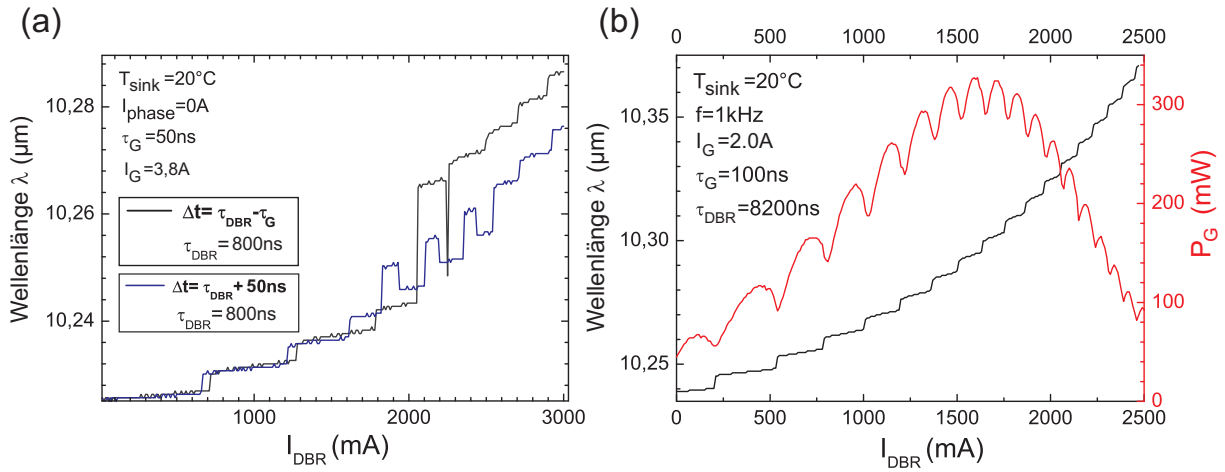


Abbildung 6.14: (a) Abstimmkurven eines DBR-Lasers basierend auf Lasermedium D mit $W=30 \mu\text{m}$, $L_G=3 \text{ mm}$, $L_{DBR}=2 \text{ mm}$ jeweils für überlappende und nicht überlappende Pulse. (b) Abstimm- und Leistungskurve eines auf ein TO3-Gehäuse montierten DBR-Lasers auf Lasermedium D mit $W=22 \mu\text{m}$, $L_G=2 \text{ mm}$, $L_{DBR}=2 \text{ mm}$ für überlappende Pulse.

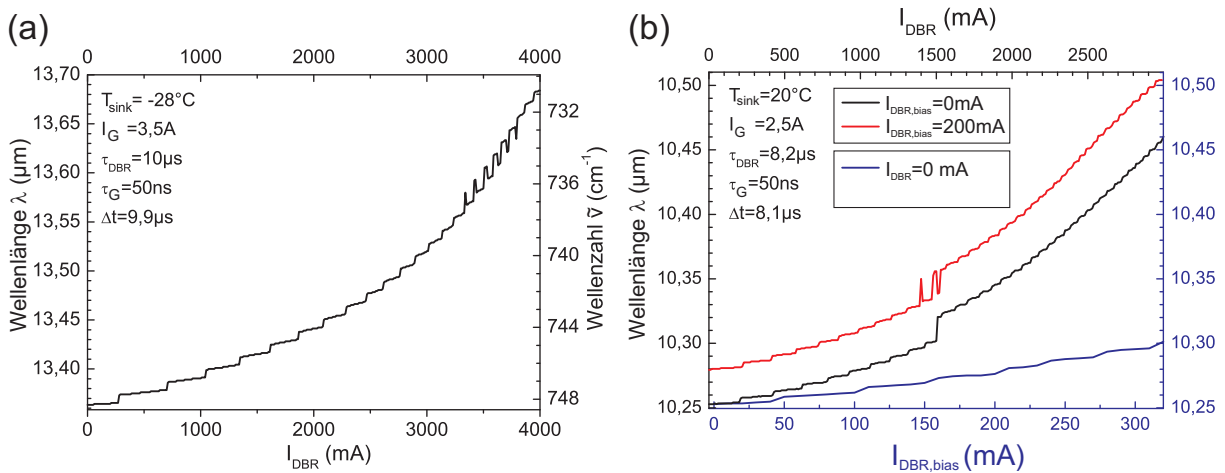


Abbildung 6.15: (a) Abstimmkurve des in Abb. 6.3(a) diskutierten Lasers für extrem langen DBR-Puls und hohe DBR-Ströme. Die erreichte Durchstimmung bei konstanter Temperatur der Wärmesenke beträgt $17,5 \text{ cm}^{-1}$ bzw. 319 nm . (b) Abstimmkurven des in 6.3(b) diskutierten Lasers mit und ohne zusätzlichem Konstantstrom $I_{DBR,bias}$ im DBR-Segment. Die Abstimmbarkeit unter ausschließlicher Verwendung von $I_{DBR,bias}$ ohne gepulsten DBR-Strom I_{DBR} ist in blau aufgetragen.

6.3.6 Absorptionsexperiment

Um die Verwertbarkeit des weiten Abstimmereiches für die Gas-Sensorik zu belegen, wurde ein Absorptionsexperiment mit Ethen (C_2H_4) durchgeführt. Hierfür wurde eine Gaszelle mit 50 mbar C_2H_4 und 15 cm Länge in den durch eine Sammellinse kollimierten Strahlengang eingebracht. Nach Kalibration der relativen Wellenlänge mittels Ge-Etalon wurden mit dem schnellen HgCdTe Detektor im *Intrapuls-Modus* Absorptionsspektren aufgenommen, welche gute Übereinstimmung mit den nach der HITRAN Datenbank [HHw04] erwarteten Spektren zeigen (siehe Abb. 6.16(a)-(c)). Ein Mindestwert für die spektrale Auflösung des Messsystems konnte durch die Aufnahme von eng benachbarten Absorptionslinien zu $0,0073\text{ cm}^{-1}$ bestimmt werden. In Abb. 6.16(d) ist deutlich zu erkennen, dass die Auflösung bereits durch die Sampling-Rate des Oszilloskops von 2 Gigasamples pro Sekunde begrenzt wird, was auch der Bandbreite des Detektors von 200 MHz entspricht. Weitere Absorptionsspektren, die für jeweils andere Werte von I_{DBR} aber sonst gleichen Bedingungen - insbesondere gleichem T_{sink} - aufgenommen wurden, sind in Abb. 6.17 dargestellt.

6.4 Zusammenfassung

Durch sorgfältige Wahl der Gitterparameter konnte ein neuartiger Typ von monomodigen Quantenkaskadenlasern mit flachgeätztem DB-Reflektor demonstriert werden. Eine spezielle gepulste Ansteuerung ermöglicht einen weiten Abstimmereich von 24 cm^{-1} bei konstanter Temperatur der Wärmesenke. Durch die schnelle Abstimmbarkeit der Emission über diesen Spektralbereich innerhalb einer Millisekunde bietet er eine deutlich höhere Funktionalität als DFB-QC-Laser, welche zudem nur über einige wenige Wellenzahlen abstimmbar sind (vgl. Kapitel 4). Bei zusätzlicher Variation der Wärmesenktemperatur konnte mit DBR-QC-Lasern dagegen ein Abstimmereich $> 30\text{ cm}^{-1}$ erreicht werden.

Des Weiteren wurde eine Reduktion der gepulsten Chirprate im Vergleich zu DFB-QC-Lasern um den Faktor 3 beobachtet, was eine erhöhte spektrale Messauflösung in der Gas-Spektroskopie ermöglicht. Mittels eines Absorptionsexperimentes an Ethen konnte anhand zweier benachbarter Absorptionslinien eine obere Grenze für die Messauflösung - limitiert durch die Auslese-Elektronik - bestimmt werden. Der ermittelte Wert von $0,0073\text{ cm}^{-1}$ bedeutet im Vergleich zur spektralen Auflösung moderner FTIR-Spektrometer mit $0,12\text{ cm}^{-1}$ eine Steigerung um den Faktor 16. Eine hohe Spitzenleistung von 600 mW und externe Effizienzen bis 300 mW/A sollten auch den Einsatz in der Spurengasanalyse mit Konzentrationen im unteren ppb-Bereich erlauben. Ein mögliches Anwendungsgebiet für die zugleich schnelle und weite Abstimmbarkeit ist z.B. die Messung der Reaktionskinetik verschiedener Komponenten bei der Gasphasenanalyse in Plasmen [HWM⁺11].

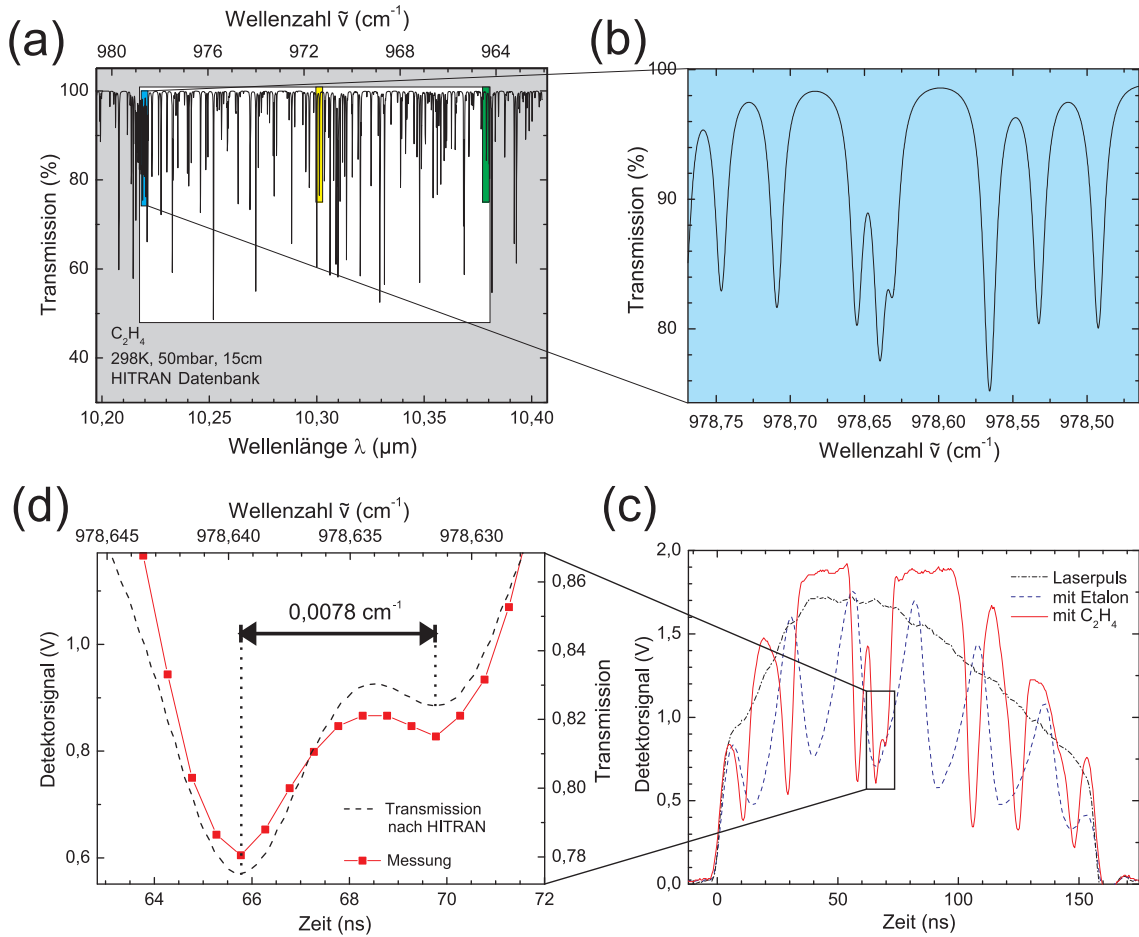


Abbildung 6.16: (a) Theoretische Absorption von Ethen um $10,3\ \mu m$ nach [HHw04]. Der weiße Bereich markiert den mit dem verwendeten DBR-QC-Laser aus Abb. 6.3(b) bei konstanter Wärmesenktemperatur $T_{sink}=20^\circ C$ zugänglichen Spektralbereich. (b) Vergrößerung des Bereiches, der für die Bestimmung der spektralen Auflösung gewählt wurde. (c) Zeitabhängige Detektorsignale von jeweils einzelnen Laserpulsen mit $\tau_G = 160\text{ ns}$, $I_{DBR} = 0,256\text{ A}$, $I_G=2,50\text{ A}$: Die reine Pulsform sowie das mit der Transmission des Etalons modulierte Detektorsignal und das Signal mit einer mit Ethen gefüllten Gaszelle im Strahlengang sind aufgetragen. Die Periodizität der gestrichelten Kurve entspricht dem FSR des Etalons von $0,049\text{ cm}^{-1}$ und lässt auf eine Chirprate von $0,19\text{ cm}^{-1}/100\text{ ns}$ schließen. (d) Vergrößerung zweier eng aneinander liegender Absorptionsmerkmale.

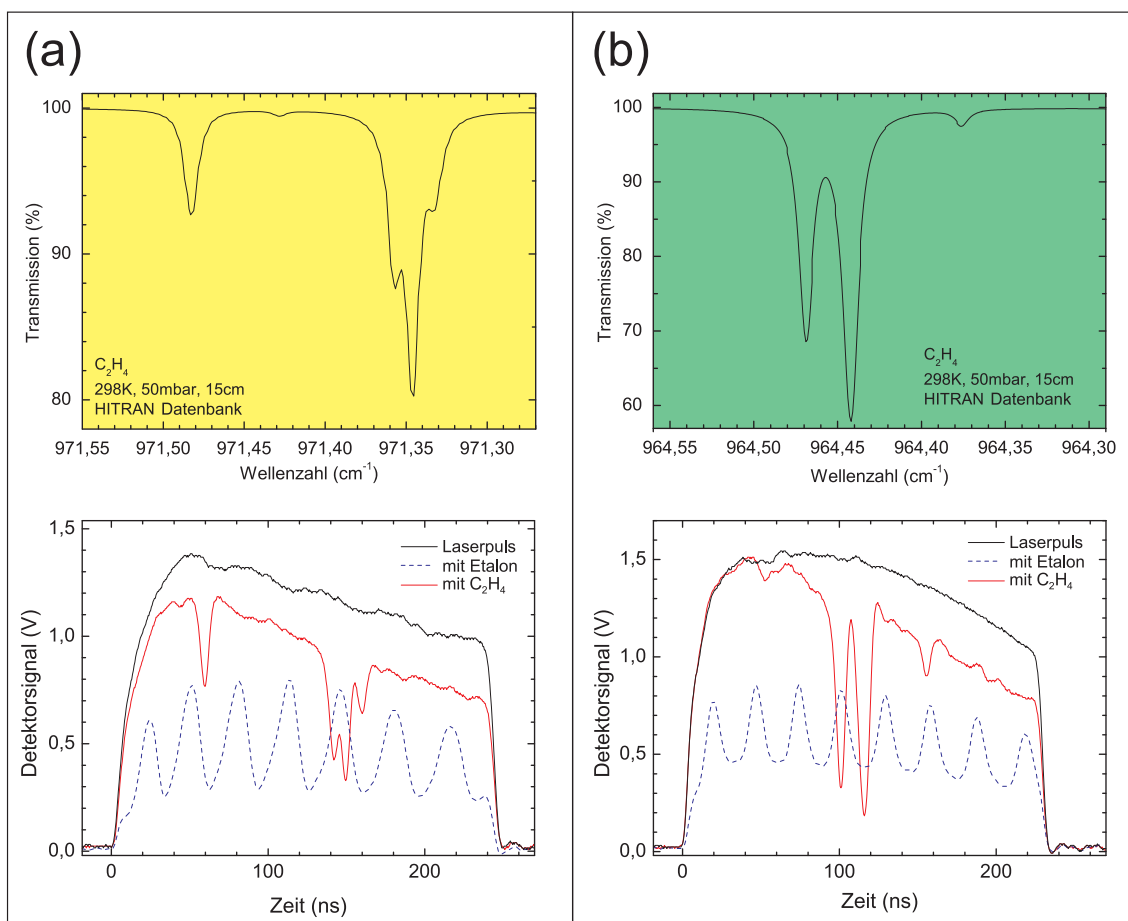


Abbildung 6.17: (a) Vergrößerung des in Graph 6.16(a) gelb markierten Bereiches und die dazugehörige Absorption im Detektorsignal für $\tau_G = 240$ ns, $I_{DBR}=2,04$ A, $I_G=2,50$ A mit allen weiteren Betriebsparametern wie im Hauptgraph von Abb. 6.3(b) angegeben. (b) Vergrößerung des in Graph 6.16(a) grün markierten Bereiches und die dazugehörige Absorption im Detektorsignal für $\tau_G = 240$ ns, $I_{DBR} = 2,99$ A, $I_G=2,50$ A mit allen weiteren Betriebsparametern wie im Hauptgraph von Abb. 6.3 (b) angegeben.

Zusammenfassung

Ausgehend von mittels Molekularstrahlepitaxie im InGaAs/InAlAs/InP Materialsystem gewachsenen Lasermedien wurden monochromatische Quantenkaskadenlaser für die Gas-Sensorik mit Emission im mittleren Infrarot entworfen, hergestellt und charakterisiert. Vorrangige Ziele waren hierbei die Entwicklung von leistungsstarken monomodigen Lasern im langwelligen Spektralbereich um $14\ \mu\text{m}$, sowie von Bauteilen mit weiter und schneller spektraler Abstimmbarkeit.

Für den Entwurf der Laserstege wurde zunächst die zeitliche Entwicklung der Temperaturverteilung für verschiedene Varianten von Wellenleitern sowohl im gepulsten als auch im kontinuierlichen Betrieb simuliert. Anhand der berechneten thermischen Bauteilwiderstände konnten so geeignete Prozessparameter für die Herstellung der Laserstrukturen ermittelt werden. Ein Messplatz zur elektro-optischen und spektralen Charakterisierung von Infrarot-Lasern mit Emission zwischen $800\ \text{nm}$ und $16\ \mu\text{m}$ im Temperaturbereich zwischen -35°C und 120°C wurde entworfen und aufgebaut. Neben der automatischen Vermessung von Lasern mit mehreren Segmenten im gepulsten und kontinuierlichen Betrieb wurden auch weitergehende Untersuchungsmethoden wie die zeitlich aufgelöste Analyse der spektralen Entwicklung der Laseremission sowie Elektrolumineszenz und die laserbasierte Absorptionsmessung an Gasen implementiert. Desweiteren wurden verschiedene Dielektrika mittels Fourier-Transform Spektrometrie auf ihren Brechungsindex und ihre Absorption im mittleren Infrarot untersucht, um die optischen Verluste der fundamentalen Lasermode durch entsprechende Wahl der bei der Herstellung des Lasers beteiligten Materialien zu minimieren.

Zur Herstellung von monochromatischen DFB-Lasern auf Basis eines Mesa-Wellenleiters mit Seitenwandgittern wurde ein Prozess entwickelt, der sich - im Vergleich zu gängigen Verfahren zur Strukturierung von DFB-Gittern - durch eine stark reduzierte Anzahl an Verfahrensschritten und eine schnelle und einfache Durchführbarkeit auszeichnet. Die elektro-optischen Kenndaten, das Fernfeld und die erreichte Gitterkopplung der um $9\ \mu\text{m}$ Wellenlänge emittierenden Laser wurde systematisch in Abhängigkeit der geometrischen Abmessungen untersucht. Für Laser mit $4\ \text{mm}$ Länge und $14\ \mu\text{m}$ mittlerer Breite wurde eine Spitzenleistung über $200\ \text{mW}$ bei einer externen Effizienz von $330\ \text{mW/A}$ und einer Schwellstromdichte von $2,1\ \text{kA/cm}^2$ bei Raumtemperatur bestimmt. Die Kopplungskoeffizienten variierten - je nach Bauteilgeometrie - zwischen 13 und $35\ \text{cm}^{-1}$ was

selbst für Laser mit 1 mm Resonatorlänge monomodigen Betrieb mit mehr als 28 dB Seitenmodenunterdrückung (limitiert durch das Signal-Rausch Verhältnis) ermöglichte. Des Weiteren wurden die Abstimmigenschaften in Abhängigkeit der Pulsbedingungen in einem großen Temperaturbereich bis 120°C untersucht und die thermische Leitfähigkeit zu 74 W/(K·cm²) ermittelt.

DFB-Laser um 14 μm, welche - durch die große Wellenlänge bedingt - höhere Schwellstromdichten aufweisen, wurden dagegen auf Basis von nasschemisch geätzten Doppelkanal-Wellenleitern mit in die Oberseite des Steges geätzten Gittern und dickem Gold auf den Stegflanken hergestellt, um eine bessere laterale Wärmeabfuhr zu erreichen. Es zeigte sich, dass Laser mit sehr breiten Stegen von 28 μm - trotz des zu erwartenden größeren thermischen Widerstandes breiter Bauteile - bei dem für die industrielle Applikation angestrebten Tastverhältnis bis maximal 10% die größte mittlere Ausgangsleistung von 11 mW bei Raumtemperatur ermöglichten. Basierend auf der Analyse des Strahlprofils und des Emissionsspektrums war trotz der großen Stegbreite ausschließlich Betrieb auf der Grundmode zu beobachten. So konnte eine Spitzenleistung von 810 mW bei einer Schwellstromdichte von 4,3 kA/cm² bei Raumtemperatur erreicht werden. Die Untersuchung der Abstimmigenschaften ergab eine thermische Leitfähigkeit von 137 W/(K·cm²). In einem Absorptionsexperiment mit Acetylen konnte eine kontinuierliche Durchstimmbarkeit über 3 cm⁻¹ innerhalb eines 2 μs langen Pulses gezeigt werden. Die spektrale Reinheit der Emission von mehr als 30 dB und die große Ausgangsleistung ermöglichten beim Einsatz in einem Gas-Analysator mit 15 m Langwegzelle eine Nachweisgrenze von 10 ppb Acetylen bei einer Messdauer von 20 s.

Um eine größere spektrale Abstimmbarkeit zu erreichen als dies mit DFB-Lasern möglich ist, wurde ein Lasertyp auf Basis von zwei gekoppelten Fabry-Perot Kavitäten entworfen, hergestellt und untersucht. Mit diesem Konzept konnte über eine geringe Stromvariation ein Umschalten zwischen verschiedenen Resonanzen erreicht werden, was bei konstanter Temperatur der Wärmesenke um Raumtemperatur einen Abstimmbereich von 5,2 cm⁻¹ ermöglichte. Unter Einbeziehung einer Variation der Temperatur der Wärmesenke konnte monomodige Emission in einem Spektralbereich von 52 cm⁻¹ erreicht und die Tauglichkeit der Laser für die Gas-Sensorik anhand einer Absorptionsmessung an Ammoniak demonstriert werden.

Da die monomodige Spitzenleistung dieser Laser jedoch konzeptbedingt auf wenige mW beschränkt war, wurde für den Einsatz weit abstimmbarer Laser in der Spurengasanalytik im letzten Teil der Arbeit ein anderer Lasertyp mit flachgeätztem Bragg-Reflektor entwickelt. Durch sorgfältige Wahl der Gitterparameter und ein spezielles Puls-Schema wurde eine über 30 cm⁻¹ quasi-kontinuierlich abstimmbare, monomodige Emission erreicht. Die Stabilität und die spektrale Reinheit des Laserlichts mit einer Seitenmodenunterdrückung von mehr als 30 dB (limitiert durch das Signal-Rausch Verhältnis) konnte

anhand von zeitaufgelösten Messungen des Abstimmvorgangs und durch ein Absorptionsexperiment mit Ethen belegt werden. Die erzielte spektrale Auflösung war durch die Messelektronik begrenzt und betrug $0,0073 \text{ cm}^{-1}$. Zudem ergab sich auch die Möglichkeit einer Analyse des thermischen Übersprechens, welche einen vernachlässigbaren Einfluss für den Pulsbetrieb der Laser zeigte und eine moderate Erwärmung benachbarter Segmente um 10% des für das vorsätzlich beheizte Segment gemessenen Wertes. Des Weiteren konnte dank der Möglichkeit zur unabhängigen Strominjektion in verschiedene Sektionen die Temperaturabhängigkeit von Verstärkung und Absorption im Resonator untersucht werden. Herausstechende Eigenschaften dieser Laser wie die Verringerung der gepulsten Chirprate im Vergleich zu DFB-Lasern um den Faktor 3 konnten anhand von systematischen Untersuchungen mit einer Vielzahl von Bauteilen analysiert und auf die zeitliche Temperaturentwicklung bzw. die räumliche Temperaturverteilung im Lasersteg zurückgeführt werden. Die optische Spitzenleistung von 600 mW und externe Effizienzen bis 300 mW/A sollten auch den Einsatz in der Spurengasanalyse erlauben, die hohe Geschwindigkeit mit der die Emissionswellenlänge variiert werden kann überdies die Untersuchung der Reaktionskinetik in der Gasphase.

Summary

The main focus of this work was the design, fabrication and characterization of widely tunable monochromatic quantum cascade laser sources based on InGaAs/InAlAs/InP gain material grown by molecular beam epitaxy. Primary targets were the development of high-power lasers in the long-wavelength region of the mid-infrared around $14\ \mu\text{m}$ as well as the design of devices with broad and fast tunability.

To gain insight into the time evolution and spatial distribution of the waste heat in the laser ridge for both pulsed and cw-operation a thermal simulation was performed. Based on the calculated thermal resistance of the laser structures optimum parameters for the fabrication process were deduced. A setup for electro-optic and spectral characterization of infrared-lasers with emission between $800\ \text{nm}$ and $16\ \mu\text{m}$ in the temperature range between -35°C and 120°C was devised and installed. In addition to automatic characterization of lasers comprising multiple segments in both pulsed and cw-operation, advanced measurements such as time-resolved analysis of the spectral evolution of the laser emission as well as electroluminescence and laser-based absorption experiments were implemented. Furthermore the refractive index and absorption characteristics of various dielectric materials were determined via FTIR-spectroscopy in order to minimize the optical losses of the fundamental lasing mode through appropriate material choice.

A fabrication procedure for monochromatic DFB-lasers based on mesa-waveguides with lateral sidewall gratings was devised. It exhibits a strongly reduced number of fabrication steps and enables a quick and simple implementation compared to established types of DFB lasers. The electro-optic characteristics as well as the farfield-profile of the laser emission and the coupling coefficient of the DFB-grating were systematically investigated in dependence of the geometry of the ridge waveguide. Lasers with a resonator length of $4\ \text{mm}$ and an average ridge width of $14\ \mu\text{m}$ showed a peak output power of more than $200\ \text{mW}$ with an external efficiency of $330\ \text{mW/A}$ and a threshold current density of $2.1\ \text{kA/cm}^2$. Coupling coefficients ranged from 13 to $35\ \text{cm}^{-1}$ for different ridge widths which enabled single-mode emission around $9\ \mu\text{m}$ wavelength with side-mode suppression ratios of more than $28\ \text{dB}$ (noise limited) even for short devices of $1\ \text{mm}$ length. Furthermore the tuning characteristics in dependence of the pulse conditions were investigated over a wide temperature range up to 120°C . The thermal conductance of such laser structures with sidewall gratings was determined to be $74\ \text{W}/(\text{K}\cdot\text{cm}^2)$.

In contrast, DFB lasers emitting around $14\ \mu\text{m}$ were fabricated as double-channel waveguides with a DFB-grating on top of the laser ridge. A thick gold layer was deposited around the laser ridge to provide enhanced heat dissipation since inherently higher losses at long wavelengths lead to higher electrical power densities during operation and subsequently the production of more waste heat. It was found that lasers with very wide ridges of $28\ \mu\text{m}$ exhibited the highest average output power of 11 mW at room temperature given the maximum targeted duty-cycle of 10% as specified by the application of industrial detection of acetylene. Based on the analysis of the beam profile and the emission spectrum, operation on the fundamental mode was observed despite the fairly large dimensions of the ridge. This way a record peak output power of 810 mW with a threshold current density of $4.3\ \text{kA}/\text{cm}^2$ at room temperature was reached. From the tuning characteristics the thermal conductance of such a device was derived to be $137\ \text{W}/(\text{K}\cdot\text{cm}^2)$. A gas absorption experiment with acetylene confirmed continuous tuning over $3\ \text{cm}^{-1}$ within a single current pulse of $2\ \mu\text{s}$ duration which covered multiple pressure broadened absorption lines. The spectral purity of more than 30 dB in combination with the high average output power enabled the application in a gas-analyzer featuring a detection limit of 10 ppb acetylene after an averaging time of 20 s.

In order to acquire greater spectral tunability compared to DFB-lasers, multisegment lasers based on two coupled FP-cavities were designed, fabricated and characterized. Single-mode emission with side-mode suppression ratios up to 30 dB, operation above room temperature and reproducible mode switching between different cavity-resonances via current-tuning was observed in accordance with theory. A tuning range of $5.2\ \text{cm}^{-1}$ was achieved at constant temperature. With additional temperature tuning single-mode emission within a spectral range of $52\ \text{cm}^{-1}$ was observed. The usability of these devices for gas sensing purposes was demonstrated with a gas absorption experiment using ammonia.

Since the monomode peak output power of these coupled cavity lasers was limited to a few mW due to constraints of the mode selection principle, the last part of the thesis deals with a novel type of multi-segment laser featuring a shallow etched Bragg-reflector. Through careful design of the grating parameters and a specific pulsing scheme quasi-continuously tunable single mode emission over $30\ \text{cm}^{-1}$ was achieved. Excellent spectral purity and pulse stability with side-mode suppression ratios greater than 30 dB (noise limited) could be demonstrated by means of time-resolved measurements of the tuning behavior. The achievable spectral resolution in an absorption experiment with ethene was shown to be better than $0.0073\ \text{cm}^{-1}$ and limited by the signal acquisition electronics. The influence of thermal crosstalk between the laser segments was investigated and found to be negligible for pulsed operation. For constant injected currents a moderate temperature rise in the neighbouring segment of about 10% compared to the value in

the deliberately heated segment was observed. Moreover the temperature dependence of both gain and waveguide absorption could be determined separately by individual current injection into different segments and subsequent analysis of the threshold currents. Outstanding characteristics of these lasers like the reduction of the laser chirp by a factor of three compared to DFB lasers were systematically investigated on the basis of a multitude of devices. Finally comprehension of the temperature evolution and the spatial distribution of the temperature in the laser resonator lead to an explanation for both phenomena. The high peak output power of 600 mW and external efficiencies up to 300 mW/A should prepare the ground for trace gas sensing applications with these devices. Their fast tuning capabilities should also enable the investigation of reaction kinetics in the gas phase with a single laser source.

Anhang

Der Schichtaufbau der verwendeten Lasermedien A bis D ist in den folgenden Tabellen angegeben. Das Wachstum der ternären Halbleiter $\text{In}_{0,532}\text{Ga}_{0,468}\text{As}$ und $\text{In}_{0,523}\text{Al}_{0,477}\text{As}$ erfolgte gitterangepasst auf InP mittels Molekularstrahlepitaxie. Die Schichtfolgen in den aktiven Zonen lassen sich den in den Bildunterschriften angegebenen Referenzen entnehmen.

Funktion	Material	Dotierung / cm^{-3}	Schichtdicke / nm
Hochdotierte Deckschicht	InP	$4,8 \cdot 10^{18}$	1000
Mantelschicht	InP	$6 \cdot 10^{16}$	2000
SC	InGaAs	$3 \cdot 10^{16}$	500
Aktive Zone	AlInAs/InGaAs	$1 \cdot 10^{17}$	2124
SC	InGaAs	$3 \cdot 10^{16}$	500
Mantelschicht/Substrat	InP	$2 \cdot 10^{17}$	

Tabelle A.1: Aufbau des Lasermediums A. Die 35 Kaskaden in der aktiven Zone basieren auf einem Design mit vier Quantenfilmen im aktiven Bereich [LWH⁺06]. Das Zentrum des Verstärkungsbereichs liegt bei Raumtemperatur bei $8,7 \mu\text{m}$.

Funktion	Material	Dotierung / cm^{-3}	Schichtdicke / nm
Hochdotierte Deckschicht	InP	$6 \cdot 10^{18}$	100
Mantelschicht	InP	$5,5 \cdot 10^{16}$	4000
SC	InGaAs	$3,3 \cdot 10^{16}$	1400
Aktive Zone	AlInAs/InGaAs	$1,4 \cdot 10^{17}$	3930
SC	InGaAs	$3,3 \cdot 10^{16}$	1100
Mantelschicht/Substrat	InP	$2 \cdot 10^{17}$	

Tabelle A.2: Aufbau des Lasermediums B. Die 50 Kaskaden in der aktiven Zone basieren auf einem bound-to-continuum Design das ursprünglich für Emission um $15 \mu\text{m}$ entwickelt wurde [RHBF01]. Die vorgenommenen Veränderungen am Wellenleiter sind in [FSF⁺11] beschrieben und begründet. Das Zentrum des Verstärkungsbereiches liegt bei Raumtemperatur bei $13,5 \mu\text{m}$.

Funktion	Material	Dotierung / cm^{-3}	Schichtdicke / nm
Hochdotierte Deckschicht	InGaAs	$1 \cdot 10^{19}$	50
Plasmonischer Einschluss	InGaAs	$3 \cdot 10^{18}$	500
Mantelschicht	InP	$1 \cdot 10^{17}$	4000
SC	InGaAs	$6 \cdot 10^{16}$	300
Aktive Zone	AlInAs/InGaAs	$2 \cdot 10^{17}$	2684
SC	InGaAs	$6 \cdot 10^{16}$	200
Mantelschicht/Substrat	InP	$2 \cdot 10^{17}$	

Tabelle A.3: Aufbau des Lasermediums C. Die 40 Kaskaden in der aktiven Zone basieren auf dem kurzwelligen bound-to-continuum Design in [MMG⁺06]. Das Zentrum des Verstärkungsbeereiches liegt bei Raumtemperatur bei $8,7 \mu\text{m}$.

Funktion	Material	Dotierung / cm^{-3}	Schichtdicke / nm
Hochdotierte Deckschicht	InP	$4 \cdot 10^{18}$	800
Mantelschicht	InP	$5 \cdot 10^{16}$	3500
SC	InGaAs	$5 \cdot 10^{16}$	1000
Aktive Zone	AlInAs/InGaAs	$2,5 \cdot 10^{17}$	2474
SC	InGaAs	$5 \cdot 10^{16}$	700
Mantelschicht/Substrat	InP	$2 \cdot 10^{17}$	

Tabelle A.4: Aufbau des Lasermediums D. Die 35 Kaskaden in der aktiven Zone basieren auf dem langwelligen bound-to-continuum Design in [MMG⁺06]. Das Zentrum des Verstärkungsbeereiches liegt bei Raumtemperatur bei $10,1 \mu\text{m}$.

Literaturverzeichnis

- [Ada91] ADACHI, S.: *Properties of indium phosphide*. INSPEC, 1991
- [Ald03] ALDA, J.: Laser and Gaussian beam propagation and transformation. In: *Encyclopedia of Optical Engineering* (2003), S. 999–1013
- [AS82] ARAKAWA, Y. ; SAKAKI, H.: Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current. In: *Applied Physics Letters* 40 (1982), Nr. 11, S. 939–941
- [BBHL04] BEYER, T. ; BRAUN, M. ; HARTWIG, S. ; LAMBRECHT, A.: Linewidth measurement of free-running, pulsed, distributed feedback quantum cascade lasers. In: *Journal of Applied Physics* 95 (2004), S. 4551
- [BBT⁺11] BAI, Y. ; BANDYOPADHYAY, N. ; TSAO, S. ; SLIVKEN, S. ; RAZEGHI, M.: Room temperature quantum cascade lasers with 27% wall plug efficiency. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), S. 181102
- [BBT⁺13] BANDYOPADHYAY, N ; BAI, Y ; TSAO, S ; NIDA, S ; SLIVKEN, S ; RAZEGHI, M: Continuous-wave room-temperature operation of $\lambda \approx 3\mu\text{m}$ quantum cascade laser. In: *SPIE OPTO* International Society for Optics and Photonics, 2013, S. 86310M–86310M
- [BDS⁺07] BAI, Y. ; DARVISH, SR ; SLIVKEN, S. ; SUNG, P. ; NGUYEN, J. ; EVANS, A. ; ZHANG, W. ; RAZEGHI, M.: Electrically pumped photonic crystal distributed feedback quantum cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), Nr. 14, S. 141123–141123
- [Bel72] BELL, R.J.: *Introductory Fourier transform spectroscopy*. Academic Press, 1972
- [BHA⁺02] BECK, M. ; HOFSTETTER, D. ; AELLEN, T. ; FAIST, J. ; OESTERLE, U. ; ILEGEMS, M. ; GINI, E. ; MELCHIOR, H.: Continuous wave operation of a mid-infrared semiconductor laser at room temperature. In: *Science* 295 (2002), Nr. 5553, S. 301

-
- [BMP⁺11] BLANCHARD, R. ; MENZEL, S. ; PFLUGL, C. ; DIEHL, L. ; WANG, C. ; HUANG, Y. ; RYOU, JH ; DUPUIS, RD ; DAL NEGRO, L. ; CAPASSO, F.: Gratings with an aperiodic basis: single-mode emission in multi-wavelength lasers. In: *New Journal of Physics* 13 (2011), S. 113023
- [BRH⁺12] BISMUTO, A ; RIEDI, S ; HINKOV, B ; BECK, M ; FAIST, J: Sb-free quantum cascade lasers in the 3-4 μm spectral range. In: *Semiconductor Science and Technology* 27 (2012), Nr. 4, 045013. <http://stacks.iop.org/0268-1242/27/i=4/a=045013>
- [BSBR12] BANDYOPADHYAY, N. ; SLIVKEN, S. ; BAI, Y. ; RAZEGHI, M.: High power, continuous wave, room temperature operation of $\lambda \approx 3.4\mu\text{m}$ and $\lambda \approx 3.55\mu\text{m}$ InP-based quantum cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 100 (2012), Nr. 21, S. 212104–212104
- [BTBF10] BISMUTO, A. ; TERAZZI, R. ; BECK, M. ; FAIST, J.: Electrically tunable, high performance quantum cascade laser. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), Nr. 14, S. 141105–141105
- [BVK⁺05] BEWLEY, WW ; VURGAFTMAN, I. ; KIM, CS ; MEYER, JR ; NGUYEN, J. ; EVANS, A. ; YU, JS ; DARVISH, SR ; SLIVKEN, S. ; RAZEGHI, M.: Characterization and analysis of single-mode high-power continuous-wave quantum-cascade laser. In: *Journal of applied physics* 98 (2005), S. 084508
- [BW83] BETZ, G. ; WEHNER, GK: Sputtering by particle bombardment. (1983)
- [CC95] COLDREN, L.A. ; CORZINE, S.W.: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. 1. Auflage. Wiley, 1995. – ISBN 0-471-11875-3
- [CET74] CHANG, L.L. ; ESAKI, L. ; TSU, R.: In: *Appl. Phys. Lett.* 24(12) (1974), S. 593–595
- [CGM⁺08] CARRAS, M. ; GARCIA, M. ; MARCADET, X. ; PARILLAUD, O. ; DE ROSSI, A. ; BANSROPUN, S.: Top grating index-coupled distributed feedback quantum cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), Nr. 1, S. 011109–011109
- [CKW⁺03] CALLEBAUT, H. ; KUMAR, S. ; WILLIAMS, B.S. ; HU, Q. ; RENO, J.L.: Analysis of transport properties of terahertz quantum cascade lasers. In: *Applied Physics Letters* 83 (2003), S. 207
- [CTD⁺10] CATHABARD, O. ; TEISSIER, R. ; DEVENSON, J. ; MORENO, JC ; BARANOV, AN: Quantum cascade lasers emitting near 2.6 μm . In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), Nr. 14, S. 141110–141110

- [DBC⁺06] DIEHL, L. ; BOUR, D. ; CORZINE, S. ; ZHU, J. ; HÖFLER, G. ; LONČAR, M. ; TROCCOLI, M. ; CAPASSO, F.: High-temperature continuous wave operation of strain-balanced quantum cascade lasers grown by metal organic vapor-phase epitaxy. In: *Applied Physics Letters* 89 (2006), S. 081101
- [Dem] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik, volume 2: Elektrizität und Optik*
- [DZE⁺06] DARVISH, SR ; ZHANG, W. ; EVANS, A. ; YU, JS ; SLIVKEN, S. ; RAZEGHI, M.: High-power, continuous-wave operation of distributed-feedback quantum-cascade lasers at $\lambda = 7.8\mu\text{m}$. In: *Applied Physics Letters* 89 (2006), Nr. 25, S. 251119–251119
- [FCS⁺94] FAIST, J. ; CAPASSO, F. ; SIVCO, D.L. ; SIRTORI, C. ; HUTCHINSON, A.L. ; CHO, A.Y.: Quantum cascade laser. In: *Science* 264 (1994), S. 553–556
- [FCS⁺95] FAIST, J. ; CAPASSO, F. ; SIVCO, D.L. ; HUTCHINSON, A.L. ; SIRTORI, C. ; CHO, A.Y.: Quantum cascade laser: A new optical source in the mid-infrared. In: *Infrared Physics & Technology* 36 (1995), Nr. 1, S. 99–103
- [FCS⁺96] FAIST, J. ; CAPASSO, F. ; SIRTORI, C. ; SIVCO, D.L. ; BAILLARGEON, J.N. ; HUTCHINSON, A.L. ; CHU, S.N.G. ; CHO, A.Y.: High power mid-infrared ($\lambda=5\mu\text{m}$) quantum cascade lasers operating above room temperature. In: *Applied Physics Letters* 68 (1996), S. 3680
- [FD87] FULTON, TA ; DOLAN, GJ: Observation of single-electron charging effects in small tunnel junctions. In: *Physical Review Letters* 59 (1987), Nr. 1, S. 109
- [FFH⁺12] FUCHS, Peter ; FRIEDL, Jochen ; HÖFLING, Sven ; KOETH, Johannes ; FORCHEL, Alfred ; WORSCHSCH, Lukas ; KAMP, Martin: Single mode quantum cascade lasers with shallow-etched distributed Bragg reflector. In: *Opt. Express* 20 (2012), Feb, Nr. 4, 3890–3897. <http://dx.doi.org/10.1364/OE.20.003890>. – DOI 10.1364/OE.20.003890
- [FSF⁺11] FUCHS, P. ; SEMMEL, J. ; FRIEDL, J. ; HOFLING, S. ; KOETH, J. ; WORSCHSCH, L. ; FORCHEL, A.: Distributed feedback quantum cascade lasers at $13.8\mu\text{m}$ on indium phosphide. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), Nr. 21, S. 211118–211118
- [FSG00] FINGER, N. ; SCHRENK, W. ; GORNIK, E.: Analysis of TM-polarized DFB laser structures with metal surface gratings. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 36 (2000), Nr. 7, S. 780–786

-
- [FSK⁺10] FUCHS, P. ; SEUFERT, J. ; KOETH, J. ; SEMMEL, J. ; HÖFLING, S. ; WORSCHKECH, L. ; FORCHEL, A.: Widely tunable quantum cascade lasers with coupled cavities for gas detection. In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), Nr. 18, S. 181111
- [Fuc07] FUCHS, P.: *Herstellung und Charakterisierung monomodig emittierender Double-Channel Quantenkaskadenlaser auf Indiumphosphid*, Universität Würzburg, Diplomarbeit, 2007
- [FYE⁺10] FUJITA, K. ; YAMANISHI, M. ; EDAMURA, T. ; SUGIYAMA, A. ; FURUTA, S.: Extremely high T0-values (≈ 450 K) of long-wavelength ($15 \mu\text{m}$), low-threshold-current-density quantum-cascade lasers based on the indirect pump scheme. In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), Nr. 20, S. 201109
- [GCSC01] GMACHL, C. ; CAPASSO, F. ; SIVCO, D.L. ; CHO, A.Y.: Recent progress in quantum cascade lasers and applications. In: *Reports on progress in physics* 64 (2001), S. 1533
- [GFB⁺97] GMACHL, C. ; FAIST, J. ; BAILARGEON, J.N. ; CAPASSO, F. ; SIRTORI, C. ; SIVCO, D.L. ; CHU, S.N.G. ; CHO, A.Y.: Complex-coupled quantum cascade distributed-feedback laser. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 9 (1997), Nr. 8, S. 1090–1092
- [GPSS05] GOLKA, S. ; PFLUGL, C. ; SCHRENK, W. ; STRASSER, G.: Quantum cascade lasers with lateral double-sided distributed feedback grating. In: *Applied Physics Letters* 86 (2005), Nr. 11, S. 111103–111103
- [GSB⁺01] GMACHL, C. ; SIVCO, D.L. ; BAILARGEON, J.N. ; HUTCHINSON, A.L. ; CAPASSO, F. ; CHO, A.Y.: Quantum cascade lasers with a heterogeneous cascade: Two-wavelength operation. In: *Applied Physics Letters* 79 (2001), S. 572
- [HCCG12] HUANG, X. ; CHIU, Y. ; CHARLES, W.O. ; GMACHL, C.: Ridge-width dependence of the threshold of long wavelength ($\lambda=14 \mu\text{m}$) quantum cascade lasers with sloped and vertical sidewalls. In: *Optics Express* 20 (2012), Nr. 3, S. 2539–2547
- [HCG11] HUANG, X. ; CHARLES, W.O. ; GMACHL, C.: Temperature-insensitive long-wavelength ($\lambda=14 \mu\text{m}$) Quantum Cascade lasers with low threshold. In: *Optics Express* 19 (2011), Nr. 9, S. 8297–8302

- [HHR⁺06] HÖFLING, S. ; HEINRICH, J. ; REITHMAIER, JP ; FORCHEL, A. ; SEUFERT, J. ; FISCHER, M. ; KOETH, J.: Widely tunable single-mode quantum cascade lasers with two monolithically coupled Fabry-Perot cavities. In: *Applied physics letters* 89 (2006), S. 241126
- [HHw04] HITRAN, Website ; HIT.WEBSITE2004 ; WWW.HITRAN.COM: (2004)
- [HLG⁺00] HVOZDARA, L. ; LUGSTEIN, A. ; GIANORDOLI, S. ; SCHRENK, W. ; STRASSER, G. ; UNTERRAINER, K. ; BERTAGNOLLI, E. ; GORNIK, E.: Self-aligned coupled cavity GaAs/AlGaAs midinfrared quantum-cascade laser. In: *Applied Physics Letters* 77 (2000), S. 1077
- [HMF10] HUGI, A. ; MAULINI, R. ; FAIST, J.: External cavity quantum cascade laser. In: *Semiconductor Science and Technology* 25 (2010), S. 083001
- [HSS⁺11] HERBST, J. ; SCHERER, B. ; SINGER, F. ; ERB, J. ; LAMBRECHT, A. ; RATHKE, C. ; FILIP, S. ; KAPPLER, J. ; FUCHS, P. ; KOETH, J. u. a.: Acetylene measurement using quantum cascade lasers at 14 μ m. In: *Proceedings of SPIE* Bd. 7945, 2011, S. 79450J
- [HWM⁺11] HUBNER, M. ; WELZEL, S. ; MARINOV, D. ; GUAITELLA, O. ; GLITSCH, S. ; ROUSSEAU, A. ; ROPCKE, J.: TRIPLE Q: A three channel quantum cascade laser absorption spectrometer for fast multiple species concentration measurements. In: *Review of Scientific Instruments* 82 (2011), Nr. 9, S. 093102–093102
- [Kam03] KAMP, M.: *Untersuchung von Halbleiterlasern mit lateraler verteilter Rückkopplung*, Bayerische Julius-Maximilians-Universität Würzburg, Diss., 2003
- [KGC⁺00] KÖHLER, R. ; GMACHL, C. ; CAPASSO, F. ; TREDICUCCI, A. ; SIVCO, D.L. ; CHO, A.Y.: Single-mode tunable quantum cascade lasers in the spectral range of the CO₂ laser at $\lambda \cong 9.5 - 10.5 \mu\text{m}$. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 12 (2000), Nr. 5, S. 474–476
- [KGT⁺00] KÖHLER, R. ; GMACHL, C. ; TREDICUCCI, A. ; CAPASSO, F. ; SIVCO, D.L. ; CHU, S.N.G. ; CHO, A.Y.: Single-mode tunable, pulsed, and continuous wave quantum-cascade distributed feedback lasers at $\lambda \cong 4.6 - 4.7 \mu\text{m}$. In: *Applied Physics Letters* 76 (2000), S. 1092
- [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

-
- [KLC⁺04] KIM, J. ; LERTTAMRAB, M. ; CHUANG, S.L. ; GMACHL, C. ; SIVCO, D.L. ; CAPASSO, F. ; CHO, A.Y.: Theoretical and experimental study of optical gain and linewidth enhancement factor of type-I quantum-cascade lasers. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 40 (2004), Nr. 12, S. 1663–1674
- [KS71] KAZARINOV, R.F. ; SURIS, R.A.: Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice. In: *Sov. Phys. Semicond.* 5 (1971), Nr. 4, S. 707–709
- [KS72] KAZARINOV, R.F. ; SURIS, R.A.: Electric and electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice. In: *Sov. Phys. Semicond.* 6 (1972), Nr. 1, S. 120–131
- [KVBA09] KATZ, S. ; VIZBARAS, A. ; BOEHM, G. ; AMANN, MC: Injectorless quantum cascade laser operating in continuous wave above room temperature. In: *Semiconductor Science and Technology* 24 (2009), S. 122001
- [KWB⁺08] KOSTEREV, A. ; WYSOCKI, G. ; BAKHIRKIN, Y. ; SO, S. ; LEWICKI, R. ; FRASER, M. ; TITTEL, F. ; CURL, R.F.: Application of quantum cascade lasers to trace gas analysis. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 90 (2008), 165-176. <http://dx.doi.org/10.1007/s00340-007-2846-9>. – ISSN 0946–2171. – 10.1007/s00340-007-2846-9
- [Lam05] LAMBRECHT, A.: Quantum cascade lasers, systems, and applications in Europe. In: *Proc. of SPIE Vol Bd.* 5732, 2005, S. 123
- [Las] Simulationssoftware *Lasim* entwickelt von Prof. Dr. Martin Kamp, Technische Physik, Universität Würzburg. E-Mail: martin.kamp@physik.uni-wuerzburg.de.
- [LBA⁺07] LEE, B.G. ; BELKIN, M.A. ; AUDET, R. ; MACARTHUR, J. ; DIEHL, L. ; PFLÜGL, C. ; CAPASSO, F. ; OAKLEY, D.C. ; CHAPMAN, D. ; NAPOLEONE, A. u. a.: Widely tunable single-mode quantum cascade laser source for mid-infrared spectroscopy. In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), S. 231101
- [LCG⁺03] LERTTAMRAB, M. ; CHUANG, S.L. ; GMACHL, C. ; SIVCO, DL ; CAPASSO, F. ; CHO, AY: Linewidth enhancement factor of a type-I quantum-cascade laser. In: *Journal of Applied Physics* 94 (2003), S. 5426
- [Lev96] LEVINSTEIN, M.: *Handbook series on semiconductor parameters/1*. World Scientific, 1996

- [Lev99] LEVINSTEIN, M.: *Handbook series on semiconductor parameters/2*. World Scientific, 1999
- [LKG⁺09] LEE, B. ; KANSKY, J. ; GOYAL, A.K. ; PFLÜGL, C. ; DIEHL, L. ; BELKIN, M.A. ; SANCHEZ, A. ; CAPASSO, F.: Beam combining of quantum cascade laser arrays. In: *Optics Express* 17 (2009), Nr. 18, S. 16216–16224
- [LRLR11] LENDL, B. ; REIDL-LEUTHNER, C. ; RITTER, W.: Mid-IR quantum cascade lasers as an enabling technology for a new generation of chemical analyzers for liquids. In: *Proceedings of SPIE* Bd. 7945, 2011, S. 794503
- [LSW⁺11] LIU, P.Q. ; SLADEK, K. ; WANG, X. ; FAN, J.Y. ; GMACHL, C.F.: Single-mode quantum cascade lasers employing a candy-cane shaped monolithic coupled cavity. In: *Applied Physics Letters* 99 (2011), Nr. 24, S. 241112–241112
- [LWH⁺06] LIU, Z. ; WASSERMAN, D. ; HOWARD, S.S. ; HOFFMAN, A.J. ; GMACHL, C.F. ; WANG, X. ; TANBUN-EK, T. ; CHENG, L. ; CHOA, F.S.: Room-temperature continuous-wave quantum cascade lasers grown by MOCVD without lateral regrowth. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 18 (2006), Nr. 12, S. 1347–1349
- [Man04] MANN, C.: *Entwurf und Charakterisierung von Quantenkaskadenlasern*, Universitätsbibliothek Freiburg, Diss., 2004
- [MBF⁺99] MÜLLER, A. ; BECK, M. ; FAIST, J. ; OESTERLE, U. ; ILEGEMS, M.: Electrically tunable, room-temperature quantum-cascade lasers. In: *Applied physics letters* 75 (1999), S. 1509
- [Miz99] MIZAIKOFF, B.: Mid-infrared evanescent wave sensors—a novel approach for subsea monitoring. In: *Measurement Science and Technology* 10 (1999), S. 1185
- [MJT09] MANNE, J. ; JÄGER, W. ; TULIP, J.: Sensitive detection of ammonia and ethylene with a pulsed quantum cascade laser using intra and interpulse spectroscopic techniques. In: *Applied Physics B: Lasers and Optics* 94 (2009), Nr. 2, S. 337–344
- [MMG⁺06] MAULINI, R. ; MOHAN, A. ; GIOVANNINI, M. ; FAIST, J. ; GINI, E.: External cavity quantum-cascade laser tunable from 8.2 to 10.4 μm using a gain element with a heterogeneous cascade. In: *Applied physics letters* 88 (2006), Nr. 20, S. 201113–201113

-
- [MSJT06] MANNE, J. ; SUKHORUKOV, O. ; JÄGER, W. ; TULIP, J.: Pulsed quantum cascade laser-based cavity ring-down spectroscopy for ammonia detection in breath. In: *Applied optics* 45 (2006), Nr. 36, S. 9230–9237
- [MSY⁺11] MUJAGIĆ, E. ; SCHWARZER, C. ; YAO, Y. ; CHEN, J. ; GMACHL, C. ; STRASSER, G.: Two-dimensional broadband distributed-feedback quantum cascade laser arrays. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), S. 141101
- [MW05] MARTINI, R. ; WHITTAKER, EA: Quantum cascade laser-based free space optical communications. In: *Journal of Optical and Fiber Communications Research 2* (2005), Nr. 4, S. 279–292
- [PLM⁺12] PATEL, C. Kumar N. ; LYAKH, Arkadiy ; MAULINI, Richard ; TSEKOUN, Alexei ; TADJIKOV, Boris: *QCL as a game changer in MWIR and LWIR military and homeland security applications*. <http://dx.doi.org/10.1117/12.920476>. Version: 2012
- [QS01] QUIRK, M. ; SERDA, J.: *Semiconductor manufacturing technology*. Bd. 3. Prentice Hall New Jersey, 2001
- [RHBF01] ROCHAT, M. ; HOFSTETTER, D. ; BECK, M. ; FAIST, J.: Long-wavelength ($\lambda=16 \mu\text{m}$), room-temperature, single-frequency quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition. In: *Applied Physics Letters* 79 (2001), S. 4271
- [RNW⁺06] ROSS, IM ; NG, WH ; WILSON, LR ; LUXMOORE, IJ ; COCKBURN, JW ; KRYSA, A. ; CULLIS, AG ; ROBERTS, JS: Fabrication of novel quantum cascade lasers using focused ion beam (FIB) processing. In: *Journal of Physics: Conference Series* Bd. 26 IOP Publishing, 2006, S. 215
- [SCF⁺98] SIRTORI, C. ; CAPASSO, F. ; FAIST, J. ; HUTCHINSON, A.L. ; SIVCO, D.L. ; CHO, A.Y.: Resonant tunneling in quantum cascade lasers. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 34 (1998), Nr. 9, S. 1722–1729
- [Shi07] SHIELDS, A.J.: Semiconductor quantum light sources. In: *Nature Photonics* 1 (2007), Nr. 4, S. 215–223
- [SHL⁺06] SONG, S. ; HOWARD, S.S. ; LIU, Z. ; DIRISU, A.O. ; GMACHL, C.F. ; ARNOLD, C.B.: Mode tuning of quantum cascade lasers through optical processing of chalcogenide glass claddings. In: *Applied physics letters* 89 (2006), S. 041115

- [SHM96] SARANGAN, AM ; HUANG, W.P. ; MAKINO, T.: A ridge waveguide DFB laser model including transverse carrier and optical effects. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 32 (1996), Nr. 3, S. 408–416
- [SHT⁺02] SUZUKI, T. ; HANEJI, N. ; TADA, K. ; SHIMOGAKI, Y. ; NAKANO, Y.: Electron Cyclotron Resonance-Reactive Ion Beam Etching of InP by Cyclic Injection of CH₄/H₂/Ar and O₂. In: *Jpn. J. Appl. Phys., Part 1* (2002), Nr. 41, S. 15
- [SKH⁺08] SEMMEL, J. ; KAISER, W. ; HOFMANN, H. ; HOFLING, S. ; FORCHEL, A.: Single mode emitting ridge waveguide quantum cascade lasers coupled to an active ring resonator filter. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), Nr. 21, S. 211106–211106
- [SNHF07] SEMMEL, J. ; NAHLE, L. ; HOFLING, S. ; FORCHEL, A.: Edge emitting quantum cascade microlasers on InP with deeply etched one-dimensional photonic crystals. In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), Nr. 7, S. 071104–071104
- [SP00] SHUL, R.J. ; PEARTON, S.J.: *Handbook of advanced plasma processing techniques*. Springer Verlag, 2000
- [SYE⁺04] SLIVKEN, S. ; YU, JS ; EVANS, A. ; DAVID, J. ; DORIS, L. ; RAZEGHI, M.: Ridge-width dependence on high-temperature continuous-wave quantum-cascade laser operation. In: *Photonics Technology Letters, IEEE* 16 (2004), Nr. 3, S. 744–746
- [Sze08] SZE, S.M.: *Semiconductor devices: physics and technology*. John Wiley & Sons, 2008
- [Szy11] SZYMAŃSKI, M.: Calculation of the cross-plane thermal conductivity of a quantum cascade laser active region. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 44 (2011), S. 085101
- [Tac01] TACKE, M.: Lead–salt lasers. In: *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 359 (2001), Nr. 1780, S. 547–566
- [TBKW06] TITTEL, F.K. ; BAKHIRKIN, Y. ; KOSTEREV, A.A. ; WYSOCKI, G.: Recent advances in trace gas detection using quantum and interband cascade lasers. In: *REVIEW OF LASER ENGINEERING-LASER SOCIETY OF JAPAN* 34 (2006), Nr. 4, S. 275
- [Web05] WEBSTER, Christopher R.: Measuring methane and its isotopes ¹²CH₄, ¹³CH₄, and CH₃D on the surface of Mars with in situ laser spectroscopy.

In: *Appl. Opt.* 44 (2005), Mar, Nr. 7, 1226–1235. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.44.001226>. – DOI 10.1364/AO.44.001226

- [WGF⁺06] WITTMANN, A. ; GIOVANNINI, M. ; FAIST, J. ; HVOZDARA, L. ; BLASER, S. ; HOFSTETTER, D. ; GINI, E.: Room temperature, continuous wave operation of distributed feedback quantum cascade lasers with widely spaced operation frequencies. In: *Applied physics letters* 89 (2006), S. 141116
- [WHH⁺10] WELZEL, S. ; HEMPEL, F. ; HÜBNER, M. ; LANG, N. ; DAVIES, P.B. ; RÖPCKE, J.: Quantum cascade laser absorption spectroscopy as a plasma diagnostic tool: an overview. In: *Sensors* 10 (2010), Nr. 7, S. 6861–6900
- [WIA10] WAKAYAMA, Y. ; IWAMOTO, S. ; ARAKAWA, Y.: Switching operation of lasing wavelength in mid-infrared ridge-waveguide quantum cascade lasers coupled with microcylindrical cavity. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), S. 171104
- [WSK⁺06] WILLER, U. ; SARAJI, M. ; KHORSANDI, A. ; GEISER, P. ; SCHADE, W.: Near- and mid-infrared laser monitoring of industrial processes, environment and security applications. In: *Optics and lasers in engineering* 44 (2006), Nr. 7, S. 699–710
- [YC10] YU, P. ; CARDONA, M.: *Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties*. Springer Verlag, 2010
- [YFW⁺09] YAO, Y. ; FRANZ, K.J. ; WANG, X. ; FAN, J.Y. ; GMACHL, C.: A widely voltage-tunable quantum cascade laser based on two-step coupling. In: *Applied Physics Letters* 95 (2009), Nr. 2, S. 021105–021105
- [YLH⁺09] YAO, Y. ; LIU, Z. ; HOFFMAN, A.J. ; FRANZ, K.J. ; GMACHL, C.F.: Voltage tunability of quantum cascade lasers. In: *Quantum Electronics, IEEE Journal of* 45 (2009), Nr. 6, S. 730–736
- [YSD⁺05] YU, JS ; SLIVKEN, S. ; DARVISH, SR ; EVANS, A. ; GOKDEN, B. ; RAZEGHI, M.: High-power, room-temperature, and continuous-wave operation of distributed-feedback quantum-cascade lasers at 4.8 μm . In: *Applied Physics Letters* 87 (2005), Nr. 4, S. 041104–041104
- [YSE⁺06] YU, JS ; SLIVKEN, S. ; EVANS, A. ; DARVISH, SR ; NGUYEN, J. ; RAZEGHI, M.: High-power $\lambda = 9.5\mu\text{m}$ quantum-cascade lasers operating above room temperature in continuous-wave mode. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 091113

- [Yur09] YURAN, W.: Terahertz Quantum Cascade Laser. In: *Electronic Technology* 9 (2009), S. 028
- [YWFG10] YAO, Y. ; WANG, X. ; FAN, J.Y. ; GMACHL, C.F.: High performance continuum-to-continuum quantum cascade lasers with a broad gain bandwidth of over 400 cm^{-1} . In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), S. 081115
- [ZNF⁺10] ZELLER, W. ; NAEHLE, L. ; FUCHS, P. ; GERSCHUETZ, F. ; HILDEBRANDT, L. ; KOETH, J.: DFB Lasers Between 760 nm and 16 μm for Sensing Applications. In: *Sensors* 10 (2010), Nr. 4, S. 2492–2510
- [Zor93] ZORY, P.S.: *Quantum well lasers*. Academic Pr, 1993

Abkürzungs- und Symbolverzeichnis

Symbole

α	Summe der Verluste im Wellenleiter und an den Spiegeln
α_i	Verluste im Wellenleiter
α_m	Spiegelverluste
α_{DBR}	Verluste im DBR-Segment
A	Fläche des Lasersteiges
a	Temperaturleitfähigkeit
c_w	Wärmekapazität
c	Lichtgeschwindigkeit
Δt	zeitl. Verzögerung zwischen erstem und zweitem Strompuls
$\Delta\lambda_S$	Breite des Stoppbandes
$\Delta\lambda_S$	Breite des spektralen Sprungbereichs von DBR-QC-Lasern
$\Delta E_C, \Delta E_V$	Diskontinuität im Leitungs- bzw. Valenzband
$\Delta E_{Ph,LO}$	LO-Phonon Energie
ϵ_0	Dielektrizitätskonstante im Vakuum
η_d	externe differentielle Quanteneffizienz
$\eta_{ext,G}$	externe Effizienz ermittelt aus der Leistung aus der Facette des Gewinn-Segmentes eines DBR-QC-Lasers
η_{ext}	externe Effizienz
e	Elementarladung
E_g	Bandlücke

E_i	Energie des elektronischen Subband-Zustandes i
f	Repetitionsrate
Γ	Füllfaktor
g_0	Gewinnkoeffizient bezüglich der Stromdichte
g_{th}	Verstärkung an der Laserschwelle
G_{th}	Thermische Leitfähigkeit
h	Plancksche Konstante
\bar{I}	mittlere elektrische Stromstärke
I	elektrische Spitzen-Stromstärke
I_a	Elektrische Spitzen-Stromstärke im aktiven Segment eines CC-QC-Lasers
$I_{bias,p}$	Konstantstrom im passiven Segment eines CC-QC-Lasers
$I_{DBR,bias}$	Konstantstrom im DBR-Segment eines DBR-QC-Lasers
I_{DBR}	Elektrische Spitzen-Stromstärke im DBR-Segment eines DBR-QC-Lasers
I_G	Elektrische Spitzen-Stromstärke im Gewinn-Segment eines DBR-QC-Lasers
$I_{p,max}$	elektrische Spitzen-Stromstärke bei der P_{max} erreicht wird
I_{phase}	Konstantstrom im Gewinn-Segment eines DBR-QC-Lasers
$I_{th,G}$	Elektrischer Spitzen-Schwellstrom im Gewinn-Segment eines DBR-QC-Lasers
I_{th}	gepulste Spitzen-Stromstärke bei welcher die Laserschwelle erreicht wird
J	elektrische Spitzen-Stromdichte
J_0	gepulste Spitzen-Schwellstromdichte bei 0K
J_{th}	Spitzen-Schwellstromdichte

$J_{th,G}$	Elektrische Spitzen-Schwellstromdichte im Gewinn-Segment eines DBR-QC-Lasers
κ	Kopplungskoeffizient
κ_w	Wärmeleitfähigkeit
K	Kopplung
Λ	Gitterperiode
λ	Wellenlänge im Vakuum
λ_B	Bragg-Wellenlänge des DFB-Gitters
Λ_{DBR}	Periode des Gitters im DBR-Segment
λ_{DBR}	Bragg-Wellenlänge des DBR-Gitters
L_k	Länge einer Funktionseinheit in der aktiven Zone
L_G	Länge des Gewinnsegmentes eines DBR-Lasers
L	Resonatorlänge
L_a	Länge des aktiven Segmentes eines CC-QC-Lasers
L_p	Länge des passiven Segmentes eines CC-QC-Lasers
$L_{DBR,eff}$	effektive Länge des DBR-Segmentes
L_{DBR}	Länge des Lasersegmentes mit DB-Reflektor
L_g	Länge der Lücke zwischen aktivem und passivem Segment eines CC-QC-Lasers
L_{kav}	Länge der Laserkavität eines DBR-QC-Lasers
\bar{n}	effektiver Brechungsindex
\bar{n}_{DBR}	effektiver Brechungsindex des DBR-Segmentes
\bar{n}_g	effektiver Gruppenindex
$\tilde{\nu}$	Wellenzahl
N_i	Elektronendichte im Energie-Niveau i

N_k	Anzahl der Perioden in der aktiven Zone
\bar{P}	zeitliches Mittel der optischen Leistung
\bar{P}_{diss}	zeitlich gemittelte Verlustleistung
P	optische Spitzenleistung
P_{DBR}	optische Spitzenleistung eines DBR-QC-Lasers aus der DBR-seitigen Facette
P_{ges}	gesamte optische Spitzenleistung eines DBR-QC-Lasers
P_G	optische Spitzenleistung eines DBR-QC-Lasers aus der Facette des Gewinn-Segmentes
P_{max}	maximale optische Spitzenleistung
ρ	Dichte
R	intensitätsbezogene Reflektivität
r	komplexer Reflektionskoeffizient
R_{DBR}	intensitätsbezogene Reflektivität des DBR-Segmentes
r_{DBR}	Reflektionskoeffizient des DBR-Segmentes eines DBR-QC-Lasers
R_{diff}	Differentieller Widerstand
r_G	Reflektionskoeffizient der Facette im Gewinn-Segment eines DBR-QC-Lasers
τ	Dauer des Strompulses im DFB-Laser
τ_a	Dauer des Pulses im aktiven Segment eines CC-QC-Lasers
τ_{DBR}	Dauer des Pulses im DBR-Segment eines DBR-QC-Lasers
τ_G	Dauer des Pulses im Gewinn-Segment eines DBR-QC-Lasers
τ_{lase}	zeitliche Dauer der Laseremission
$\tilde{\tau}_{ij}$	Intersubband-Lebensdauer für den Übergang von Zustand i in j
$\tilde{\tau}_i$	Intersubband-Lebensdauer des Zustandes i
T_0	charakteristische Temperatur

T_{DBR}	Temperatur des DBR-Segmentes
T_G	Temperatur des Gewinn-Segmentes eines DBR-QC-Lasers
T_{sink}	Temperatur der Wärmesenke
U	elektrische Spannung
U_a	Elektrische Spannung am aktiven Segment eines CC-QC-Lasers
U_e	Einsatzspannung
$U_{bias,p}$	Elektrische Spannung im passiven Segment eines CC-QC-Lasers
U_{DBR}	Elektrische Spannung am DBR-Segment eines DBR-QC-Lasers
U_G	Elektrische Spannung am Gewinn-Segment eines DBR-QC-Lasers
$U_{p,max}$	Betriebsspannung bei der P_{max} erreicht wird
U_{th}	elektrische Spannung bei welcher die Laserschwelle erreicht wird
W	Mittlere Breite des Wellenleiters
z_{ij}	Matrizelement des Überganges von Zustand i nach Zustand j

Abkürzungen

BCB	Benzocyclobuten
BH	vergrabene Heterostruktur, engl. <i>buried heterostructure</i>
CC	gekoppelte Kavitäten, engl. <i>coupled cavities</i>
CL	gespaltene Facette, engl. <i>cleaved</i>
cw	Dauerstrich, engl. <i>continuous wave</i>
DBR	Bragg Reflektor mit verteilter Rückkopplung, engl. <i>Distributed Bragg Reflektor</i>
DC	Doppelkanal, engl. <i>double channel</i>
DFB	verteilte Rückkopplung, engl. <i>distributed feedback</i>
FP	Fabry-Pérot
FSR	freier Spektralbereich, engl. <i>free spectral range</i>

FTIR	Fourier-Transformations Infrarot
HR	Hochreflektierend
LO	Longitudinal optisch
MIR	mittleres Infrarot, engl. <i>mid-infrared-regime</i>
NIR	nahes Infrarot, engl. <i>near-infrared-regime</i>
QC-Laser	Quantenkaskadenlaser, engl. Quantum Cascade Laser
RT	Raumtemperatur
SC	Getrennter Einschluss, engl. Separate Confinement
SMSR	Seitenmodenunterdrückung, engl. side mode suppression ratio
SNR	Signal-Rausch Verhältnis, engl. signal to noise ratio
TEC	Thermoelektrisches Element, engl. thermoelectric cooler

Veröffentlichungen des Autors

Artikel in Fachjournalen:

P. Fuchs, J. Seufert, J. Koeth, J. Semmel, S. Höfling, L. Worschech und A. Forchel:
Widely tunable quantum cascade lasers with coupled cavities for gas detection
Applied Physics Letters 97, 181111 (2010)

L. Nähle, **P. Fuchs**, M. Fischer, J. Koeth, A. Bauer, M. Dallner, F. Langer, S. Höfling
und A. Forchel:
Mid infrared interband cascade lasers for sensing applications
Applied Physics B: Lasers and Optics, 100, 2, pp. 275-278 (2010)

W. Zeller, L. Nähle, **P. Fuchs**, F. Gerschütz, L. Hildebrandt, J. Koeth:
DFB lasers between 760 nm and 16 μm for sensing applications
Sensors 10, 4, pp. 2492-2510 (2010)

P. Fuchs, J. Semmel, J. Friedl, S. Höfling, J. Koeth, L. Worschech und A. Forchel:
Distributed feedback quantum cascade lasers at 13.8 μm on indium phosphide
Applied Physics Letters 98, 211118 (2011)

J. Herbst, B. Scherer, F. Singer, J. Erb, A. Lambrecht, C. Rathke, S. Filip, J. Kappler,
P. Fuchs, J. Koeth, J. Friedl, T. W. Schlereth, J. Semmel, S. Höfling, L. Worschech, A.
Forchel:
Acetylene measurement using quantum cascade lasers at 14 μm
SPIE Proceedings Vol. 7945 (2011)

P. Fuchs, J. Friedl, S. Höfling, J. Koeth, A. Forchel, L. Worschech und M. Kamp,
Single mode quantum cascade lasers with shallow-etched distributed Bragg reflector
Optics Express 3890, Vol. 20, No. 4, pp. 3890-3897 (2012)

Vorträge auf internationalen Konferenzen:

P. Fuchs, J. Seufert, J. Koeth, J. Semmel, S. Höfling, A. Forchel:

Widely tunable quantum cascade lasers for sensing applications

Infrared plasma spectroscopy (IPS), 23.-25. Juli 2008, Greifswald, Deutschland

P. Fuchs, J. Seufert, J. Koeth, J. Semmel, S. Höfling, A. Forchel:

Widely tunable quantum cascade lasers for sensing applications

Mid-infrared optoelectronics: Materials and devices (MIOMD-IX),

7.-11. September 2008, Freiburg, Deutschland

L. Hildebrandt, **P. Fuchs**, W. Zeller, L. Naehle, C. Zimmermann and J. Koeth

New approaches in structuring frequency selective gratings

International quantum cascade laser school and workshop (IQCLSW2010),

30. August.-3. September 2010, Florenz, Italien

P. Fuchs, F. Walther, L. Hildebrandt, J. Koeth, J. Friedl, S. Höfling, A. Forchel, L. Worschech, M. Kamp

Single-mode quantum cascade lasers with shallow-etched distributed Bragg reflector

International quantum cascade laser school and workshop (IQCLSW2012),

2.-6. September 2012, Baden, Österreich

P. Fuchs, F. Walther, L. Hildebrandt, J. Koeth, J. Friedl, S. Höfling, A. Forchel, L. Worschech, M. Kamp

Single-mode quantum cascade lasers with shallow-etched distributed Bragg reflector

Workshop on opportunities and challenges in mid-infrared laser-based gas sensing

(MIRSENS2), 18.-20. Oktober 2012, Breslau, Polen

Posterbeiträge auf internationalen Konferenzen:

P. Fuchs, J. Seufert, J. Koeth, J. Semmel, S. Höfling, A. Forchel:

Widely tunable quantum cascade lasers for sensing applications

International quantum cascade laser school and workshop (IQCLSW2008),

14.-19. September 2008, Monte Verita, Schweiz

J. Friedl, **P. Fuchs**, J. Koeth, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel:

Voltage tunability of quantum cascade lasers

Workshop on opportunities and challenges in mid-infrared laser-based gas sensing

(MIRSENS), 6.-8. Mai 2010, Breslau, Polen

P. Fuchs, **F. Walther**, J. Friedl, J. Koeth, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel:

Monolithic multi-segment quantum cascade lasers exhibiting wide single mode tuning range

International quantum cascade laser school and workshop (IQCLSW2010),

30. August.-3. September 2010, Florenz, Italien

P. Fuchs, M. von Edlinger, L. Nähle, M. Fischer, J. Koeth, A. Bauer, J. Friedl, M. Dallner, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel, S. Belahsene, Y. Rouillard

Monomode diode lasers, interband cascade and quantum cascade lasers beyond 3 μm

Mid-infrared optoelectronics: Materials and devices (MIOMD-X),

5.-9. September 2010, Shanghai, China

A. Heger, **P. Fuchs**, M. Honsberg, J. Koeth:

Large area photodiodes for gas sensing applications

Workshop on Infrared Technologies, 12.-13. November 2012, Olching, Deutschland

P. Fuchs, J. Koeth, S. Höfling, L. Worschech, M. Kamp:

Methods to reduce the frequency-down chirp in pulsed single mode quantum cascade lasers with multiple segments

20 Years of Quantum Cascade Laser Anniversary Workshop, 16.-17. Januar 2014,

Zürich, Schweiz

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben:

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

Prof. Dr. Alfred Forchel für die Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Physik.

Dr. Johannes Koeth für die Möglichkeit die Promotionsarbeit bei der Firma nanoplus GmbH durchzuführen. Der Einblick in die Welt der praktischen Anwendung von Quantenkaskadenlasern sowie der Kontakt zur Industrie und diversen Endanwendern haben meinen Horizont enorm erweitert und zudem immer wieder neue Motivation und Begeisterung geweckt.

Prof. Dr. Sven Höfling und Prof. Dr. Martin Kamp für die stete Bereitschaft auch komplexe Fragestellungen umfassend zu diskutieren, Impulse für Lösungsansätze zu geben und ihr großes Interesse am Fortschritt der Entwicklungen.

Christian Zimmermann und Dr. Lars Nähle für die Möglichkeit Fragestellungen gemeinsam auch bis dorthin zu diskutieren "wo kein Gras mehr wächst".

Dr. Julia Semmel und Jochen Friedl für das Wachstum der verwendeten Lasermedien, die wahrhaftig den Grundstein für die erzielten Ergebnisse bilden.

Alexander Bockelt für seine Arbeiten an Quantenkaskadenlasern mit Seitenwandgittern im Rahmen seiner Diplomarbeit.

Den technischen Assistenten von nanoplus und der Technischen Physik der Universität Würzburg. Allen voran Silke Kuhn für ihre Impulse und Ideen rund um die Prozessentwicklung und ihre stete Bereitschaft sich auch den mühseligsten Aufgaben mit einer einmaligen Ausdauer und Beharrlichkeit zu widmen. Desweiteren Aleksej Appel für seine Begeiste-

rungsfähigkeit für unkonventionelle Aufgabenstellungen bei der Montage von Mehrsegmentlasern und die schnelle und einwandfreie Umsetzung. Außerdem ergeht großer Dank an Kristin Dworrak, Claudia König, Evelyn Wimmer, Daniela Lummel, Andreas Rembeck, Sedat Ak, Vitali Haffner, Theresa Steinl sowie Adriana Wolf und Monika Emmerling.

Thorsten Kloß für die Programmierung der Messsoftware und die Bereitschaft im Notfall auch zu unmöglichen Zeiten Unterstützung zu leisten.

Vasilij Baumann für die exzellente Beratung und die Arbeiten rund um die Themen Erzeugung, Übertragung, Synchronisation und Verschiebung von Strompulsen. Desweiteren auch für die Anfertigung von diverser Messtechnik.

Nicolas Koslowski, Prof. Dr. Jochen Seufert, Dr. Michael Legge, Dr. Marc Fischer und Dr. Wolfgang Zeller für Diskussionen und Anregungen zu verschiedensten Themenbereichen.

Meiner Familie für die Unterstützung!

Versicherung an Eides statt

gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 und 5 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 07.01.2009 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 28.05.2014