

**GaInAs/AlGaAs-Quantenpunktlaser für
Telekommunikationsanwendungen
mit einer Wellenlänge von 1,3 μm**



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

vorgelegt von

Florian Gerschütz

aus

Würzburg

Januar 2010

Eingereicht am: 13.12.10
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

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

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

Tag des Promotionskolloquiums: 10.12.2010

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Allgemeine physikalische Grundlagen	7
2.1 Laserprinzip	7
2.2 Funktionsweise eines Halbleiterlasers	9
2.3 Aufbau einer Laserdiode	12
2.4 Optische Verstärkung	15
2.5 Halbleiterlaser mit verteilter Rückkopplung	18
2.5.1 Indexkopplung	19
2.5.2 Verstärkungskopplung	21
2.5.3 Komplexe Kopplung	22
2.6 Transfermatrixmethode	23
2.7 Dynamische Eigenschaften	24
2.7.1 Kleinsignalverhalten	24
2.7.2 Großsignalverhalten	27
2.8 Dimensionalität der aktiven Zone	30
3. Messplätze	34
3.1 Kennlinien- und Spektrenmessplatz	34
3.2 Kleinsignalmessplatz	35
3.3 Großsignalmessplatz	35
4. Rippenwellenleiterlaser	37
4.1 Typische Eigenschaften eines Rippenwellenleiterlasers	38
4.2 Herstellung der Rippenwellenleiterlaser	40
4.2.1 Epitaxie und Grundeigenschaften	41
4.2.2 Prozessierung der Laserstrukturen	44
4.3 Statische Eigenschaften	47
4.4 Dynamische Eigenschaften	57
5. Laser mit verteilter Rückkopplung	68
5.1 Herstellung	69
5.2 Statische Eigenschaften	70
5.3 Dynamische Eigenschaften	78
5.3.1 Kleinsignalverhalten	78

5.3.2	Großsignalverhalten	84
5.4	Verhalten der Emissionswellenlänge unter Modulation	91
6.	Coupled Cavity Injection Grating-Laser	94
6.1	Funktionsprinzip	94
6.2	Herstellung	102
6.3	Statische Eigenschaften	104
6.4	Dynamische Eigenschaften	108
6.4.1	Kleinsignalverhalten	108
6.4.2	Großsignalverhalten	112
7.	Abstimbare, monomodige Mehrsegmentlaser	115
7.1	Das Vernier-Prinzip	116
7.2	Herstellung	120
7.2.1	Wachstum und Grundeigenschaften der Laser	120
7.2.2	Binary Superimposed Gratings	124
7.2.3	Prozessierung	126
7.3	Temperaturabhängigkeit der statischen Lasereigenschaften	127
7.4	Modellierung der optischen Verstärkungskurve	130
7.5	Diskreter und kontinuierlicher Abstimbereich	134
7.6	Dynamische Eigenschaften	138
8.	Zusammenfassung - Summary	140

Anhang

Publikationsverzeichnis des Autors

Literaturverzeichnis

Danksagung

Lebenslauf

Versicherung an Eides statt

1. Einleitung

Seit der Herstellung des ersten Lasers im Jahre 1960 hat die Lasertechnologie eine Entwicklung genommen, die ihr die Rolle einer Schlüsseltechnologie zukommen lässt. Mit ihrer Hilfe gelang es nicht nur, bestehende Techniken und Technologien zu revolutionieren, sondern auch völlig neue zu schaffen. So sind Laser heute zu unersetzlichen Instrumenten in vielen völlig unterschiedlichen Bereichen geworden, deren Einsatzmöglichkeiten noch immer weiter zunehmen. Sie finden sich etwa in der Produktionstechnik zum Bohren und Schweißen, in allen Bereichen der Messtechnik – von Landvermessungen bis hin zur Gassensorik –, in der Telekommunikation zur Datenübertragung und ebenso in Gebieten des alltäglichen Gebrauchs wie Druckern, Scannern, DVD-Spielern und DVD-Brennern. Auch aus medizinischen Anwendungen sind Laser nicht mehr wegzudenken. Sei es zur Behandlung von Krebstumoren, als Laserskalpell oder sogar zum Anheften einer abgelösten Retina. Für alle diese Anwendungen kommen unterschiedliche Arten von Lasern – wie etwa Gas- oder Festkörperlaser – zum Einsatz. Die wichtigste Rolle aber und mit die am stärksten wachsende Bedeutung kommt den Halbleiterlasern bei [LFW06].

Diese Aufzählung von Einsatzgebieten moderner Laser ließe sich weiter fortsetzen, allerdings ruht das Augenmerk dieser Arbeit auf der bereits erwähnten optischen Datenübertragung für Telekommunikationsanwendungen, weswegen im Folgenden besonders auf diese eingegangen werden soll.

Die Idee, Informationen durch Licht zu übertragen, ist bereits mehrere Jahrtausende alt. Schon der griechische Dichter *Aischylos* beschreibt in seinem Werk *Agamemnon*, wie die Nachricht vom Sieg der Griechen über Troja im Jahr 1184 v. Chr. mit Hilfe einer Kette von Feuerstellen ins 555 Kilometer entfernte Argos gelangte. Auch der griechische Historiker *Thukydides* erwähnt den Einsatz von Feuern zur Übertragung von Nachrichten während des Peloponnesischen Krieges (431 – 404 v. Chr.). Diese ersten geschichtlich erwähnten Systeme der optischen Nachrichtenübertragung waren allerdings nur in der Lage, zuvor verabredete Botschaften zu übermitteln. Die Überlegung, frei formulierbare Botschaften mithilfe von Licht zu übermitteln, findet sich erstmals bei *Polybios* (ca. 200 – 120 v. Chr.). Hierzu stellten sich zwei Männer hinter einem großen Schild auf, die entsprechend dem zu übermittelnden Buchstaben Fackeln an bestimmten Positionen des Schildes anbrachten. Ein ähnliches System verwendeten auch die Römer, die entlang der Grenzen des *Imperium Romanum* von Wachttürmen aus mithilfe von Feuerzeichen kommunizierten. Die nächste Verbesserung in der optischen Nachrichtenübertragung gelang erst dem Franzosen *Claude Chappe* während der französischen Revolution. Er entwickelte

eine einfache und praktikable optische Telegrafievorrichtung, die auf einer Zeichenübermittlung mithilfe von schwenkbaren Signalarmen basierte. An einem hohen Mast, dem sog. *Semaphor*, waren hierbei zwei schwenkbare Querbalken mit jeweils einem weiteren schwenkbaren Balken an jedem Ende angebracht. Dieses System war bereits so erfolgreich, dass es mehrfach kopiert und variiert wurde. Im Jahr 1845 war Frankreich das erste Land der Welt, das auf Basis der *Semaphoren* ein flächendeckendes optisches Kommunikationsnetz besaß, das die Hauptstadt Paris mit allen wichtigen Städten verband. Allerdings zeigte sich schon kurz darauf die Überlegenheit des elektromagnetischen Telegrafen über die damaligen optischen Systeme, welcher 1837 von *Wilhelm Weber* und *Carl Friedrich Gauß* erfunden wurde. Innerhalb kurzer Zeit revolutionierte die elektromagnetische Telegrafie die Nachrichtenübertragung der damaligen Zeit und bereits 1858 wurde das erste Seekabel unter dem Atlantik verlegt, um Europa mit Amerika zu verbinden. Diese Phase mit all ihren Weiterentwicklungen bedeutete das vorläufige Ende der optischen Kommunikation.

Erst mit der Erkenntnis, dass sich über Glasfaserkabel mithilfe geeigneter Lichtquellen sehr schnell Daten übertragen lassen, gewann seit Mitte der 1970er Jahre die optische Telekommunikation wieder sehr stark an Bedeutung, nun allerdings auf einer radikal neuen Grundlage: Dem Laser.

Eine entscheidende Voraussetzung für diesen Siegeszug war die Entwicklung der Halbleiterlaser. Sie besitzen einen hohen Wirkungsgrad, sind kompakt, schnell modulierbar, wartungsfrei und in großen Stückzahlen kostengünstig herzustellen. Es entwickelten sich schnell weltweite Glasfasernetze und das heutige Datentransfervolumen ist größer als jemals zuvor in der Geschichte der Menschheit. Es hat mittlerweile ein Ausmaß erreicht, das – nach heutigem Stand der Technik – alleine mit optischen Übertragungstechnologien zu bewältigen ist [Cof02]. Abbildung 1.1 zeigt das rasante Wachstum des Internets anhand der Zahl der Internetnutzer.

Auch die wirtschaftliche Bedeutung der optischen Kommunikation ist heute immens. Hatte der Markt für optische Kommunikationssysteme im Jahr 2006 noch ein Volumen von etwa 19 Milliarden US-Dollar, so wird er sich bis zum Jahr 2017 auf etwa 40 Milliarden US-Dollar mehr als verdoppeln [OID07]. Ein Ende des exponentiellen Wachstums des weltweiten Datentransfers wie auch der wirtschaftlichen Bedeutung ist heute nicht abzusehen. Darüber hinaus ergibt sich eine soziale Komponente in der Entwicklung von Telekommunikationslasern. Die Nutzung des Internets mit allen darin befindlichen Informationsquellen und seinen Möglichkeiten der schnellen Datenübertragung kann einer großen Zahl bisher ausgegrenzter Menschen in aller Welt zugänglich gemacht werden, wenn bessere und vor allem günstigere Technologien zur Verfügung stehen. Dies hat nicht nur eine Steigerung der Wettbewerbsfähigkeit der neu angeschlossenen

Industrieunternehmen zur Folge, sondern bedeutet ganz allgemein eine Steigerung der Lebensqualität aller, die Zugriff auf die Datenfülle des Internets bekommen. Sei es in der Form von Wissen und frei zugänglichen Informationen oder einfach nur Unterhaltung. Vor diesem Hintergrund beschloss die Europäische Union im Jahr 2004, den Ausbau des Internets in Afrika in einem großangelegten Projekt zu fördern [WWW2].

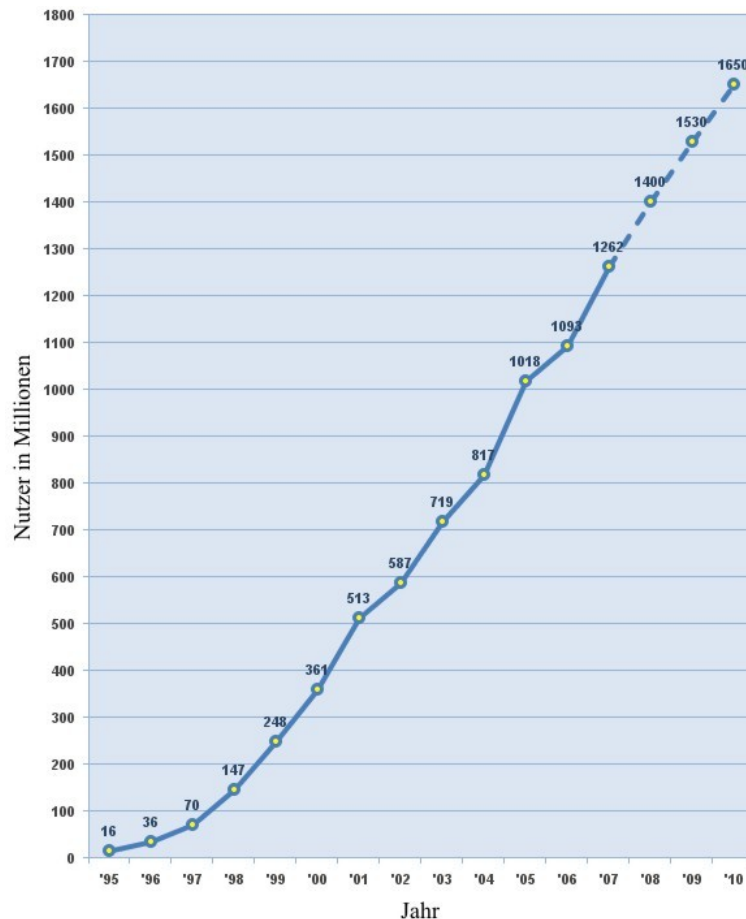


Abbildung 1.1: Anzahl der Nutzer des Internets vom Jahr 1995 bis zum Jahr 2010 in Millionen. Die schnell zunehmende Zahl der Internetnutzer symbolisiert das rasante Wachstum des Internets (nach [WWW1]).

Aus diesen Gründen kommt der Verbesserung bestehender und der Entwicklung neuer Technologien zum Ausbau der Telekommunikationssysteme große Bedeutung bei. Die heutzutage in optischen Netzwerken eingesetzten Halbleiterlaser sind in erster Linie Quantenfilmlaser. Dieser Lasertyp wurde im Jahr 1975 erstmals vorgestellt [Zie75] und zeigte durch seine Begrenzung der Rekombinationszone der Ladungsträger auf eine zweidimensionale Fläche, den sog. Quantenfilm, deutlich verbesserte Eigenschaften gegenüber Heterostrukturlasern. Im Jahr 1982 erschien eine erste Veröffentlichung über Quantenpunktlaser [Ara82]. Basierend auf einer weiteren Reduzierung

der Dimensionalität der Rekombinationszone wurden weitere Vorteile vorhergesagt. Weitere Publikationen mit genaueren Vorhersagen der Vorzüge eines solchen Bauteils gegenüber Quantenfilmlasern folgten 1986 [Asa86] und die erste Herstellung eines Quantenpunktlasers gelang schließlich 1994 [Kir94]. Die sich ergebenden Vorteile von Quantenpunktlasern gegenüber Quantenfilmlasern liegen vor allem in ihrer besseren Temperaturstabilität, der großen Toleranz gegenüber optischen Rückkopplungen und der breiteren Verstärkungskurve, wodurch sich im Bereich der abstimmbaren Laser etwa größere Wellenlängengebiete abdecken lassen. Hinzu kommen sehr geringe Schwellenstromdichten.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Quantenpunktlasern für Telekommunikationsanwendungen bei einer Emissionswellenlänge von $1,3\text{ }\mu\text{m}$, da hier das Dispersionsminimum in Glasfaserkabeln liegt. Andererseits befindet sich in der Glasfaser bei dieser Wellenlänge nur ein lokales Minimum der Signaldämpfung, wodurch das primäre Einsatzgebiet der genannten Laser in Kurz- und Mittelstreckennetzwerken zu sehen ist. Besonders vorteilhaft wirken sich im Telekommunikationsbereich die im Vergleich zu Quantenfilmlasern hohe Temperaturstabilität sowie die große optische Rückkopplungstoleranz aus. Diese Eigenschaften erlauben es, auf aufwendige Kühlvorrichtungen und optische Isolatoren zu verzichten. Darüber hinaus sind derartige Laser auch aufgrund ihrer direkten Modulierbarkeit hervorragend für optische Netzwerke geeignet. Hinzu kommt schließlich, dass die in dieser Arbeit vorgestellten Quantenpunktlaser durch ihre aufwändige Optimierung deutlich schneller modulierbar sind als bisherige Quantenpunktlaser.

Im Rahmen dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass Quantenpunktlaser im Telekommunikationsbereich die Ergebnisse von Quantenfilmlasern teilweise deutlich übertreffen. Quantenpunktlaser haben somit einen Entwicklungsstatus erreicht, der sie nicht nur anwendungstauglich, sondern auch zu einer ernsthaften Konkurrenz für konventionelle Quantenfilmlaser in Kurz- und Mittelstreckennetzwerken macht.

Im zweiten Kapitel dieser Arbeit werden die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen physikalischen Gesetzmäßigkeiten von Halbleitern behandelt. Hierbei wird nicht nur auf die Grundlagen und das Funktionsprinzip eines Halbleiterlasers eingegangen, es wird auch der Aufbau einer typischen Laserdiode erläutert. Ferner wird auf die Rückkopplungsmechanismen eines Distributed Feedback-Lasers (DFB-Laser) eingegangen. In diesem Zusammenhang werden auch die verschiedenen Kopplungsarten eines DFB-Gitters mit ihren Besonderheiten vorgestellt. Anschließend folgt über die Ratengleichungen eine Beschreibung des Laserverhaltens unter Klein- und Großsignalmodulation. Schließlich wird noch der Einfluss der Dimensionalität der aktiven Zone auf die Energiezustände im Halbleiter und dadurch auf die Lasereigenschaften diskutiert.

Auf das zweite Kapitel folgt eine kurze Beschreibung der Messplätze, an denen die im Verlauf

der Arbeit erhaltenen und hier präsentierten Messdaten gewonnen wurden.

Im vierten Kapitel werden die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Rippenwellenleiterlaser vorgestellt. Anhand dieser Laser lässt sich die Optimierung des zugrunde liegenden Quantenpunktmaterials am deutlichsten zeigen. Neben einer Beschreibung des Herstellungsverfahrens und der Grundeigenschaften des Wafermaterials werden auch die statischen Eigenschaften, besonders hinsichtlich ihrer Temperaturstabilität, beleuchtet. Im Anschluss werden die dynamischen Eigenschaften des Bauteils diskutiert.

Das fünfte Kapitel beschäftigt sich mit Quantenpunkt-DFB-Lasern. Auf die Beschreibung der Herstellung folgt auch hier zunächst eine Diskussion der statischen Eigenschaften und des Temperaturverhaltens. Bei den dynamischen Eigenschaften wird nicht nur das Verhalten unter Kleinsignalmodulation, sondern auch das Großsignalverhalten betrachtet. Gerade für praktische Anwendungen ist das Verhalten des Lasers unter Großsignalmodulation besonders interessant.

Da es sich zeigte, dass die Modulationsbandbreite von Quantenpunktlasern auf Werte unter 10 GHz limitiert war, wird im sechsten Kapitel dieser Arbeit eine neue Art von Lasern untersucht: Die *Complex Coupled Injection Grating*-Laser (CCIG-Laser), deren besonderes Design eine deutliche Ausweitung der Modulationsbandweite erlaubt. Erstmals werden in dieser Arbeit neuartige CCIG-Laser vorgestellt, die ein Metallgitter besitzen und sich somit von den bereits aus der Literatur bekannten CCIG-Bauteilen unterscheiden. Das Metallgitter resultiert in komplexer Kopplung, allerdings nur mit geringem Anteil an Indexkopplung. Bei der Beschreibung der Herstellung wird daher unter anderem erklärt, wie es gelungen ist, den Indexanteil an der Gitterkopplung zu erhöhen. Eine ausreichend starke Indexkopplung ist notwendig, um die besonderen Fähigkeiten dieser Laser zu beobachten. Darüber hinaus wird das Funktionsprinzip dieser Laser erklärt bevor deren Eigenschaften diskutiert werden. Von besonderem Interesse sind hier die Kleinsignaldaten, die mit 20 GHz eine mehr als doppelt so hohe Grenzfrequenz aufweisen wie die FP-Laser aus dem vierten Kapitel. Diese enorme Verbesserung der Modulationsgeschwindigkeit wird durch geschickte Ausnutzung der Wechselwirkung verschiedener Moden innerhalb der Laserkavität ermöglicht.

Das siebte Kapitel widmet sich abstimmbaren, monomodigen Halbleiterlasern. Da diesen Lasern ein eigens für die besonderen Anforderungen an abstimmbare Laser optimiertes Material zugrunde liegt werden zuerst dessen Eigenschaften beschrieben. Nach dem Herstellungsprozess folgt dann die Darstellung der statischen Eigenschaften, wobei hier das besondere Augenmerk auf dem maximalen Abstimmbereich liegt, den der Laser erreicht. So ist der Laser aufgrund der besonderen Eigenschaften von Quantenpunkten und der aufwändigen Materialoptimierung in der Lage, auf fünf Emissionslinien im Abstand von jeweils 20 nm zu emittieren. Aufgrund dieser Fähigkeit eignet sich

der Laser hervorragend für den Einsatz in weit abstimmbaren CWDM-Systemen (von engl. *coarse wavelength division multiplexing*). Das Kapitel endet mit einer kurzen Diskussion der Modularbarkeit des Bauteils.

2. Allgemeine physikalische Grundlagen

Dieses Kapitel soll einen kurzen Überblick über die physikalischen Grundlagen eines Halbleiterlasers verschaffen. Es werden sowohl der Aufbau einer Laserdiode als auch die Wechselwirkungen der Ladungsträger im Bändermodell mit der sich ausbreitenden elektromagnetischen Welle dargestellt. Des weiteren wird auf die durch verteilte Rückkopplung erzeugte Selektion von Lichtmoden und die damit verbundene Möglichkeit monomodiger Emission eingegangen. Auch die für Telekommunikationslaser besonders wichtigen dynamischen Eigenschaften werden behandelt. Abschließend werden die aufgrund von Quantisierungseffekten besonderen Merkmale von Quantenpunktlasern diskutiert.

2.1 Laserprinzip

Im Jahre 1917 beschrieb Albert Einstein erstmalig einen Effekt, der die Grundlage für jede Form von Lasern darstellt: Die stimulierte Emission. Dieser Vorgang beschreibt den durch ein Photon passender Energie ausgelösten Übergang eines Elektrons von einem energetisch höher gelegenen Zustand E_2 in ein niedrigeres Energieniveau E_1 , wobei die frei werdende Energie in Form eines weiteren Photons abgestrahlt wird. Die Energie $E = h\nu$ des auslösenden Photons entspricht dabei genau der Energiedifferenz der beiden elektronischen Zustände E_1 und E_2 und somit auch der Energie des neu entstandenen Photons. Beide Photonen haben nicht nur die gleiche Wellenlänge, Energie und Polarisation, sie sind auch in Phase und damit kohärent. Somit ist durch diesen Prozess ein identisches zweites Photon entstanden. Dieser Vorgang pflanzt sich immer weiter fort und führt zu einer lawinenartigen Verstärkung des elektromagnetischen Feldes.

Zum Anschwingen des Lasers ist es allerdings zunächst einmal notwendig, Photonen für die stimulierte Emission bereitzustellen. Dies geschieht durch Ausnutzen der spontanen Emission. Hierbei wird durch den spontanen Zerfall eines angeregten elektronischen Zustands ein Photon erzeugt, das nun wiederum durch stimulierte Emission weitere Photonen erzeugen kann.

Erwähnt werden muss auch noch die Absorption im Laser. Dieser Prozess arbeitet der stimulierten Emission entgegen, da hier Photonen absorbiert werden, um Elektronen aus dem energetisch niedrigeren Zustand E_1 in den höheren Zustand E_2 zu heben. Das Lichtfeld im Laser wird hierbei also geschwächt. Alle drei Vorgänge sind in Abbildung 2.1 dargestellt. Um trotzdem eine Netto-Verstärkung der elektromagnetischen Welle zu erzielen, ist die sog. Besetzungsinversion eine Voraussetzung für anhaltende stimulierte Emission – und somit für den Laserbetrieb. Der

Begriff der Besetzungsinversion beschreibt dabei einen thermodynamischen Ungleichgewichtszustand, in welchem auf dem energetisch höher gelegenen Laserniveau E_2 mehr Elektronen vorhanden sind als im tiefer gelegenen Zustand E_1 . Erst diese Elektronenverteilung macht die Wahrscheinlichkeit, durch stimulierte Emission ein weiteres Photon zu erzeugen, größer als die Wahrscheinlichkeit, durch Absorption ein Photon zu verlieren.

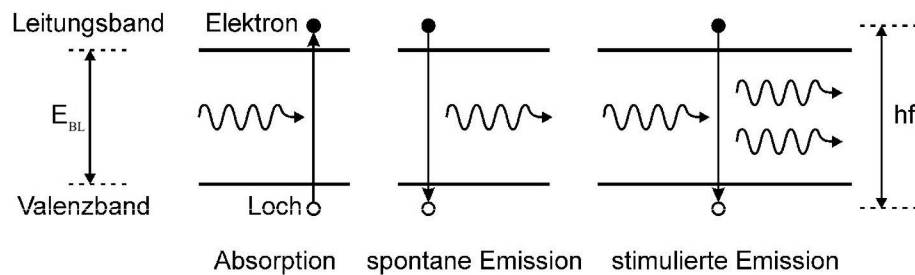


Abbildung. 2.1: *Schematische Darstellung optischer Interbandübergänge: Absorption, spontane Emission und stimulierte Emission.*

Bei Halbleiterlasern wird die Besetzungsinversion durch die Injektion von Ladungsträgern erreicht. Die stimulierte Emission muss nicht nur die Verluste durch Absorption, sondern auch die Verluste durch das Auskoppeln von Licht ausgleichen (s. Abb. 2.2). Die Auskoppelverluste lassen sich beim Halbleiterlaser gezielt über die Verspiegelung der Facetten einstellen.

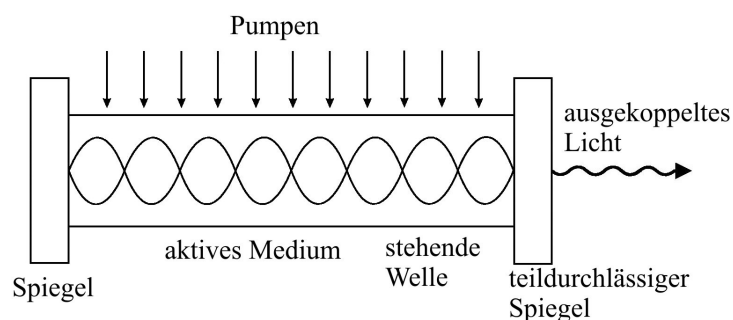


Abbildung. 2.2: *Idealisiertes Prinzip eines Laserresonators: Im Resonator befindet sich eine stehende Welle. Während die eine Facette einen idealen Spiegel darstellt, besteht die zweite Facette aus einem teildurchlässigen Spiegel. Dies erlaubt einem bestimmten Anteil des Lichts, den Resonator zu verlassen (nach [Kam08]).*

Teilverspiegelten Facetten erlauben nur einem bestimmten Anteil der Photonen, den Laser zu verlassen. Der Rest wird zurück in die Kavität reflektiert und durchläuft den Resonator ein weiteres Mal, wodurch dieses Licht weiter zur optischen Verstärkung beitragen kann. Im Laserresonator wird so das Licht bei der Oszillation zwischen den Spiegelpaaren immer weiter verstärkt, bis die

Zunahme der Lichtleistung in der Kavität durch den Abbau der Besetzungsinversion genau den Auskoppelverlusten entspricht.

2.2 Funktionsweise eines Halbleiterlasers

Um die Funktionsweise eines Halbleiterlasers detailliert zu verstehen, müssen zunächst die Energiebänder in Kristallen betrachtet werden. Diese entstehen durch die periodische Anordnung von Atomen in einem Festkörpergitter und besitzen kontinuierliche Energieniveaus (s. Abb.2.3).

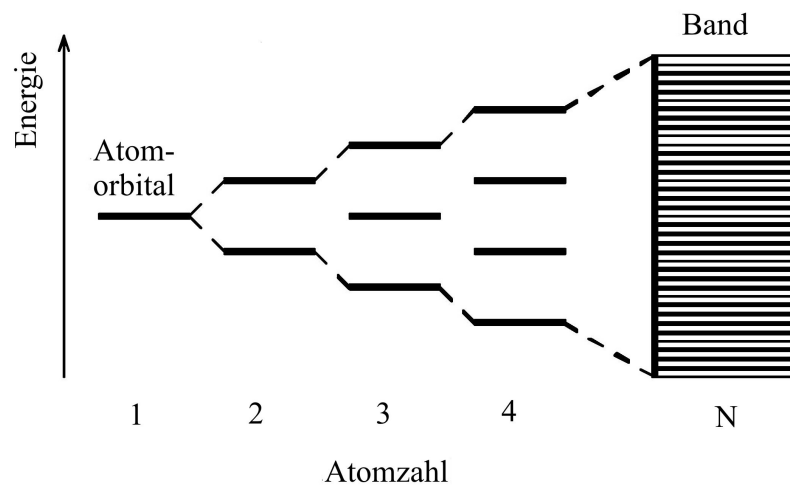


Abbildung 2.3: Die Energiebänder im Kristall entstehen durch Überlagerung der energetischen Zustände der einzelnen Atome [Ben03].

Charakteristisch für die Bandstruktur in Halbleitermaterialien ist die Bandlücke. Typischerweise liegt die Bandlückenenergie eines Halbleiters in der Größenordnung von 1 eV (Ge: 0,7 eV, Si: 1,1 eV, GaAs: 1,4 eV). Die Bandlücke trennt das Valenzband vom Leitungsband und stellt einen für Elektronen verbotenen Bereich dar. In Abbildung 2.4 sind die besagten Bänder im Energie-Impuls-Diagramm dargestellt. Für kleine Impulse k gelten die Zusammenhänge

$$E_L = \frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2m_e} + E_{BL} \quad (2.1)$$

$$E_V = -\frac{\hbar^2 \cdot k^2}{2m_l} \quad (2.2)$$

wobei m_e für die effektive Elektronenmasse und m_l für die effektive Löchermasse stehen [Ash76, Sze81]. Die unbesetzten Zustände im Valenzband werden als Löcher bezeichnet und verhalten sich wie Teilchen mit positiver Ladung.

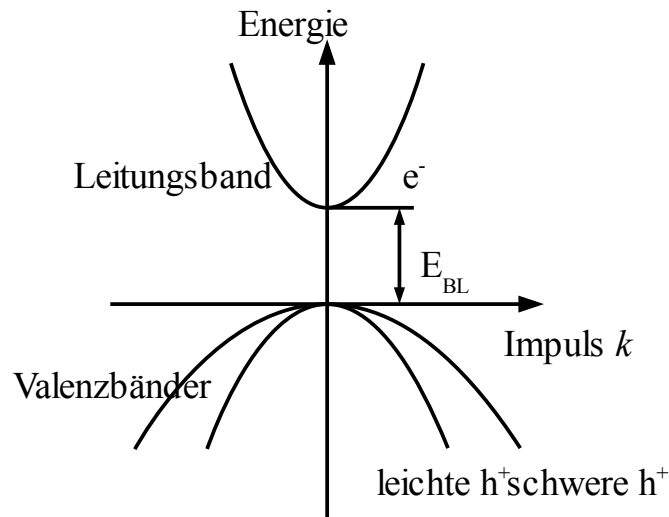


Abbildung. 2.4: Bandstruktur eines direkten Halbleiters mit Besetzungsinversion. Alle Bandübergänge sind nur unter Energie- und Impulserhaltung möglich.

Wenn Elektronen und Löcher strahlend rekombinieren, also die Bandlücke E_{BL} überwinden, entsteht ein Photon mit der frei gewordenen Energie $E_2 - E_1 = h\nu$. Beachtet werden muss allerdings, dass eine strahlende Rekombination ohne die Hilfe von Phononen nur dann möglich ist, wenn die rekombinierenden Teilchen identische Impulse besitzen, also $\vec{k}_e = \vec{k}_l$ gilt. Im Energie-Impuls-Diagramm entspricht dies einem senkrechten Übergang.

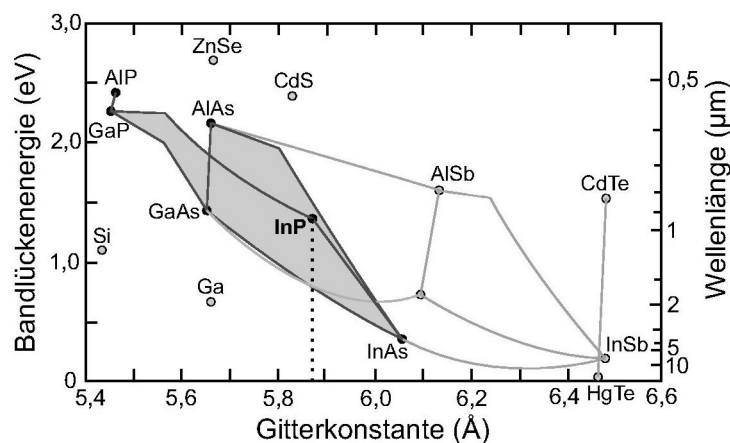


Abbildung. 2.5: Energielücke in Abhängigkeit von der Gitterkonstante [Iba02]. Die Kurven zeigen ternäre, die schraffierten Flächen quaternäre Verbindungen.

Die Bandlücke und damit auch die Wellenlänge des emittierten Lichts sind Eigenschaften des verwendeten Halbleitermaterials. Über Material und Gitterabstand kann der Wellenlängenbereich der Laseremission bestimmt werden. Abbildung 2.5 zeigt die Bandlücken verschiedener III/V-Materialsysteme. Hierbei stehen die Kurven für ternäre Verbindungen während die grau schraffierte Fläche quaternäre Verbindungen darstellt. Quaternäre Verbindungen besitzen gegenüber ternären Verbindungen den Vorteil, dass sie genug Freiheitsgrade bieten, um ohne Veränderung der Gitterkonstanten die Energie der Bandlücke zu variieren.

Da die Rekombinationsrate der Elektronen proportional zur Besetzung der Ausgangszustände und zur Nichtbesetzung der Endzustände ist, lässt sich für den Fall der Besetzungsinversion im Halbleiterlaser schreiben:

$$f_L(E_{Photon}) > f_V(E_{Photon}) \quad (2.3)$$

$f_L(E_{Photon})$ stellt die Wahrscheinlichkeit dar, mit welcher der am Übergang beteiligte Leitungsbandzustand mit einem Elektron besetzt ist, $f_V(E_{Photon})$ gibt hingegen die Wahrscheinlichkeit an, mit welcher der entsprechende Valenzbandzustand mit einem Elektron besetzt ist. Im Halbleiterlaser wird die Besetzungsinversion – wie bereits erwähnt – durch elektrisches Pumpen erreicht, indem eine äußere Spannung U_{ext} angelegt wird. Diese Spannung muss geringfügig größer als die Bandlücke sein ($E_L - E_V = E_{BL} < eU_{ext}$, s. Gleichung 2.6), wodurch die aktive Zone mit Elektronen und Löchern überflutet wird. Bezeichnet man nun das Quasi-Fermi-Niveau im Valenzband mit E_F^p und im Leitungsband mit E_F^n , so lassen sich die Fermifunktionen an den Bandkanten durch

$$f(E_L) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_L - E_F^n}{kT}}} \quad (2.4)$$

und

$$f(E_V) = \frac{1}{1 + e^{\frac{E_V - E_F^p}{kT}}} \quad (2.5)$$

ausdrücken. Hieraus wiederum folgt:

$$E_{BL} < h\nu < E_F^n - E_F^p \quad (2.6)$$

Oberhalb der Schwelle steigt die Lichtleistung linear mit dem Strom, der durch die Laserdiode fließt. Eine exemplarische Kennlinie ist in Abbildung 2.6 aufgetragen. Solange der Strom unterhalb des sog. Schwellenstroms liegt, setzt kein Laserbetrieb ein. Sämtliches in diesem Bereich emittiertes Licht entsteht durch spontane Emission. Da die spontane Emission im Gegensatz zur stimulierten Emission nicht kohärent ist und sich auch im Laserbetrieb nicht unterdrücken lässt, bedeutet dies, dass auch das emittierte Licht eines Halbleiterlasers niemals völlig kohärent sein kann.

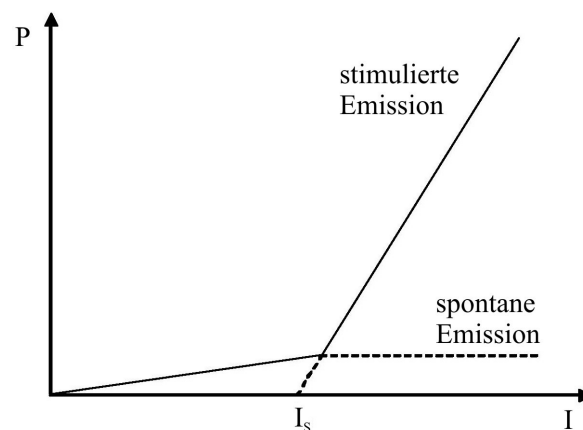


Abbildung. 2.6: *Ideale Kennlinie eines Halbleiterlasers. Der Anteil an spontaner Emission ist gering im Vergleich zur stimulierten Emission.*

Bei Erreichen der Transparenzstromdichte J_{Tr} sind die Wahrscheinlichkeiten für Absorption und stimulierte Emission gleich groß. Bei weiterer Stromerhöhung erreicht man schließlich die Schwelle des Lasers. Hier ist der Schwellenstrom I_s groß genug, um alle Verluste durch Absorption und Auskoppeln von Photonen auszugleichen. Erhöht man nun den Strom noch weiter, steigt die emittierte Lichtleistung schnell an.

2.3 Aufbau einer Laserdiode

In diesem Abschnitt sollen Aufbau und Design der in dieser Arbeit behandelten Halbleiterlaserdioden vorgestellt werden. Im Grunde besteht ein Halbleiterlaser zunächst einmal nur aus einem pn-Übergang, dessen Grenzschicht allerdings undotiert ist. Dieser Übergang stellt die sog. aktive Zone dar. Die aktive Zone besitzt im Vergleich zu den umgebenden Schichten eine kleinere Bandlücke (s.Abb. 2.7). Bei Anlegen einer äußeren Spannung U_{ext} in Durchlassrichtung

diffundieren daher Elektronen und Löcher aus den umgebenden Schichten in die aktive Zone. Ebenfalls durch die angelegte Spannung U_{ext} kommt es zu der bereits beschriebenen Aufspaltung des Fermi-niveaus in zwei Quasifermi-niveaus und somit zu einem thermodynamischen Ungleichgewicht, der in Kapitel 2.2 vorgestellten Besetzungsinversion.

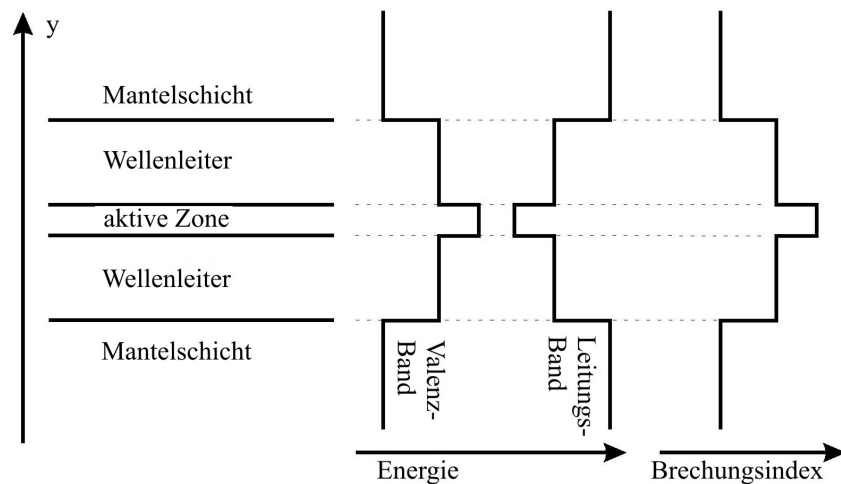


Abbildung. 2.7: Schichtaufbau einer typischen SCH-Heterostruktur mit Bandverlauf und Brechungsindexverlauf.

Dies ermöglicht nun die Rekombination der Ladungsträger in der aktiven Zone und somit die Entstehung von Licht. Da das Licht nur innerhalb der aktiven Zone weiter verstärkt wird, muss es entlang der aktiven Schicht in vertikaler Richtung geführt werden. Diese Aufgabe übernimmt der sog. Wellenleiter. Der Wellenleiter besteht aus Halbleitermaterial, das einen kleineren Brechungsindex aufweist als die aktive Zone (s. Abb. 2.7) und die Welle somit führen kann. Aufgrund der sehr geringen Dicke der aktiven Zone dringt der Großteil der Welle in den Wellenleiter ein. Somit wechselwirkt die Lichtwelle nur schwach mit dem Verstärkungsmedium. Die Wellenleiterschicht ist idealerweise so strukturiert, dass sich nur eine vertikale Mode ausbilden kann. Dadurch, dass die Mantelschichten (die den Wellenleiter umgeben) einen im Vergleich zum Wellenleiter nochmals kleineren Brechungsindex besitzen, kann die Welle nur mit exponentiell abklingender Intensität in die Mantelschichten eindringen. Die hauptsächliche Lichtführung geschieht durch die Brechungsindexdifferenz dieser beiden Schichten. Wegen des getrennten Einschlusses der optischen Welle und der Ladungsträger spricht man auch von einer SCH-Struktur (von engl. *separate confinement heterostructure*).

Bei den in dieser Arbeit vorgestellten Lasern handelt es sich allerdings um GaInAs-Quantenpunktlaser bei einer Wellenlänge von $1,3 \mu\text{m}$. Aufgrund der besonderen Eigenschaften dieser Quantenpunkte als Verstärkungsmedium unterscheidet sich der Laseraufbau von dem hier

beschriebenen, klassischen Design. Da die optische Verstärkung einer einzelnen dieser Quantenpunktschichten nur sehr gering ist und kaum zum Laserbetrieb ausreicht, wurden zehn Quantenpunktschichten sowie die zugehörigen Abstandsschichten übereinander gewachsen (s. Anhang, Material A). Dadurch erhält die aktive Zone eine Gesamtdicke von ca. 400 nm und ist somit deutlich größer als etwa bei Quantenfilmlasern. In diesem Fall ist es daher nicht mehr notwendig, noch einen besonderen Wellenleiter um die aktive Schicht herumzuwachsen. Die aktive Zone ist dick genug, um die Welle zu führen. Somit sind die aktive Zone und die Wellenleiterschicht im vorliegenden Fall zu einer Einheit verschmolzen.

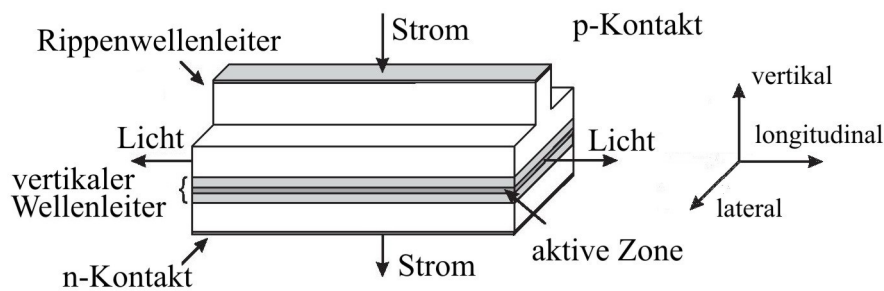


Abbildung. 2.8: Schematisches Design eines Rippenwellenleiterlasers. Das Koordinatensystem gibt die Raumrichtungen vor.

Die laterale Wellenführung wird bei den in dieser Arbeit betrachteten Lasern ebenfalls durch Brechungsindexänderungen gewährleistet. Alle diese Laser besitzen einen Rippenwellenleiter wie in Abbildung 2.8 schematisch dargestellt. Der Rippenwellenleiter ist lateral mit Benzocyclobuten (BCB) umgeben, das einen im Vergleich zum Wellenleiter niedrigeren Brechungsindex aufweist. Hierdurch erfährt die Welle auch im Halbleitermaterial unterhalb des BCB einen niedrigeren effektiven Brechungsindex, der ihrer lateralen Ausdehnung ebenfalls entgegenwirkt.

Die Facetten an den Spaltkanten des Laserresonators besitzen im unvergüteten Zustand eine leistungsbezogene Reflektivität von etwa 30 %. Dies allein garantiert gewöhnlich schon eine ausreichend große Rückkopplung in die Kavität. Der Rest des Lichts koppelt durch die Spiegel aus, so dass man außerhalb des Resonators den eigentlichen Laserstrahl erhält. Durch zusätzliche Facettenvergütung lassen sich die Reflektivitäten weiter vergrößern oder verkleinern.

In einem derartigen Fabry-Perot-Resonator bilden sich stehende Wellen aus. Es existiert nur eine diskrete Anzahl von Longitudinalmoden, die die Bedingung

$$\lambda = \frac{2n_{\text{eff}}L}{m} \quad (2.7)$$

erfüllen müssen und im Bereich der optischen Verstärkung des aktiven Materials liegen. Dabei ist n_{eff} der effektive Brechungsindex, L die Resonatorlänge und m die Ordnungszahl der Welle.

2.4 Optische Verstärkung

Die optische Verstärkung beruht auf der stimulierten Emission, bei der ein einzelnes Photon ein weiteres auslöst. Dieser Prozess setzt sich lawinenartig fort und nimmt exponentiell zu. Für die Anzahl der Photonen n_P und damit für die Intensität der Lichtwelle lässt sich folgende Gleichung aufstellen:

$$n_P + \Delta n_P = n_P \cdot e^{g\Delta x} \quad (2.8)$$

g steht hierbei für die optische Verstärkung, Δx gibt die zurückgelegte Wegstrecke im Resonator an und n_P ist die Anzahl der Photonen. Über die Näherung $e^{g\Delta x} \approx 1 + g\Delta x = 1 + gv_g \Delta t$ (mit v_g als Gruppengeschwindigkeit der Photonen) für kurze Strecken ergibt sich somit die Rate der stimulierten Emission R_{st} zu:

$$R_{st} = \frac{\Delta n_P}{\Delta t} = v_g g n_P \quad (2.9)$$

Da die Lichtwelle in vertikaler Richtung eine größere räumliche Ausdehnung als die aktive Schicht besitzt, wird außerdem der sog. Füllfaktor Γ eingeführt. Er beschreibt den räumlichen Überlapp zwischen Lichtfeld und aktivem Medium und berücksichtigt so, dass nicht alle Photonen zur stimulierten Emission beitragen können.

Der stimulierten Photonengenerationsrate gegenüber stehen die internen Photonenverluste α_i aus Absorption und Streuverlusten im Wellenleiter sowie die Spiegelverluste α_{sp} . Die Verluste über die Spiegel sind definiert als:

$$\alpha_{sp} = \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (2.10)$$

R_1 und R_2 geben die Facettenreflektivitäten in Bezug auf die Lichtleistung an.

Wenn die Verstärkung groß genug ist, um sämtliche Verluste auszugleichen, dann hat der Laser die Laserschwelle erreicht. Dies bedeutet, dass die Welle nach einem vollständigen Umlauf im Resonator die gleiche Intensität aufweist wie zuvor, also $I(x = 2L) = I(x = 0)$. Der Strom, bei dem dies geschieht, wird wie bereits beschrieben als Schwellenstrom I_s bezeichnet. Die entsprechende Verstärkung heisst Schwellenverstärkung g_s .

$$g_s = \alpha_i + \alpha_{sp} \quad (2.11)$$

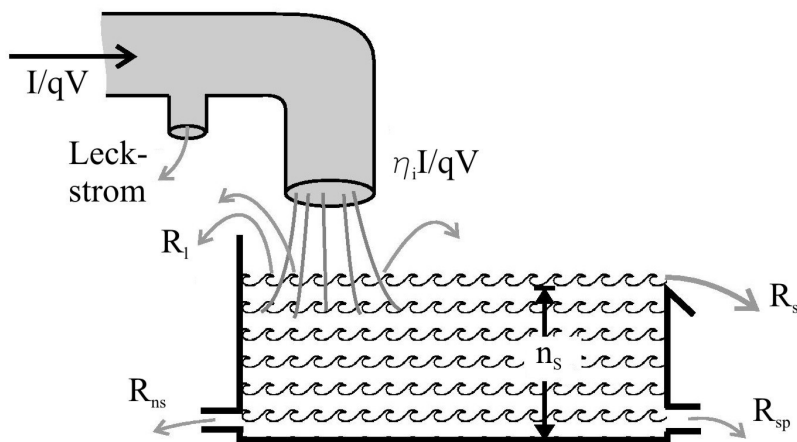


Abbildung. 2.9: Wasserreservoirmodell eines Lasers im Betriebszustand mit anschaulich dargestellten Verlustmechanismen (nach [Col95]).

Die Gesamtverluste an Ladungsträgern setzen sich aus verschiedenen Prozessen zusammen. Vom insgesamt in den Laser injizierten Strom I kann nur der Anteil ηI (η_i ist die interne Quantenausbeute) in der aktiven Zone zur Besetzungsinversion beitragen. Der restliche Teil geht durch Leckströme verloren. Auch diejenigen Ladungsträger, die über spontane Emission oder nichtstrahlend rekombinieren, stehen für die stimulierte Emission nicht mehr zur Verfügung. Abbildung 2.9 stellt das Zusammenspiel dieser Prozesse anschaulich dar.

Zusammenfassend lässt sich also schreiben:

$$R_{rek} = R_{sp} + R_{ns} + R_{st} \quad (2.12)$$

Wobei R_{rek} die Summe aller Rekombinationsprozesse ist, seien diese nun spontan (R_{sp}), nichtstrahlend (R_{ns}), oder stimuliert (R_{st}). Hinzu kommt noch die Leckrate R_l . Diese Prozesse können zu den sog. Ratengleichungen zusammengefasst werden, die die zeitliche Änderung der Photonendichte und der Ladungsträgerdichte beschreiben:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV} - R_{sp} - R_{ns} - R_{st} - R_l \quad (2.13)$$

$$\frac{dn_p}{dt} = \Gamma R_{st} + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{n_p}{\tau_p} \quad (2.14)$$

q steht für die Ladung eines Elektrons, V für das Volumen des aktiven Mediums. β_{sp} gibt an, wieviele der spontan emittierten Photonen in die Lasermode einkoppeln. Bei einem konventionellen Fabry-Perot-Laser ist β_{sp} im allgemeinen sehr gering ($\beta_{sp} < 10^{-4}$).

Der Schwellenstrom I_S hängt ab von den Raten der spontanen Rekombination R_{sp} , der nichtstrahlenden Rekombination R_{ns} und der Leckrate R_l , jeweils bei Erreichen der Schwelle (Subskript S):

$$I_S = \frac{qV}{\eta_i} (R_{sp} + R_{ns} + R_l)_S \quad (2.15)$$

Ab diesem Punkt bleiben die Verstärkung g und die Ladungsträgerdichte n konstant und nehmen nicht weiter zu. Eine weitere Erhöhung der Ladungsträgerinjektion wird sofort durch stimulierte Emission wieder abgebaut. Ein größerer Strom führt also direkt zu einer Zunahme der Lichtleistung:

$$P(I) = \eta_d \frac{h\nu}{q} (I - I_S) \quad (2.16)$$

η_d ist der externe differentielle Wirkungsgrad. Der differentielle Wirkungsgrad η_d lässt sich nach Gleichung 2.16 aus der Steigung der Lichtleistungskennlinie dP/dI bestimmen. Er beschreibt die Anzahl der Photonen, die pro injiziertem Ladungsträger den Laser verlassen.

$$\eta_d = \eta_i \left(\frac{\alpha_{sp}}{\alpha_i + \alpha_{sp}} \right) = \frac{q}{h\nu} \frac{dP}{dI} \quad (2.17)$$

2.5 Halbleiterlaser mit verteilter Rückkopplung

Die Facetten eines gewöhnlichen Fabry-Perot-Lasers auf GaAs-Basis besitzen, wie bereits erwähnt, eine Reflektivität von etwa 30 %. Der hierdurch in die Kavität zurückreflektierte Anteil an Photonen kann weiterhin zur stimulierten Emission beitragen. Die Wellenlänge und der Wellenlängenabstand der einzelnen im Laser vorhandenen Moden bestimmen sich sowohl nach der Lage des optischen Verstärkungsbereichs als auch nach der Resonatorlänge über die bereits vorgestellte Gleichung 2.7. Es schwingen alle Moden an, die im Verstärkungsbereich und oberhalb der Laserschwelle liegen (s. Abb. 2.10).

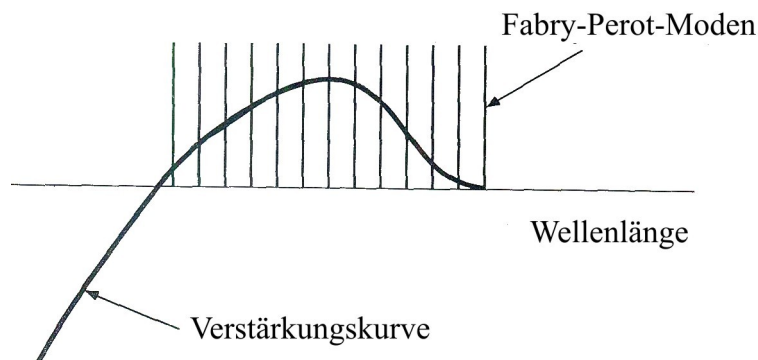


Abbildung. 2.10: Optische Verstärkungskurve und Moden eines Fabry-Perot-Lasers.

Mithilfe eines zusätzlichen Rückkopplungsmechanismus lässt sich eine longitudinale Modenselektion bewirken. Dadurch ergibt sich ein Laser, der nur noch auf einer durch die Rückkopplung festgelegten Mode emittiert. Bei einem derartigen DFB-Laser ist die Rückkopplung über die ganze Resonatorlänge verteilt.

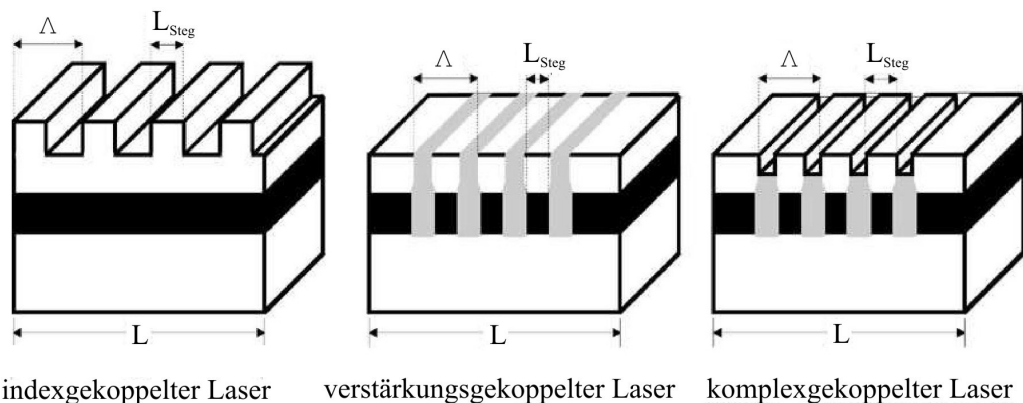


Abbildung. 2.11: Verschiedene Kopplungsarten eines DFB-Lasers.

Man unterscheidet zwischen der sog. Indexkopplung, bei der der (reale) Brechungsindex n_r moduliert wird und der sog. Verstärkungskopplung, wobei die Verstärkung g (und damit der imaginäre Brechungsindexanteil n_i) variiert wird. Eine Kombination beider Prinzipien wird komplexe Kopplung genannt. Alle drei Prinzipien der Kopplung lassen sich somit über eine Variation des komplexen Brechungsindizes formulieren.

$$n = n_r + i n_i \quad (2.18)$$

2.5.1 Indexkopplung

Bei einem indexgekoppelten Laser wird typischerweise oberhalb der aktiven Zone ein Gitter strukturiert (siehe Abb. 2.11). Dieses Gitter darf auf die Lichtwelle nicht absorbierend wirken, da es sonst zu Verstärkungskopplung bzw. komplexer Kopplung kommt. Das Gitter bewirkt eine periodische Änderung des effektiven Brechungsindex und muss einen Überlapp mit der Lichtwelle besitzen. Da die Lichtwelle aufgrund ihrer vergleichsweise großen vertikalen und lateralen Ausdehnung mit verschiedenen Brechungsindizes in Berührung kommt, wird hier von einem effektiven Brechungsindex gesprochen, der im Mittel auf die Welle einwirkt. Ein Sprung im Brechungsindex führt über die Fresnelsche Formel zur Reflexion:

$$R \approx \left(\frac{n_{2,eff} - n_{1,eff}}{n_{2,eff} + n_{1,eff}} \right)^2 \quad (2.19)$$

Da die Änderung des effektiven Brechungsindizes nur sehr gering ist, hat ein einzelner Brechungsindexsprung keine große Auswirkung auf die Rückkopplung. Da derartige Reflektivitäten aber im Abstand von etwa 200 nm (dieser Wert gilt in etwa für die in dieser Arbeit vorgestellten Laser mit einer Wellenlänge von 1,3 μm) über die gesamte Resonatorlänge angebracht sind, ergibt sich letztendlich doch eine sehr große Gesamtreflexion. Für die Bragg-Wellenlänge gilt:

$$\lambda_{Bragg} = 2 n_{eff} \frac{\Lambda}{m} \quad (2.20)$$

m steht für die Ordnung des Gitters, Λ für die Gitterperiode. Über die Wahl der Gitterperiode ist es möglich, die Emissionswellenlänge an eine beliebige Stelle im Verstärkungsbereich zu legen. Eine genaue Beschreibung der verteilten Rückkopplung ergibt sich aus der Helmholtzgleichung, die die

Ausbreitung der Feldstärkeamplitude $E(x)$ der Lichtwelle in longitudinaler Richtung beschreibt:

$$\frac{d^2 E(x)}{d^2 x} + k^2(\omega, x) E(x) = 0 \quad (2.21)$$

mit $k(\omega) = n \frac{\omega}{c} + ig$

Gleichung 2.21 lässt sich exakt über die Transfermatrixmethode lösen [Col95] oder aber näherungsweise über die Theorie der gekoppelten Moden [Kog72, Ort97, Ebe89]. Für verschiedene Moden m lassen sich so die Resonanzkreisfrequenzen ω_m und die Schwellenverstärkungen $g_{m,s}$ berechnen. Die Schwellenverstärkung ist für die longitudinale Modenselektion verantwortlich, da diejenige DFB-Mode zuerst anschwingt, die (bei konstanter Materialverstärkung) die geringste Schwellenverstärkung $g_{m,s}$ aufweist. Somit ist die Schwellenverstärkung $g_{m,s}$ eine wichtige Größe für einen DFB-Laser. Ohne Gitter ($\Delta n = 0$) ist sie für alle Moden gleich groß. Mit größerer Brechungsindexdifferenz und damit größerer Kopplung steigt g_s mit zunehmender Entfernung zur Bragg-Mode ω_{Bragg} . Die Moden nahe der Bragg-Mode ω_{Bragg} werden bei zunehmender Strominjektion also zuerst anschwingen (s. Abb 2.12). Die Bragg-Mode selbst existiert in einem indexgekoppelten DFB-Laser nicht, da die Phasenbedingung für sie nicht erfüllt ist. Die zufällige Lage der Spaltfacetten relativ zum Gitter sorgt für eine Verschiebung der Phasenlage der Moden. Dadurch ist $g_{m,s}$ für die beiden Moden mit $m = 1, -1$ nicht mehr identisch, und nur eine von ihnen wird zuerst anschwingen. Hierin liegt auch ein Nachteil von indexgekoppelten Bauteilen, da eine zufällige, nicht selektierbare Nachbarmode zur (nicht-existent) Bragg-Mode anschwingt.

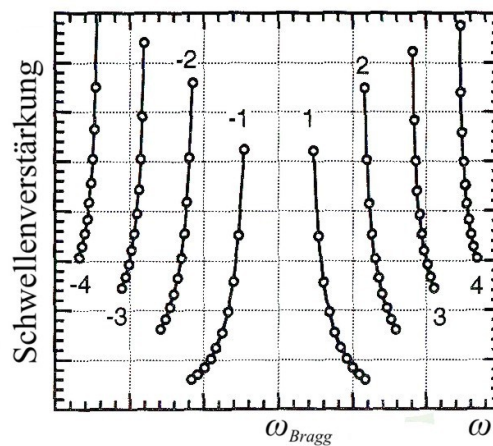


Abbildung. 2.12: Schwellenverstärkung verschiedener Laser-Moden in einem indexgekoppelten DFB-Laser in Abhängigkeit von ihrer Frequenz (nach [Col95]).

Die Intensitätsdifferenz der emittierten Lichtleistung zwischen der DFB-Mode und der stärksten Seitenmode wird durch die sog. Seitenmodenunterdrückung (engl. *side mode suppression ratio*, SMSR) angegeben (s. Abb. 2.13):

$$SMSR[dB] = 10 \log \frac{P(\lambda_0)}{P(\lambda_1)} \quad (2.22)$$

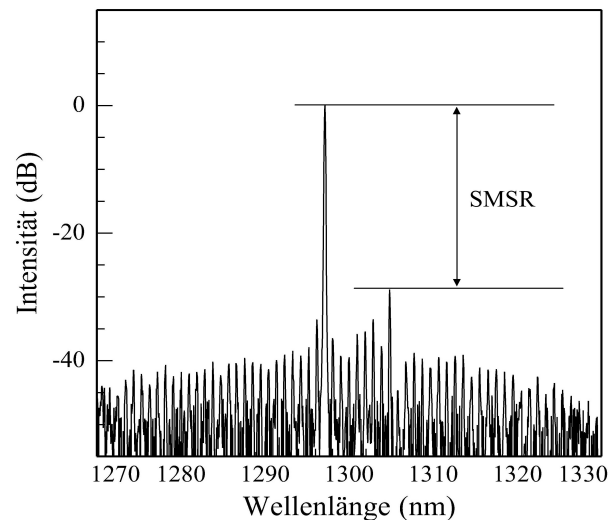


Abbildung 2.13: Seitenmodenunterdrückung dargestellt am Beispiel eines DFB-Spektrums.

Die Seitenmodenunterdrückung wird durch die Differenz der Schwellenverstärkungen zwischen der Hauptmode und den Seitenmoden bestimmt. Für Telekommunikationsanwendungen ist eine Unterdrückung von mindestens 30 dB erstrebenswert.

2.5.2 Verstärkungskopplung

Bei der Verstärkungskopplung geschieht die Modenselektion über eine Variation des komplexen Brechungsindizes, welche durch eine räumliche Modulation der Verstärkung bewirkt wird. Im Gegensatz zur Indexkopplung existiert hier die Bragg-Mode. Die Bragg-Mode erfährt hier die deutlichste Herabsetzung ihrer Schwellenverstärkung (s. Abb. 2.14). Somit ist die Modenselektion bei Verstärkungskopplung alleine durch das Gitter festgelegt, was einen Vorteil gegenüber der Indexkopplung darstellt.

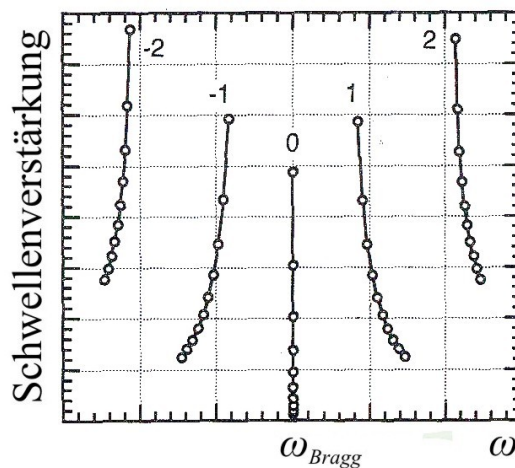


Abbildung. 2.14: Verhalten der Schwellenverstärkung der verschiedenen Laser-Moden bei Verstärkungskopplung (nach [Col95]).

2.5.3 Komplexe Kopplung

Im Falle komplexer Kopplung werden beide Kopplungsarten kombiniert. Die bereits vorgestellten Effekte der einzelnen Mechanismen werden aufaddiert und in der Gleichung für die Kopplungsstärke κ zusammengefasst, wobei der Verstärkungsanteil komplex in die Formel eingeht:

$$\kappa = \frac{\Delta n_{eff}}{n_{eff} d} + i \frac{\Delta g}{\pi} \quad (2.23)$$

d steht hier für die Breite der Gitterstege. Bei der komplexen Kopplung existiert die Bragg-Mode ebenfalls nicht, wie bereits bei der Indexkopplung beschrieben. Durch die Verstärkungskopplung wird allerdings die für die Indexkopplung typische Modenentartung aufgehoben. Insgesamt kann gesagt werden, dass verstärkungs- und komplex gekoppelte DFB-Laser hinsichtlich ihrer Monomodigkeit und Modenstabilität [Bor93, Li92, Par97], ihrer Empfindlichkeit gegenüber in die Kavität zurückreflektiertem Licht [Nak91, Chu96] und ihres Modulationsverhaltens [Lu93, Low93] indexgekoppelten Lasern deutlich überlegen sind.

Aus diesem Grund verfügen alle in dieser Arbeit vorgestellten Laser über komplexe Gitterkopplung, wobei der Anteil an Verstärkungskopplung den Anteil an Indexkopplung deutlich überwiegt. Die komplexe Kopplung wird in diesem Fall über ein absorbierendes Metallgitter erreicht, das lateral neben den Rippenwellenleiter strukturiert wurde. Hierdurch wird in erster Linie eine Modulation der Verstärkung bewirkt. Die Modulation des Brechungsindex ist vergleichsweise gering.

2.6 Transfermatrixmethode

Die bereits angesprochene Transfermatrixmethode [Yam87, Mak91] ist ein effektives Werkzeug, um die Wechselwirkung der Lichtmoden mit dem DFB-Gitter zu beschreiben. Dieses Verfahren wurde angewandt, um die Position der Emissionslinien der abstimmbaren Laser in Kapitel 7 zu berechnen. Im Prinzip kann die Transfermatrixmethode jede Art von Laser beschreiben, der sich aus verschiedenen Elementen zusammensetzt. Jedes Element des Resonators wird durch eine 2×2 -Matrix beschrieben, die die Wechselwirkung der beiden gegenläufigen Wellen mit dem entsprechenden Resonatorelement darstellt [Mor97]. Ein einzelnes Element hat somit die Form:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_0 \\ B_0 \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

A und B stehen dabei für die Amplituden der vorwärts bzw. rückwärts laufenden Welle. Für die Beschreibung eines DFB-Lasers benötigt man beispielsweise die Matrix für die Grenzfläche der Gitterstege mit dem Umgebungsmaterial, die Matrix für ein Wegstück der Länge l_1 bzw. l_2 zwischen zwei Grenzflächen und die Matrix für die Facetten. Die Transfermatrix für die Übergänge an den Grenzflächen und die Facetten ergibt sich zu:

$$H = \frac{1}{t} \begin{bmatrix} 1 & r \\ r & 1 \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

$$\text{mit } t = \sqrt{1 - r^2} = 2 \left[\frac{(n_1 n_2)^2}{(n_1 + n_2)} \right]$$

$$\text{und } r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

t stellt dabei die amplitudenbezogene Transmittivität der Grenzfläche an den Gitterstegen bzw. den Facetten dar, r steht für die Reflektivität. Für die Wegstrecke zwischen zwei Grenzflächen erhält man eine Transfermatrix von

$$L = \begin{bmatrix} e^{ikl} & 0 \\ 0 & e^{-ikl} \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

$$\text{mit } k = \frac{2\pi n}{\lambda}$$

Die Elemente e^{ikl} und e^{-ikl} beschreiben dabei Phasenänderungen der Moden. Der gesamte Resonator lässt sich nun sehr einfach als Produkt aller entsprechenden Matrizen $\prod L_i H_i$ beschreiben.

2.7 Dynamische Eigenschaften

Der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit beruht auf der Entwicklung verbesserter Telekommunikationslaser. Die dynamischen Eigenschaften sind somit von besonderem Interesse, da sie die Bandbreite der möglichen Datenübertragung festlegen. Im folgenden Text soll sowohl auf die Kleinsignalmodulation als auch auf die Großsignalmodulation eingegangen werden.

2.7.1 Kleinsignalverhalten

Unter Kleinsignalmodulation versteht man kleine, hochfrequente Störungen des stationären Zustands eines emittierenden Halbleiterlasers. Als Störungsansätze dienen die folgenden Gleichungen:

$$\text{Stromstärke:} \quad I = I_0 + I_1 e^{i\omega t} \quad (2.27)$$

$$\text{Ladungsträgerdichte:} \quad n = n_0 + n_1 e^{i\omega t} \quad (2.28)$$

$$\text{Photonendichte:} \quad n_P = n_{P0} + n_{P1} e^{i\omega t} \quad (2.29)$$

I_0, n_0, n_{P0} bezeichnen hierbei zeitunabhängige, stationäre Werte. I_1, n_1, n_{P1} stehen für die Amplituden der Störung. Geht man von einer linearen Verstärkung $g = a(n - n_{Tr})$ aus, so ergeben sich aus 2.13 (mit $R_{st} = v_g g n_P$; $R_{sp} + R_{ns} + R_l = n/\tau$) und 2.14 die linearisierten Ratengleichungen in der folgenden Form:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV} - \frac{n}{\tau} - v_g a(n - n_{Tr}) n_P \quad (2.30)$$

$$\frac{dn_P}{dt} = \Gamma v_g a(n - n_{Tr}) n_P - \frac{n_P}{\tau_P} \quad (2.31)$$

a steht hierbei für die differentielle Verstärkung $\frac{\partial g}{\partial n}$, n_{Tr} für die Ladungsträgerdichte bei

Erreichen der Transparenzstromdichte. Aus den Störungsansätzen (Gleichung 2.27, 2.28 und 2.29) und den Gleichungen 2.30 und 2.31 ergeben sich die folgenden zwei Zusammenhänge:

$$i\omega n_1 = \frac{\eta_i I_1}{qV} - \frac{n_1}{\tau} - \frac{n_{Pl}}{\Gamma \tau_P} - v_g a n_1 n_{P0} \quad (2.32)$$

$$i\omega n_{Pl} = \Gamma v_g a n_1 n_{P0} \quad (2.33)$$

Voraussetzung ist die Berücksichtigung, dass I_0 , n_0 und n_{P0} die stationären Gleichungen erfüllen, dass $g_S = a(n_S - n_{Tr}) = (\Gamma v_g \tau_P)^{-1}$ sowie die Vernachlässigung höherer harmonischer Terme wie $e^{2i\omega t}$.

Die Gleichungen 2.32 und 2.33 verknüpfen dabei die Modulationsamplitude der Elektronen n_1 und der Photonen n_{Pl} . Während Gleichung 2.32 eine negative Kopplung der Modulationsamplitude beschreibt, beschreibt Gleichung 2.33 eine positive Kopplung. Bei der negativen Kopplung bewirkt eine Zunahme der Photonendichte n_P eine Reduzierung der Ladungsträgerdichte n . Bei positiver Kopplung hingegen folgt auf einen Anstieg der Ladungsträgerdichte n auch eine Zunahme der Photonendichte n_P . Somit beschreiben diese Gleichungen eine Oszillation um den stationären Zustand.

Die Modulationstransferfunktion $H(\omega)$ ergibt sich über die Cramersche Regel aus dem Differential der Gleichungen 2.32 und 2.33 [Col95]:

$$H(\omega) = \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \quad (2.34)$$

Die Modulationstransferfunktion $H(\omega)$ beschreibt die Fähigkeit des Lasers, der Strommodulation $I(\omega)$ zu folgen. Das Verhalten der Funktion entspricht dem eines Tiefpassfilters zweiter Ordnung mit einer Resonanz bei ω_R und einer Dämpfung γ . Von Interesse ist hierbei besonders die sogenannte Resonanzfrequenz ω_R , die charakteristisch für die Geschwindigkeit ist, mit der der Laser auf externe Modulationen reagiert. Multipliziert man die Gleichungen 2.32 und 2.33 miteinander (und vernachlässigt in guter Näherung bei Gleichung 2.32 alle bis auf den dritten Term [Col95]), so ergibt sich die Resonanzfrequenz zu:

$$\omega_R = \sqrt{\frac{v_g a n_P}{\tau_P}} \quad (2.35)$$

Über den Zusammenhang $n_p = \frac{\eta_i(I - I_s)}{q v_g g_s V}$ kann die Resonanzfrequenz auch als Funktion des Stroms I ausgedrückt werden:

$$\omega_R = \sqrt{\frac{\Gamma v_g a}{q V} \eta_i (I - I_s)} \quad (2.36)$$

Gleichung 2.36 zeigt, dass ein höherer Betriebsstrom zu höheren Resonanzfrequenzen führt. Dies ist auch in Abbildung 2.15 zu sehen, die die berechnete Modulationstransantwort $|H(\omega)|^2$ für verschiedene Ströme zeigt. Von Vorteil sind außerdem ein möglichst kleines Modenvolumen $V_p = V/\Gamma$ und eine möglichst große differentielle Verstärkung a . Für $\omega > \omega_R$ fällt die Modulationstransferfunktion steil ab und begrenzt somit die maximale Modulationsbandbreite des Lasers. Als sog. Grenzfrequenz ω_{3dB} wird diejenige Frequenz definiert, bei der die Modulationsantwort auf die Hälfte der unmodulierten Laserleistung abgefallen ist (3dB-Wert, siehe Abb. 2.15).

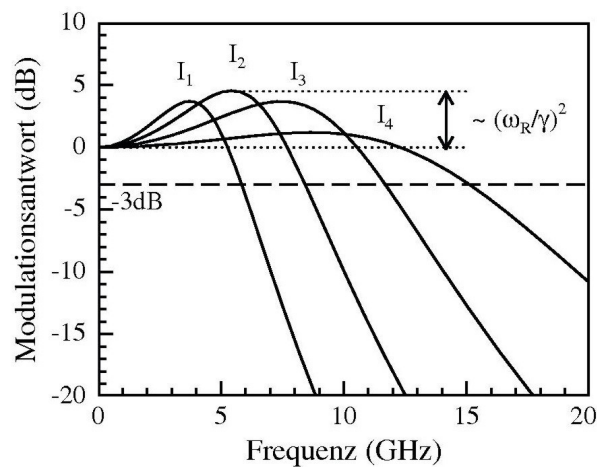


Abbildung. 2.15: Modulationsantwort $|H(\omega)|^2$ für verschiedene Betriebsströme $I_1 < I_2 < I_3 < I_4$.

Für nicht zu große Dämpfungen γ ergibt sich:

$$\omega_{3dB} = \sqrt{1 + \sqrt{2}} \cdot \omega_R \approx 1,55 \cdot \omega_R \quad (2.37)$$

bzw.

$$f_{3dB} = \sqrt{1 + \sqrt{2}} \cdot f_R \approx 1,55 \cdot f_R \quad (2.38)$$

Da die Dämpfung jedoch mit dem Quadrat von ω_R zunimmt, wird die Modulationsantwort mit höherem Strom flacher. Für große Ströme I wird schließlich die Dämpfung groß genug, um die Ausgangsleistung unter die 3dB-Grenze zu drücken, bevor die zugehörige Resonanzfrequenz ω_R erreicht ist. Daraus folgt, dass es eine maximale Bandweite $f_{3db, max}$ geben muss, die durch höhere Betriebsströme nicht weiter angehoben werden kann. Für die maximale Bandweite gilt:

$$f_{3db, max} = \sqrt{2} \frac{2\pi}{K} \quad (2.39)$$

K ist der sog. Dämpfungskoeffizient oder K-Faktor und als Maß für die Modulierbarkeit bei Telekommunikationslasern von großem Interesse. Er ist definiert als:

$$K = 4\pi^2 \tau_p \left[1 - \frac{\Gamma}{a} \frac{\partial g}{\partial n_p} \right] \quad (2.40)$$

In der Realität ist es nahezu unmöglich, die durch den K-Faktor vorgegebene Bandweite zu erreichen, da wegen der notwendigen hohen Stromdichte vorher thermische Effekte einsetzen und die Bandweite limitieren. Sowohl der Dämpfungskoeffizient K als auch die Dämpfung γ werden in der Praxis als Fitparameter aus Messdaten extrahiert.

2.7.2 Großsignalverhalten

Als Ausgangspunkt für die Betrachtungen zum Großsignalverhalten dienen wieder die Ratengleichungen 2.13 und 2.14 aus Kapitel 2.4. Sie eignen sich sowohl zur Lösung von Problemstellungen oberhalb der Laserschwelle als auch unterhalb. Dies ist insofern von Bedeutung, als dass die Großsignalmodulation aufgrund ihrer großen Modulationsamplitude dazu führen kann, dass der Betriebsstrom teilweise oberhalb und teilweise unterhalb der Schwelle liegt. Allerdings stellt sich hier das Problem, dass die Ratengleichungen für den Fall der Großsignalmodulation nicht mehr analytisch gelöst werden können. Die Lösungen ergeben sich nun auf numerischem Weg durch Iteration mit jeweils kleinem Zuwachs der Zeit Δt im Gegensatz zur Rechnung mit differentiell dt . Die Ausgangsgleichungen schreiben sich dann wie folgt:

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = \frac{\eta_i I}{qV} - R_{sp} - R_{ns} - R_l - v_g g n_p \quad (2.41)$$

$$\frac{\Delta n_p}{\Delta t} = \Gamma R_{st} + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{n}{\tau_p} \quad (2.42)$$

Da das Lasersystem auf die Modulationsvorgabe mit Oszillationen in der Nähe von ω_R reagieren wird, sollte $\Delta t \ll 1/\omega_R$ gewählt werden.

Die Lösung dieser Gleichungen ist für einen typischen Halbleiterlaser auf InGaAs/GaAs-Basis in Abbildung 2.16 dargestellt. Wie zu sehen ist, wird eine bestimmte Zeit benötigt, um die Schwellenladungsträgerdichte aufzubauen, so dass Licht emittiert werden kann. Diese sogenannte Einschaltverzögerung t_E sollte für praktische Anwendungen in der Telekommunikation möglichst gering sein, um eine schnelle Datenübertragung zu gewährleisten. Um die Einschaltverzögerung t_E zu bestimmen, betrachtet man zunächst die Änderung der Ladungsträgerdichte n mit der Zeit, jedoch noch vor Erreichen der Schwellenladungsträgerdichte n_s . Der Strom soll hierbei von einem Wert $I_i < I_s$ bis zu einem Wert $I_f > I_s$ erhöht werden. Als Ansatz ergibt sich somit:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV} - R_{sp} - R_{ns} - R_l \quad (2.43)$$

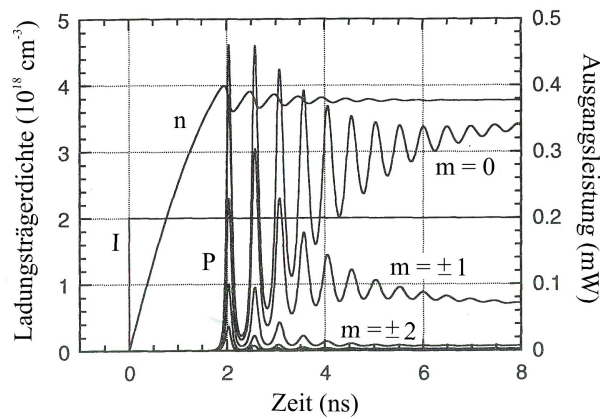


Abbildung 2.16: Verhalten der Ladungsträgerdichte n und der Ausgangsleistung P nach Erhöhung des Stroms I zum Zeitpunkt $t = 0$. Die Hauptmode ist mit $m = 0$ bezeichnet, die Seitenmoden sind, je nach ihrer Entfernung zur Hauptmode, mit $m = \pm 1$ bzw. ± 2 bezeichnet (nach [Col95]).

Geht man nun auch noch von einer konstanten Lebensdauer der Ladungsträger aus ($R_{sp} + R_{ns} + R_l = n/\tau_0$), so ergibt sich eine exponentielle Sättigung der Ladungsträgerdichte (siehe Abb. 2.17):

$$n(t) = \eta_i + (n_f - \eta_i) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_0}}\right) \quad (2.44)$$

n_i stellt hierbei die minimale Ladungsträgerdichte der Modulation, n_f die maximale Dichte dar. Die tatsächliche Ladungsträgerdichte n wird jedoch in der Realität niemals den Wert n_f erreichen, da bei Erreichen der Laserschwelle ein Anstieg über n_s hinaus durch den Ladungsträgerabbau mittels stimulierter Emission verhindert wird. Die Einschaltverzögerung t_E ist somit diejenige Zeit, die vergeht, bis n_s erreicht ist, also $n(t_E) = n_s$. Daraus ergibt sich für die Einschaltverzögerung:

$$t_E = \tau_0 \ln \left(\frac{I_f - I_i}{I_f - I_s} \right) \quad (2.45)$$

Die Zusammenhänge zwischen den Strömen I_f , I_i und I_s mit der Ladungsträgerdichte n_f , n_i und n_s sind jeweils über die Lebensdauer τ_0 , die Ladung q und das Volumen V gegeben. Um die Einschaltverzögerung möglichst gering zu halten, ist also ein möglichst hoher Strom I_f von Vorteil, ebenso wie der Strom I_i möglichst nahe am Schwellenstrom I_s liegen sollte.

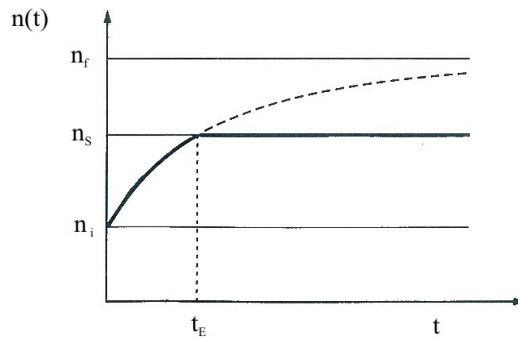


Abbildung. 2.17: *Ladungsträgerdichte n als Funktion der Zeit t . Ein Anstieg über den Wert n_s ist nicht möglich, da alle weiteren Ladungsträger sofort durch stimulierte Emission wieder abgebaut werden.*

Tatsächlich ist es sogar möglich, die Einschaltzeit noch sehr viel weiter zu verkürzen, indem $I_i > I_s$ gewählt wird. Die Betrachtungen für diesen Fall gehen wieder von den bereits vorgestellten Ratengleichungen 2.13 und 2.14 aus. Man betrachtet dazu die Modulationsantworten n_M und $n_{P,M}$ direkt nach der Stromerhöhung ΔI :

$$\frac{d}{dt}(n_M) = \frac{\eta_i}{qV} \Delta I \quad (2.46)$$

$$\frac{d}{dt}(n_{P,M}) = 0 \quad (2.47)$$

Der Anstieg der Ladungsträgerdichte ist zunächst proportional zur Stromerhöhung ΔI , der Anstieg der Photonendichte ist zunächst null, da die Voraussetzung (Zunahme der Verstärkung g) für eine Zunahme der Photonendichte $n_{P,M} > n_P$ noch nicht erfüllt ist. Da die Ladungsträgerdichte oberhalb der Laserschwelle dauerhaft nicht weiter zunimmt, muss nach Abklingen der Ladungsträgerdichteoszillationen für eine genügend große Zeit t gelten: $n_M(t=\infty) = 0$. Diese Voraussetzungen lassen sich mit einer gedämpften Sinusfunktion erfüllen [Col95]:

$$n_M(t) = n_S e^{\frac{-\gamma t}{2}} \sin \omega_{osz} t \quad (2.48)$$

mit $\omega_{osz} = \omega_R \sqrt{1 - \left(\frac{\gamma}{2\omega_R}\right)^2}$

Der Anstieg der Photonendichte ist zunächst, wie bereits festgestellt, null. Erst wenn kurzfristig eine Ladungsträgerdichte $n_M > n_S$ erreicht ist, steigt die optische Verstärkung g und somit $n_{P,M}$ an. Letztendlich wird $n_{P,M}$ also einen bestimmten, positiven Wert $n_{P,M}(t=\infty)$ erreichen und behalten. Diese Voraussetzungen für $n_{P,M}$ lassen sich am besten mit einer gedämpften Cosinusfunktion erfüllen [Col95]:

$$n_{P,M}(t) = n_{P,M}(\infty) \left[1 - e^{\frac{-\gamma t}{2}} \cos \omega_{osz} t \right] \quad (2.49)$$

Beide vorgestellten Gleichungen (2.48, 2.49) sind noch nicht exakt, gelten aber in sehr guter Näherung für nicht zu große Dämpfungen γ .

Aufgrund der sehr viel kürzeren Einschaltverzögerung werden in praktischen Anwendungen daher der Betriebspunkt und die Modulationstiefen so gewählt, dass sich der Laser konstant oberhalb der Schwelle befindet. Auch die in dieser Arbeit vorgestellten Großsignalmessungen wurden daher auf diese Art durchgeführt.

2.8 Dimensionalität der aktiven Zone

Da die Dimensionalität der aktiven Schicht großen Einfluss auf wesentliche Lasereigenschaften wie Schwellenstrom, Effizienz, Temperaturstabilität und Modulierbarkeit hat, soll im folgenden auch auf diese näher darauf eingegangen werden.

Die ersten Halbleiterlaser waren Doppelheterostruktur laser mit dreidimensionaler aktiver Schicht. Allerdings konnten sich die Halbleiterlaser in vielen Gebieten erst mit Entwicklung der Quantenfilmlaser durchsetzen. Im Gegensatz zum Doppelheterostruktur laser – wo die Rekombinationszone der Ladungsträger keiner Beschränkung hinsichtlich der Dimensionalität unterliegt – ist die aktive Schicht hier auf zwei Dimensionen begrenzt. Das Resultat dieser Begrenzung ist eine deutliche Verbesserung der Schwellenstromdichte und der Temperaturstabilität [Dup79, Hol80]. Der Grund für diese Verbesserung ist ein Quantisierungseffekt, nämlich die stufenförmige Zustandsdichte der Elektronen im Quantenfilm. Dieser Effekt wird erreicht, sobald die Bewegungsbegrenzung der Elektronen durch das Material in einer Dimension den Bereich der de-Broglie-Wellenlänge erreicht.

Abbildung 2.18 zeigt die Zustandsdichte $D(E)$ als Funktion der Energie für dreidimensionales, zweidimensionales und quasinulldimensionales Material. Während die Zustandsdichte $D(E)$ an der Bandkante bei dreidimensionalem Volumenmaterial aufgrund der wurzelförmigen Zunahme nur sehr gering ist, weist ein Quantenfilm hier schon eine sehr viel größere Zahl von Zuständen auf.

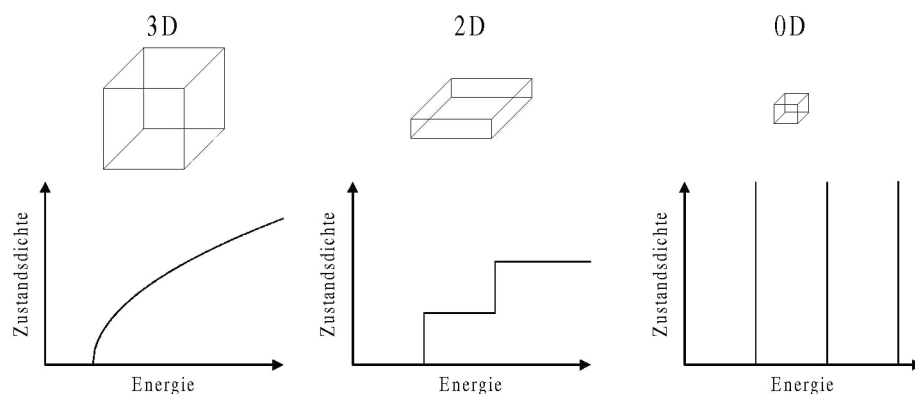


Abbildung. 2.18: Zustandsdichte der Elektronen in Abhängigkeit von der Dimension (nach [Wei94]).

Dieser Effekt lässt sich durch eine weitere Reduzierung der Dimensionalität noch weiter verstärken. Bei quasinulldimensionalen Quantenpunkten erhält man theoretisch diskrete Zustände, was weitere Verbesserungen der Lasereigenschaften mit sich bringt. In Tabelle 2.1 sind die Zustandsdichten der Elektronen im Leitungsband für unterschiedlich dimensionale Strukturen als Formel dargestellt.

dreidimensional:	$D^{3d}(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - \epsilon_0}$	(2.50)
------------------	--	--------

zweidimensional:	$D^{2d}(E) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} \sum_i \Theta(E - \epsilon_i)$	(2.51)
nulldimensional:	$D^{0d}(E) \propto \sum_i \delta(E - \epsilon_i)$	(2.52)

Tabelle 2.1: Zustandsdichten $D(E)$ der Elektronen im Leitungsband unterschiedlich dimensionaler Strukturen (nach [Kit99, Bac05, Jac98]).

ϵ_i bezeichnet die Energieniveaus in den Quantenpunkten und im Quantenfilm, ϵ_0 steht für die Leitungsbandkante im Volumenmaterial.

Die Zustandsdichte $D(E)$ ist in Quantenpunkten idealerweise noch größer als bei zweidimensionalem Material, woraus sich theoretisch vor allem eine größere optische Verstärkung ergibt. Darüber hinaus hat die starke räumliche Eingrenzung der Ladungsträger eine bessere Lokalisation von Elektronen und Löchern in der aktiven Zone zur Folge. Besetzungsinversion kann in einem derartigen System schon bei deutlich geringeren Strömen erreicht werden. Abbildung 2.19 zeigt berechnete Schwellenströme und Verstärkungsspektren unterschiedlich dimensionaler aktiver Zonen im Vergleich.

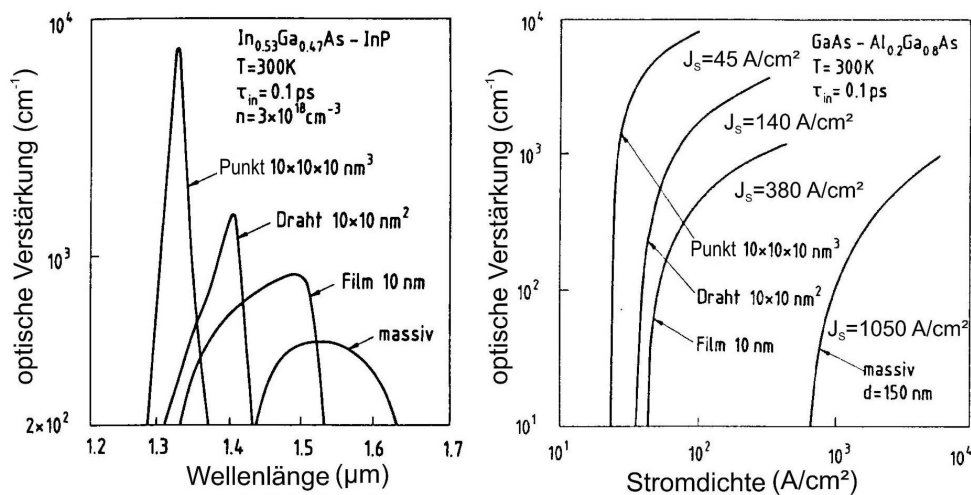


Abbildung. 2.19a und b: Optische Verstärkung und Verstärkungsspektren.

2.19a: Verstärkungsspektren von verschiedendimensionalen aktiven Schichten (nach[Asa86]).

2.19b: Die maximale Verstärkung aufgetragen gegen die Stromdichte in Abhängigkeit von der Dimension (nach [Asa86]).

Die in Abbildung 2.19 präsentierten Daten beruhen allerdings auf Simulationen, für die von idealen Voraussetzungen ausgegangen wurde. Diese Bedingungen lassen sich in der Realität nahezu nicht erfüllen. So wurden etwa die Quantenpunkte durch Würfel simuliert, die alle exakt die gleiche Größe besitzen. Unter realen Umständen jedoch zeigen die Quantenpunkte eine gaußförmige

Größenverteilung.

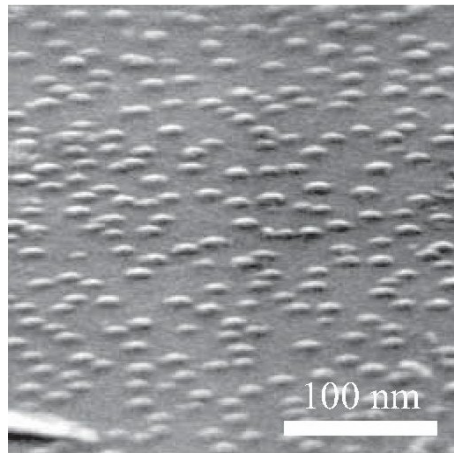


Abbildung. 2.20: *Rasterelektronenmikroskopaufnahme von unüberwachsenen InGaAs-Quantenpunkten auf GaAs-Substrat [Kai07].*

Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich die einzelnen Atome während des Wachstums an zufälligen Quantenpunkten anlagern und diese vergrößern. Abbildung 2.20 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme einer nicht überwachsenen Schicht von InGaAs-Quantenpunkten auf GaAs-Substrat, deren Emissionswellenlänge bei 920 nm liegt. Obwohl die Wachstumsparameter dieser Quantenpunkte speziell optimiert wurden [Kai07], ist der Größenunterschied einzelner Punkte gut zu erkennen.

Eine Reduzierung der Schwellenstromdichte von auf Quantenpunkten basierendem Material gegenüber Quantenfilmlasern – wie in Abbildung 2.19b theoretisch berechnet – kann in der Realität trotzdem gezeigt werden [Liu99, Sel04].

3. Messplätze

Das folgende Kapitel verschafft einen kurzen Überblick über die Messplätze, an denen die in dieser Arbeit vorgestellten Quantenpunktlaser gemessen wurden. Es werden sowohl der Kennlinien- und Spektrenmessplatz vorgestellt als auch der Kleinsignal- und der Großsignalmessplatz.

3. 1 Kennlinien- und Spektrenmessplatz

Sämtliche in dieser Arbeit vorgestellten Laserkennlinien und Laserspektren wurden am hier beschriebenen Kennlinien- und Spektrenmessplatz aufgenommen. Alle Laser wurden dabei – soweit nicht bei der Beschreibung der Messdaten anders erwähnt – in Barrenform auf einer temperaturgeregelten Wärmesenke aus Messing im Dauerstrichbetrieb gemessen. Die Temperaturmessung erfolgte dabei ständig über einen NTC-Widerstandssensor. Da die Temperatur der Wärmesenke exakt kontrollierbar ist, wurden hier ebenfalls temperaturabhängige Messungen durchgeführt. Die Wärmesenke dient während der Messungen zusätzlich als Kontaktierung für den n-Kontakt des Lasers, während der p-Kontakt über eine Messnadel aus Wolfram-Karbid kontaktiert wird.

Für Kennlinienmessungen wird das vom Laser emittierte Licht über ein optisches Linsensystem auf eine InAs-Photodiode fokussiert, wo der entstehende Photostrom von einem Amperemeter detektiert und von einem Computer in eine optische Leistung umgerechnet wird. Während der Kennlinienmessung wird der in den Laser injizierte Strom kontinuierlich erhöht und jeweils die zugehörige Ausgangsleistung aufgezeichnet. Diese Messdaten geben die Abhängigkeit der Ausgangsleistung vom Injektionsstrom wieder.

Soll das Spektrum eines Lasers aufgenommen werden, so wird das emittierte Licht statt in das erwähnte Linsensystem in eine Glasfaser eingekoppelt und in ein optisches Faserspektrometer (Agilent 86140 B) mit einer Wellenlängenauflösung von 0,06 nm geführt. Im Spektrometer wird die eingestrahlte Intensität mithilfe eines Gitters wellenlängenabhängig aufgelöst und ausgegeben.

3.2 Kleinsignalmessplatz

Wie schon beim Kennlinien- und Spektrenmessplatz wurden die Laser zur Kleinsignalmessung in Barrenform auf einer temperaturgeregelten Wärmesenke aus Messing positioniert. Sofern ein Laser nicht in Barrenform gemessen wurde, ist dies bei den entsprechenden Messdaten besonders erwähnt.

Das vom Laser emittierte Licht wird über eine sog. *lensed fiber*, eine Glasfaser mit linsenförmiger Facette, in einen optischen Komponentenanalysator (HP8703) geführt. Die *lensed fiber* erlaubt es – im Vergleich zu einer gewöhnlichen Faser – bis zu fünfmal mehr Licht in die Faser einzukoppeln. Der optische Komponentenanalysator erzeugt das elektrische Modulationssignal und detektiert die empfangene Lichtleistung in Abhängigkeit der jeweiligen Frequenz. Da in der Hochfrequenztechnik hohe Anforderungen an die elektrische Kontaktierung gestellt werden, müssen alle elektrischen Verbindungen vom Analysator zum Laser strenge Voraussetzungen erfüllen. Dazu gehören die Isolation gegen elektromagnetische Strahlung und bestimmte, definierte Abschlusswiderstände der Messgeräte. Aus diesem Grund wird der Laser für die Kleinsignalmessung auch mit einer besonderen Hochfrequenzastspitze kontaktiert, die das elektrische Modulationssignal überträgt.

Auf einen optischen Isolator zur Vermeidung von Rückkopplungseffekten wurde während der Messungen verzichtet.

3.3 Großsignalmessplatz

Da es sich auch beim Großsignalmessplatz um einen Messaufbau zur Charakterisierung von Hochfrequenzeigenschaften handelt, müssen hier die selben strengen Anforderungen wie beim Kleinsignalmessplatz erfüllt werden. Im Gegensatz zum Kleinsignalmessplatz können hier allerdings nur auf einen Submount aufgebaute Laser gemessen werden. Die verwendeten Submounts bestehen aus AlN und verfügen über einen elektrischen Widerstand von $46\ \Omega$. Dieser Widerstand wird in Reihe mit dem aufgebauten Laser (der über einen elektrischen Widerstand von etwa $4\ \Omega$ verfügt) geschaltet, so dass sich ein Gesamtwiderstand von $50\ \Omega$ ergibt. Dies entspricht den Anforderungen an ein Telekommunikationsnetzwerk. Die Submounts wurden ihrerseits während des Messens auf eine temperaturgeregelte Wärmesenke gestellt.

Bei der Großsignalmessung wird – wie bei der Kleinsignalmessung – die Ausgangsleistung des

Lasers über ein elektrisches Signal moduliert. Üblich sind Arbeitspunkte, die eine Modulation von knapp oberhalb der Laserschwelle bis hin zur fünffachen Laserschwelle ermöglichen. Das emittierte Licht durchläuft dabei zunächst einen optischen Abschwächer, der eine Variation der Lichtleistung am Empfänger erlaubt, ohne den Betriebspunkt des Lasers zu verändern. Um optische Rückkopplungen in die Laserkavität zu vermeiden wurde außerdem ein optischer Isolator verwendet. Außerdem wird das emittierte Licht durch den Messaufbau in zwei Teilstrahlen aufgeteilt: Während der eine Strahl in einen optischen Empfänger zur Messung der Lichtleistung geführt wird, wird der andere in einen Detektor zu Analyse der optischen Signalform weitergeleitet. Dabei ist es auch möglich, das Licht eine bestimmte Glasfaserstrecke durchlaufen zu lassen, bevor es in den Analysator bzw. Detektor gelangt. Über das elektrische Modulationssignal wird dem Laser ein beliebiges Bitmuster fest vorgegeben. Dieses Bitmuster wird auch dem Detektor zur Verfügung gestellt, der es mit dem empfangenen optischen Signal vergleicht. Durch dieses Verfahren wird die Bitfehlerrate des Lasers ermittelt.

Alle Großsignalmessungen wurden bei der Firma *Alcatel-Thales* in Marcoussis, Frankreich durchgeführt.

4. Rippenwellenleiterlaser

Im Folgenden sollen sowohl die Herstellung als auch die Eigenschaften von FP-Lasern mit einer aus Quantenpunkten bestehenden aktiven Schicht vorgestellt werden. Aufgrund ihres longitudinal multimodigen Emissionsspektrums eignen sich derartige Laser nur für bestimmte Anwendungen im Telekommunikationssektor, da zum einen durch Dispersionseffekte in der Glasfaser ein Auseinanderlaufen des Signal bewirkt wird. Zum anderen ist ein großer Abstand von mehreren zehn Nanometern zwischen einzelnen Kanälen notwendig, da durch das breite Spektrum sonst die Gefahr eines Übersprechens auf benachbarte Kanäle besteht. Wegen ihrer im Vergleich zu DFB-Lasern günstigen Anschaffungskosten besitzen sie allerdings einen großen Kostenvorteil, wenn es um die Signalübertragung über nur eine kurze Glasfaserstrecke von bis zu 500 m geht. Ein typisches Anwendungsbeispiel sind die sog. *fibre to the home*-Netze, welche die Strecke von den großen Glasfasernetzen, die das Rückgrat der Nachrichtenübertragung bilden, zu den einzelnen Haushalten überbrücken. Typischerweise werden hierfür in Europa zur Zeit noch Kupferkabel genutzt, die aber nicht die selbe Übertragungsgeschwindigkeit wie optische Systeme erreichen können. Ein Ausbau dieser Strecken mit *fibre to the home*-Netzen ist daher in vielen Städten und Gemeinden bereits beschlossen.

FP-Laser ermöglichen außerdem grundlegende Studien und Analysen des zu ihrer Prozessierung verwendeten Quantenpunktmaterials, da sie nicht wie die später diskutierten DFB- und CCIG-Laser durch ein Gitter zur Emission bei einer bestimmten Wellenlänge gezwungen werden. Ein FP-Laser emittiert immer im Wellenlängenbereich seiner höchsten Verstärkung, weshalb z. B. sein Temperaturverhalten Rückschlüsse auf intrinsische Effekte erlaubt. Letztendlich sind FP-Laser für Materialstudien nicht zu ersetzen.

Das folgende Kapitel zeigt die im Verlauf der Arbeit hergestellten und schrittweise optimierten FP-Laser. Die verschiedenen Entwicklungsschritte werden dabei anhand von Beispielstrukturen vorgestellt. Diese Laser wurden als sog. Rippenwellenleiterlaser realisiert. Da alle weiteren Laser dieser Arbeit ebenfalls über einen Rippenwellenleiter verfügen, dient die Prozessierung der Rippenwellenleiterlaser als Ausgangspunkt für die Herstellung der anderen, komplexeren Laserstrukturen. Die SEM-Aufnahme eines typischen Rippenwellenleiters, wie er für diese Arbeit verwendet wurde, ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Auf dem Rücken des Stegwellenleiters ist noch die Ätzmaske (s. Kap. 4.2.2) zu erkennen. Die Ätztiefe beträgt etwa 1 μm , die Breite des Stegs etwa 2,5 μm .

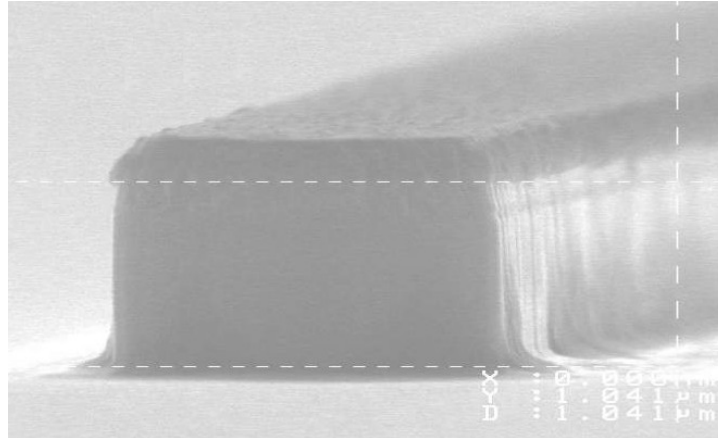


Abbildung 4.1: SEM-Aufnahme eines Rippenwellenleiters.

4.1 Typische Eigenschaften eines Rippenwellenleiterlasers

Ein Rippenwellenleiter besitzt eine Breite von nur wenigen Mikrometern. Da die aktive Zone nur in einem schmalen Bereich fast ausschließlich unterhalb des Rippenwellenleiters gepumpt wird, wird auch nur in diesem begrenzten Bereich der aktiven Schicht Besetzungsinversion erzeugt. Durch diese räumliche Begrenzung der Rekombinationszone kann der Schwellenstrom im Vergleich zu Breitstreifenlasern deutlich verringert werden. Weil derartige Laser daher nur kleine Betriebsströme erfordern, ist ein Einsatz im Dauerstrichbetrieb bereits in Barrenform ohne weiteren Aufwand möglich, da durch die niedrigen Ströme auch nur eine geringe Erwärmung des Bauteils verursacht wird. Der bedeutendste Vorteil neben den niedrigen Strömen ist die laterale Monomodigkeit eines schmal genug geätzten Rippenwellenleiters. In der optischen Telekommunikation kommt dieser Eigenschaft große Bedeutung bei, da hierdurch das Einkoppeln des Laserlichts in Glasfaserkabel stark vereinfacht wird.

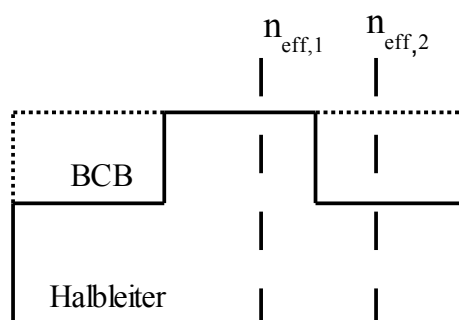


Abbildung 4.2: Schematischer Querschnitt des Rippenwellenleiters mit den unterschiedlichen Brechungsindizes $n_{\text{eff},1}$ und $n_{\text{eff},2}$.

Nachdem der Rippenwellenleiter in die Laserstruktur geätzt wurde, wird er mit einem isolierenden Material umgeben. Dadurch ergibt sich eine Brechungsindexdifferenz Δn zwischen dem Steg und seiner Umgebung. Die Anzahl der in einem Rippenwellenleiter ausbreitungsfähigen Lateralmoden wird nicht zuletzt durch diese Differenz Δn der Brechungsindize $n_{eff,1}$ und $n_{eff,2}$ bestimmt. $n_{eff,1}$ steht dabei für den effektiven Brechungsindex, den die Welle innerhalb des Stegs erfährt. $n_{eff,2}$ ist der effektive Brechungsindex, der außerhalb des Stegs auf die Welle wirkt (s. Abb. 4.2). Eine wichtige Rolle spielt allerdings auch die Breite b des Rippenwellenleiters. Beide Größen werden durch die sog. normalisierte Wellenleiterdicke D in einem eindimensionalen Modell kombiniert [Bot99]:

$$D = \frac{2\pi}{\lambda_0} b \sqrt{n_{eff,1} - n_{eff,2}} \quad (4.1)$$

Die Vakuumwellenlänge des Lasers wird dabei mit λ_0 bezeichnet.

Die Anzahl der im Steg geführten Wellen ergibt sich genähert aus der normalisierten Wellenleiterdicke D gemäß des eindimensionalen Modells [Bot99]:

$$(m-1)\pi \leq D < m\pi \quad (4.2)$$

Mit m wird hier die Ordnung der Moden bezeichnet, wobei $m = 1$ für die Fundamentalmode steht. In diesem Modell, welches das Verhalten des Rippenwellenleiters annähert, wird stets mindestens eine Mode geführt. Abbildung 4.3 zeigt die Anzahl der geführten Moden in Abhängigkeit von der Stegbreite nach dem vorgestellten Modell.

Die Rippenwellenleiter sind auf beiden Seiten von Benzocyclobuten (BCB) umgeben. Der effektive Brechungsindex des Stegs $n_{eff,1}$ wurde mittels Simulation bestimmt und beträgt 3,299. Der Simulation zugrunde gelegt wurde der Schichtaufbau des Materials A (s. Anhang) bei einer Stegbreite von 2,5 μm und einer Ätztiefe von 1,5 μm . Seitlich des Stegs ist der effektive Brechungsindex durch den Einfluss des BCB geringer. Die Simulation ergab hier für $n_{eff,2}$ einen Wert von 3,294. Die Differenz der beiden Brechungsindizes beträgt somit 0,005.

Wie in Abbildung 4.3 zu erkennen ist, ist die vorgestellte Quantenpunktstruktur bei einer Stegbreite von 2,5 μm lateral monomodig für Brechungsindexdifferenzen kleiner als 0,007. Aus diesem Grund wurde für sämtliche in dieser Arbeit präsentierten Laser eine Rippenwellenleiterbreite von 2,5 μm gewählt, um auch hier laterale Monomodigkeit zu garantieren.

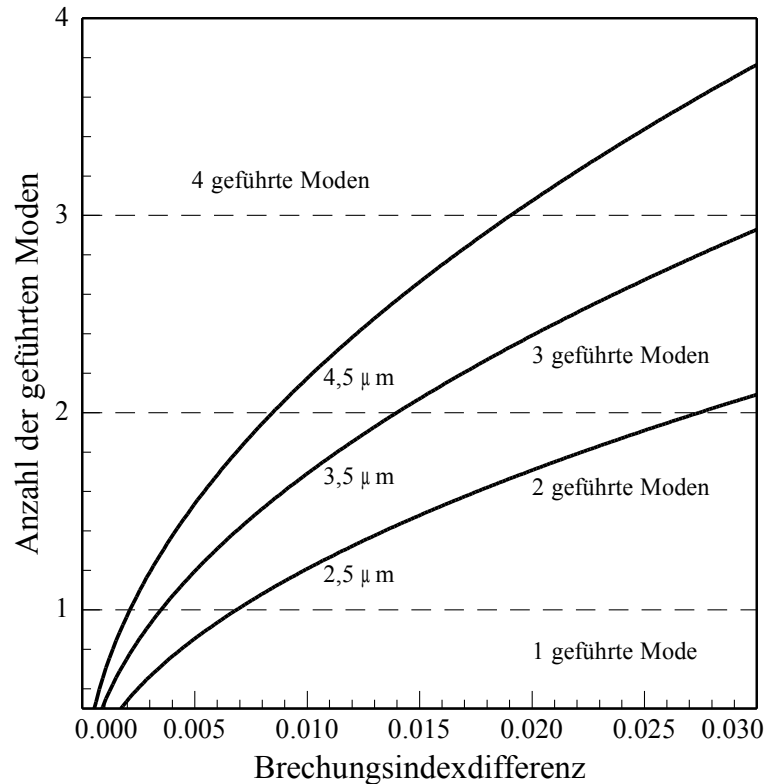


Abbildung 4.3: Anzahl der geführten Moden für verschiedene Breiten des Stegwellenleiters in Abhängigkeit von der Brechungsindexdifferenz, basierend auf der verwendeten Quantenpunktlaserstruktur.

Selbst bei größeren Stegbreiten bleibt ein Rippenwellenleiter in der Regel lateral monomodig, da unterschiedliche Moden eine unterschiedliche Verstärkung erfahren. Je höher die Ordnungszahl m einer Mode ist, desto größer ist ihre räumliche Ausdehnung und desto geringer ist ihre modale Verstärkung g_{mod} . Das bedeutet, dass höhere Moden nur eine geringere Verstärkung erfahren, die die Verluste häufig nicht ausgleichen kann, wodurch diese Moden nicht anschwingen. Insofern existiert hier ein weiterer Effekt, der dazu beiträgt, die laterale Monomodigkeit des Lasers zu bewahren. Wird die Stegbreite jedoch weiter vergrößert, kann ein Anschwingen höherer Moden schließlich nicht mehr verhindert werden. Auch eine erhöhte Brechungsindexdifferenz Δn begünstigt die Entstehung weiterer Moden, da so die laterale Modenführung verbessert wird.

4.2 Herstellung der Rippenwellenleiterlaser

Die Herstellung eines Rippenwellenleiterlasers wird im folgenden ausführlich dargestellt, da sie die prozesstechnische Basis aller Laser dieser Arbeit ist. Alle weiteren Lasertypen bauen im

wesentlichen auf der Prozessierung dieser Laserart auf, die dann um weitere, komplexe Prozessschritte ergänzt wird.

4.2.1 Epitaxie und Grundeigenschaften

Sämtliche in dieser Arbeit untersuchten Halbleiterlaser wurden mittels Molekularstrahlepitaxie (engl.: *molecular beam epitaxy*, MBE) hergestellt. Durch thermische Verdampfung werden hierbei Teilchenströme, die sog. Molekularstrahlen, aus verschiedenen Materialien erzeugt, die sich auf der Substratoberfläche ablagern. Die exakte Steuerung der Molekularstrahlen ermöglicht die Erzeugung von Halbleiterschichten mit nahezu atomarer Präzision.

Das Schichtwachstum während der Molekularstrahlepitaxie wird von Oberflächenprozessen dominiert. Um diesen Effekt weiter zu verstärken, wird das Substrat zusätzlich geheizt, was eine hohe Beweglichkeit der Teilchen an der Substratoberfläche gewährleistet. Die Entstehung von Quantenpunkten oder Quantenfilmen kann dann im wesentlichen über die Anzahl der abgeschiedenen Monolagen und die Oberflächenbeweglichkeit der Teilchen gesteuert werden, wobei insbesondere für Quantenpunkte außerdem eine gewisse Materialverspannung unbedingt notwendig ist. Eine genaue Kontrolle der Wachstumsparameter und eine hohe Reproduzierbarkeit der Schichten sind wichtig, um Laserstrukturen von hoher Güte zu erhalten.

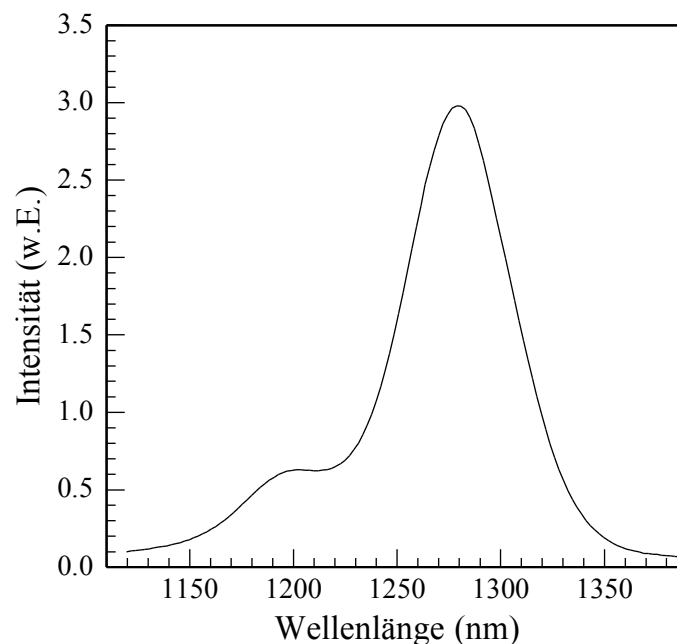


Abbildung 4.4: Photolumineszenzspektrum der Probe A. Die maximale Intensität liegt bei einer Wellenlänge von etwa 1280 nm.

Die aktive Zone des für diese Arbeit optimierten Halbleitermaterials besteht aus insgesamt zehn Quantenpunktschichten, um die optische Verstärkung zu vergrößern. Es handelt sich um sog. *dots in a well* (engl. für: Quantenpunkte in einem Quantenfilm), weswegen direkt unter die Quantenpunkte ein 5 nm dicker Quantenfilm gewachsen wurde. Der Quantenfilm dient dazu, die Ladungsträger zu sammeln und den Einschluss der Ladungsträger in den Quantenpunkten zu verbessern. Außerdem ermöglicht er eine bessere Gitteranpassung der Quantenpunkte. Da es sich um zehn übereinander gewachsene Quantenpunktschichten handelt, besitzt die aktive Zone eine große räumliche Ausdehnung von etwa 400 nm. Aus diesem Grund bilden beim vorliegenden Laser die aktive Zone und der Wellenleiter auch eine Einheit: Die Quantenpunkte wurden über die ganze Breite des Wellenleiters in diesen integriert. Während des Schichtwachstums wurde außerdem eine p-Modulationsdotierung von $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ in die Barrieren zwischen den Quantenpunktschichten des Lasers eingebracht. Im Anhang findet sich ein genauer Schichtaufbau der Struktur (Material A).

Die für diese Arbeit untersuchten Quantenpunktlaserstrukturen wurden im Rahmen des EU-Projekts *ZODIAC* in enger Zusammenarbeit mit der Firma *innolume GmbH* in Dortmund entwickelt und sorgfältig optimiert. Als MBE-Anlage kam eine Multi-Wafer-Feststoffquellen-molekularstrahlepitaxieanlage vom Typ *RIBER 49* zum Einsatz.

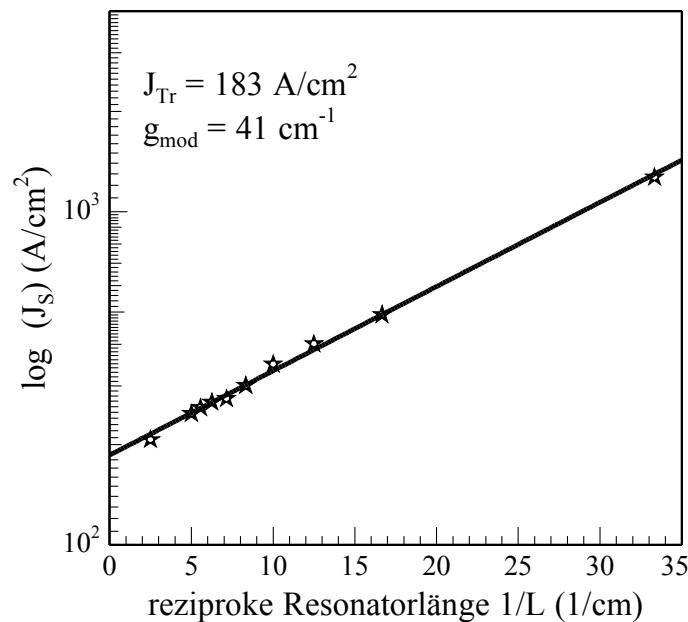


Abbildung 4.5a: Schwellenstromdichte J_s in Abhängigkeit von der Resonatorlänge. Wie zu sehen ist, nimmt die Schwellenstromdichte J_s exponentiell mit der reziproken Resonatorlänge ab. Aus den längenabhängigen Messungen des Schwellenstroms wurde so die Transparenzstromdichte zu 183 A/cm^2 ermittelt, die modale Verstärkung g_{mod} zu 41 cm^{-1} .

Zunächst sollen die Materialeigenschaften des optimierten Materials (Material A) dargestellt werden. Die Daten wurden aus Breitstreifenlasern gewonnen. Dieses Wafermaterial weist exzellente Temperatur- und Modulationseigenschaften auf und wurde für die im weiteren Verlauf der Arbeit vorgestellten DFB- und CCIG-Laser verwendet. Abbildung 4.4 zeigt das Photolumineszenzspektrum (PL-Spektrum) des Materials. Der PL-Peak liegt bei einer Wellenlänge von etwa 1280 nm und seine Halbwertsbreite beträgt 60 nm. Das PL-Spektrum verrät schon in etwa die spätere Wellenlänge des Lasers von 1290 nm. Durch die Verschiebung des Maximums der Verstärkungskurve im Laserbetrieb zu kleineren Energien ist das Laserspektrum wie gewöhnlich bei geringfügig größeren Wellenlängen als das PL-Spektrum (s. Abb. 4.15). Die Abbildungen 4.5a, b, c geben einen Überblick über die weiteren Grunddaten des Wafers.

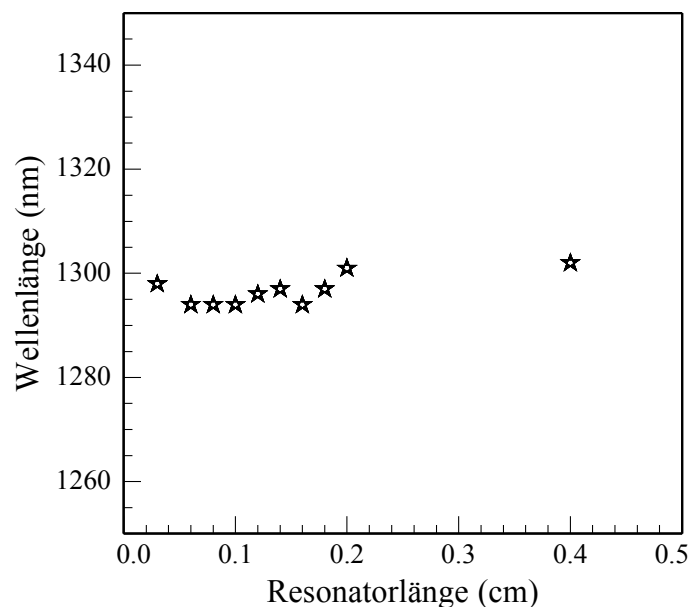


Abbildung 4.5b: *Wellenlängenmessungen in Abhängigkeit von der Kavitätslänge. Nahezu unabhängig von der Resonatorlänge emittieren die Laser bei knapp 1300 nm.*

Wie zu sehen ist, liegt die Wellenlänge beinahe unabhängig von der Resonatorlänge bei knapp 1300 nm. Dieses Verhalten veranschaulicht die hohe Verstärkung des Materials, da die Laser keine Tendenz zeigen, bei sehr kurzen Resonatorlängen zu kürzeren Wellenlängen und somit höheren Verstärkungen zu verschieben. Die höhere Verstärkung bei kleineren Wellenlängen wird durch die größere Zustandsdichte bzw. Bandfüllung bei zunehmenden Energien verursacht. Besonders anschaulich wird die hohe Verstärkung der Laser außerdem dadurch demonstriert, dass die Laser auch bei sehr kurzen Bauteillängen von 0,2 mm noch im Grundzustand emittieren und nicht in den angeregten Zustand übergehen. Die Transparenzstromdichte wurde zu 183 A/cm² ermittelt, was angesichts der zehn Quantenpunktschichten und der hohen p-Dotierung ein gutes Ergebnis

darstellt. Die interne Effizienz liegt bei 0,67, die internen Verluste liegen bei 3 cm^{-1} .

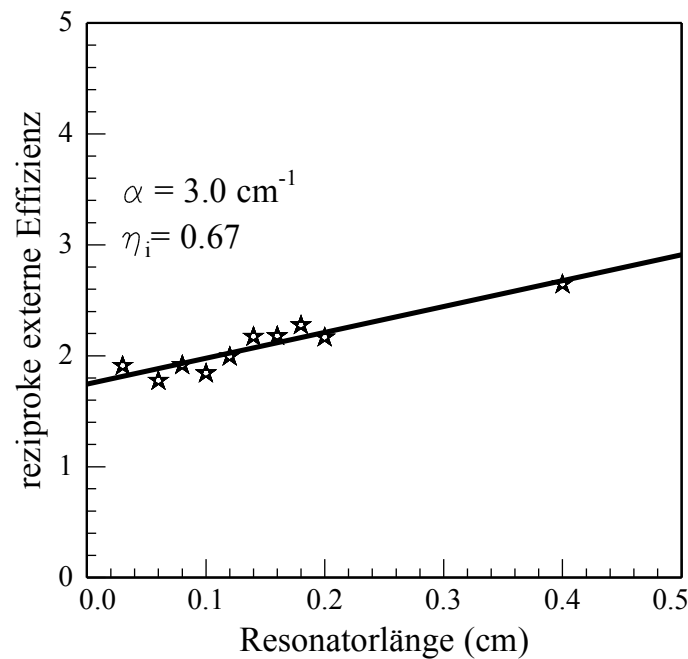


Abbildung 4.5c: Aus der Auftragung der reziproken externen Effizienz gegen die Resonatorlänge ergibt sich die innere Absorption α_i zu $3,0\text{ cm}^{-1}$. Die interne Effizienz η_i beträgt 0,67.

4.2.2 Prozessierung der Laserstrukturen

Während der Epitaxie wurde der Wellenleiter in die Probe integriert, um die Mode in vertikaler Richtung zu führen. Im Laufe der Prozessierung wurde der Laser in lateraler Richtung strukturiert, um mittels des Rippenwellenleiters die Mode zusätzlich in lateraler Richtung führen zu können. Bei den in diesem Kapitel untersuchten Stegwellenleiterlasern beschränkt sich die Prozessierung im wesentlichen auf das Ätzen der Stege, das anschließende Planarisieren mit BCB sowie das Aufbringen der elektrischen Kontakte.

Im ersten Schritt wurde das aus dem Wafer herausgespaltene Probenstück mit optischem Positivlack beschichtet, um mittels einer optischen Maske die Stege zu definieren. Als nächstes wurde der Lack entwickelt und eine Ätzmaske auf die Probe aufgedampft. Sie besteht aus Ba_2F und Cr und bedeckte die komplette Probenoberfläche einschließlich des nicht belichteten Lacks. Über einen Abhebeschritt wurde nun der entwickelte Lack mit der darüber befindlichen Ätzmaske entfernt. Während des nun folgenden Trockenätzprozesses wurde die Probe 1500 nm tief geätzt, so dass sich nur noch 200 nm des Wellenleiters oberhalb der aktiven Schicht befinden. Allein die Ätzmaske verhinderte den Ätzprozess an einigen besonderen Stellen der Probe: Den auf diese

Weise definierten Stegwellenleitern. Da raue Seitenflächen des Stegs zu Streuverlusten bei der Lichtwelle führen, wurden die Einstellungen für den Ätzprozess mit großer Sorgfalt gewählt. Besonders bei Quantenpunkten ist diese Optimierung wichtig, da sie im allgemeinen eine geringere Materialverstärkung aufweisen als Quantenfilme. Abbildung 4.6 zeigt eine Elektronenmikroskopaufnahme eines Stegs mit sehr gleichmäßig geätzten Flanken. Anschließend wurde die Probenoberfläche mit BCB planarisiert und mit verschiedenen Metallen bedampft, die den p-Kontakt darstellen.

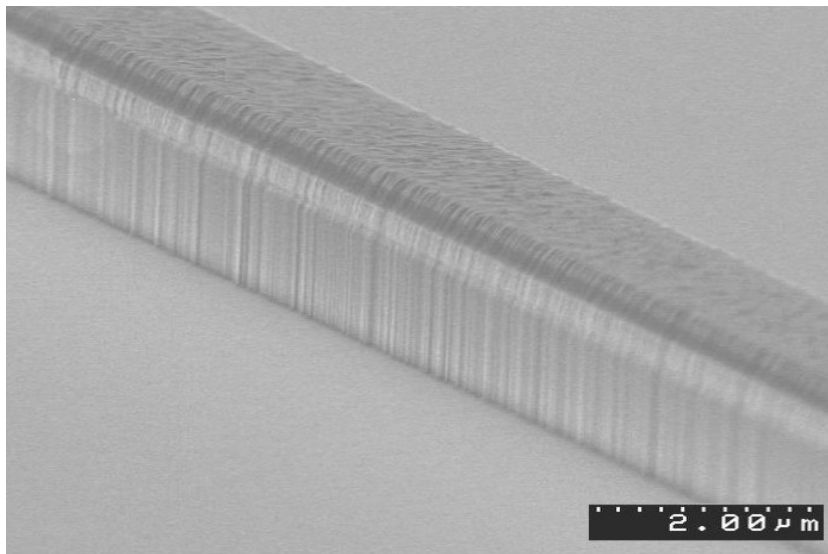


Abbildung 4.6: *FEM-Aufnahme eines geätzten Rippenwellenleiters. Oben auf dem Rippenwellenleiter ist noch die Ätzmaske zu erkennen, die im nächsten Schritt entfernt wird.*

Damit die Kontakte nur die Oberfläche der Streifenwellenleiter sowie besondere Kontaktstellen (sog. Pads) bedecken, wurde erneut auf das Belichtungsverfahren mittels optischem Lack, einer entsprechenden Belichtungsmaske und einer Ätzmaske zurückgegriffen. Nach dem Ätzen der Kontakte und dem Abheben der Maske ist der p-Kontakt fertiggestellt. Um die Laser später besser spalten zu können, wurde das Probenstück anschließend von der Substratseite her abgedünnt, bis eine Dicke von nur noch etwa 300 µm erreicht war. Das Abdünnen geschieht durch mechanisches Abschleifen und Polieren. Nach dem Abdünnen wurde die Substratseite der Probe flächig mit dem n-Kontakt bedampft. Ein Kontaktmuster wie beim p-Kontakt ist hier nicht notwendig. Um die Eigenschaften der Kontakte zu verbessern, wurde die Probe zuletzt noch bei hohen Temperaturen einlegiert. Die hohe Temperatur führt zu einer Diffusion von Au und Ge aus dem n-Kontakt in das Halbleitermaterial. Das Ge dient dort als zusätzliche n-Dotierung. Eine detailliertere Darstellung der Laserprozessierung mit weiteren Angaben und Prozessparametern findet sich z.B. bei [Kam03] oder

[Mül03].

Aus der so gefertigten Probe lassen sich nun Laser beliebiger Länge herauspalten. Die unvergüteten Spaltkanten dienen dabei als Spiegel mit einer leistungsbezogenen Reflektivität von etwa 30 %. Alle in dieser Arbeit gezeigten optimierten Rippenwellenleiterlaser besitzen eine Länge von 600 μm und eine Stegbreite von 2,5 μm . Außerdem wurde eine zusätzliche Facettenvergütung durchgeführt. Jeweils die Rückfacette dieser Laser wurde mit zwei Paaren von $\lambda/4n$ -Schichten aus SiO_2 und Si besputtert. Zu Vergleichszwecken werden allerdings auch Laser gezeigt, die von diesen optimierten Parametern abweichen.

Über die Formel

$$R = \left[\frac{n_L \left(\frac{n_{\text{Si}}}{n_{\text{SiO}_2}} \right)^4 - n_0}{n_L \left(\frac{n_{\text{Si}}}{n_{\text{SiO}_2}} \right)^4 + n_0} \right]^2 \quad (4.3)$$

ergibt sich für die genannte Kombination der $\lambda/4n$ dicken Spiegelschichten eine Reflektivität von ca. 90 %. n_L bezeichnet den effektiven Brechungsindex des Lasers, n_{Si} steht für den Brechungsindex von Si, n_{SiO_2} den Brechungsindex von SiO_2 und n_0 den Brechungsindex von Luft. Diese Art der Facettenvergütung mit einer unverspiegelten Frontfacette und einer hochverspiegelten Rückfacette hat sich im Laufe der Laseroptimierung als am effektivsten erwiesen. Sie erlaubt sowohl eine hohe Ausgangsleistung durch die Frontfacette als auch die geforderte Temperaturstabilität für praktische Anwendungen sowie eine schnelle Modulierbarkeit.

Es soll hier noch erwähnt werden, dass trotz der hohen Verspiegelung der Rückfacette auch hier ein bestimmter Anteil an Licht austritt. Da die Verteilung der optischen Gesamtaustrittsleistung nicht linear dem Verhältnis der Reflektivitäten folgt, muss mittels der Transfermatrixmethode die relative Auskoppelverteilung gefunden werden. Für den aus der Frontfacette austretenden Lichtanteil F_1 ergibt sich aus der Transfermatrixmethode der folgende Zusammenhang:

$$F_1 = \frac{t_1^2}{(1 - r_1^2) + \frac{r_1}{r_2} (1 - r_2^2)} \quad (4.4)$$

Dabei stehen r_1 und r_2 für die amplitudenbezogenen Reflektivitäten, t_1 und t_2 für die Transmissionsamplituden. Da von idealen Spiegeln ohne Absorptionsverluste ausgegangen wird,

gilt außerdem:

$$r_1^2 + t_1^2 = r_2^2 + t_2^2 = 1 \quad (4.5)$$

Analog zu Gleichung 4.4 gilt für die Rückfacette F_2 :

$$F_2 = \frac{t_2^2}{(1 - r_2^2) + \frac{r_2}{r_1}(1 - r_1^2)} \quad (4.6)$$

Für den vorliegenden Laser ergibt sich somit eine relative Leistungsverteilung von etwa 92% für die Frontfacette F_1 und 8 % für die Rückfacette F_2 .

4.3 Statische Eigenschaften

Neben der Modulationsfähigkeit ist vor allem das Temperaturverhalten ein wichtiges Kriterium für die Tauglichkeit eines Halbleiterlasers in Telekommunikationsanwendungen. Sobald Strom durch den Laser fließt, führt das unweigerlich zu seiner Erwärmung. Ändern sich hierbei die Eigenschaften des Lasers über ein gewisses Maß hinaus, so disqualifiziert er sich für viele mögliche Anwendungen oder muss aufwändig extern gekühlt werden. Besonders eine konstante Emissionswellenlänge ist notwendige Voraussetzung in vielen Einsatzgebieten. Aber auch ein konstanter Schwellenstrom und eine konstante Effizienz sind von großer Bedeutung, damit der Laser stets bei gleichen Ein- und Ausgangsleistungen betrieben werden kann. In der Telekommunikation ist es wichtig, dass jeder Strompuls in einen entsprechenden Lichtpuls umgesetzt wird, unabhängig von der aktuellen Temperatur des Lasers. In der Praxis ist es jedoch – je nach Einsatzgebiet – meist unerlässlich, die Lasertemperatur während des Betriebs mittels eines thermoelektrischen Kühlers konstant zu halten oder zumindest die Betriebsparameter an die Lasertemperatur anzupassen. Dies erhöht sowohl die Anschaffungs- als auch die Betriebskosten um ein vielfaches.

Im Folgenden wird die ausgezeichnete Temperaturstabilität der im Verlauf dieser Arbeit entwickelten Rippenwellenleiterlaser auf 1,3 μm -Quantenpunktbasis demonstriert. Mit diesen Lasern konnte ein stabiles Temperaturverhalten bis hin zu Temperaturen von 85°C erreicht werden. Eine Untersuchung der Temperaturabhängigkeit erlaubt außerdem Aussagen über die Art und die

Größenordnung interner Prozesse, die wesentlichen Einfluss auf die Lasereigenschaften haben. Diese Prozesse hängen dabei immer mit dem Verlust von Ladungsträgern aus dem aktiven Bereich, also im vorliegenden Fall aus den Quantenpunkten, zusammen.

Die Messungen wurden am bereits in Kapitel 3.1 vorgestellten Kennlinien- und Spektrenmessplatz durchgeführt.

Abbildung 4.7 zeigt die temperaturabhängigen Lichtleistungskennlinien eines Rippenwellenleiterlasers auf dem optimierten Material A für Temperaturen von 25°C bis 85°C. Wie bereits erwähnt handelt es sich hier um einen 600 µm langen Laser, dessen Rückfacette durch einen Spiegel mit ca. 90 % Reflektivität vergütet wurde, während die Frontfacette unvergütet ist und somit eine Reflektivität von etwa 30 % aufweist. Alle Messungen wurden in Barrenform durchgeführt.

Unabhängig von der Temperatur verfügt der Laser über eine Ausgangsleistung von mehr als 15 mW bei einem Strom von 60 mA. Die Kennlinien weisen auch bei hohen Temperaturen nur den Ansatz eines thermischen Überrollens auf. Der Begriff thermisches Überrollen bezeichnet die mit zunehmendem Strom abnehmende Steigung der Kennlinie aufgrund von zusätzlicher Erwärmung durch die wachsende Verlustleistung.

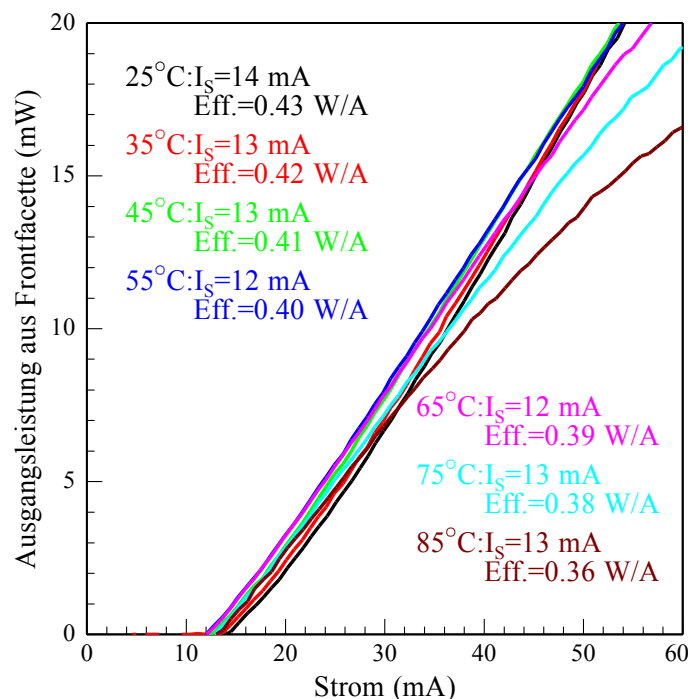


Abbildung 4.7: Temperaturabhängige Kennlinien des optimierten Rippenwellenleiterlasers auf Material A von 25°C bis 85°C. Die Rückfacette besitzt eine Reflektivität von 90%, die Frontfacette ist unvergütet.

Wird der Strom trotzdem über einen gewissen Punkt hinaus immer weiter erhöht, so nimmt die Lichtleistung wieder ab und der Laser emittiert schließlich kein Licht mehr. Besondere Erwähnung verdient hier auch der Umstand, dass selbst bei 85°C und 60 mA in der Kennlinie kein Anzeichen für den Übergang auf den angeregten Zustand zu sehen ist. Der Übergang auf den ersten angeregten Zustand ist typischerweise an einem Knick in der Diodenkennlinie einfach zu erkennen. Nach dem Knick ist die Steigung der Kennlinie größer als vor dem Knick (s. Abb. 4.8).

Ein hervorragendes Temperaturverhalten wurde bereits bei der Untersuchung der Breitstreifenlaser in Abbildung 4.4b festgestellt und kann nun auch an einem Rippenwellenleiterlaser demonstriert werden. Die sich aus den temperaturabhängigen Schwellenströmen ergebende charakteristische Temperatur des Bauteils ist in Abbildung 4.9 gezeigt.

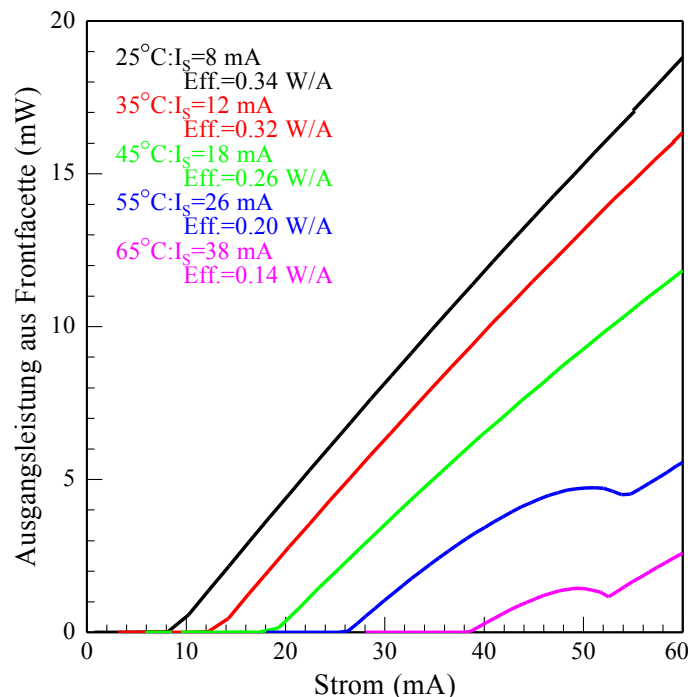


Abbildung 4.8: Die Kennlinien dieses unverspiegelten Lasers auf dem Material B zeigen bei 55°C und 65°C deutlich den Übergang vom Grundzustand in den ersten angeregten Zustand. Sie stellen damit ein für Quantenpunktlaser typisches Verhalten dar.

Abbildung 4.8 zeigt die temperaturabhängigen Kennlinien eines Rippenwellenleiterlasers auf dem Material B (siehe Anhang). Bei diesem Material handelt es sich um eine nicht p-dotierte Probe aus der Anfangszeit dieser Arbeit, die hinsichtlich ihrer Temperaturstabilität noch nicht sehr weit optimiert ist. Sie zeigt ein für Quantenpunkte typisches Verhalten, indem sie bei hohen Temperaturen und Strömen in den angeregten Zustand übergeht. Der Knick in der Kennlinie (bei

55°C und 65°C) gibt den Punkt an, an dem die Verstärkung des Grundzustands aufgrund thermischer Effekte zu gering wird, um den Laserbetrieb weiter aufrecht zu erhalten. Zunächst ist daher ein thermisches Überrollen zu beobachten, bis am Knick in der Kennlinie der erste angeregte Zustand zu emittieren beginnt. Bei dem in Abbildung 4.8 gezeigten Laser handelt es sich um ein 600 µm langes Bauteil ohne Facettenvergütung. Ein Betrieb bei höheren Temperaturen als 65°C war nicht möglich.

Laser mit einem vergleichbaren Design zu dem in Abbildung 4.7 gezeigten Bauteil und ebenfalls sehr guter Temperaturstabilität wurden bisher ausschließlich von *Sugawara et al.* [Sug05] demonstriert. Es handelt sich wie bei den hier vorgestellten Lasern um Bauteile auf Quantenpunktbasis mit einer Wellenlänge von 1,3 µm. Sie besitzen eine Länge von 500 µm und eine Stegbreite von 2,8 µm. Außerdem wurden sie auf eine Wärmesenke aus Diamant aufgebaut. Auch bei diesen Lasern ist die Rückfacette hochreflektierend vergütet. Es gelingt ihnen zwar die hohe optische Ausgangsleistung der hier gezeigten Rippenwellenleiterlaser zu erreichen, aufgrund ihrer niedrigeren Effizienz (0,32 W/A bei 20°C) allerdings erst bei höheren Strömen. Der hier gezeigte Laser hingegen erreicht bei 25°C eine Effizienz von 0,43 W/A, die auch bei 85°C nur um ca. 15% zurück geht und stellt damit einen Bestwert in der Literatur dar.

Besonders bemerkenswert ist darüber hinaus das Verhalten des Schwellenstroms in Abbildung 4.7. Während die Laserschwelle bei 25°C noch bei 14 mA liegt, verringert sie sich zunächst auf 13 mA bei 35°C und 45°C, um schließlich bei 55°C nur noch 12 mA zu betragen. Ab einer Temperatur von 75°C steigt der Schwellenstrom wieder auf 13 mA und behält diesen Wert auch bei 85°C bei. Damit ist die Laserschwelle bei 85°C niedriger als bei 25°C. Eine derartige Reduzierung des Schwellenstroms ist ein für FP-Laser ungewöhnliches Verhalten und konnte in diesem Temperaturbereich noch nicht beobachtet werden. Bei DFB-Lasern hingegen kann dieser Effekt häufig durch geschicktes Verstimmen der Emissionslinie auf die langwellige Seite des Verstärkungsmaximums erreicht werden. Dadurch wird erreicht, dass die DFB-Linie mit zunehmender Temperatur durch die temperaturinduzierte Rotverschiebung des Verstärkungsbereichs eine immer größere Verstärkung erfährt. Die Zunahme der Verstärkung ist dabei größer als die durch die Temperatur verursachte Zunahme der Verluste.

Die Schwellenströme in Abhängigkeit von der Temperatur für den untersuchten Rippenwellenleiterlaser sind in Abbildung 4.9 zu sehen. Die sog. charakteristische Temperatur T_0 ist dabei ein Maß für die Stabilität der Lasereigenschaften gegenüber Temperaturänderungen. Sie ist definiert über den folgenden empirischen Zusammenhang:

$$J_S = J_0 e^{\frac{T}{T_0}} \quad (4.7)$$

Wie zu erkennen ist, führt die anfängliche Abnahme des Schwellenstroms zu einer negativen charakteristischen Temperatur T_0 von -190 K bis 45°C. Bei höheren Temperaturen steigt die Laserschwelle leicht an, was in einem immer noch sehr hohen T_0 -Wert von über 2500 K resultiert. Würde man die beiden Temperaturbereiche zusammenfassen und eine gemeinsame charakteristische Temperatur von 25°C bis 85°C bestimmen, so würde man immer noch einen negativen Wert für T_0 von -671 K erhalten, da insgesamt eine Abnahme des Schwellenstroms beobachtet wird.

An ähnlichen Lasern in der Literatur konnte dieses Phänomen bisher nur sehr selten und weder in der hier gezeigten Größenordnung noch bei den hier gezeigten Temperaturen demonstriert werden [Liu04, Mar05, Liu06, Fat04]. Diese Vergleichslaser besitzen alle eine aus 1,3 μm -Quantenpunkten bestehende aktive Schicht. Bestenfalls erreichen sie allerdings charakteristische Temperaturen von $T_0 = \infty$ im Temperaturbereich von 5°C bis 50°C [Fat04], bzw. negative T_0 -Werte im Bereich von etwa -120°C bis -75°C [Liu06]. Im allgemeinen sind hohe charakteristische Temperaturen bei Quantenpunktlasern auf eine homogene Größenverteilung der Quantenpunkte zurückzuführen [Dep02]. Diese Ursache trägt zwar zu einem großen Anteil zur hohen Temperaturstabilität des gezeigten Lasers bei, kann aber noch nicht die negativen T_0 -Werte erklären. Auf diese wird im folgenden weiter eingegangen.

Die verschiedenen Teilbereiche der charakteristischen Temperatur in Abbildung 4.9 werden durch unterschiedliche Effekte im Halbleiter verursacht. Das Zusammenspiel dieser Effekte ist auch für den negativen T_0 -Wert verantwortlich. Betrachtet man den Schwellenstrom eines Halbleiterlasers genauer, so setzt er sich aus mehreren Komponenten zusammen (s. auch Kap. 2.4). Zum einen natürlich aus dem Anteil der Ladungsträger, die in den Quantenpunkten zur Erzeugung der Besetzungsinversion beitragen. Dieser Strom ist temperaturunabhängig [Fat04]. Dass die Lichtleistung eines Lasers mit steigender Temperatur trotzdem abnimmt liegt daran, dass die Wirkung der meisten anderen Verlustmechanismen mit der Temperatur zunimmt und somit weniger Ladungsträger für die stimulierte Rekombination zur Verfügung stehen. Alle diese temperaturabhängigen Komponenten des Schwellenstroms bestehen aus unerwünschten Effekten. Es handelt sich hauptsächlich um Rekombinationsprozesse in der sog. Benetzungsschicht der Quantenpunkte und im Wellenleiter sowie um Auger-Effekte. Die Benetzungsschicht ist die Schicht direkt unterhalb der Quantenpunkte, die alle Quantenpunkte miteinander verbindet. Sie entsteht während der Wachstumsphase der Quantenpunkte, bevor sich die eigentlichen Quantenpunkte beim Überschreiten der sog. kritischen Schichtdicke aus dieser Schicht heraus bilden.

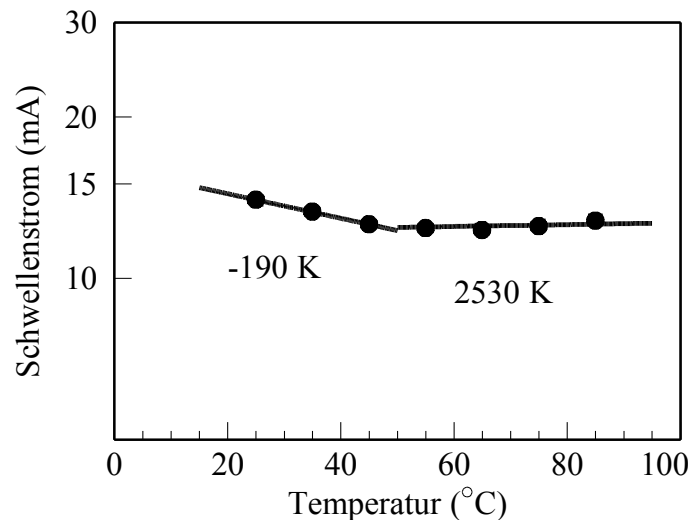


Abbildung 4.9: Charakteristische Temperaturen des Lasers auf dem optimierten Material A zwischen 25°C und 85°C. Der Knick in der Kennlinie ist auf die unterschiedlichen Effekte im Laser zurückzuführen, die jeweils in einem bestimmten Temperaturbereich dominant sind.

Abbildung 4.10 zeigt das Zusammenspiel und die Temperaturabhängigkeit dieser Effekte für einen 1,3 μm -Quantenpunkt laser mit allerdings niedrigerer p-Dotierung als das hier untersuchte Bauteil. Das prinzipielle Verhalten dieser Effekte ist aber auf den im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten FP-Laser übertragbar. Wie zu erkennen ist, zeigen alle Effekte eine bestimmte Temperaturabhängigkeit.

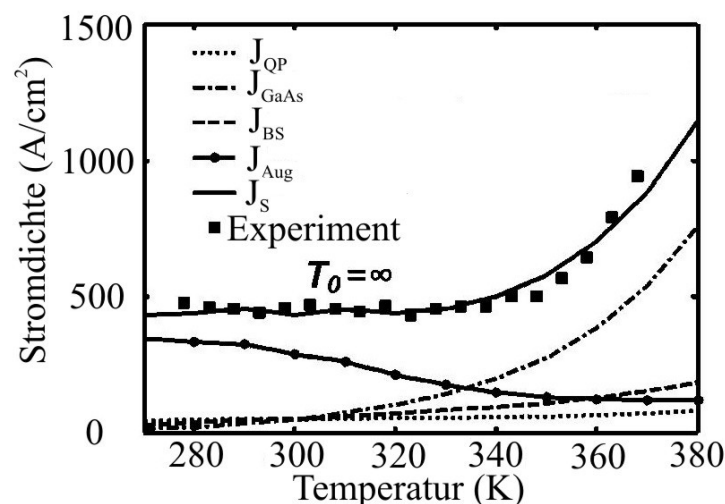


Abbildung 4.10: Verschiedene Anteile des Schwellenstroms in Abhängigkeit von der Temperatur. Der gesamte Schwellenstrom (J_S) setzt sich zusammen aus: Strahlende Rekombination in den Quantenpunkten (J_{QP}), Rekombination im Wellenleiter (J_{GaAs}), in der Benetzungsschicht (J_{BS}) und Auger-Rekombination (J_{aug}) (nach [Fat04]).

So nehmen etwa die Verlustströme durch Rekombination in der Benetzungsschicht und im Wellenleiter exponentiell mit der Temperatur zu. Verursacht wird dies durch die größere thermische Energie der Ladungsträger, die ihnen das Entkommen aus den Quantenpunkten in den Wellenleiter ermöglicht. Der Auger-Effekt hingegen zeigt eine Abnahme mit steigender Temperatur, da er zu einem großen Teil von der Temperaturabhängigkeit der Elektron-Loch-Stöße in den Quantenpunkten beeinflusst wird, welche ebenfalls mit steigender Temperatur abnehmen [Gho01]. Gelingt es nun, das Verhältnis dieser Effekte zueinander so zu gewichten, dass sie sich gegenseitig aufheben, dann erhält man für den entsprechenden Temperaturbereich eine unendlich hohe charakteristische Temperatur. Gelingt es sogar, die Temperaturabhängigkeit des Auger-Effekts stärker als die Temperaturabhängigkeit der restlichen Prozesse zu gestalten, so ergibt sich eine negative charakteristische Temperatur. Die Auswirkungen dieses Zusammenspiels wurden in dieser Form bereits 1998 vorhergesagt, ebenso wie die Lage des Schnittpunkts der Auger-Effekt-Kurve mit der Kurve der Rekombination im Wellenleiter bei etwa 330 K [Asr98]. Der einfachste und effizienteste Weg, das Verhältnis der verschiedenen Effekte zueinander zu steuern, ist über eine p-Modulationsdotierung. Bei der Modulationsdotierung wird – wie im Fall des betrachteten Lasers – nicht die aktive Zone direkt dotiert, sondern die Barrieren zwischen den Quantenpunkten. Dadurch werden die Störstellen außerhalb der Rekombinationszone gehalten und die innere Effizienz η_i nicht unnötig reduziert, während dennoch eine hohe Zahl von Löchern in die aktive Zone gelangt. Die p-Dotierung sorgt unter anderem dafür, dass die Wahrscheinlichkeit für Auger-Effekte zunimmt, besonders bei niedrigen Temperaturen [Fat04]. Was bei niedrigen Temperaturen zunächst als Nachteil erscheint und einen geringfügig höheren Schwellenstrom bewirkt, wird bei hohen Temperaturen durch die nahezu unveränderten Lasereigenschaften ausgeglichen. Eine sorgfältige Gewichtung der einzelnen Effekte ist notwendig. Darüber hinaus hängt der Einfluss der aufgeführten Effekte natürlich auch von der Qualität der Epitaxieschichten und der Qualität der Prozessierung ab. Die diskutierten Messdaten des vorliegenden Lasers zeugen sowohl von der ausgezeichneten p-Dotierung als auch der Qualität von Epitaxie und Prozessierung. Ein vergleichbar exzellentes Temperaturverhalten sowohl im Hinblick auf die Laserschwelle als auch die Effizienz ist in der Literatur nicht zu finden.

Ein deutliches Beispiel für die stabilisierende Wirkung der p-Modulationsdotierung auf das Temperaturverhalten eines Lasers bietet auch der folgende Vergleich. In Abbildung 4.11 sind die temperaturabhängigen Kennlinien eines Rippenwellenleiterlasers auf völlig undotiertem Material (Material B, siehe Anhang) dargestellt, während Abbildung 4.13 die Kennlinien eines Lasers auf nur leicht p-dotiertem ($1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) Material (Material C, siehe Anhang) zeigt. Der Aufbau der Epitaxieschichten ist identisch mit dem optimierten Material A, abgesehen von der Dotierung und

dem Al-Gehalt des Wellenleiters. Während der Al-Gehalt der Materialien A und B jeweils 35 % beträgt, liegt er bei Material A bei 60 %. Dies bewirkt einen vergleichsweise größeren Füllfaktor Γ .

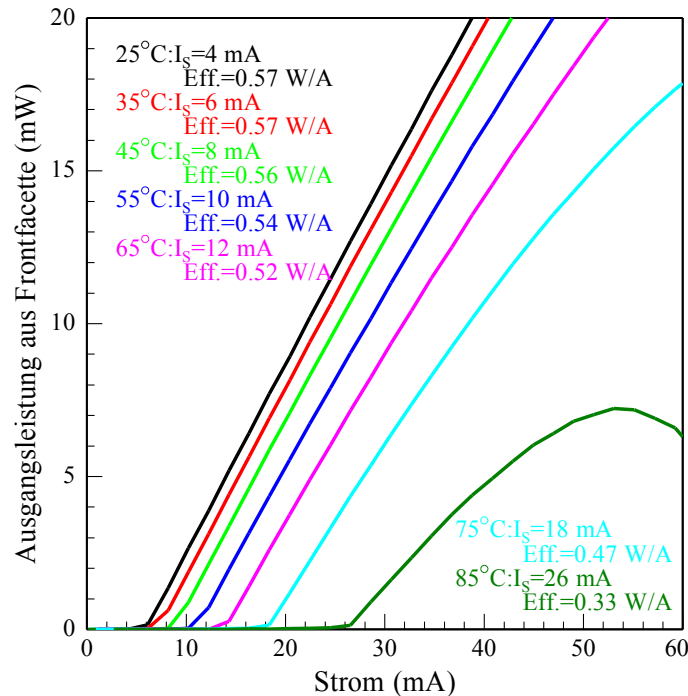


Abbildung 4.11: Temperaturabhängige Kennlinien eines verspiegelten Lasers auf dem Material B. Durch die fehlende p-Dotierung können bei niedrigen Temperaturen zwar gute Schwellenströme erzielt werden, die bei steigender Temperatur aber stark zunehmen.

Der besseren Vergleichbarkeit wegen wurden für diese Gegenüberstellung (im Gegensatz zu den Messungen in Abbildung 4.8) außerdem zwei Laser ausgesucht, die genau wie der Laser auf Material A eine Resonatorlänge von 600 μm aufweisen und deren Rückfacette mit einer Reflektivität von 90 % vergütet wurde.

Wie zu sehen ist, variiert der Schwellenstrom in Abbildung 4.11 je nach Temperatur zwischen 4 mA und 26 mA. Dies resultiert in T_0 -Werten von nur 33 K bzw. 26 K (s. Abb. 4.12). Die fehlende p-Dotierung erlaubt zwar einerseits geringe Schwellenströme, andererseits steigen sie aber sehr stark mit der Temperatur an. In Telekommunikationsanwendungen wäre daher stets eine Kontrolle der aktuellen Temperatur notwendig, die mit zusätzlichen Kosten verbunden ist.

Ein bereits verbessertes Temperaturverhalten zeigt der Laser auf Material C in Abbildung 4.13. Durch die p-Dotierung ist die Laserschwelle zwar zunächst einmal höher als bei Probe B, dafür verhält sie sich aber deutlich stabiler mit steigender Temperatur. Insgesamt kann nur ein Anstieg von 11 mA bei 25 °C auf 19 mA bei 85°C beobachtet werden. Auch die Effizienz offenbart eine geringere Abhängigkeit von der Temperatur.

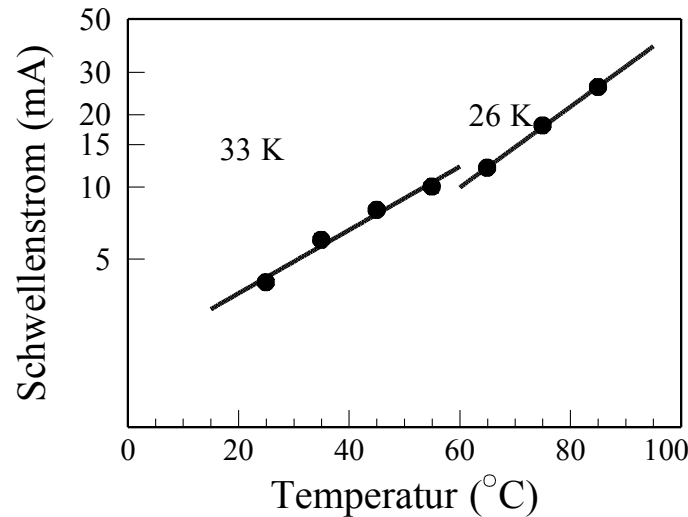


Abbildung 4.12: Charakteristische Temperaturen des Materials B. Mit 33 K und 26 K ist die Temperaturstabilität nur sehr gering.

Die charakteristischen Temperaturen des Materials C sind in Abbildung 4.14 dargestellt. Wie zu sehen ist, sind sie bereits deutlich besser als die in Abbildung 4.12 gezeigten Werte. Im Temperaturbereich bis 55°C wird ein sechs mal höherer T_0 -Wert erreicht, darüber immer noch ein mehr als doppelt so hoher Wert.

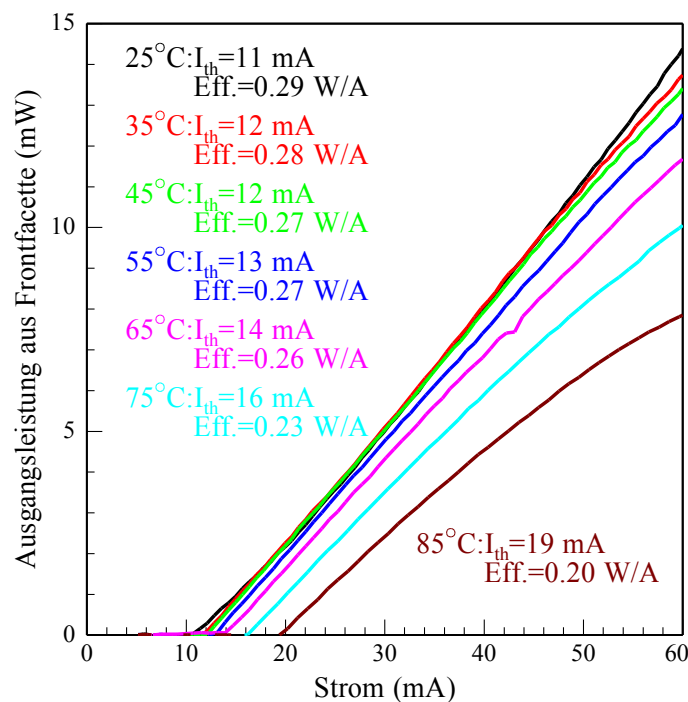


Abbildung 4.13: Kennlinien des Materials C, gemessen von 25°C bis 85°C. Der positive Einfluss der p-Dotierung auf das Temperaturverhalten ist bereits deutlich zu erkennen.

Trotzdem kann die Temperaturstabilität des optimierten Materials A bei weitem noch nicht erreicht

werden. Der Einfluss der p-Dotierung und ihre Auswirkungen auf das Temperaturverhalten sind anhand der gezeigten Materialien deutlich zu erkennen.

Die Spektren des optimierten Lasers sind in Abbildung 4.15 für Ströme von jeweils 60 mA zu sehen. Bei einer Temperatur von 25°C liegt das Spektrum bei etwa 1290 nm und weist eine Breite von deutlich über 30 nm auf. Bei 85°C hat die Emission stark ins Rote verschoben, das Spektrum liegt nun bei 1320 nm. Mit einer Wellenlängenverschiebung von 0,5 nm/K zeigt der Laser ein für Quantenpunktlaser dieser Wellenlänge typisches Verhalten. Der Grund für die Rotverschiebung liegt in der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke und damit auch der Photonenenergie. Der Zusammenhang zwischen Bandlücke und Temperatur ist gegeben durch [Bla82]:

$$E_{BL}(T) = E_{BL}(T=0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (4.8)$$

Bei α und β handelt es sich um temperaturunabhängige Materialkonstanten, deren Werte etwa im Fall von GaAs $\alpha = 5,4 \cdot 10^{-4}$ eV/K und $\beta = 204$ K [Kam06], im Falle von InAs $\alpha = 2,5 \cdot 10^{-4}$ eV/K und $\beta = 75$ K betragen [WWW3].

Da es sich im betrachteten Fall jedoch um einen Quantenpunktlaser handelt, dessen Bandlückenenergie zu einem gewissen Anteil über Quantisierungseffekte definiert ist, können hier keine exakten Angaben über die Temperaturabhängigkeit der Energielücke gemacht werden.

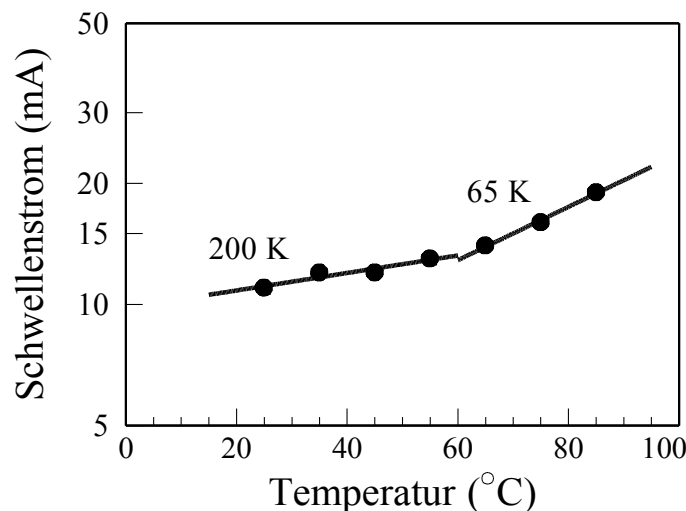


Abbildung 4.14: T_0 -Werte der Vergleichsprobe C. Die erreichten Ergebnisse stellen eine deutliche Verbesserung gegenüber dem undotierten Material A dar.

Prinzipiell ergibt sich für die hier vorgestellten, mit InGaAs überwachsenen InAs-Quantenpunktschichten eine Temperaturabhängigkeit der Energielücke, die zwischen der von GaAs

und der von InAs liegt [Che02]. Die exakte Temperaturabhängigkeit variiert jedoch je nach In-Anteil, Größe, Dichte und Wachstumsmodus der Quantenpunkte [Che02].

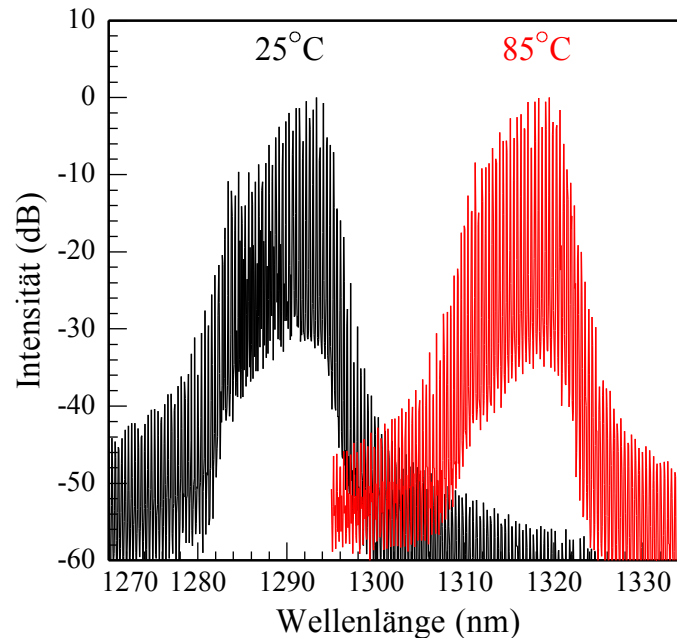


Abbildung 4.15: *Spektren des FP-Lasers bei 25°C und bei 85°C, der Strom beträgt jeweils 60 mA. Das Spektrum verschiebt um etwa 30 nm.*

Die Wellenlänge wird darüber hinaus aber noch von einem weiteren temperaturabhängigen Effekt beeinflusst. Mit steigender Temperatur steigt auch die innere Absorption α_i , was im Gegenzug zu einer Erhöhung der Schwellenverstärkung g_s führt. Gleichung 2.11 zeigt den Zusammenhang zwischen Schwellenverstärkung g_s und interner Absorption α_i . Um eine größere Schwellenverstärkung zu erreichen, muss das emittierte Licht zu höheren Energien verschieben. Dieser Effekt reduziert also die Wellenlänge des Lasers und wirkt der durch die Bandlückenverkleinerung verursachten Rotverschiebung entgegen [Klo02], ist allerdings deutlich schwächer als diese.

4.4 Dynamische Eigenschaften

Neben den statischen Eigenschaften wie Laserschwelle, Effizienz und Temperaturstabilität ist besonders bei Telekommunikationslasern die Modulierbarkeit ein entscheidendes Kriterium für deren Tauglichkeit. Dabei werden die Datenübertragungsraten durch die dynamischen Eigenschaften des Lasers vorgegeben. Die im folgenden gezeigten Kleinsignaldaten wurden an dem

bereits in Kapitel 3.2 vorgestellten Hochfrequenzmessplatz aufgenommen.

In Abbildung 4.16 sind die Kleinsignalantworten des in diesem Kapitel präsentierten Rippenwellenleiterlasers zu sehen. Die Messungen wurden bei unterschiedlichen Strömen von 70 mA bis 120 mA, also deutlich oberhalb der Laserschwelle, durchgeführt. Dabei wurde dem Gleichstrom ein kleines, hochfrequentes Signal überlagert, dessen Amplitude etwa 3% des Gleichstroms beträgt. Die Messkurven zeigen den modulierten, frequenzabhängigen Anteil an der Ausgangsleistung bei 25°C. Die maximale Grenzfrequenz, die der Laser erreicht, bevor die modulierte Ausgangsleistung unter die Hälfte des Werts der unmodulierten Ausgangsleistung fällt, liegt bei 8,6 GHz. Für direkt modulierte konventionelle Laser ist dies auf dem vorliegenden, auf Quantenpunkten basierenden Materialsystem ein bisher unerreichter Wert. Der nächstbeste in der Literatur zu findende Wert stammt von *Sugawara et al.* und beträgt 8,1 GHz bei 20°C [Sug05]. Deutlich bessere Ergebnisse können allerdings nicht-konventionelle Lasertypen wie die in dieser Arbeit vorgestellten CCIG-Laser (Kap. 6) oder Tunnel-Injektions-Laser [Fat05] erzielen. Erwähnt werden muss an dieser Stelle außerdem, dass die Kleinsignalmodulationseigenschaften von Quantenfilmlasern denen von Quantenpunktlasern teilweise noch deutlich überlegen sind. So gibt es in der Literatur Daten zu Quantenfilmlasern auf GaInNAs-Basis mit einer Wellenlänge von ebenfalls 1,3 μm , die Kleinsignalbandweiten von über 18 GHz zeigen [Pao06].

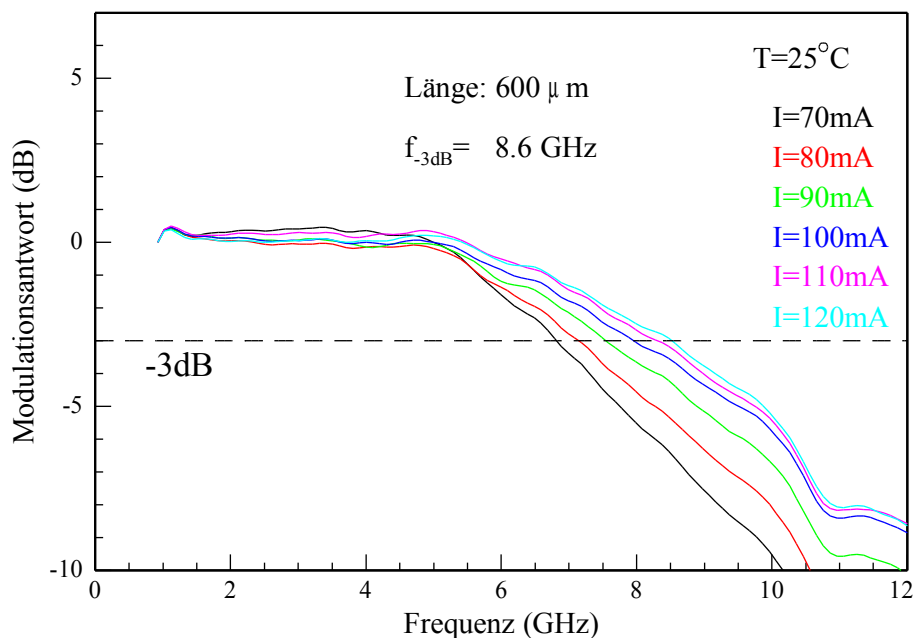


Abbildung 4.16: Kleinsignalkurven des optimierten Lasers auf dem Material A bei 25°C für unterschiedliche Ströme.

Diese Quantenfilmlaser weisen allerdings drastisch schlechtere Temperatureigenschaften auf als der

hier besprochene Quantenpunktlaser. Die Modulationsgeschwindigkeit der quantenpunktbasierten Laser leidet unter der gaußförmigen Größenverteilung der Quantenpunkte, welche die differentielle Verstärkung reduziert und unter einen für Quantenfilmlaser typischen Wert absenkt. Dazu kommt ein thermisch verursachtes Verschmieren der Lochzustände, die einen vergleichsweise geringen Energieabstand zueinander besitzen. Zum einen verlängert dies die Lebensdauer der angeregten Zustände, zum anderen führt es dazu, dass die spontane Emission zunimmt während die stimulierte Emission geschwächt wird [Shc02].

Wie in Abbildung 4.16 zu erkennen ist, sind die Kleinsignalkurven sehr flach und zeigen nur eine geringe Überhöhung bei der Resonanzfrequenz f_r . Dieses Verhalten wird durch eine hohe Dämpfung γ verursacht, die typisch für Quantenpunktlaser ist. Durch Anpassen der Kurven ergibt sich für die Dämpfung γ ein Wert von $4,8 \cdot 10^{10} \text{ 1/s}$ (bei 120 mA), was deutlich größer als die typische Dämpfung eines Quantenfilmlasers ist (ca. $2,9 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ [Col95]).

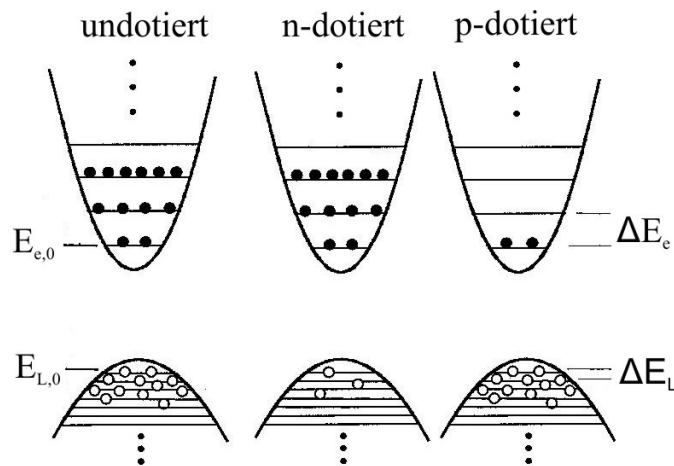


Abbildung 4.17: Ladungsträgerverteilungen im Quantenpunkthalbleiterlaser für undotiertes, n-dotiertes und p-dotiertes Material (nach [Dep02]).

Das im Vergleich zu anderen Quantenpunktlasern ausgezeichnete Hochfrequenzverhalten unter Kleinsignalmodulation wird in erster Linie – wie schon das Temperaturverhalten – durch die p-Modulationsdotierung ermöglicht. In undotiertem Halbleitermaterial existiert eine gleichgroße Anzahl von Elektronen und Löchern. Da die Abstände der Energieniveaus der Elektronen mit etwa 80 meV deutlich weiter voneinander entfernt liegen als die Zustände der Löcher mit nur 10 meV [She02], ist der bereits erwähnte Effekt des thermischen Verschmierens bei den Löchern deutlich ausgeprägter [Dep02]. Dies führt zu einem Mangel an Löchern an der Valenzbandkante, wodurch wiederum höhere Übergänge begünstigt werden, deren Licht nicht mittels stimulierter Emission in die aus dem Grundzustand emittierte Lasermode einkoppeln kann. Letztendlich führt das

Verschmieren der Löcher so zu einer längeren Lebensdauer der Elektronen an der Leitungsbandkante und einer niedrigeren differentiellen Verstärkung, da keine passenden Löcher zur Rekombination bereitstehen. Durch eine zusätzliche n-Dotierung würde sich dieser Zustand noch weiter verstärken, da die zusätzlichen Elektronen einen Teil der Löcher binden (s. Abb. 4.17). In diesem Fall stehen noch weniger Löcher in den benötigten Energieniveaus bereit. Durch eine p-Dotierung hingegen können die Auswirkungen des thermischen Verschmierens der Lochzustände ausgeglichen werden, indem durch die große Anzahl an Löchern die Zustände an der Bandkante stets ausreichend besetzt sind. Zwar werden durch die zusätzlich in den Halbleiter eingebrachten Löcher viele Elektronen gebunden, wovon aber in erster Linie Elektronen betroffen sind, die sich in höheren Energiezuständen befinden [Dep02]. Somit stehen stets genügend Löcher passender Energie zur Rekombination bereit, die außerdem die Auswahlregel für den Grundzustandsübergang erfüllen. Dies verkürzt die Lebensdauer der Elektronen an der Leitungsbandkante stark und erhöht überdies die differentielle Verstärkung drastisch. Beides ist von großer Bedeutung für die maximale Modulationsgeschwindigkeit eines Halbleiterlasers. Gleichung 2.35 gibt den Zusammenhang der Resonanzfrequenz ω_R und der differentiellen Verstärkung a wieder. Wie darüber hinaus in den Gleichungen 2.37 und 2.38 dargestellt ist, steigt die Grenzfrequenz linear mit der Resonanzfrequenz.

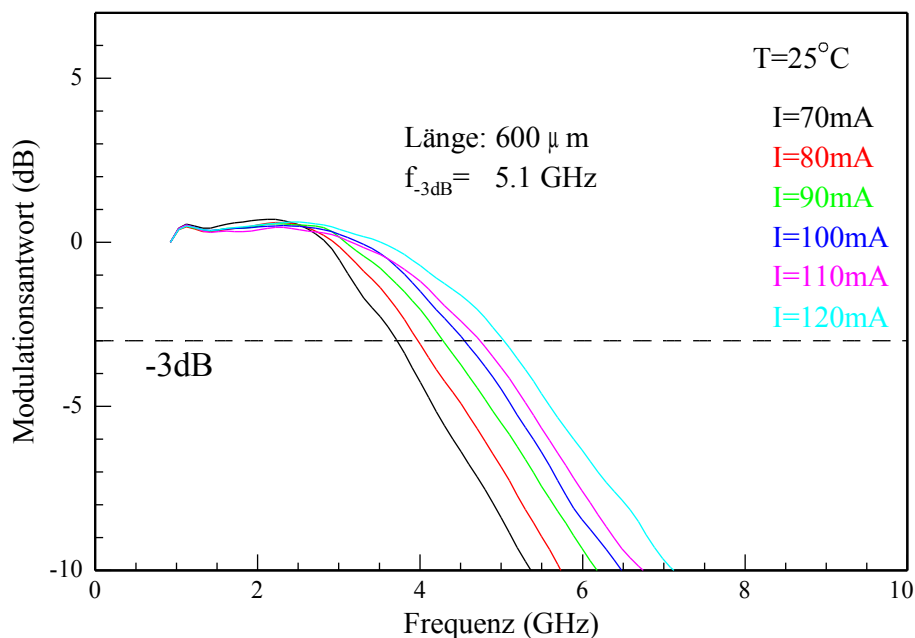


Abbildung 4.18: Kleinsignalbandbreite des Materials B. Es wird eine Grenzfrequenz von 5,1 GHz erreicht.

Auch hier können die verbesserten Eigenschaften des optimierten Materials A wieder anhand

einer Gegenüberstellung mit den Vorgängermaterialien B und C anschaulich demonstriert werden. Im Folgenden werden daher die Kleinsignaldaten der drei Proben verglichen.

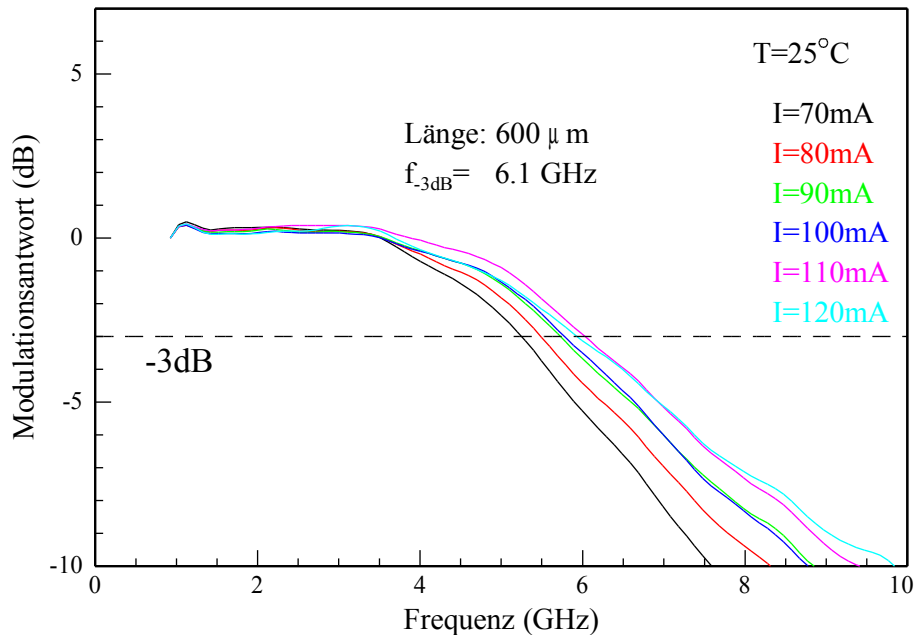


Abbildung 4.19: Das Material C erreicht aufgrund seiner p-Dotierung eine Grenzfrequenz von 6,1 GHz.

Um die Laser direkt vergleichen zu können und die Überlegenheit des Materials A zu verdeutlichen, wurden als Vergleichslaser zwei Bauteile von jeweils $600\ \mu\text{m}$ Länge mit hochreflektierend vergüteter Rückfacette gewählt. Abbildung 4.18 zeigt die Kleinsignalbandbreite des undotierten Materials B. Wie zu sehen ist, wird bei 25°C und 120 mA eine Grenzfrequenz von nur 5,1 GHz erreicht.

In Abbildung 4.19 ist zum Vergleich die Bandweite des leicht p-dotierten Materials C zu sehen. Unter den gleichen Bedingungen wie bei Material B wird hier bereits eine Bandweite von 6,1 GHz erreicht, was alleine auf die p-Dotierung zurückzuführen ist. Damit ist der auf Material C basierende Laser um etwa 20 % schneller als der Laser auf dem Material B. Trotzdem erzielt auch diese Probe noch nicht die in Abbildung 4.16 gezeigte Kleinsignalbandbreite des sorgfältig optimierten Materials A. Zum einen liegt dies an der zu geringen und somit noch nicht optimalen p-Dotierung, zum anderen aber auch am geringeren Al-Gehalt des Wellenleiters der beiden Vergleichsproben. Ein höherer Al-Gehalt in den Wellenleiterschichten führt zu einer größeren Brechungsindexdifferenz zwischen aktiver Zone und Wellenleiter. Dies wiederum verbessert die Wellenführung und den Füllfaktor Γ .

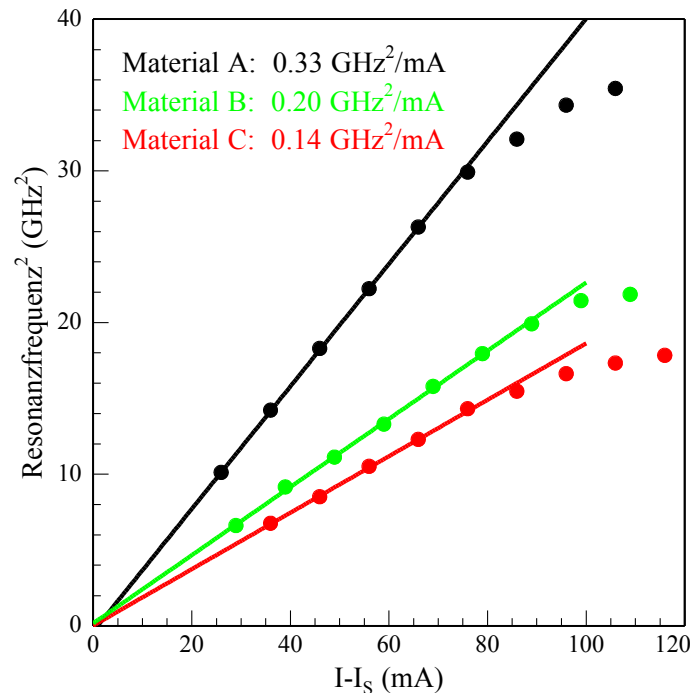


Abbildung 4.20: Anstieg der Resonanzfrequenz mit dem normierten Strom. Der auf Material A basierende Laser zeigt mit Abstand den größten Zuwachs.

Die verbesserten Modulationseigenschaften des Materials A werden in Abbildung 4.20 noch einmal besonders deutlich. Zu sehen sind hier jeweils die quadrierten Resonanzfrequenzen der drei unterschiedlichen Laser gegen den normierten Strom. Den größten Anstieg zeigt eindeutig Material A mit $0,33 \text{ GHz}^2/\text{mA}$. Bei den anderen beiden Lasern nimmt die Resonanzfrequenz sehr viel langsamer mit dem Strom zu ($0,20 \text{ GHz}^2/\text{mA}$ für Material B, $0,14 \text{ GHz}^2/\text{mA}$ für Material C).

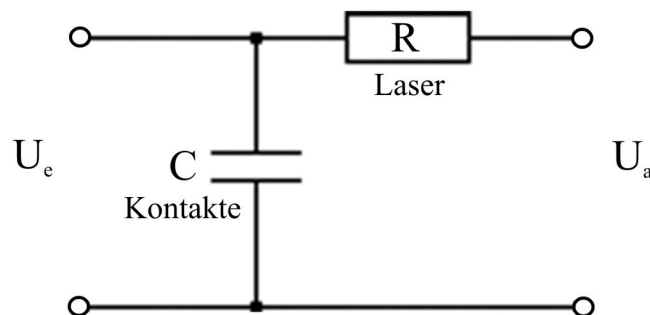


Abbildung 4.21: Ersatzschaltbild des Lasers bei der Hochfrequenzmessung. Durch die Kapazität der Kontakte entsteht ein Tiefpass.

Während der Kleinsignalmessung muss beachtet werden, dass verschiedene parasitäre Effekte auftreten können, da ein hochfrequenter Strom in den Laser injiziert wird. Zu einem gewissen Anteil tragen die Kontaktkapazitäten zu diesen parasitären Effekten bei. Zusammen mit dem

Widerstand des Lasers entsteht somit ein RC-Glied, welches aufgrund der Parallelschaltung von Widerstand und Kapazität als Tiefpass wirkt (s. Abb. 4.21). Die Kapazität wird dabei durch die Geometrie der elektrischen Kontakte, ihren Abstand und das Dielektrikum bestimmt. Schon beim Entwurf hochfrequenztauglicher Laser muss dies beachtet werden. Andernfalls kann es geschehen, dass die Modulationsbandbreite des Lasers schon alleine durch die Kontaktgeometrie limitiert wird. Um die parasitäre Wirkung der elektrischen Kontakte des vorliegenden Lasers abzuschätzen, werden die Kontakte als Plattenkondensator mit entsprechender Oberfläche betrachtet. Für den betrachteten Laser mit einer Länge von 600 μm ergibt sich eine Oberfläche des p-Kontakts von insgesamt $0,3 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$. Das BCB stellt das Dielektrikum dar, mit einer frequenzunabhängigen Dielektrizitätskonstanten ε von 2,65. Aus diesen Werten ergibt sich eine Kapazität von $3,4 \cdot 10^{-13} \text{ F}$ (ausgehend von einer Ätztiefe von 1,5 μm). Zusammen mit dem elektrischen Widerstand von $4,0 \Omega$ erhält man somit über die Gleichung

$$f_{\text{tief}, 3\text{dB}} = \frac{1}{2\pi RC} \quad (4.9)$$

eine Grenzfrequenz von etwa 80 GHz. Es ist also offensichtlich, dass die in Abbildung 4.16 gezeigten Kleinsignalkurven nicht durch das Design des Lasers limitiert sind.

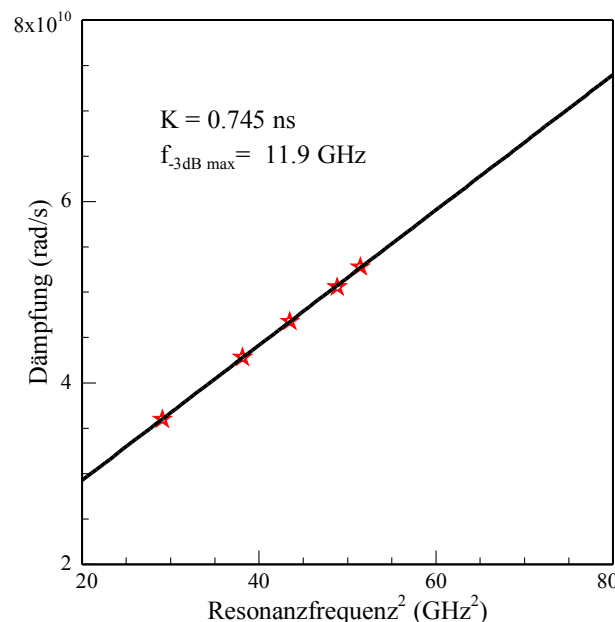


Abbildung 4.22: Aus den Kleinsignalkurven des optimierten Lasers auf dem Material A bestimmter K-Faktor. Die theoretisch mögliche Kleinsignalbandweite beträgt 11,9 GHz.

Aus den Kleinsignalkurven lässt sich durch Anfitten der K-Faktor ermitteln, aus welchem sich

die theoretisch maximal mögliche Modulationsbandbreite des Lasers ergibt. Hierbei wird die Verschiebung der Resonanzfrequenz mit zunehmendem Strom und dadurch ebenfalls zunehmender Dämpfung beobachtet. Die theoretische Begrenzung der Bandweite durch den K-Faktor kommt zustande, da immer höhere Photonendichten auch eine immer größere Dämpfung im Laser erzeugen. Daher kann die Resonanzfrequenz durch höhere Ströme nicht beliebig weit zu höheren Frequenzen verschoben werden (s. auch. Kap 2.6.1). Für die Dämpfung bedeutend sind vor allem Effekte wie spektrales Lochbrennen durch große Photonendichten und Verstärkungssättigung durch hohe Ladungsträgerdichten. Die Analyse des K-Faktors ermöglicht es, allein die intrinsischen Eigenschaften des Probenmaterials zu berücksichtigen, alle anderen Faktoren werden ausgeblendet. Für den optimierten Laser auf Material A ergibt sich ein K-Faktor von 0,745 ns (s. Abb. 4.22), was einer maximalen Grenzfrequenz von 11,9 GHz entspricht. Die Differenz zwischen dem tatsächlich erreichten Wert und dem theoretisch möglichen Wert beträgt also nur 3,3 GHz, was wieder für die hohe Qualität der Prozessierung spricht.

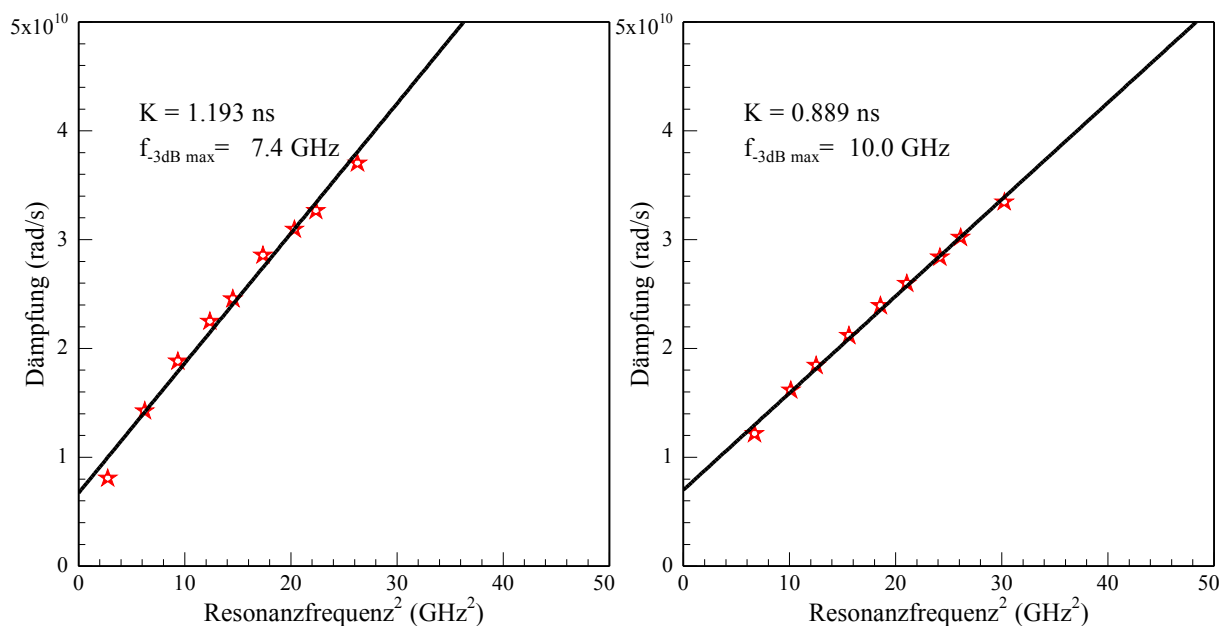


Abbildung 4.23a: Aus der ermittelten Dämpfung und der Lage der Resonanzfrequenz des undotierten Materials B ergibt sich ein K-Faktor von 1,193 ns, was einer Kleinsignalbandbreite von 7,4 GHz entspricht (links).

Abbildung 4.23b: Durch die (geringe) p-Dotierung des Materials C kann hier eine theoretisch mögliche Bandbreite von 10,0 GHz erreicht werden (rechts).

Ein Vergleich des K-Faktors mit den beiden Materialien B und C zeigt auch hier wieder deutlich die Entwicklungsschritte, die im Verlauf der Arbeit erzielt wurden. Da bei der Bestimmung des

K-Faktors die Temperaturabhängigkeit keine Rolle spielt, kann über den K-Faktor tatsächlich das prinzipielle Modulationspotential der Materialien gegenübergestellt werden. Die K-Faktoren der Materialien B und C sind in Abbildung 4.23a und 4.23b dargestellt. Die Verbesserung von Material C gegenüber Material B ist also auch theoretisch überprüfbar und nicht nur experimentell durch die schlechtere Temperaturstabilität bei hohen Strömen verursacht. Der positive Einfluss der p-Dotierung auf die Modulationseigenschaften wird hier wieder deutlich. Während die undotierte Laserprobe B nur eine theoretisch mögliche Grenzfrequenz von 7,4 GHz erreicht, kommt das leicht dotierte Material C auf eine Bandbreite von 10,0 GHz. Der Spitzenwert des optimierten Materials A bleibt dennoch unerreicht.

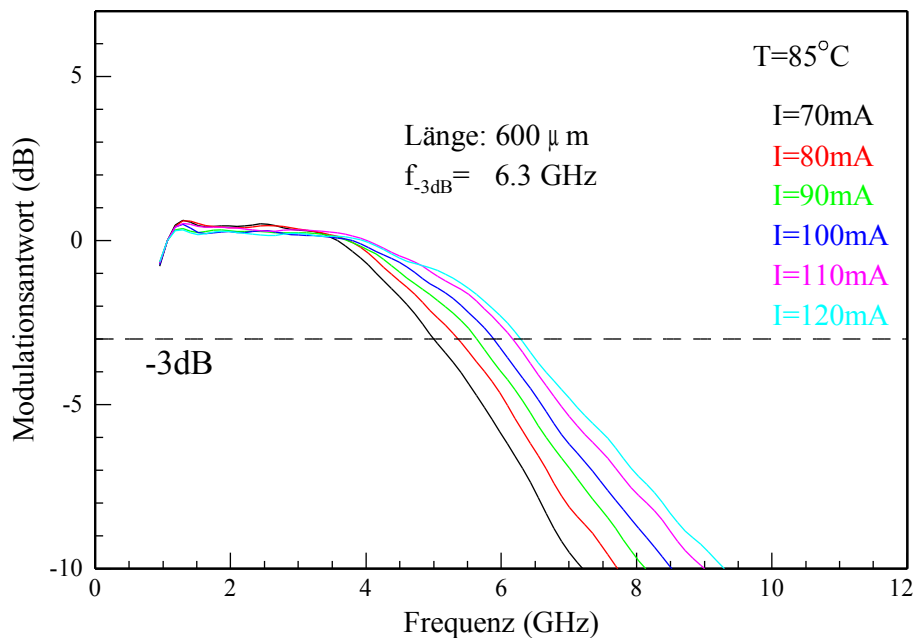


Abbildung 4.24: Kleinsignalmodulationsdaten des optimierten Materials A. Bei 85°C wird eine maximale Grenzfrequenz von 6,3 GHz bei 120 mA erreicht.

Abschließend sollen noch die Modulationsfähigkeiten aller drei Proben bei hohen Temperaturen (85°C) verglichen werden. Hierbei spielen nicht nur Modulationsfähigkeiten an sich eine entscheidende Rolle, sondern ebenso die Temperaturstabilitäten der Bauteile. Das Kleinsignalverhalten des optimierten Materials A ist in Abbildung 4.24 zu sehen. Der Laser erreicht eine maximale Grenzfrequenz von 6,3 GHz bei einer Temperatur von 85°C und einem Strom von 120 mA. Trotz der hohen Temperatur ist keine wärmebedingte Limitierung der Kleinsignalantworten zu erkennen. Die Bandbreite wächst kontinuierlich mit zunehmendem Strom. Abbildung 4.24 demonstriert somit deutlich, dass Material A nicht nur einseitig für hohe Modulationsfähigkeit oder gute Temperaturstabilität optimiert wurde, sondern beide Eigenschaften

in hohem Maße in sich vereint.

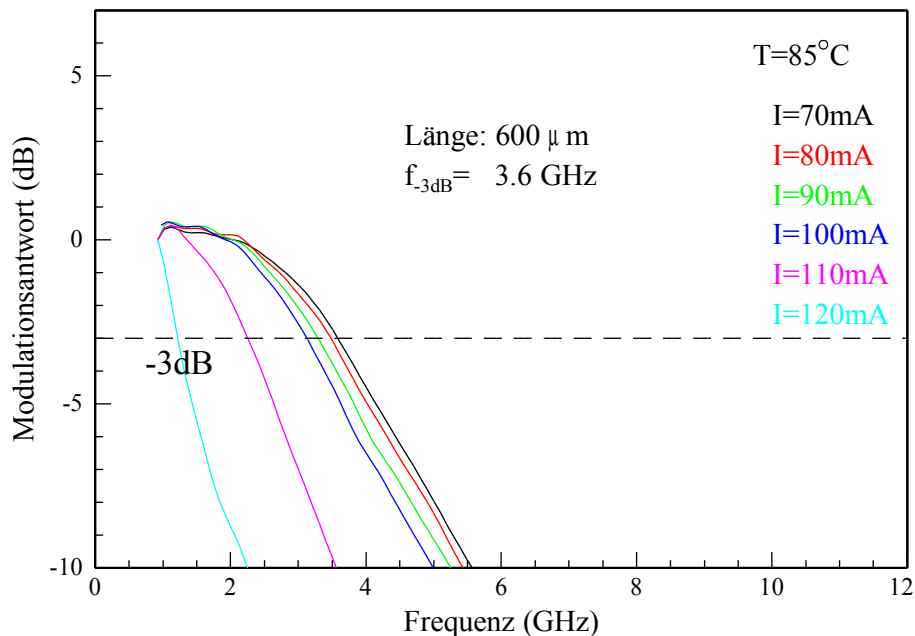


Abbildung 4.25: Aufgrund der schlechten Temperaturstabilität des Materials B nimmt die Grenzfrequenz des Lasers bei 85°C ab, wenn der Strom erhöht wird. Die maximale Modulationsbandbreite liegt bei 3,6 GHz.

Die Kleinsignalkurven des undotierten Materials B sind in Abbildung 4.25 zu sehen. Hier wird bei 85°C nur eine Grenzfrequenz von 3,6 GHz erreicht. Zudem wird dieser Wert nicht beim Maximalstrom von 120 mA erreicht, sondern schon bei 70 mA. Bei höheren Strömen sinkt die Modulationsweite sehr deutlich unter diesen Wert. Dieses Verhalten zeigt im Kleinsignalbetrieb die ungenügende Temperaturstabilität des Materials. Durch die Stromzunahme nimmt auch die Temperatur des Lasers weiter zu, wodurch seine Eigenschaften dramatisch verschlechtert werden.

Einen Zwischenschritt in der Entwicklung von Material B zu Material A stellt Material C dar, wie in Abbildung 4.26 noch einmal deutlich wird. Diese Probe erreicht mit 5,2 GHz bei 85°C zwar noch nicht die Bandbreite von Material A, allerdings ist sie deutlich schneller modulierbar als Probe B. Zudem ist eine Zunahme der Grenzfrequenz mit steigendem Strom zu beobachten, was anzeigt, dass der Laser nicht thermisch limitiert ist. Bei genauerer Betrachtung fällt allerdings auf, dass die Zunahme der Grenzfrequenz bei Strömen ab 100 mA immer geringer wird. Dies ist ein deutliches Anzeichen dafür, dass die Probe kurz vor ihrer maximalen thermischen Belastbarkeit steht. Letztendlich ist sie also auch hier weder hinsichtlich ihrer Modulationsbandbreite noch ihrer Temperaturstabilität dem Laser auf dem optimierten Material A ebenbürtig.

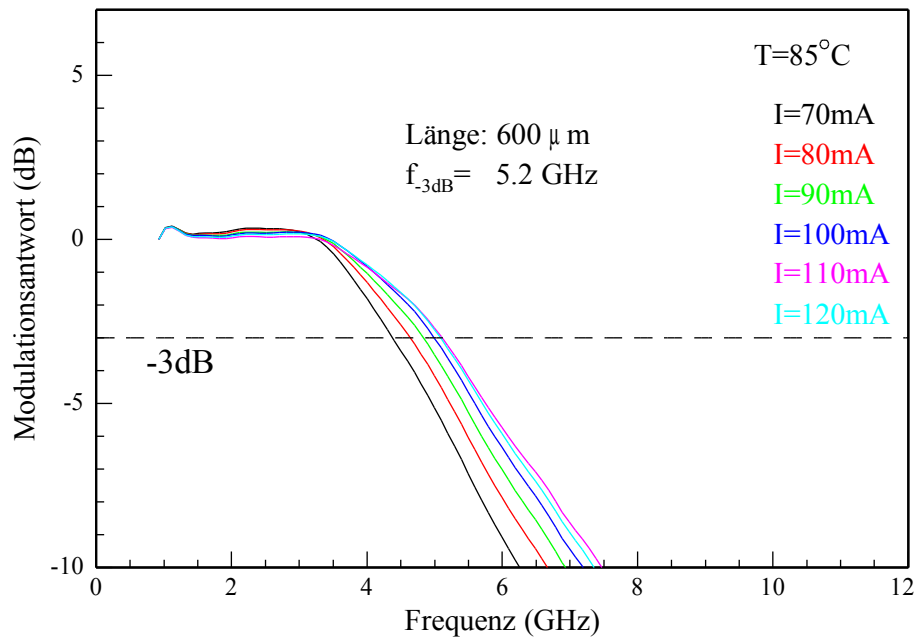


Abbildung 4.26: Die Kleinsignalkurven des Lasers auf dem Material C erreichen eine Grenzfrequenz von 5,2 GHz bei 85 °C.

5. Laser mit verteilter Rückkopplung

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die Eigenschaften von longitudinal multimodig emittierenden FP-Lasern auf 1,3 μm -Quantenpunkt-Material vorgestellt wurden, werden hier nun monomodige Quantenpunkt-DFB-Laser präsentiert. Auch diese Laser profitieren von den prinzipiellen Vorteilen eines quasi-nulldimensionalen Verstärkungsmediums, wie sie im vorangehenden Kapitel 4 demonstriert wurden: Ein niedriger Schwellenstrom in Verbindung mit hoher Temperaturstabilität und guter Effizienz. In diesem Kapitel wird zudem ein weiterer Vorteil offensichtlich: Die geringe Sensibilität gegenüber optischen Rückkopplungen in die Laserkavität, was unter Großsignalmodulation bei realistischen Bedingungen ein großer Vorteil gegenüber konventionellen Quantenfilmlasern ist, die durch einen optischen Isolator gegen besagte Rückkopplungen geschützt werden müssen.

Das potentielle Einsatzgebiet dieser DFB-Laser liegt in der Nachrichtenübertragung. Durch ihre Wellenlänge von 1,3 μm können sie die bereits erwähnten Minima von Dispersion und Dämpfung in der Glasfaser ausnutzen, mit allen daraus resultierenden Vorteilen. Die vorgestellten DFB-Laser erreichen darüber hinaus eine sehr geringe Bitfehlerrate und sind somit hervorragend als Signalquellen in Kurz- und Mittelstreckennetzwerken geeignet. Außerdem können sie mit einer Datentransferrate von 10 GBit/s direkt moduliert werden können. Die Messungen der Laser wurden über eine Glasfaserstrecke von bis zu 20 km Länge durchgeführt. Da diese Laser auf dem bereits vorgestellten, optimierten Quantenpunktmaterial A (siehe Anhang) prozessiert wurden, verfügen sie zusätzlich über ausgezeichnete Temperatureigenschaften. So können sie nicht nur ohne thermoelektrischen Kühler sondern sogar komplett ohne die Notwendigkeit zur Anpassung der Betriebsparameter an die Temperatur betrieben werden. Insofern besitzen diese Bauteile gegenüber den aktuell in Glasfasernetzen eingesetzten Quantenfilmlasern deutlich geringere Anschaffungs- und Betriebskosten.

In den folgenden Abschnitten werden die Eigenschaften dieser DFB-Laser näher vorgestellt. Dabei wird sowohl auf die Herstellung eingegangen als auch die einzelnen durchgeführten Messungen detailliert besprochen.

5.1 Herstellung

Für die Herstellung der DFB-Laser wird die Prozessierung der Rippenwellenleiterlaser um einige Schritte erweitert. Der Unterschied beider Bauteile besteht im wesentlichen in einer Gitterstruktur aus Cr, die lateral zum Steg aufgebracht wird und bei den DFB-Lasern die notwendige Rückkopplung mit der Lichtwelle für monomodige Emission bereitstellt. Da die Lichtwelle jedoch hauptsächlich in der aktiven Zone und im Wellenleiter unterhalb des Stegs geführt wird, kann nur ein verhältnismäßig geringer Teil der Welle mit dem Gitter wechselwirken.

Nach dem Ätzen der Stege wurde der Rippenwellenleiterprozess um die für den DFB-Prozess notwendigen Schritte erweitert. Zur Gittererzeugung wurde zunächst ein Elektronenstrahllack aufgetragen. Anschließend wurde die gewünschte Gitterperiode und das entsprechende Tastverhältnis mittels hochauflösender Elektronenstrahllithographie in den Lack geschrieben. Um die Absorption durch das Gitter nicht mehr als notwendig zu erhöhen, wurde das Gitter nicht über die ganze Länge des Lasers geschrieben. Im Laufe mehrerer Versuchsreihen mit unterschiedlich langen Gittern stellte sich schließlich 400 μm als optimale Gitterlänge (an einem 600 μm langen Laser) heraus (siehe Kap. 5.2). Durch diese Maßnahme kann letztendlich eine geringere Absorption und somit auch eine höhere Ausgangsleistung und Temperaturstabilität als bei vergleichbaren Lasern mit durchgehendem Gitter erzielt werden.

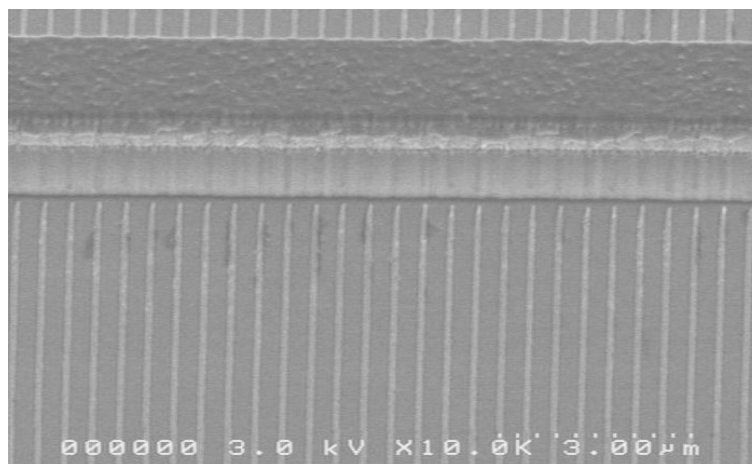


Abbildung 5.1: SEM-Aufnahme des Rippenwellenleiters und des lateralen Cr-Gitters. Die Gitterperiode beträgt ca. 200 nm. Oben auf dem Rippenwellenleiter ist noch die Ätzmaske aus BaF_2 und Cr zu erkennen.

Die spektralen Eigenschaften wurden durch das kürzere Gitter hingegen nicht verschlechtert, wie im Folgenden gezeigt wird. Nach dem Entwickeln des Lacks wurde Cr, das Gittermaterial, in einer

Stärke von 15 nm aufgedampft. Durch einen Abhebeprozess wurde anschließend der restliche Lack mit dem darüber befindlichen Cr abgelöst. Das auf diese Weise prozessierte Metallgitter führt zu einer Modulation sowohl des Real- als auch des Imaginärteils des Brechungsindizes und somit zu komplexer Kopplung [Kam01].

Abbildung 5.1 zeigt eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme eines auf diese Art lateral zum Rippenwellenleiter hergestellten Cr-Gitters an einem Quantenpunkt-DFB-Laser. Wie zu sehen ist, sind die Gitterstege klar und sauber definiert, haben einen gleichmäßig periodischen Abstand zueinander und reichen bis an den Rippenwellenleiter heran. Letzteres ist insofern von großer Bedeutung, als dass die Lichtwelle nur begrenzt außerhalb des Wellenleiters geführt wird. Sollten die Gitterstege nicht bis ganz an den Wellenleiter heranreichen, wird der ohnehin geringe Überlapp mit der Lichtwelle weiter reduziert und führt schnell dazu, dass keine monomodige Emission mehr möglich ist. Beim gezeigten Gitter handelt es sich um ein Gitter 1. Ordnung mit einem Tastverhältnis von 1:2.

Der weitere Prozessfortgang gestaltet sich analog zur Rippenwellenleiterprozessierung. Im nächsten Schritt wurde BCB aufgeschleudert, ausgebacken und zurückverascht, gefolgt von der Prozessierung des p-Kontakts. Nach dem Abschluss der Prozessierung wurden die Laser mit einer Länge von 600 μm aus dem Probenstück herausgespalten. Die Rückfacetten wurde mit einer Spiegelschicht von ca. 90 % Reflektivität vergütet. Die Kombination dieser Eigenschaften stellte sich im Verlauf der Arbeit als optimal zum Erreichen von hohen Modulationsweiten heraus. In Kapitel 5.3.1 findet sich eine Gegenüberstellung verschiedener Laser unter Kleinsignalmodulation, die sich nur hinsichtlich ihrer Kavitätslänge, ihrer Verspiegelung oder Stegbreite unterscheiden. Auf ein Aufbauen der Lasers auf Submounts wurde verzichtet, soweit dies nicht bei den vorgestellten Messungen ausdrücklich erwähnt wird.

5.2 Statische Eigenschaften

In diesem Abschnitt werden die statischen Kenndaten eines nach dem oben beschriebenen Verfahren erzeugten DFB-Lasers vorgestellt. Die Gitterperiode Λ wurde dabei anhand von Gleichung 2.20 und des berechneten effektiven Brechungsindizes von 3,295 so gewählt, dass die Emissionswellenlänge leicht auf der langwelligen Seite des Verstärkungsmaximums liegt. Die so erzeugte Verstimmung sorgt für eine zusätzliche Verbesserung der Temperatureigenschaften.

Abbildung 5.2 zeigt die Lichtleistungskennlinie eines 600 μm langen DFB-Lasers auf dem optimierten Material A bei Temperaturen von 25°C bis 85°C. Die Messungen wurden im

Dauerstrichbetrieb aufgenommen. Zunächst einmal ist hervorzuheben, dass die Schwellenströme trotz des absorbierenden Metallgitters nur maximal 3 mA höher liegen als die der in Kapitel 4 vorgestellten, auf dem selben Material hergestellten FP-Laser. Durch die absorbierende Eigenschaft des Cr-Gitters ist die innere Absorption der DFB-Laser größer als die der Rippenwellenleiterlaser, was unter anderem negative Auswirkungen auf die Laserschwelle hat. Da die Gitterstege allerdings nur im Bereich der Knotenpunkte der DFB-Mode liegen, erfährt diese Mode eine im Vergleich zu anderen Moden geringere Absorption. Weiterhin wird eine zu starke Absorption einerseits durch das gewählte Tastverhältnis von 2:1 vermieden, andererseits auch durch die reduzierte Gitterlänge von nur 400 μm . Dieses Tastverhältnis erbrachte in Kombination der reduzierten Gitterlänge von 400 μm die besten Ergebnisse.

Der Laser zeigt ein ausgezeichnetes Temperaturverhalten, da sich die Schwelle, wie schon beim FP-Laser, mit zunehmender Temperatur zunächst einmal verbessert. So reduziert sich der Schwellenstrom von 17 mA bei 25°C auf nur noch 15 mA bei 35°C. Diesen Wert behält er bis 75°C bei und steigt erst bei 85°C wieder auf den Ursprungswert von 17 mA an.

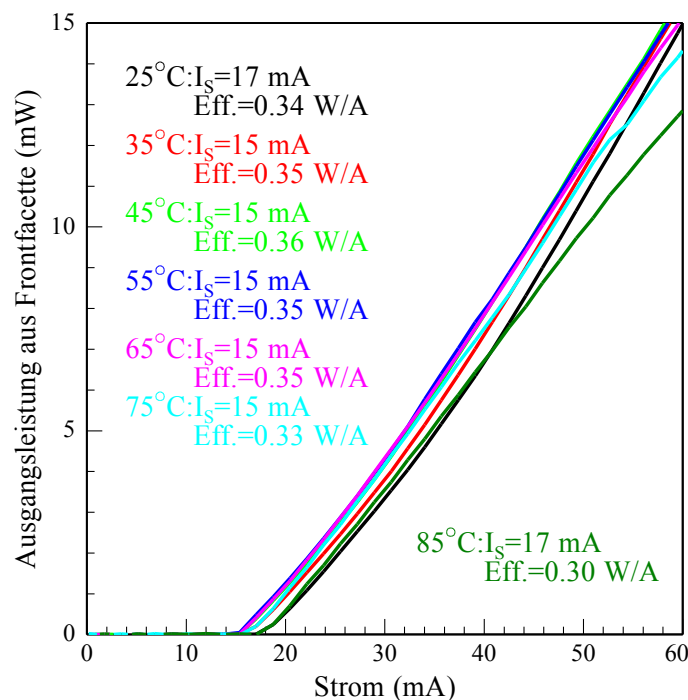


Abbildung 5.2: Kennlinien des Quantenpunkt-DFB-Lasers mit reduzierter Gitterlänge von 400 μm und Tastverhältnis 2:1. Gemessen wurde im Temperaturbereich von 25°C bis 85°C. Die Rückfacette besitzt eine Reflektivität von 90 % während die Frontfacette unvergütet ist.

Zum einen wird dieses Verhalten durch die leichte Verstimmung der Emissionsmode auf die langwellige Seite des Verstärkungsspektrums verursacht. Bei einer Temperaturerhöhung schiebt das

Maximum der Verstärkung zu größeren Wellenlängen und somit näher an die DFB-Mode heran. Dies ist möglich, da die DFB-Mode sehr viel langsamer verschiebt als die Verstärkungskurve und somit eine relative Verschiebung stattfindet. Während der Verstärkungsbereich direkt mit der Bandlücke nach Gleichung 4.8 verschiebt, wird die DFB-Mode nur durch die temperaturbedingte Brechungsindexänderung beeinflusst.

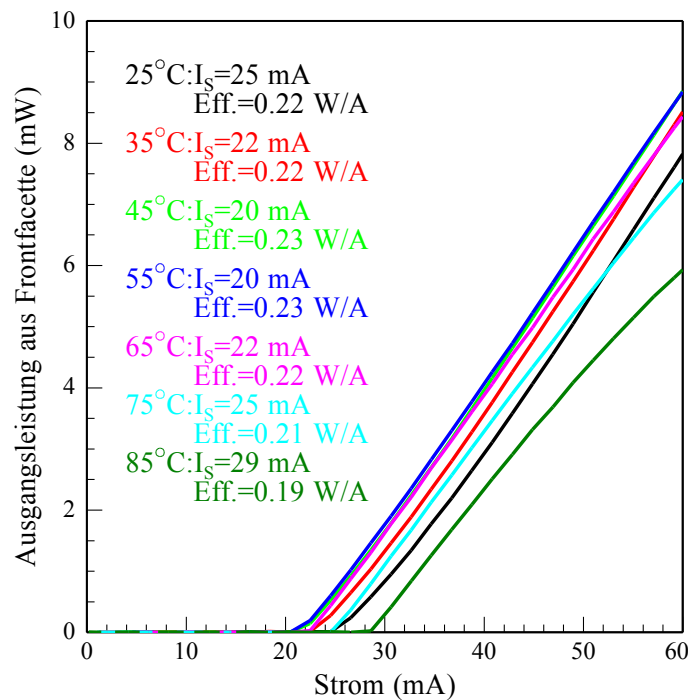


Abbildung 5.3: Kennlinien eines Quantenpunkt-DFB-Lasers mit durchgehendem Gitter. Das Tastverhältnis beträgt 2:1.

Trotz der temperaturinduzierten Abnahme der Gesamtverstärkung bleibt die tatsächliche Verstärkung am Ort der Emissionswellenlänge somit erhalten, bzw. kann sogar leicht erhöht werden. Zum anderen ist das Temperaturverhalten durch die schon in Kapitel 4.3 beschriebene p-Modulationsdotierung und die sich daraus ergebenden Effekte verursacht. Insbesondere das Temperaturverhalten des Auger-Effekts spielt hierbei wieder eine große Rolle (s. Kap. 4.3). Auch hinsichtlich der Effizienz des Lasers kann eine hervorragende Temperaturstabilität beobachtet werden. Bei 25°C ergibt sich nur auf die Frontfacette bezogen eine Effizienz von 0,34 W/A. Der Laser kann diese Effizienz bis 45°C sogar noch verbessern, wo er eine Effizienz von 0,36 W/A erreicht. Erst bei 55°C reduziert sich die Effizienz auf 0,35 W/A und sinkt bei weiteren Temperaturerhöhungen auf 0,30 W/A bei 85°C. Die temperaturbedingte Abnahme der Effizienz von 25°C bis 85°C beträgt damit nur ca. 10 %. Wie schon bei der Laserschwelle liegt die hohe

Temperaturstabilität der Effizienz zum einen in der Verstimmung der Emissionslinie ins Rote, zum anderen an der qualitativ hochwertigen p-Modulationsdotierung. In der Literatur finden sich nur sehr wenige Daten zu Quantenpunkt-DFB-Lasern bei der gleichen Wellenlänge wie das hier vorgestellte Bauteil. Diese erreichen weder die hier gezeigten Schwellenströme noch die hier gezeigte Effizienz, sind allerdings aufgrund unterschiedlicher Bauteillängen und Verspiegelungen nicht direkt vergleichbar mit den hier präsentierten Ergebnissen [Su05, Su03, Kre01].

Der Einfluss des Tastverhältnisses wird in den Abbildungen 5.3 und 5.4 deutlich. Während in Abbildung 5.3 die temperaturabhängigen Kennlinien eines DFB-Lasers mit durchgehendem Gitter und einem Tastverhältnis von 1:2 zu sehen sind, zeigt Abbildung 5.4 die Kennlinien eines DFB-Lasers, dessen durchgehendes Gitter ein Tastverhältnis von 1:1 besitzt. Beide Laser wurden auf dem optimierten Material A prozessiert und besitzen eine Resonatorlänge von $600\text{ }\mu\text{m}$ sowie hochreflektierend verspiegelte Rückfacetten. Im Vergleich zu den in Abbildung 5.2 gezeigten Daten ist in Abbildung 5.3 eine geringere Effizienz in Verbindung mit höheren Schwellenströmen zu beobachten. Verursacht wird dies alleine durch das längere Gitter, das zwar einerseits zu verstärkter Gitterkopplung führt, da der Überlapp zwischen Lichtwelle und Gitter gewachsen ist. Durch diesen größeren Überlapp nimmt andererseits allerdings auch die Absorption zu, was zu größeren Verlusten an Licht führt.

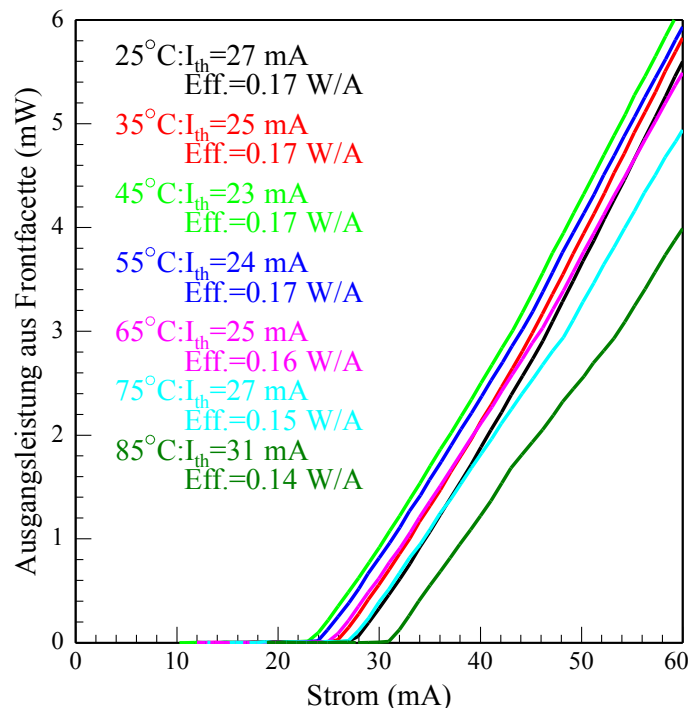


Abbildung 5.4: Temperaturabhängige Kennlinien eines Quantenpunkt-DFB-Laser, dessen Gitter durchgehend ist und ein Tastverhältnis von 1:1 aufweist.

Hier zeigt sich anschaulich der Vorteil eines verkürzten DFB-Gitters. Noch drastischer ist die Zunahme der Absorption bei einer Verringerung des Tastverhältnisses zu 1:1 bei durchgehendem Gitter (s. Abb. 5.4). Obwohl in erster Linie nur die Knotenpunkte der DFB-Mode auf den Gitterstegen liegen, sind die Zunahme der Absorption und die daraus resultierenden höheren Schwellenströme und geringeren Effizienzen im Vergleich zu Abbildung 5.2 und auch zu Abbildung 5.3 offensichtlich. Die mit einem derartigen Tastverhältnis einhergehende räumliche Ausdehnung der Gitterstege führt naturgemäß zu einem Überschneiden mit einem größeren Teil der Lichtwelle als nur den eigentlichen Knotenpunkten. Hierdurch steigt die Absorption noch einmal stark an, was sich in weiter gestiegenen Schwellenströmen und niedrigeren Effizienzen bemerkbar macht. Im Vergleich zu den in Abbildung 5.2 gezeigten Kennlinien kann nur noch die halbe Effizienz erreicht werden, der Schwellenstrom ist um mehr als 10 mA gestiegen. Der Einfluss und die Bedeutung der Gitteroptimierung werden hier besonders deutlich.

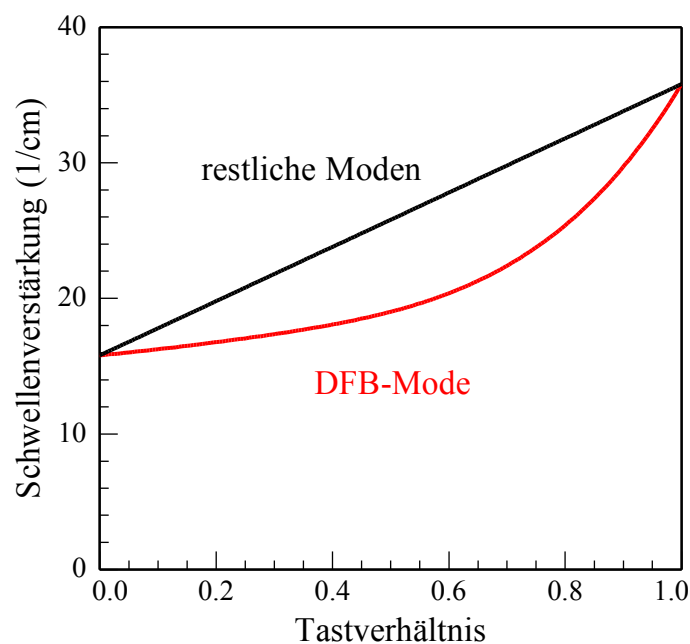


Abbildung 5.5: *Simulierte Schwellenverstärkungen der DFB-Mode und der restlichen Moden in Abhängigkeit vom Tastverhältnis. Die Verstärkungsdifferenz bestimmt die SMSR. Für die Simulation wurden die Parameter der hier vorgestellten Laser verwendet.*

In Abbildung 5.5 sind die Schwellenverstärkungen der DFB-Mode und der restlichen Moden für Tastverhältnisse von 0 bis 1 aufgetragen. Beide Graphen stammen aus Berechnungen, die von einem 600 μm langen Laser mit den Materialparametern des Materials A ausgehen, ein durchgehendes Gitter und eine hochreflektierend verspiegelte Rückfacette besitzen. Wie zu sehen ist, steigt die Schwellenverstärkung der Seitenmoden linear mit dem Tastverhältnis. Die

Schwellenverstärkung der DFB-Mode steigt zunächst nur langsam, da – wie bereits geschildert – nur die Knotenpunkte der Welle auf den Gitterstegen liegen. Der Abstand der beiden Graphen bestimmt das Seitenmodenunterdrückungsverhältnis. Für ein Tastverhältnis von 2:1 ist der Abstand zwar noch nicht maximal, dafür ist die Schwellenverstärkung der DFB-Mode aber auch noch nicht wesentlich angestiegen. Dieses Tastverhältnis ermöglicht sowohl eine ausreichend hohe Rückkopplung von Lichtwelle und Gitter als auch eine nur minimale Beeinträchtigung der statischen und dynamischen Lasereigenschaften.

Die temperaturabhängigen Spektren des Lasers mit dem optimierten Gitter sind in Abbildung 5.6 zu sehen. Genau wie die Lichtleistungskennlinien wurden sie in Schritten von 10°C von 25°C bis 85°C im Dauerstrichbetrieb aufgenommen. Der Pumpstrom beträgt 60 mA für alle Temperaturen.

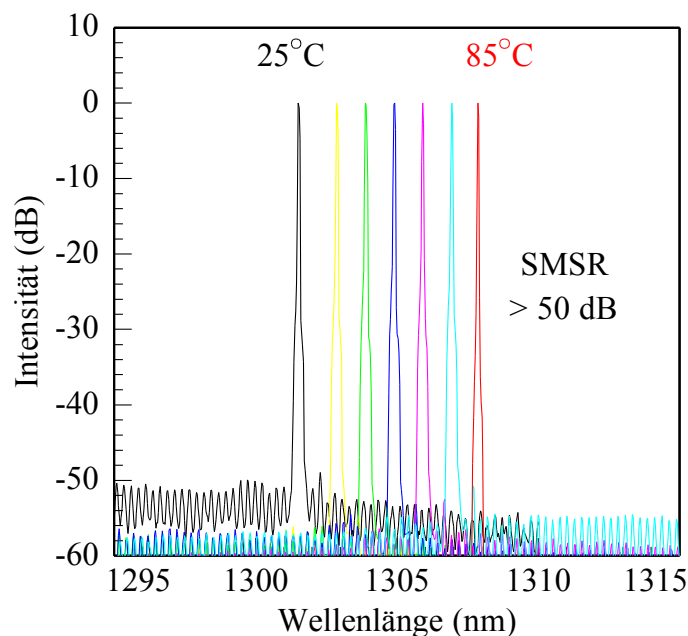


Abbildung 5.6: Spektren des Quantenpunkt-DFB-Lasers für Temperaturen von 25°C bis 85°C. Das Tastverhältnis des Gitters beträgt 2:1, die Gitterlänge ist auf 400 μm reduziert. Die temperaturinduzierte Wellenlängenverschiebung beträgt ca. 0,1 nm/K.

Wie zu erkennen ist, zeigt der Laser für alle Temperaturen stabile, monomodige Emission. Die Seitenmodenunterdrückung ist dabei immer größer als bzw. gleich 50 dB, was ein Beweis für die gute Kopplung der Welle mit dem Metallgitter und die sorgfältige Wahl der Gitterparameter ist. Der durch das kurze Gitter reduzierte Überlapp von Lichtwelle und Gitter hat somit keine negativen Folgen für die longitudinale Monomodigkeit des Bauteils. In der Literatur finden sich zwar Spektren mit Seitenmodenunterdrückungen von bis zu 60 dB, die ebenfalls an Quantenpunkt-DFB-Lasern bei 1,3 μm Wellenlänge aufgenommen wurden [Su05], jedoch gibt es dazu keine

temperaturabhängigen Daten. Diese Werte stammen nur von Messungen bei Raumtemperatur. Für Telekommunikationsanwendungen ist bereits eine Seitenmodenunterdrückung von 30 dB ausreichend. Von 25°C bis 85°C kann eine Wellenlängenverschiebung von 1302,6 nm zu 1307,9 nm beobachtet werden.

Zum anschaulichen Vergleich der Auswirkungen unterschiedlicher Tastverhältnisse und unterschiedlicher Gitterlängen sind in den Abbildungen 5.7a und 5.7b die temperaturabhängigen Spektren zweier weiterer DFB-Laser abgebildet, die sich von dem Bauteil in Abbildung 5.6 nur durch ihr Gitter unterscheiden. Der Laser in Abbildung 5.7a besitzt ein durchgehendes Gitter und ein Tastverhältnis von 2:1. Damit ist das Tastverhältnis identisch zum Laser in Abbildung 5.6, allerdings ist das Gitter 600 μm lang statt nur 400 μm lang. Die resultiert durch die höhere Gitterkopplung im Vergleich zu Abbildung 5.6 in einer weiter verbesserten Seitenmodenunterdrückung. Das Spektrum verschiebt im Temperaturbereich von 25°C bis 85°C um 6 nm, von 1303,5 nm bis 1309,5 nm. Noch weiter vergrößern lässt sich die Seitenmodenunterdrückung, wenn man das Tastverhältnis von 2:1 auf 1:1 erhöht, wie in Abbildung 5.7b zu sehen. Durch die nochmal vergrößerte Gitterkopplung wird hier sogar eine Seitenmodenunterdrückung von 55 dB erreicht. Allerdings verschlechtern sich andere Eigenschaften wie Effizienz und Modulationsfähigkeit durch die zusätzliche innere Absorption α_i . Das Spektrum verschiebt von 1304,4 nm bei 25°C zu 1310,7 nm bei 85°C.

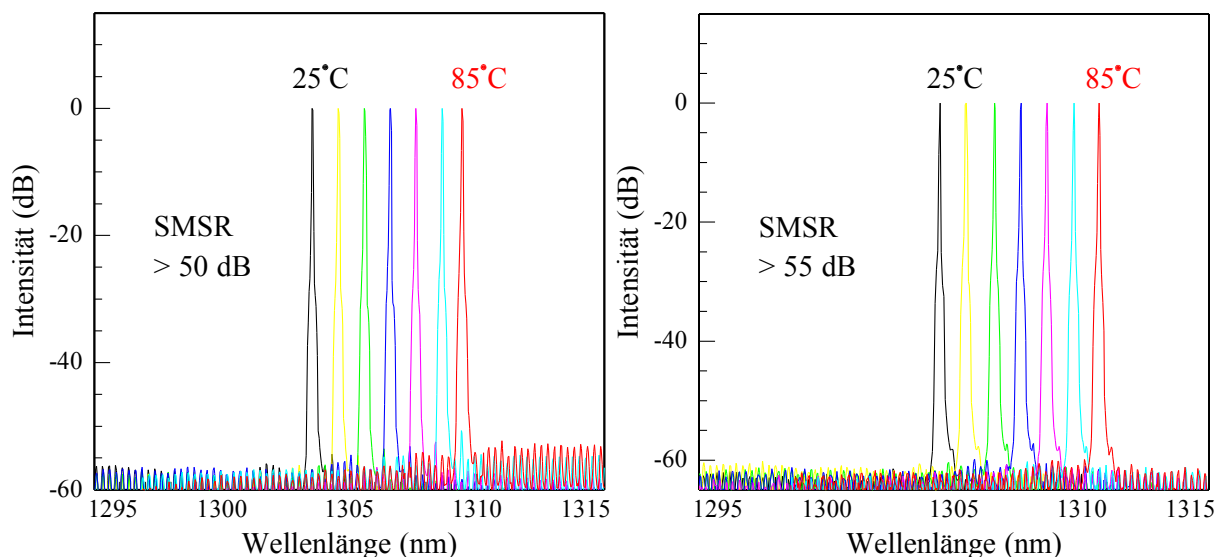


Abbildung 5.7a: Temperaturabhängige Spektren eines Quantenpunkt-DFB-Lasers mit durchgehendem Gitter und einem Tastverhältnis von 2:1 (links).

Abbildung 5.7b: Temperaturabhängige Spektren eines Quantenpunkt-DFB-Lasers mit durchgehendem Gitter und einem Tastverhältnis von 1:1 (rechts).

Beide Laser sind 600 μm lang und basieren auf dem Material A.

Um die Vergleichbarkeit der hier gezeigten Laserspektren zu gewährleisten, wurde für alle drei Laser die gleiche Gitterperiode beim Rückkopplungsgitter verwendet. Dass die Spektren dennoch leicht unterschiedliche Wellenlängen aufweisen liegt daran, dass durch die unterschiedlichen Tastverhältnisse und die unterschiedlichen Gitterlängen auch der Brechungsindex beeinflusst wird.

Die longitudinale Monomodigkeit wird ebenfalls durch die Breite des Rippenwellenleiters beeinflusst. Mit zunehmender Breite sinkt die Kopplungsstärke des Cr-Gitters mit der Lichtwelle, da das Gitter mit einem immer kleineren Randbereich der Lichtwelle wechselwirkt. Somit zeigt sich hier, dass die gewählte Stegbreite von $2,5\ \mu\text{m}$ sowohl den Anforderungen an die laterale als auch – in Kombination mit dem applizierten Gitter – an die longitudinale Monomodigkeit in den Abbildungen 5.6 und 5.7 gerecht wird.

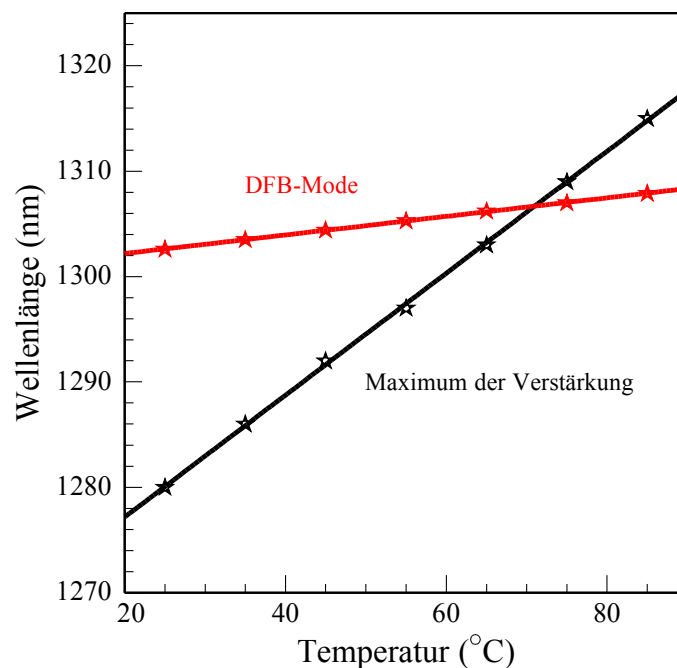


Abbildung 5.8: Verschiebung der Emissionslinie eines DFB-Lasers mit optimiertem Gitter und Verschiebung des Verstärkungsmaximums in Abhängigkeit von der Temperatur. Die Verstärkung verschiebt deutlich schneller ins Rote.

Die Wellenlängenverschiebung der DFB-Laser wird nicht wie bei den FP-Lasern durch eine temperaturbedingte Verschiebung der Verstärkungskurve hervorgerufen, sondern alleine durch die Temperaturabhängigkeit des Brechungsindizes. Die beobachtete Rotverschiebung ist mit ca. $0,1\ \text{nm/K}$ typisch für Quantenpunkt-DFB-Laser auf GaAs-Basis. Die unterschiedlich starke Verschiebung der Verstärkungskurve und der Wellenlänge des DFB-Lasers mit dem optimierten Gitter ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Die temperaturabhängige Position des Maximums der

Verstärkung wurde im *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures* in Marcoussis, Frankreich über die sog. Hakki-Paoli-Methode [Hak75] gemessen. Diese Messungen wurden an den in Kapitel 4 vorgestellten FP-Lasern durchgeführt. Wie zu sehen ist, schneiden sich die beiden Geraden bei etwa 70°C. Bei dieser Temperatur liegt die DFB-Mode im Maximum der Verstärkung.

5.3 Dynamische Eigenschaften

Da das vorgesehene Einsatzgebiet der in diesem Kapitel präsentierten Quantenpunkt-DFB-Laser der Telekommunikationssektor ist, wurde der Charakterisierung der dynamischen Eigenschaften des Bauteils besondere Aufmerksamkeit gewidmet. Im folgenden werden sowohl die Klein- als auch die Großsignaleigenschaften des Lasers vorgestellt. In beiden Fällen wurde der Laser direkt moduliert. Darüber hinaus wird auf die Toleranz der Laser gegenüber optischer Rückkopplung in den Resonator und das Verhalten der Emissionswellenlänge unter Modulation eingegangen.

5.3.1 Kleinsignalverhalten

Die Kleinsignaldaten der Quantenpunkt-DFB-Lasers wurden analog den Kleinsignaldaten der Rippenwellenleiterlaser in Kapitel 4.4 im Dauerstrichbetrieb gewonnen. Abbildung 5.9 zeigt die gemessenen Daten eines Quantenpunkt-DFB-Lasers für Ströme von 70 mA bis 110 mA. Oberhalb von 110 mA war keine weitere Steigerung der Kleinsignalbandbreite mehr möglich, da die Modulationsantwort ab diesem Strom von thermischen Effekten limitiert wird. Die hohe Dämpfung des Materials wurde bereits in Kapitel 4.4 beschrieben und führt auch hier wieder zu sehr flachen Kleinsignalkurven ohne deutlich ausgeprägte Resonanz.

Die ermittelte Dämpfung des Lasers beträgt $5,3 \cdot 10^{10}$ (bei 110 mA), was nur geringfügig über der Dämpfung des FP-Lasers liegt. Die maximale Bandweite wird bei 110 mA erreicht und liegt bei 7,8 GHz. Messungen über diese Stromstärke hinaus zeigten einen Rückgang der Modulationsbandbreite aufgrund thermischer Effekte. Die Stegbreite dieses Lasers beträgt 2,5 μm , während die Kavitätslänge 600 μm beträgt. Seine Rückfacette ist mit einer Spiegelschicht von 90 % Reflektivität vergütet, seine Frontfacette ist unvergütet. Im Laufe der Entwicklung eines möglichst schnell modulierbaren DFB-Lasers erwiesen sich diese Parameter in Kombination mit den bereits vorgestellten, optimierten Gitterparametern als am besten geeignet. Wichtige Kriterien waren zudem die Gewährleistung der lateralen und longitudinalen Monomodigkeit. Dass der Laser bei

einer Stegbreite von $2,5\ \mu\text{m}$ lateral monomodig ist, konnte bereits in Kapitel 4.1 bewiesen werden.

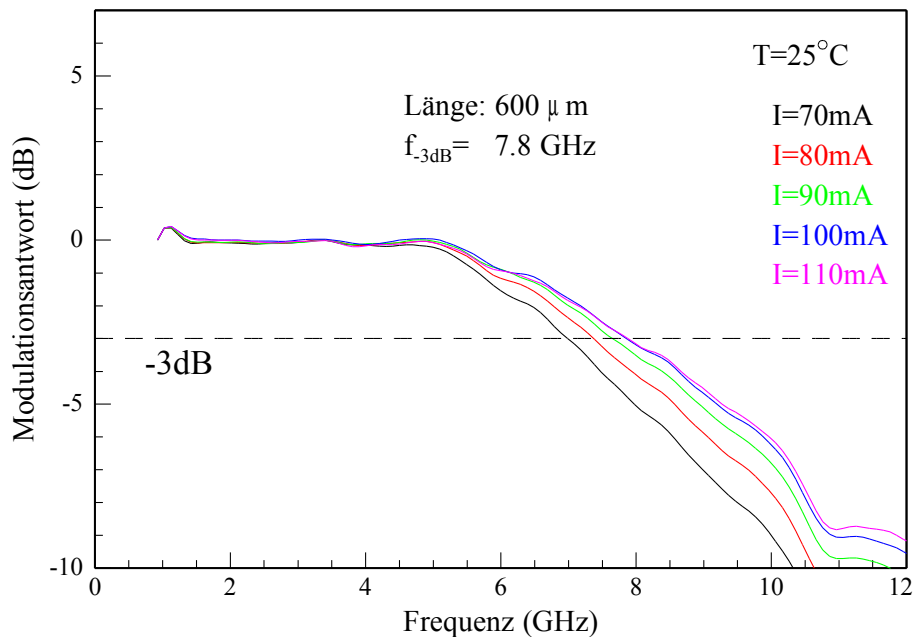


Abbildung 5.9: Kleinsignalkurven des DFB-Lasers auf dem Material A bei 25°C . Es wurde für Ströme von $70\ \text{mA}$ bis $110\ \text{mA}$ gemessen.

Abbildung 5.10 zeigt die Kleinsignalbandbreiten verschiedener Quantenpunkt-DFB-Laser auf dem Material A (siehe Anhang). Die Messkurven stammen jeweils von $600\ \mu\text{m}$ langen Lasern, deren Rückfacetten hochreflektierend vergütet sind, während die Frontfacetten unvergütet sind. Diese Laser unterscheiden sich nur in ihrer Stegbreite, die zwischen $2,5\ \mu\text{m}$ und $4,0\ \mu\text{m}$ variiert. Die Messungen wurden jeweils bei 25°C und einer optischen Ausgangsleistung von $12\ \text{mW}$ durchgeführt. Die höchste Bandbreite ($5,7\ \text{GHz}$) erreicht das Bauteil mit der Stegbreite von $2,5\ \mu\text{m}$. Eine Verbreiterung des Stegs um nur $0,5\ \mu\text{m}$ zeigt bereits einen geringen aber dennoch deutlich erkennbaren Einfluss auf die Modulationsfähigkeit. Wird die Stegbreite weiter vergrößert, dann nimmt die Kleinsignalbandweite weiter ab, so dass hier eine klare Tendenz zu erkennen ist. Somit erweist sich eine Stegbreite von $2,5\ \mu\text{m}$ nicht nur im Hinblick auf die optischen Eigenschaften (laterale und longitudinale Monomodigkeit) als hervorragend geeignet, darüber hinaus werden mit dieser Stegbreite auch die besten Modulationsfähigkeiten erzielt.

Der Einfluss der Verspiegelung auf die Modulationsfähigkeit wird in Abbildung 5.11 veranschaulicht. Die Verspiegelung wirkt sich sowohl auf die Photonenlebensdauer τ_p als auch auf die Photonendichte n_p aus. Während einerseits eine hohe Photonendichte n_p und somit hohe Spiegelreflektivitäten erstrebenswert sind, steigt andererseits die Resonanzfrequenz auch durch eine kurze Photonenlebensdauer τ_p und somit geringe Spiegelreflektivitäten.

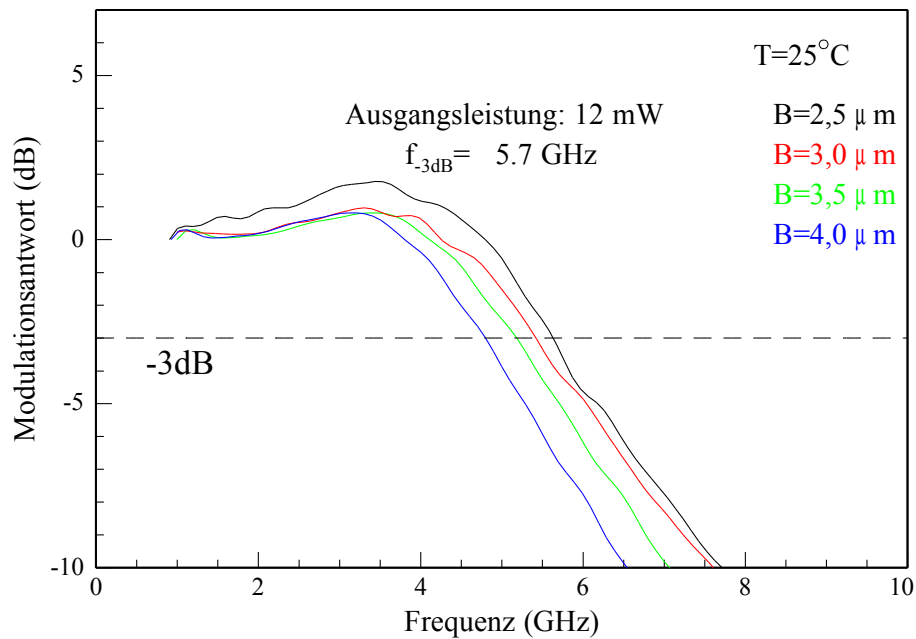


Abbildung 5.10: Kleinsignalantworten verschiedener Laser auf dem Material A bei identischer Ausgangsleistung von 12 mW, die sich nur in der Breite des Rippenwellenleiters unterscheiden.

Die Messungen zeigen die Kleinsignalantworten dreier verschiedener DFB-Laser auf dem Quantenpunktmaterial A. Diese Laser sind jeweils 600 μm lang und weisen die optimale Stegbreite von 2,5 μm auf.

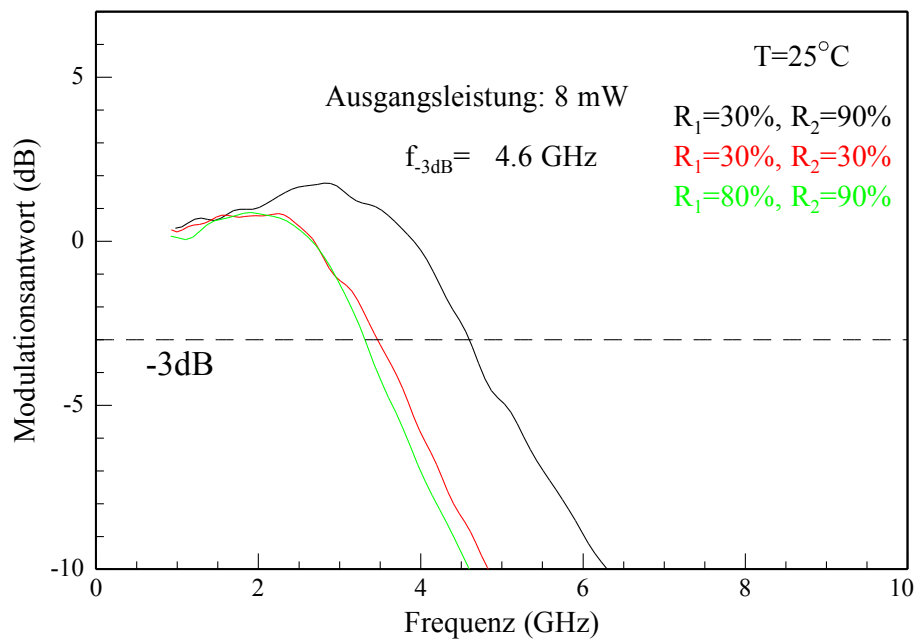


Abbildung 5.11: Kleinsignalantworten dreier verschiedener Laser auf dem Material A mit jeweils unterschiedlicher Verspiegelung.

Allerdings unterscheiden sie sich hinsichtlich ihrer Verspiegelung: Einer der Laser verfügt über eine

hochreflektierende Rückfacette (90 %), während seine Frontfacette unverspiegelt ist (30 %). Die Facetten des zweiten Lasers sind beide unvergütet (je 30 %), die Facetten des dritten Lasers beide hochreflektierend vergütet (Frontfacette 80 %, Rückfacette 90 %). Diese Messungen wurden jeweils bei 25°C und einer konstanten Ausgangsleistung von 8 mW durchgeführt. Es zeigt sich sofort, dass der einseitig hochverspiegelte Laser eine deutlich größere Bandbreite erreicht als die beiden anderen Bauteile. Das zweitbeste Ergebnis erreicht der unverspiegelte Laser, während der beidseitig verspiegelte Laser mit Abstand die geringste Bandbreite aufweist. Der unverspiegelte Laser leidet unter seiner zu geringen Photonendichte, da durch die unverspiegelte Rückfacette hohe zusätzliche Verluste entstehen. Der beidseitig verspiegelte Laser hingegen erfährt zwar nur sehr geringe Auskoppelverluste, wird aber durch die lange Lebensdauer der Photonen im Resonator in seiner Bandbreite limitiert. Der einseitig hochreflektierend verspiegelte Laser stellt den Mittelweg zwischen den beiden anderen Bauteilen dar und erweist sich damit als am effektivsten.

Die Auswirkung der Resonatorlänge auf die Modulationseigenschaften ist in Abbildung 5.12 zu sehen. Verglichen werden hier drei unterschiedlich lange Laser unter Kleinsignalmodulation mit den Kavitätslängen 300 μm , 600 μm und 900 μm . Wie schon bei der Verspiegelung wird auch durch die unterschiedlichen Resonatorlängen sowohl eine Veränderung der Photonenlebensdauer τ_p als auch die Photonendichte n_p bewirkt. Diese Quantenpunkt-DFB-Laser basieren ebenfalls auf dem Material A und besitzen jeweils eine hochreflektierend verspiegelte Rückfacette und eine unvergütete Frontfacette.

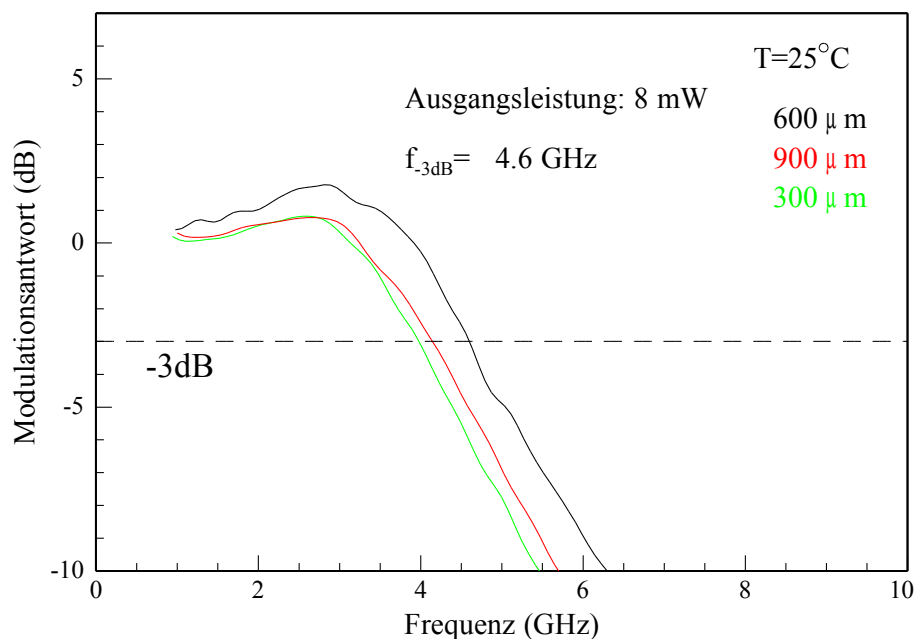


Abbildung 5.12: Kleinsignalmodulationsantworten dreier verschiedener Laser auf Material A mit jeweils unterschiedlichen Kavitätslängen.

Die Messungen fanden jeweils bei 25°C und 8 mW Ausgangsleistung statt. Es zeigt sich sofort, dass das 600 µm lange Bauteil den anderen Längen deutlich überlegen ist. Ähnlich den unterschiedlich verspiegelten Lasern in Abbildung 5.11 ist die Photonendichte des 300 µm langen Lasers zu gering, während die Photonenlebensdauer im 900 µm langen Laser zu groß ist. Beides wirkt sich negativ auf die Modulationsfähigkeit aus.

Zahlreiche dieser Messungen und Untersuchungen bestätigen die Erkenntnis, dass eine Stegbreite von 2,5 µm in Kombination mit einer Resonatorlänge von 600 µm und einer einseitig hochreflektierenden Facettenvergütung optimal geeignet ist, um monomodige, schnell modulierbare Laser herzustellen. Daher wurden alle späteren Laser dieser Arbeit mit genau diesen Eigenschaften hergestellt.

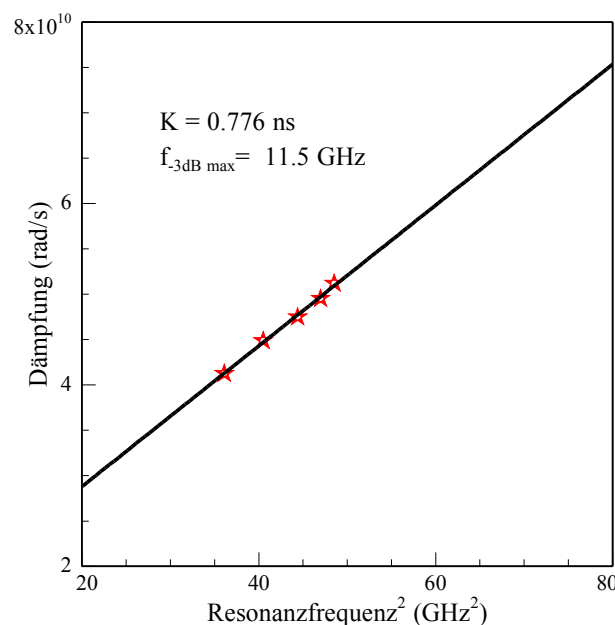


Abbildung 5.13: Aus den Kleinsignalkurven des 600 µm langen DFB-Lasers mit hochreflektierend vergüteter Rückfacette auf Material A wurde der K-Faktor zu 0,776 ns berechnet. Dies entspricht einer theoretisch möglichen Grenzfrequenz von 11,5 GHz.

Vergleicht man die maximale Kleinsignalbandbreite der optimierten DFB-Laser auf Material A (7,8 GHz, s. Abb. 5.9) mit derjenigen der FP-Laser auf Material A (8,6 GHz, s. Abb. 4.17), so ergibt sich eine Differenz von nur 0,8 GHz. Verursacht wird der Rückgang der Bandweite zum einen durch die höhere interne Absorption α_i des DFB-Lasers, zum anderen durch seine geringere differentielle Verstärkung. Dies resultiert auch in einer geringeren thermischen Belastbarkeit des Bauteils, weswegen der maximale Strom bei 110 mA statt 120 mA (wie beim FP-Laser) liegt, bevor der Laser ins thermische Überrollen geht. Trotz der Reduzierung der Bandweite auf 7,8 GHz, stellt dieser Wert immer noch einen Rekord für GaAs-basierte Quantenpunkt-DFB-Laser dar. Zuvor lag

der beste Kleinsignalwert in der Literatur an derartigen Lasern bei 5,9 GHz [Kre01].

Der aus den Kleinsignalkurven (Abb. 5.9) ermittelte K-Faktor und die zugehörige, theoretische maximale Bandweite sind in Abbildung 5.13 zu sehen. Der K-Faktor des Bauteils beträgt etwa 0,8 ns, was einer maximalen, theoretischen Grenzfrequenz von 11,5 GHz entspricht. Dieses Resultat ist in guter Übereinstimmung mit dem K-Faktor, der in Kapitel 4.3 für den FP-Laser ermittelt wurde. Der geringfügig kleinere Wert kann mit der durch das Gitter höheren Absorption sowie der reduzierten differentiellen Verstärkung erklärt werden.

In Abbildung 5.14 ist die Abhängigkeit der Resonanzfrequenz vom mit dem Schwellenstrom normierten Strom zu sehen. Gemessen wurde für Temperaturen von 25°C bis 85°C, in Schrittweiten von 20°C.

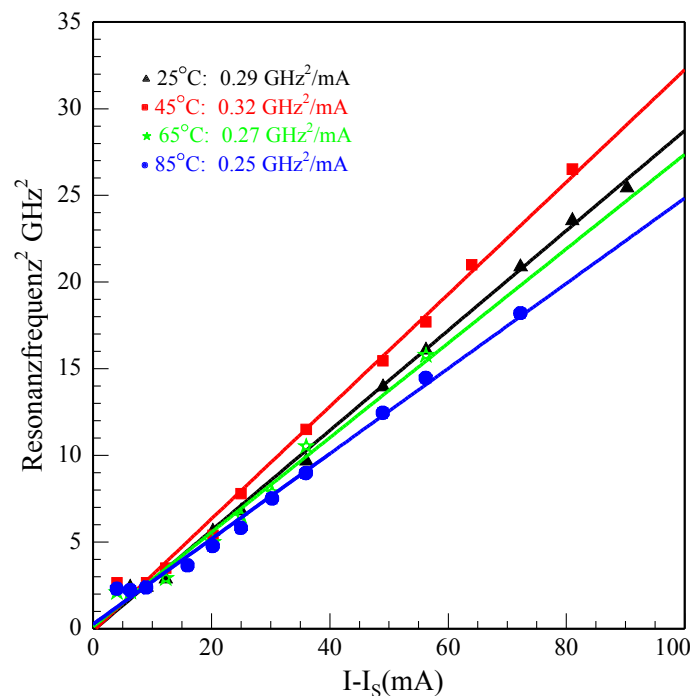


Abbildung 5.14: Verschiebung der Resonanzfrequenz mit dem Strom für verschiedene Temperaturen. Eine Beeinflussung durch die Temperatur ist nicht erkennbar. Diese Messungen stammen von einem 600 μm langen Quantenpunkt-DFB-Laser mit hochreflektierend verspiegelter Rückfacette auf dem Material A.

Hier zeigt sich die ausgezeichnete Temperaturstabilität der Modulationseigenschaften des Lasers. Selbst bei hohen Temperaturen ist immer noch eine hohe Zunahme der Resonanzfrequenz mit 0,25 GHz²/mA zu beobachten, ein thermisches Überrollen ist nicht zu erkennen. Der größte Anstieg der Resonanzfrequenz mit dem Strom wurde bei 45°C mit 0,32 GHz²/mA gemessen. Diese Daten stellen ein sehr gutes Ergebnis dar und übertreffen die Daten vergleichbarer Quantenpunkt-laser in

der Literatur [Kre01, Con08].

5.3.2 Großsignalverhalten

Im Folgenden werden die Großsignaldaten der Quantenpunkt-DFB-Laser gezeigt. Diese Daten sind von besonderem Interesse, da sie die Brauchbarkeit eines Bauteils in der Nachrichtenübertragung beschreiben. Bei Großsignalmessungen wird stets die Bitfehlerrate gemessen, die für verschiedene mögliche, praktische Anwendungen des Lasers unterschiedliche Grenzwerte unterschreiten muss. Die Bitfehler können dabei auch zusätzlich durch mehrere Einflüsse verursacht werden, die teilweise die tatsächliche Bitfehlerrate des Lasers verfälschen. Typische Fehlerursachen sind etwa nicht-optimale elektrische Kontaktierungen oder optische Kupplungen und besonders Fehler am optischen Empfänger.

Die Bitfehlerrate BER (von engl. *Bit Error Ratio*) des Lasers ist definiert als die Zahl der falsch empfangenen Bits dividiert durch die Zahl der insgesamt gesendeten Bits:

$$BER = \frac{\text{falsche Bits}}{\text{gesendete Bits}} \quad (5.1)$$

Da es sich bei der Bitfehlermessung um einen zufälligen und statistischen Prozess handelt, sind die erhaltenen Daten stets mit einer gewissen Ungenauigkeit behaftet, die je nach Aufwand der Messung größer oder kleiner sein kann. Statistisch gesehen lässt sich nur dann eine hundertprozentig sichere Aussage über die Bitfehlerrate eines Lasers treffen, wenn die Zahl der gesendeten Bits unendlich groß ist. In der Realität ist dies natürlich nicht möglich. Trotzdem sind bei einer ausreichend großen Anzahl an insgesamt gesendeten Bits zuverlässige Aussagen über die Fehlerrate möglich. Im vorliegenden Fall wurde die Bitfehlerrate bis zu einer Fehlerrate im Bereich von 10^{-12} sicher gemessen. Um 10^{12} Bits zu übertragen wird bei einer Sendegeschwindigkeit von 10 GBit/s eine Zeit von 100 s benötigt. Typischerweise wird allerdings eine um mindestens den Faktor 100 größere Datenmenge übertragen, um die statistische Sicherheit der Aussage zu erhöhen. In diesem Fall wurden also 10^{14} Bit gesendet, was insgesamt eine Zeit von etwa 2 h und 45 min pro Messung in Anspruch nimmt. Dieses Beispiel demonstriert auch anschaulich die Probleme, die mit der Charakterisierung immer geringerer Fehlerraten einhergehen.

Die folgenden Großsignalmessungen wurden bei der Firma *Alcatel-Thales* in Marcoussis, Frankreich durchgeführt. Die Laser wurden aufgebaut auf einen AlN-Submount im

Dauerstrichbetrieb gemessen. Abbildung 5.15 zeigt die Bitfehlerrate des Lasers als Funktion der empfangenen Leistung unter 10 GBit/s-Großsignalmodulation bei 25°C und bei 85°C. Die Signale wurden dabei bei beiden Temperaturen jeweils einmal über 20 km Glasfaser übertragen und einmal ohne Verzögerung in den Empfänger eingespeist (btb, von engl. *back-to-back*). Aufgrund der hervorragenden Temperaturstabilität der entwickelten Quantenpunkt-DFB-Laser konnten die Messungen mit einem konstanten Betriebspunkt (69,5 mA) und bei konstanter Modulationstiefe (± 31 mA) durchgeführt werden, ohne diese Parameter an die Temperaturen anpassen zu müssen.

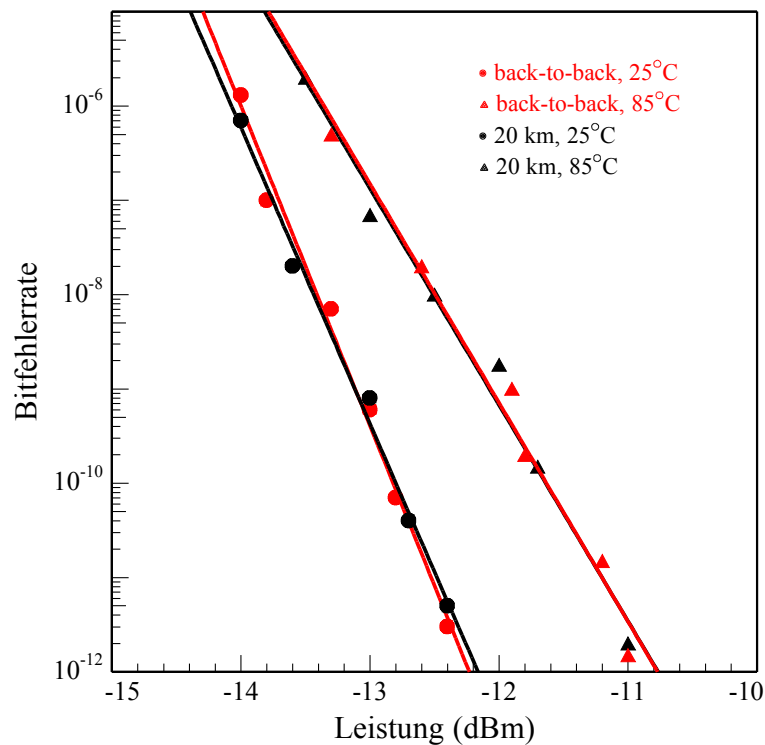


Abbildung 5.15: Bitfehlerraten eines DFB-Lasers bei 25°C und 85°C für back-to-back und nach 20 km Glasfaser. Der Laser wurde mit 10 Gbit/s bei einem festen Betriebspunkt und mit fester Modulationstiefe moduliert. Die erhaltenen Daten sind floor-free und penalty-free. Die gemessene Leistung wurde am Empfänger detektiert.

Um optische Rückkopplungen in die Laserkavität zu vermeiden, wurde ein optischer Isolator verwendet. Die Verwendung eines optischen Isolators ist bei den aktuell in Telekommunikationsanwendungen genutzten Lasern üblich. Als Übertragungsmodus wurde das *Non-Return-to-Zero*-Verfahren (NRZ) gewählt. NRZ-Signale benötigen zum Empfang der Daten ein separates Taktsignal, welches dem Empfänger extern vorgegeben wurde. Die in Abbildung 5.15 dargestellte Leistung wurde am Empfänger gemessen. Die Wortlänge bei allen gezeigten Messungen beträgt $2^{31}-1$ Bit. Da die Übertragung einer derartigen Datenmenge jedoch, wie bereits

erwähnt, mit großen zeitlichen Problemen verbunden ist, wurden die Messungen jeweils abgebrochen, nachdem eine gesendete Bitzahl von 10^{14} erreicht war. Dies erlaubt eine sichere Aussage über die Bitfehlerrate im 10^{-12} -Bereich.

Wie zu sehen ist, liegen die Messpunkte sowohl für die Signalübertragung über 20 km als auch ohne zwischengeschaltete Glasfaser auf jeweils einer Geraden. Der Laser kann in der Praxis somit genutzt werden, um Daten ohne messbare Verschlechterung der Signalqualität über Entfernungen bis zu 20 km zu übertragen. Da bei 85°C (und geringeren empfangenen Leistungen) auch im unteren Bereich des gemessenen Graphen kein Abknicken beobachtet werden kann, ist davon auszugehen, dass zumindest bei niedrigeren Temperaturen die Transmissionsstrecke noch weiter vergrößert werden kann, ohne dass die Bitfehlerrate in Sättigung geht (engl.: *floor free*). Selbst bei 85°C liegen die Daten beider Messreihen (btb und 20 km Glasfaser) auf einer Geraden, was wieder ein Zeichen für die ausgezeichnete Temperaturstabilität des Bauteils ist. Im Englischen wird dieses Verhalten *penalty free* genannt. Darüber hinaus ist für alle Messungen (in der logarithmischen Auftragung) eine lineare Abnahme der Bitfehlerrate mit zunehmender optischer Leistung zu beobachten. Erwartungsgemäß liegen die Fehlerraten bei 85°C höher als bei 25°C bei jeweils gleicher optischer Leistung. Verursacht wird dieser Effekt durch den geringeren Anstieg der Kennlinie des Bauteils bei hohen Temperaturen. Dementsprechend kleiner ist die Öffnung der Augen im Augendiagramm, was zu einer höheren Fehlerrate beim Auslesen der Signale führt. Auch fällt der bei 85°C aufgenommene Graph nicht so schnell wie der Graph bei 25°C. Im Rahmen der Messung erreicht der Laser so Bitfehlerraten von $2 \cdot 10^{-12}$ bei 85°C und $3 \cdot 10^{-12}$ bei 25°C. Die hier gezeigten Bitfehlerraten sind ausreichend, um aktuelle Standards in der Nachrichtenübertragung zu erfüllen. Vier der Messung zugrunde liegende Augendiagramme sind in Abbildung 5.16 zu sehen. Sie wurden bei 25°C und 85°C je einmal back-to-back und einmal über eine zwischengeschaltete Glasfaserstrecke von 20 km Länge aufgenommen. Die Augen sind klar und weit geöffnet. Das Verhältnis der Leistung der beiden Zustände „1“ und „0“ (engl.: *extinction ratio*) ist in Tabelle 5.1 für beide Temperaturen und beide Transmissionsstrecken dargestellt.

	back-to-back	20 km
25°C	6,5 dB	6,1 dB
85°C	6,0 dB	5,5dB

Tabelle 5.1: *Extinction ratio der empfangenen Augendiagramme für back-to-back und 20 km Transmission, bei 25°C und 85°C.*

Der hier demonstrierte Laser verfügt über Fähigkeiten und Möglichkeiten, die bisher von keinem

anderen Laser erreicht werden konnten. Die aktuell besten Großsignaltransmissionsraten an Multiquantenfilmlasern bei einer Emissionswellenlänge von $1,3\ \mu\text{m}$ stammen von D. S. Shin [Shi02], T. Nakamura [Nak05], K. Nakahara [Nak03] und R. Paoletti [Pao05]. Als Materialsystem wurde entweder InGaAsP/InP oder InGaAlAs/InP verwendet. Diese Laser konnten zwar ohne besondere Kühlvorrichtung 10 GBit/s-Modulation bis zu Temperaturen von 115°C demonstrieren. Allerdings war es in allen Fällen notwendig, zumindest einen der Betriebsparameter (Modulationstiefe oder Betriebspunkt) an die jeweilige Temperatur anzupassen. Insofern kann nicht mehr von einem temperaturunabhängigen Betrieb des Lasers gesprochen werden. Besseres Verhalten zeigen teilweise hingegen schon die in der Literatur zu findenden Großsignalraten von Quantenpunktlasern [Ger06, Dag06]. Bei diesen Lasern handelt es sich allerdings um Bauteile, die im früheren Verlauf dieser Arbeit entstanden sind und somit Vorläufer des hier präsentierten Lasers sind. Diese Laser sind tatsächlich bereits in der Lage, unabhängig von der Temperatur mit konstanten Betriebsparametern unter 10 Gbit/s-Großsignalmodulation betrieben zu werden. Der Temperaturbereich beträgt dabei 25°C bis 85°C und die Transmissionsstrecke beläuft sich auf 8 km, bzw. 21 km im Temperaturbereich von 25°C bis 70°C . Kein Laser in der Literatur war bisher jedoch in der Lage, zwischen 25°C und 85°C mit unveränderten Betriebsparametern Signale über eine Glasfaserstrecke von 20 km zu übertragen. Die hier vorgestellten DFB-Laser besitzen somit einen wesentlichen Vorteil gegenüber den aktuell in der Telekommunikation verwendeten Quantenfilmlasern, da auf den thermoelektrischen Kühler verzichtet werden kann. Dieser Vorteil verringert nicht nur die Anschaffungskosten ganz wesentlich sondern auch den Energieverbrauch.

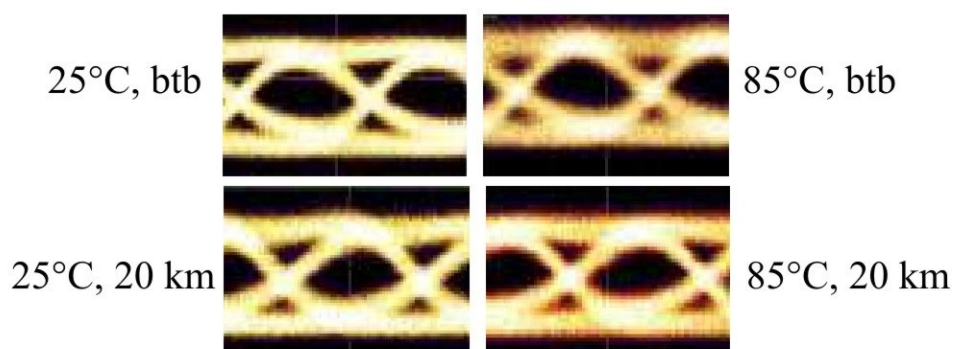


Abbildung 5.16: Augendiagramme des DFB-Lasers unter 10 Gbit/s-Direkt-Modulation. Die beiden oberen Diagramme wurden unter back-to-back-Übertragung aufgenommen, bei 25°C und 85°C . Die unteren Augendiagramme wurden nach der Transmission über 20 km Glasfaser aufgenommen, ebenfalls bei 25°C und 85°C .

Weiterhin wurde die Toleranz des Lasers gegenüber optischen Rückkopplungen gemessen.

Hierbei wird ein bestimmter, genau kontrollierter Anteil des emittierten Lichts zurück in den Laser reflektiert. Diese Messungen sind insofern von großer Bedeutung für praktische Anwendungen, als dass in der Realität stets ein gewisser Anteil des emittierten Lichts zurück zum Laser reflektiert wird. Um einen negativen Einfluss der zurückgestrahlten Welle zu verhindern, muss deswegen bei aktuellen Telekommunikationsbauteilen stets ein optischer Isolator verwendet werden. Aktuelle Quantenfilmlaser sind nicht in der Lage, die entstehenden Rückkopplungen zu tolerieren. Geht man von einer Glasfaser mit ebenem Endstück aus, so beträgt der Anteil des zurückgestreuten Lichts beim Einkoppeln in die Glasfaser etwa 4 %, wovon ungefähr 1/10 tatsächlich wieder in den Laser gelangt [Col95]. Bereits so geringe Rückkopplungen können die Linienbreite und das Rauschen des Lasers drastisch verschlechtern. Besonders monomodige Laser sind gegen derartige optische Rückkopplungen anfällig. Eine Rückkopplung von 0,4 % entspricht -24 dB. Experimente an monomodigen Lasern haben gezeigt, dass bereits Rückkopplungen von -60 dB kritisch sein können [Col95].

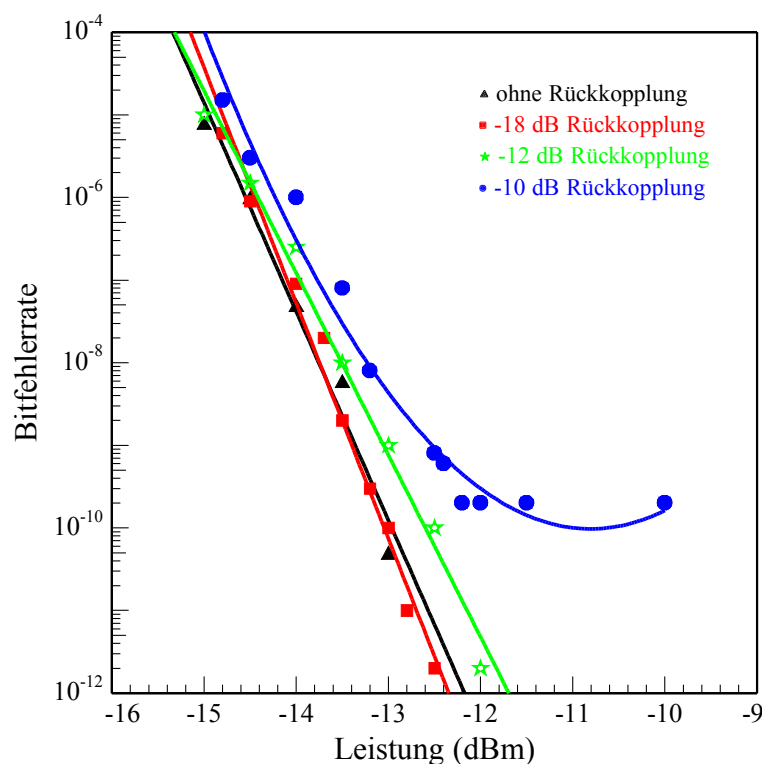


Abbildung 5.19: Bitfehlerrate des optimierten DFB-Lasers unter 10 Gbit/s-Modulation für unterschiedlich starke optische Rückkopplungen. Die Messungen wurden back-to-back bei 25°C aufgenommen.

Wenn Licht von außen zurück in die Kavität reflektiert wird, so entspricht das einer Änderung der effektiven Reflektivität der Auskoppelfacetten. Dies wiederum beeinflusst die Lebensdauer der

Photonen im Resonator und damit die Schwellenverstärkung, die Schwellenladungsträgerdichte und den Schwellenstrom. Ist das rückgekoppelte Licht in Phase mit der Welle im Resonator, so wird die Laserschwelle herabgesetzt. Ist es jedoch gegenphasig, so wird die Schwelle erhöht. Besonders kritisch ist dieser Effekt unter Großsignalmodulation, da hier durch die permanenten Stromänderungen auch der Brechungsindex des Resonators moduliert wird. Dies ändert die optische Weglänge im Laser und führt somit zu einer ständiger Verschiebung der Phasenlage mit den daraus resultierenden, schon beschriebenen Folgen.

Abbildung 5.19 zeigt die gemessene Toleranz des entwickelten Quantenpunkt-DFB-Lasers gegenüber optischen Rückkopplungen. Gemessen wurde dazu die Bitfehlerrate unter 10 Gbit/s-Modulation im back-to-back-Modus für verschieden starke Rückkopplungen von -18 dB bis -10 dB. Auch hier wurde ein konstanter Betriebspunkt ($69,5 \text{ mA} \pm 31 \text{ mA}$) verwendet. Zum Vergleich wurde außerdem die Bitfehlerrate ohne Rückkopplung gemessen. Während der Messungen wurde die Temperatur des Lasers konstant bei 25°C gehalten. Wie zu sehen ist, haben Rückkopplungen bis zu einer Stärke von -12 dB keinen negativen Einfluss auf die gemessene Bitfehlerrate. Erst bei Rückreflektionen von -10 dB stellt sich eine Sättigung der Bitfehlerrate bei knapp $1 \cdot 10^{-10}$ ein. Verursacht wird die Zunahme der Fehlerrate durch einen Anstieg im Rauschen des Lasersignals.

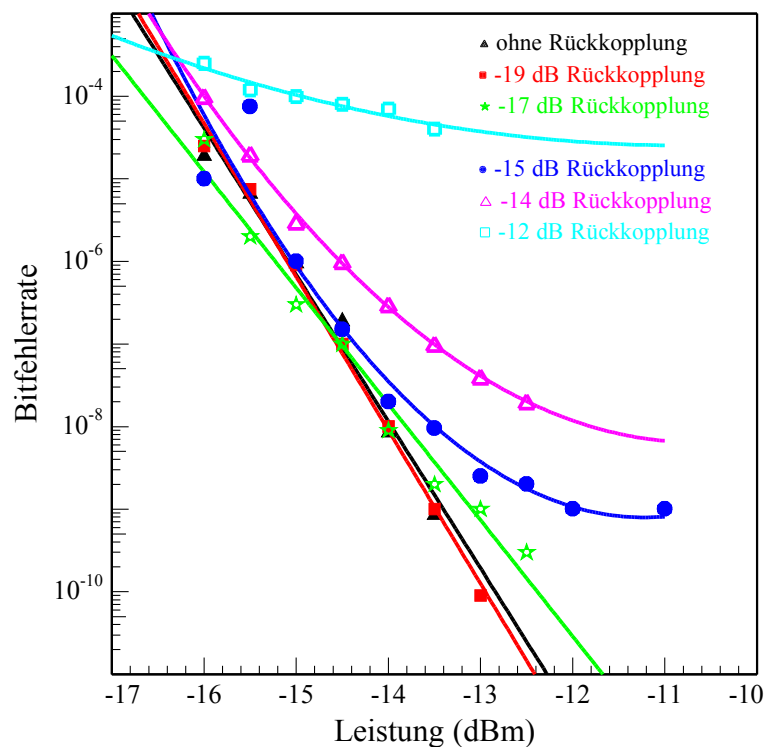


Abbildung 5.20: Bitfehlerrate des Quantenpunkt-DFB-Lasers als Funktion der empfangenen Leistung bei 85°C . Auch hier wurde back-to-back unter 10 Gbit/s-Großsignalmodulation gemessen.

Die rückreflektierte Welle stört das eigentliche Signal und erhöht das Rauschen, wodurch eine Unterscheidung der Zustände „1“ und „0“ schwieriger wird. Per Definition ist diejenige Rückkopplung als sog. kritische Rückkopplung festgelegt, bei der die unter Rückkopplung gemessene Kurve bei einer Bitfehlerrate von $1 \cdot 10^{-9}$ um mehr als 2 dB von der Kurve ohne Rückkopplung abweicht. Die kritische Rückkopplung bei 25°C wird somit erst bei weniger als -10 dB erreicht. Die Rückkopplungstoleranz bei 85°C ist in Abbildung 5.20 zu sehen. Auch diese Messungen wurden unter 10 GBit/s-Großsignalmodulation aufgenommen. Außerdem konnte bei 85°C aufgrund der außergewöhnlichen Temperaturstabilität der Laser der selbe Betriebspunkt ($69,5 \text{ mA} \pm 31 \text{ mA}$) wie für die Messungen bei 25°C verwendet werden. Die Messkurven zeigen hier schon bei deutlich geringerer Rückkopplung die Tendenz zur Sättigung und die Bitfehlerrate steigt stark mit der Intensität des in die Kavität zurückgestrahlten Lichts. Die kritische Rückkopplung wird hier bereits bei -15 dB erreicht. Diese Verschlechterung wird durch die Zunahme temperaturbedingter Ladungsträgerverluste im Laser verursacht. Hierdurch verringert sich die Anzahl der zur Verstärkung der Lasermode bereitstehenden Ladungsträger, wodurch die Lasermode anfälliger für äußere Störungen wird.

Die gemessene Rückkopplungstoleranz des optimierten Quantenpunktlaser liegt bei allen Temperaturen über der eines typischen Quantenfilm-DFB-Laser gleicher Wellenlänge (-20 dB - -30 dB Rückkopplungstoleranz) [Su03]. Damit ist das hier vorgestellte Bauteil auch in dieser Hinsicht aktuell verwendeten Systemen deutlich überlegen. Darüber hinaus erfüllt es den aktuellen 10 Gbit/s-Ethernet-Standard nicht nur ohne thermoelektrischen Kühler sondern auch ohne optischen Isolator: Dieser Standard besagt, dass der Laser Rückkopplungen aus dem System bis zu einer Größe von -12 dB tolerieren muss. Abbildung 5.19 zeigt klar, dass das Bauteil diese Voraussetzung bei 25°C erfüllt. Bei 85°C erfüllt der Laser diesen Standard im Versuch zwar nicht mehr (s. Abb. 5.20), in der Realität muss jedoch bedacht werden, dass bei einem typischen, fasergekoppelten Laser nicht die gesamte vom System zurückgestrahlte Lichtleistung an die Laserfacette gelangt. Geht man von einer üblicherweise genutzten Faser mit linsenförmiger Facette aus, so entsprechen die kritischen -15 dB Rückkopplung an der Laserfacette durch die entstehenden Streuverluste -3 dB bis -7 dB Rückkopplung aus dem Netzwerk [Su03]. Somit ist der vorgestellte Quantenpunkt-DFB-Laser auch bei 85°C in der Lage, den aktuellen 10 Gbit/s-Ethernet-Standard zu erfüllen.

5.4 Verhalten der Emissionswellenlänge unter Modulation

Unter direkter Modulation kann bei einem Halbleiterlaser eine Schwankung der Emissionslinie beobachtet werden. Diese Schwankung wird als Chirp Δf bezeichnet und durch die Änderung des Brechungsindizes verursacht, der vor allem durch die sich ständig ändernde Ladungsträgerdichte ebenfalls moduliert wird. Zu einem vernachlässigbar kleinen Anteil wird er aber auch durch seine Temperaturabhängigkeit moduliert. Bei steigendem elektrischem Modulationssignal nimmt die Verlustwärme im Laser zu, bei fallendem Signal nimmt sie ab. Bei einer Modulationsgeschwindigkeit von mehreren GHz stellt sich allerdings eine nahezu konstante Temperatur ein. Chirp ist in der Telekommunikation unerwünscht und soll soweit wie möglich vermieden werden, da er zu Dispersionseffekten in der Glasfaser führt und einen größeren spektralen Abstand zweier benachbarter Kanäle erzwingt. Man unterscheidet zwischen transientem und adiabatischem Chirp. Der transiente Chirp entsteht durch das kurzfristige Ungleichgewicht zwischen Ladungsträgerdichte und Photonendichte im Resonator bei Änderung des Betriebsstroms. Sobald sich wieder ein Gleichgewichtszustand einstellt, verschwindet der transiente Chirp und es tritt adiabatischer Chirp auf. Der adiabatische Chirp bezeichnet die Frequenzdifferenz zwischen zwei Gleichgewichtszuständen mit niedrigem und hohem Strom.

Da der Brechungsindex eine komplexe Größe ist, wird nicht nur die optische Weglänge im Laser moduliert, sondern über den komplexen Anteil auch die Verstärkung. Das Verhältnis der Ableitungen von Real- und Imaginärteil des Brechungsindizes nach der Ladungsträgerdichte wird als α -Faktor bezeichnet. Der α -Faktor ist also definiert als:

$$\alpha = \left(\frac{\frac{dn_r}{dn}}{\frac{dn_i}{dn}} \right) = \frac{-4\pi}{\lambda} \left(\frac{\frac{dn_r}{dn}}{\frac{dg}{dn}} \right) = \frac{-4\pi}{\lambda a} \frac{dn_r}{dn} \quad (5.2)$$

Bei n_r handelt es sich um den Realteil des komplexen Brechungsindizes, n_i beschreibt den Imaginärteil des Brechungsindizes, n steht für die Ladungsträgerdichte und a für die differentielle Verstärkung. Typische Werte für den α -Faktor von Quantenfilmlasern bewegen sich zwischen 4 und 6 [Col95, Fuk99]. Je kleiner der Wert des α -Faktors ist, desto stabiler verhält sich die Emissionslinie des Lasers unter Modulation. Der α -Faktor eines Quantenpunktlasers ist etwa um einen Faktor zwei geringer als der eines Quantenfilmlasers, solange beide Laser im Grundzustand betrieben werden [Ukh04], weswegen auch hier ein weiterer Vorteil der präsentierten Laser gegenüber

konventionellen Telekommunikationslasern liegt. Für ideale Quantenpunkte wurde sogar ein α -Faktor von Null vorhergesagt [Miy89a], da diese über eine symmetrische Verstärkungskurve verfügen. Aus diesem Grund sind Quantenpunktlaser auch besonders interessant, wenn es um direkte Modulierbarkeit geht.

Wie in Gleichung 5.3 dargestellt, verhält sich der Chirp Δf direkt proportional zum α -Faktor und zum Γ -Faktor. Andererseits verhält sich die Resonanzfrequenz ω_R ebenfalls proportional zu $\Gamma^{1/2}$ (s. Gleichung 2.36).

$$\Delta f = \frac{\alpha}{4\pi} \Gamma v_g a \Delta n \quad (5.3)$$

Eine gleichzeitige Optimierung des Chirps und der Modulierbarkeit ist somit schwierig und nur innerhalb eines gewissen Rahmens möglich. Dennoch sind beide Eigenschaften wichtig für einen direkt modulierten Telekommunikationslaser. Das Verhalten des Lasers unter Modulation wurde bereits auf den vorhergehenden Seiten demonstriert. Abbildung 5.21 zeigt die gemessenen Werte für den α -Faktor. Er wurde im Dauerstrichbetrieb bei der Firma *Laboratoire de Photonique et de Nanostructures* in Marcoussis, Frankreich für Ströme von 20 mA bis 100 mA und für Temperaturen von 25°C bis 85°C gemessen. Wie zu sehen ist, ist der α -Faktor nahezu konstant bei Werten zwischen 2 und 3, nur für hohe Ströme und hohe Temperaturen ab 65°C steigt er über einen Wert von 3 an. Außerdem ist für alle vier Temperaturserien für einen jeweils unterschiedlichen Strombereich eine Abnahme des α -Faktor zu beobachten. Verursacht wird dieser Effekt durch die Verstimmung der Emissionswellenlänge auf die langwellige Seite der Verstärkungskurve. Bei ansteigender äußerer Temperatur (bzw. bei zunehmenden Verlustwärmern durch den Strom) nimmt somit die Verstärkung zu und der α -Faktor ab. Da bei 25°C höhere Ströme notwendig sind um das Bauteil entsprechend zu erwärmen, setzt die Abnahme des α -Faktors hier erst später ein als bei höheren Temperaturen. Bei 85°C hingegen zeigt sich die Verkleinerung des α -Faktors bereits bei deutlich kleineren Strömen. Typische Werte für den α -Faktor von p-dotierten 1,3 μm -Quantenpunktlasern liegen im gleichen Bereich, der auch in Abbildung 5.21 beobachtet werden kann [Ukh04, Mar05a, Con08]. Aufgrund der inhomogenen Verbreiterung des Verstärkungsprofils ist es einem realen Quantenpunktlaser nicht möglich, den theoretisch vorhergesagten α -Faktor von 0 zu erreichen. Wird auf die p-Dotierung verzichtet, so steigt der α -Faktor, insbesondere bei hohen Temperaturen, sogar schnell auf Werte von über 5 [Con08]. Der Grund für die starke Abhängigkeit von der p-Dotierung liegt in erster Linie an der verhältnismäßig starken Reduzierung des Faktors dg/dn in Gleichung 5.2 bei undotiertem Material im Vergleich zu p-dotiertem Material (s. Kap. 4.3).

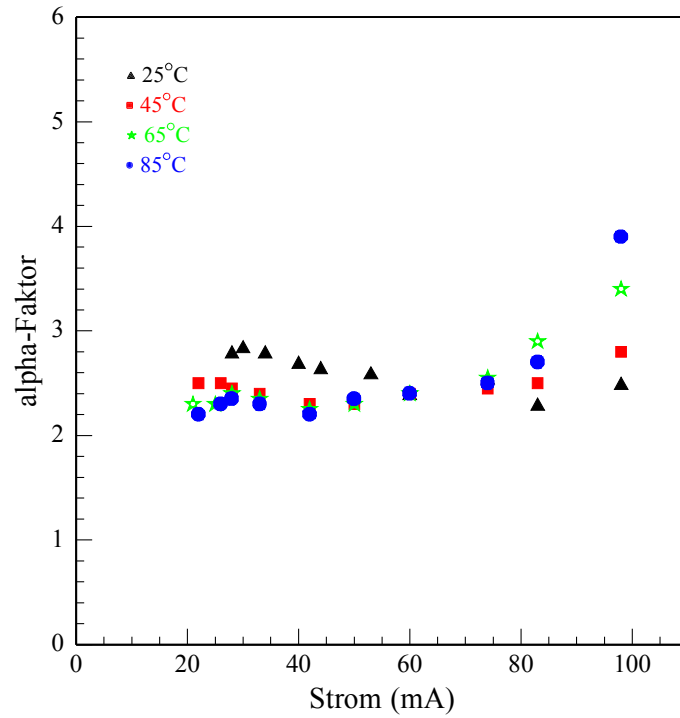


Abbildung 5.21: Die ermittelten α -Faktoren des optimierten Quantenpunkt-DFB-Lasers bei verschiedenen Strömen und Temperaturen.

6. Coupled Cavity Injection Grating-Laser

In den vorherigen Kapiteln wurden bereits die dynamischen Eigenschaften von auf Quantenpunkten basierenden FP- und DFB-Lasern vorgestellt. Dabei wurde festgestellt, dass die maximale Modulationsbandbreite konventioneller Quantenpunktlaser durch die Eigenschaften der Epitaxieschichten auf Werte unter 10 GHz limitiert ist. Um diese Grenze zu überwinden sind neuartige Konzepte und Methoden notwendig. Im Folgenden wird daher mit dem sog. *Coupled Cavity Injection Grating-Laser* (CCIG-Laser) ein noch sehr junges Laser-Design vorgestellt, mit dem die Modulationsbandbreite des Lasers unter Direktmodulation durch Ausnutzen höherer Resonanzen in der Kavität deutlich gesteigert werden kann. Zum ersten Mal in der Literatur wird hier ein auf Quantenpunkten basierender CCIG-Laser vorgestellt, dessen Rückkopplungsgitter nicht ausschließlich indexgekoppelt, sondern zusätzlich über ein Metallgitter verstärkungsgekoppelt ist, was zu komplexer Kopplung führt. Durch das spezielle Design konnte die Bandbreite dieser Quantenpunktlaser auf 20 GHz erhöht und damit mehr als verdoppelt werden. Schon das Erreichen von Grenzfrequenzen, die größer als der in Kapitel 4 ermittelte K-Faktor des Quantenpunktmaterials sind, verdeutlicht, dass hier auf ein völlig anderes Funktionsprinzip zurückgegriffen wird.

Im Folgenden wird sowohl auf die prinzipielle Funktionsweise eines Quantenpunkt-CCIG-Lasers eingegangen als auch dessen Herstellung beschrieben. Die erhaltenen Messdaten werden analysiert und diskutiert.

6.1 Funktionsprinzip

Um die Modulationsbandbreite eines gewöhnlichen Halbleiterlasers zu erhöhen, muss seine Resonanzfrequenz ω_R zu höheren Frequenzen verschoben werden (vgl. Gleichung 2.37). Am besten ist dies möglich, indem einige Materialparameter wie etwa die interne Quanteneffizienz η_i , die differentielle Verstärkung a und der Füllfaktor Γ optimiert werden (vgl. Gleichung 2.36). Die Optimierung dieser Parameter ist allerdings nur innerhalb eines gewissen Rahmens möglich, so dass der maximalen Verbesserung der Modulierbarkeit hierdurch feste Grenzen gesetzt sind. Darüber hinaus sind auch hohe Ströme I geeignet, die Resonanzfrequenz ω_R zu vergrößern. Mit zunehmendem Strom steigt jedoch auch die Dämpfung γ , wodurch die Ausweitung der Modulierbarkeit ebenfalls wieder eingeschränkt ist. Von Vorteil sind außerdem ein kleines Volumen V der aktiven Zone und eine kleine Photonenlebensdauer τ_p . Die Größe des aktiven Volumens lässt

sich sehr leicht über die Bauteillänge kontrollieren, da sie sich naturgegebenmaßen direkt proportional dazu verhält. Dies beeinflusst auch die Photonenlebensdauer, ebenso wie auch die Facettenreflektivitäten unmittelbar die Photonenlebensdauer beeinflussen. Andererseits wirken sich kurze Resonatorlängen und geringe Reflektivitäten negativ auf die differentielle Verstärkung a bzw. den Schwellenstrom I_s aus, wodurch man auch hier schnell auf eine Limitierung stößt. Es muss also ein Kompromiss gefunden werden, um die optimalen Parameter zu erreichen. Die zum heutigen Zeitpunkt besten Kleinsignalraten auf dem vorliegenden Materialsystem betragen 8,6 GHz für FP-Laser und 7,8 GHz für DFB-Laser (s. Kap. 4.4 und 5.3.1) und konnten jeweils im Rahmen dieser Arbeit erzielt werden.

Soll nun die Modulationsbandbreite eines Halbleiterlasers weiter gesteigert werden, so ist dies wegen der in Kapitel 2.7 und hier genannten Limitierungen auf konventionellem Wege nicht mehr möglich. Besonders im Hinblick auf die bereits weitestgehend optimierten Halbleiterschichtstrukturen werden neue Ansätze nötig. Einer dieser Ansätze zur Erhöhung der Bandbreite von Quantenpunktlasern besteht daher z.B. in der Nutzung eines Tunnelinjektionsquantenfilms, der Ladungsträger genau an die Bandkante der Quantenpunkte injiziert, wodurch die schnellere Intrabandrelaxationszeit von Quantenfilmen mit den Vorteilen von Quantenpunkten verknüpft werden kann. Mithilfe dieses Verfahrens konnte etwa die Kleinsignalbandweite von 1,3 μm -Quantenpunktlasern auf 15 GHz ausgeweitet werden [Bha02]. Allerdings war dies nur im gepulsten Betrieb und bei Temperaturen von maximal 10°C möglich, wodurch ein derartiges Bauteil stets auf eine spezielle Kühlvorrichtung angewiesen ist.

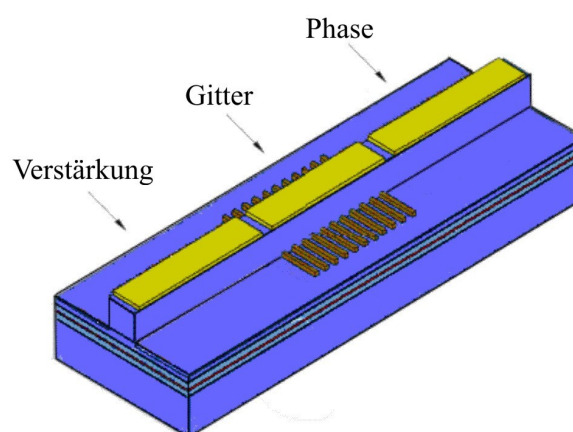


Abbildung 6.1: Design der in diesem Kapitel vorgestellten Quantenpunkt-CCIG-Laser. Die Laser bestehen aus drei Segmenten, wovon nur das mittlere ein DFB-Gitter besitzt.

Ein weiterer, hier erstmals an Quantenpunktlasern mit komplexer Gitterkopplung verfolgter Ansatzpunkt, besteht im Ausnutzen höherer Resonanzen innerhalb der Laserkavität, um die

Bandweite zu vergrößern. Theoretische Überlegungen zu dieser Möglichkeit gibt es etwa von *U. Feiste* und *G. Morthier* [Fei98, Mor00]. Diese Modelle zeigen, dass eine drastische Steigerung der Modulationsbandbreite möglich ist, wenn man nicht nur die Hauptmode in der Kavität betrachtet, sondern eine Wechselwirkung zwischen der Haupt- und einer Seitenmode zulässt. Ursprünglich war dieses Konzept nur für DBR-Laser gedacht, wurde aber mittlerweile erfolgreich auf DFB-Laser übertragen [Bac03, Kai04]. Da der vorliegende DFB-Laser allerdings drei unabhängige Segmente besitzt, spricht man in diesem Fall nicht mehr von einem DFB-, sondern von einem CCIG-Laser (s. Abb. 6.1). Zwei der Segmente sind ohne Gitter, während ein Segment ein DFB-Gitter besitzt. Das erste gitterlose Segment ist das sog. Verstärkungssegment. Das Verstärkungssegment dient dazu, die Ausgangsleistung des Lasers zu kontrollieren. Hier wird der eigentliche Pumpstrom injiziert und das Modulationssignal angelegt. Das mittlere Segment ist das Gittersegment. Es garantiert die longitudinale Monomodigkeit des Lasers und kontrolliert die Kopplungsstärke zwischen den beiden anderen Segmenten. Das letzte Segment, das sog. Phasensegment, sorgt für die richtige Anpassung der Phasenlage der wechselwirkenden Moden und erlaubt somit erst das Ausnutzen der *Photon-Photon-Resonanz* (PPR), einer höheren Resonanz in der Laserkavität. Man spricht von einer Photon-Photon-Resonanz, da diese Resonanz durch die Wechselwirkung zweier Lichtmoden im Resonator entsteht [Fei98]. Damit unterscheidet sie sich wesentlich von der *Elektron-Photon-Resonanz* (EPR), welche die über Gleichung 2.35 definierte Resonanzfrequenz ω_R wiedergibt. Der einzige prinzipielle Unterschied zwischen Verstärkungs- und Phasensegment liegt in der Stärke des injizierten Stroms. Während die Verstärkungssektion möglichst stark gepumpt wird, um sowohl eine möglichst hohe Ausgangsleistung als auch eine möglichst hohe EPR zu erhalten, ist es in der Regel bereits ausreichend, das Phasensegment nur leicht oberhalb der Schwelle zu betreiben. Die Aufgabe des Phasensegments besteht allein darin, mittels Stromänderungen geringfügige Brechungsindexänderungen hervorzurufen und somit die Phasenlage der Facetten zum Gitter abzustimmen. Die Frequenzposition der PPR kann zunächst ungefähr mit $f = 1/T$ über die Umlaufdauer der Lichtwelle im Resonator festgelegt und später über das Gittersegment noch feiner abgestimmt werden. Die Umlaufdauer T ergibt sich aus folgendem Zusammenhang:

$$T = \frac{2nL}{c} \quad (6.1)$$

Dies entspricht außerdem dem Frequenzabstand zweier benachbarter Moden in der Kavität:

$$\Delta f = \frac{1}{T} \quad (6.2)$$

L steht für die Länge der Kavität, c für die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum und n für den Brechungsindex. Somit kann über die Resonatorlänge L die Umlaufzeit T , der Frequenzabstand Δf und damit die Frequenzposition der PPR grob festgelegt werden. Es ist also mit entsprechend langen Bauteilen möglich, die Lage der PPR (die gewöhnlich bei sehr großen Frequenzen liegt) in die Nähe der EPR zu verschieben und damit erst für die Steigerung der direkten Modulationsbandbreite des Lasers nutzbar zu machen [Lau95]. Bei einer äußeren Modulation des Lasers mit einer vorgegebenen Frequenz f_i entstehen die Modulationsseitenbänder im Abstand $\pm f_i$ von der Frequenz der Hauptmode. Entspricht nun die Modulationsfrequenz f_i der Umlaufdauer T und somit auch dem Modenabstand Δf , dann fällt das Modulationsseitenband mit einer Seitenmode der Kavität zusammen. Da die Seitenbänder in Phase mit der Hauptmode sind, werden auch die entsprechenden Seitenmoden synchronisiert. Somit haben die Haupt- und die Seitenmode gekoppelt.

Abbildung 6.2 zeigt schematisch, wie die PPR genutzt werden kann, um die Modulationsweite des Lasers zu vergrößern. In Abbildung 6.2a ist das gewöhnliche Kleinsignalverhalten – also die EPR – eines konventionellen Halbleiterlasers ohne weitere Resonanzen zu sehen. Abbildung 6.2b zeigt nicht nur die EPR des Lasers, sondern auch die PPR. Diese liegt allerdings bei zu hohen Frequenzen, um ein Abfallen der Kleinsignalkurve unter die 3dB-Grenze zu verhindern. Eine Verbesserung der Bandbreite ist somit noch nicht gegeben.

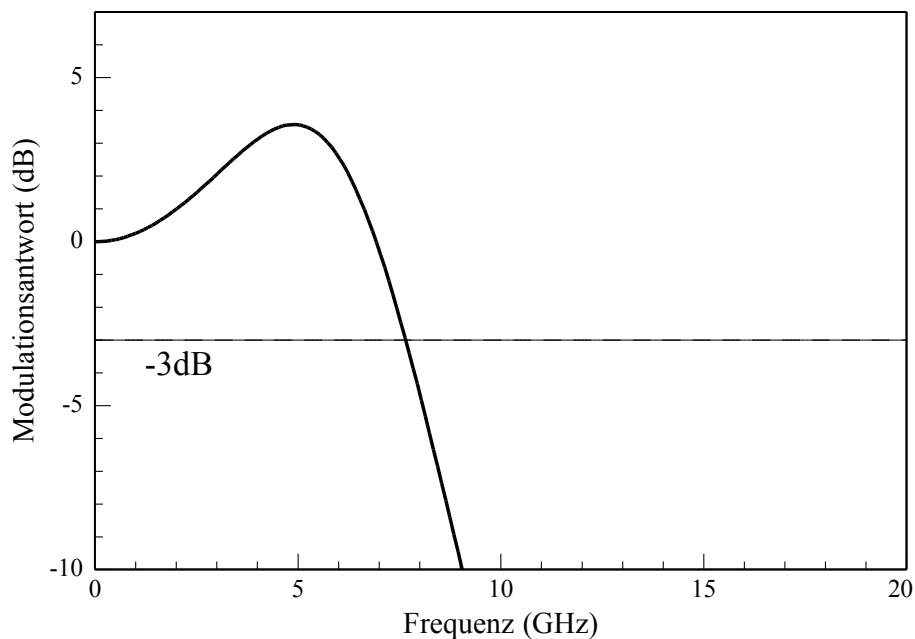


Abbildung 6.2a: Schematische Darstellung der direkten Bandbreite mit der EPR eines Halbleiterlasers bei 5 GHz.

Verschiebt man die PPR hingegen zu kleineren Frequenzen, so kommt es schließlich zu einer Überlagerung der beiden Resonanzen und zu einer Erhöhung der Kleinsignalgrenzfrequenz (s. Abb. 6.2c). Aufgrund dieses Verhaltens ist es wünschenswert, die EPR bei möglichst hohen Frequenzen zu haben. Am einfachsten lässt sich dies wiederum durch hohe Pumpströme und eine nicht zu lange Kavität bewerkstelligen, es müssen jedoch die schon diskutierten Probleme berücksichtigt werden. Darüber hinaus sollte die PPR bei nicht zu hohen Frequenzen liegen, um einen guten Überlapp zu garantieren. Da eine geringe PPR aber einen langen Laserresonator benötigt, scheint es zunächst widersprüchlich, beide Eigenschaften zu vereinen. Es muss also ein Kompromiss gefunden werden, der beiden Anforderungen gerecht wird.

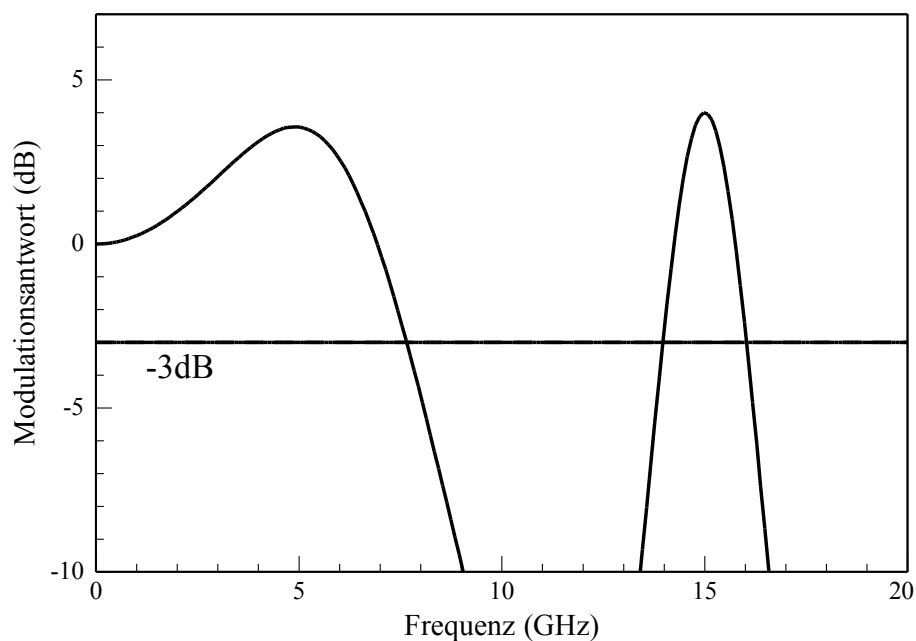


Abbildung 6.2b: Zusätzlich zur ersten Resonanz ist hier die PPR bei 15 GHz zu sehen. Der Abstand der beiden Resonanzen ist allerdings zu groß, um die Modulationsbandbreite zu erhöhen.

Die Generierung der zweiten Resonanz beruht auf dem Prinzip eines sog. modengekoppelten Lasers [Lam64, Sie86]. Die mathematischen Zusammenhänge des Prinzips der Modenkopplung wurden bereits ausführlich in [Lau90] dargelegt. Typischerweise wird die Modenkopplung angewandt, um ultrakurze Laserpulse zwischen 10 fs und 30 ps zu erzeugen, kann aber auch – wie im vorliegenden Fall – zur Erhöhung der Modulationsbandbreite ausgenutzt werden. Wie sich in der Rechnung zeigt, entsteht die zweite Resonanz aus der Wechselwirkung zweier Lichtmoden in der Kavität. Zum einen ist dies die Hauptmode selbst, zum anderen eine zur Hauptmode benachbarte Seitenmode. Haupt- und Seitenmode koppeln miteinander und erzeugen eine Resonanz, die PPR. Die Seitenmode beinhaltet dabei nur wenig Energie, wirkt aber als

Katalysator, wodurch aus dieser Wechselwirkung eine starke PPR entstehen kann. Der Frequenzabstand der beiden Moden entspricht der Frequenzlage der PPR. Genaue Rechnungen und ausführliche Diskussionen zur Erzeugung höherer Resonanzen finden sich bei [Fei98, Fei00].

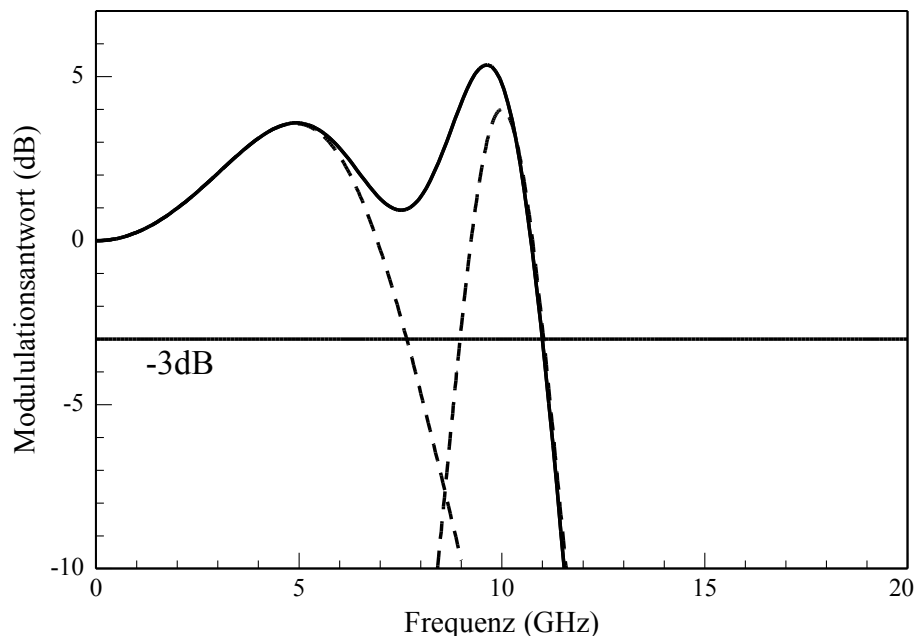


Abbildung 6.2c: Hier ist die zweite Resonanz bei 10 GHz und damit nahe genug an der ersten Resonanz, um die Modulationsbandbreite deutlich zu vergrößern.

Bisher existieren allerdings noch keine vollständigen Simulationen von CCIG-Lasern, die das Bauteil tatsächlich in seiner vollen Komplexität beschreiben. Es gibt jedoch einige Modelle für mehrsegmentige DBR- und DFB-Laser, die den der PPR zugrunde liegenden Effekt beschreiben und wesentliche Merkmale wie das Auftreten der PPR, den Einfluss der Kopplungsstärke des Gitters und die Bedeutung der Phasenlage für die Kleinsignalantwort untersuchen [Mor00, Fei98]. Um die Modelle überschaubar zu halten, gehen sie alle nur von zwei Lasersegmenten und einem konstanten effektiven Brechungsindex aus. Ein bei den CCIG-Lasern dieser Arbeit vorhandenes Phasensegment wird in den Modellen nicht berücksichtigt, was allerdings keine prinzipielle Änderung des Verhaltens der PPR mit sich bringt [Mor00]. Lediglich die Möglichkeit zur gezielten Beeinflussung der Phasenlage entfällt in den zweisegmentigen Lasern. In der Praxis erlaubt das Phasensegment zusätzlich, wie bereits beschrieben, eine Feinabstimmung der Phasenlage des Gittersegments zu den Facetten, was erst das unabhängige Einstellen der PPR und der Ausgangsleistung ermöglicht. Außerdem gehen die Modelle von reiner Indexkopplung aus, wohingegen die betrachteten Bauteile komplex gekoppelt sind. Auch die bereits aus der Literatur bekannten CCIG-Laser [Bac03, Kai04] verfügen über ein mittels fokussierter Ionenstrahlolithographie (engl.: *focussed ion beam*, FIB) und anschließend, selektivem Ätzen

erzeugtes Indexgitter. Die hier vorgestellten Laser besitzen hingegen zunächst ein Metallgitter aus Cr, genau wie die bereits vorgestellten DFB-Laser (s. Kap. 5). Der Anteil der Indexkopplung ist bei diesem Gittertyp von Natur aus nur sehr gering. Um eine Feinabstimmung der PPR zu ermöglichen, ist jedoch ein gewisser Anteil an Indexkopplung notwendig, da nur auf diese Weise der Modenabstand in der Kavität angepasst werden kann. Daher wurde die Indexkopplung mittels eines zusätzlichen Gitterätzprozesses während der Herstellung erhöht. Da jedoch die Verstärkungskopplung keinen Einfluss auf das Verhalten der PPR hat, kann sie vernachlässigt werden, solange sie nicht zu groß ist. Sie erhöht lediglich die internen Verluste α_i , welche mit zunehmender Stärke den Phasenbereich, in dem die PPR auftreten kann, einschränken [Mor00]. Werte für die Koppelstärke von Index- und Verstärkungsanteil an der Gesamtkopplung sind im folgenden Kapitel 6.2 bei der Herstellung der Laser angegeben.

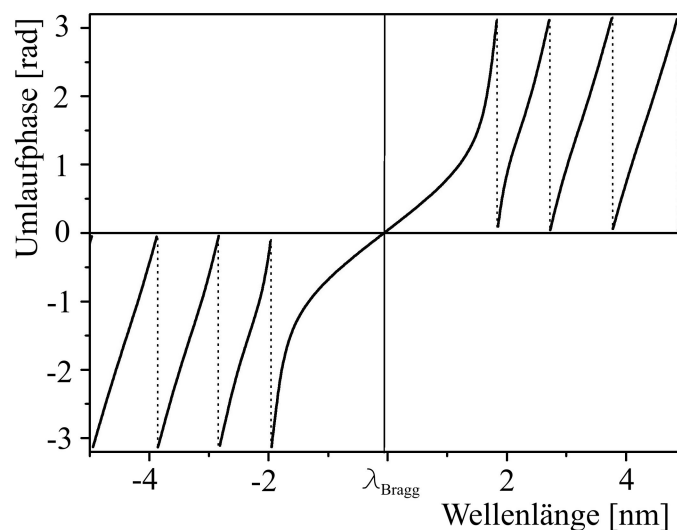


Abbildung 6.3: Zu sehen ist das Verhalten der Umlaufphase eines Indexgitters. Die Phase nimmt in Abhängigkeit von der Wellenlänge stetig zu und wieder ab (nach [Kam06]).

In Abbildung 6.3 ist das Phasenverhalten eines gewöhnlichen einsegmentigen, indexgekoppelten Lasers dargestellt. Wie zu sehen ist, nimmt die Umlaufphase in Abhängigkeit von der Wellenlänge stetig zu und wieder ab. Die Phasensprünge treten dabei stets an den Nullstellen der Gitterreflektivität auf. Direkt bei der Bragg-Wellenlänge ist die Umlaufphase gleich Null. Um das Maximum der Reflektivität herum, bei der Bragg-Wellenlänge, findet eine deutliche Verzerrung der Umlaufphasen und damit des Modenabstands statt. Während die Hauptmode eine Umlaufverstärkung von eins benötigt, ist für die Seitenmode auch eine geringere Umlaufverstärkung ausreichend. In Abbildung 6.4 ist das Verhalten der Umlaufphase für einen mehrsegmentigen Laser abgebildet. Deutlich ist zu erkennen, dass dem einsegmentigen Verhalten

ein weiterer, linearer Effekt überlagert ist, der durch die gitterlosen Segmente verursacht wird. Dieses Phasenverhalten entspricht dem realen Bauteil.

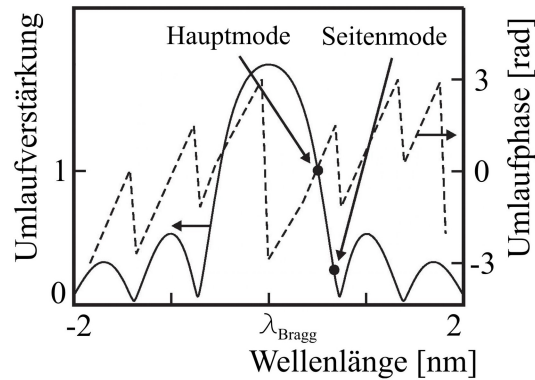


Abbildung 6.4: *Umlaufphase und Umlaufverstärkung eines mehrsegmentigen Halbleiterlasers. Dem Verhalten der Umlaufphase ist ein weiterer, linearer Effekt überlagert, der sich aus der Kopplung der drei Lasersegmente ergibt (nach [Mor00]).*

In Abbildung 6.5 ist das Verhalten der Wellenlänge in Abhängigkeit vom Brechungsindex des Gittersegments dargestellt. Dies entspricht einer Verschiebung der Gitterreflektivität und damit einer Verschiebung der Phasenverzerrung.

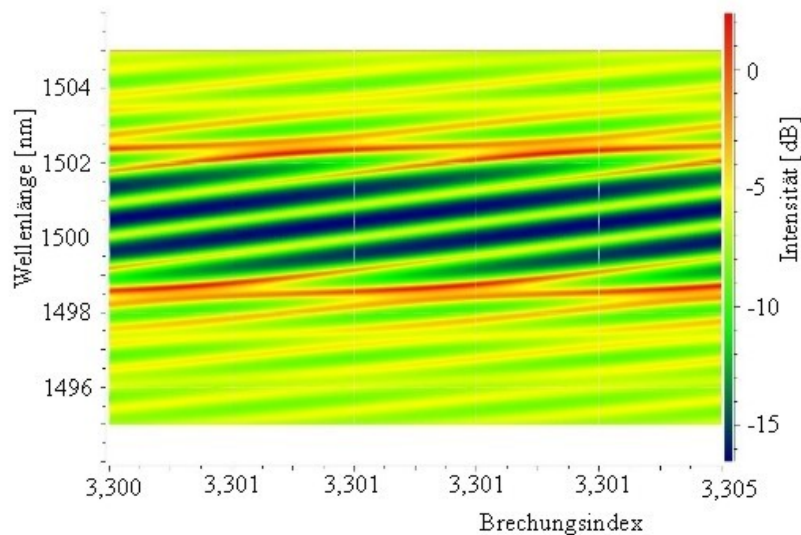


Abbildung 6.5: *Wellenlängenabhängigkeit der Hauptmode und der Seitenmoden vom Brechungsindex im Gittersegment. Sobald die Verstärkung einer Seitenmode größer als die Verstärkung der Hauptmode wird, kommt es zu einem Modensprung. Durch die Verzerrung der Umlaufphasen in der Nähe des Stopbands ändert sich der Abstand benachbarter Moden deutlich.*

Wie zu sehen ist, nimmt die Wellenlänge mit dem Brechungsindex langsam zu, bis schließlich ein Phasensprung auf die nächst kurzwelligere Mode stattfindet und der Kreislauf von vorne beginnt. Sehr deutlich ist auch der sich verändernde Phasenabstand zwischen der Hauptmode (rot) und einer benachbarten Mode (orange) zu erkennen. Aufgrund der in der Simulation als konstant angenommenen Verstärkungskurve ist die Hauptmode oberhalb und unterhalb des Stopbands entartet.

Beim CCIG-Laser kann die exakte Phasenlage über das Phasensegment gesteuert werden. Abbildung 6.6 zeigt die simulierte Modulationsantwort für verschiedene Phasenlagen in einem CCIG-Laser auf InP-Basis. Wie zu sehen ist, nimmt die Resonanzstärke mit abnehmender Phasenverschiebung Φ zu und erreicht bei $0,55\pi$ ihr Maximum. Bei einer Phasenverschiebung von nur noch $0,5\pi$ tritt schließlich Selbstoszillation des Bauteils auf.

Auch an zweisegmentigen DFB-Lasern konnten Auftreten und Nutzbarmachung der PPR in der Praxis bereits gezeigt werden [Rad07]. Diese Laser besitzen jedoch nicht die Möglichkeit, die Ausgangsleistung und die Phasenlage der Moden getrennt zu steuern. Weitere ähnliche Ansätze sind etwa das Einkoppeln einer zweiten Mode von außen in eine VCSEL-Struktur [Chr06, Wie06] oder das laterale Koppeln zweier Rippenwellenleiterlaser [Geh03, Ace06].

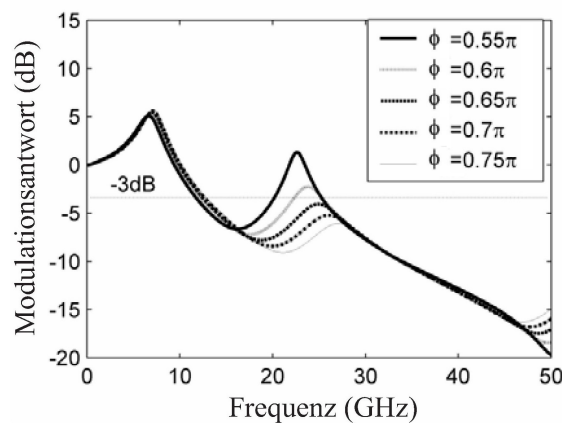


Abbildung 6.6: Berechnete Kleinsignalfunktionen für verschiedene Phasen Φ [Rei05].

6.2 Herstellung

Dieses Kapitel beschreibt die Herstellung der CCIG-Laser. Das zugrunde liegende Epitaxiematerial ist auch hier das selbe wie bei den schon beschriebenen FP- und DFB-Lasern (Material A), weshalb hier nicht weiter auf das Wachstum und die prozessunabhängigen Eigenschaften dieses Materials eingegangen werden soll.

Die Prozessierung dieser Bauteile erfolgte nach den gleichen Schritten wie in Kapitel 5.1 für die DFB-Laser beschrieben. Einen Unterschied stellt nur die Unterteilung des Lasers in drei Segmente dar, von denen lediglich das mittlere Segment mit einem lateralen Gitter versehen wurde. Das Gitter besteht auch hier aus Cr, allerdings wurde die Höhe der Gitterstege um 1/3 auf nur noch 5 nm reduziert. Dieser Schritt ist notwendig, da das Gitter für die vorgesehene Wechselwirkung zweier Lichtmoden weder über eine zu große Kopplung [Fei98], noch über zu starke Absorption [Mor00] verfügen darf. Nur so kann eine ausreichend große Wechselwirkung zwischen Haupt- und Nebenmode garantiert werden. Das Cr-Gitter bewirkt in erster Linie eine Verstärkungskopplung. Um nun den Anteil der Indexkopplung zu erhöhen, wurde nach dem Aufbringen des Cr-Gitters ein weiterer Trockenätzschritt eingefügt. Hierzu diente das Cr des Gitters als Ätzmaske, während das Halbleitermaterial zwischen den Gitterstegen weitere 100 nm tief geätzt wurde. Erst 100 nm über der aktiven Schicht wurde der Ätzprozess angehalten. Die daraus entstehende komplexe Kopplung setzt sich aus einem Verstärkungsanteil κ_V ($= 46,9 \text{ cm}^{-1}$) und einem Indexanteil κ_I ($= 12,1 \text{ cm}^{-1}$) zusammen. Die Gitterperiode wurde so gewählt, dass alle Laser bei etwa 1300 nm emittieren. Weiterhin ist es notwendig, die einzelnen Segmente elektrisch gegeneinander zu isolieren, damit sie getrennt angesteuert werden können. Um dies zu erreichen, wurde der p-Kontakt eines jeden Segments von den Kontakten der benachbarten Segmente getrennt, indem nach dem bereits bekannten Verfahren (s. Kap. 4.2) eine speziell strukturierte Ätzmaske aufgebracht wurde, die hier allerdings nur aus Photolack besteht. Die Maske lässt nur die Übergänge zwischen den einzelnen Segmenten unbedeckt. Mittels eines zusätzlichen Ätzprozesses wurden nun die Kontakte an den Übergangsstellen entfernt. Da die GaAs-Kontaktschicht direkt unter den p-Kontakten mit $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ sehr hoch dotiert ist, wird auch diese Schicht durchgeätzt, um Leckströme in benachbarte Segmente zu verhindern. Anschließende Messungen ergaben einen elektrischen Widerstand von ca. 1,5 k Ω zwischen benachbarten Segmenten. Verglichen mit einem typischen Widerstandswert von 4,0 Ω für einen einzelnen Laser in Durchlassrichtung ist dieser Widerstand so groß, dass alle Leckströme vernachlässigt werden können. Außerdem wurde das Kontaktdesign geändert, um die Kapazität der Kontakte so gering wie möglich zu halten. Statt wie bei den FP- und DFB-Lasern alle 300 μm ein Kontakt-Pad mit einer Fläche von 10000 μm^2 anzubringen, wurde pro Lasersegment nur ein Kontakt-Pad aufgedampft (s. Abb. 6.7). Bei einer Länge von 2400 μm konnten somit fünf Kontakt-Pads eingespart werden, was einer Reduzierung der Kapazität von $1,4 \cdot 10^{-11} \text{ F}$ auf $1,1 \cdot 10^{-11} \text{ F}$ entspricht. Daraus ergibt sich für das Laserdesign eine Beschränkung der Modulationsfrequenz auf etwa 30 GHz. Somit wird der Laser in seiner Modulationsbandbreite nicht durch die elektrischen Kontakte eingeschränkt.

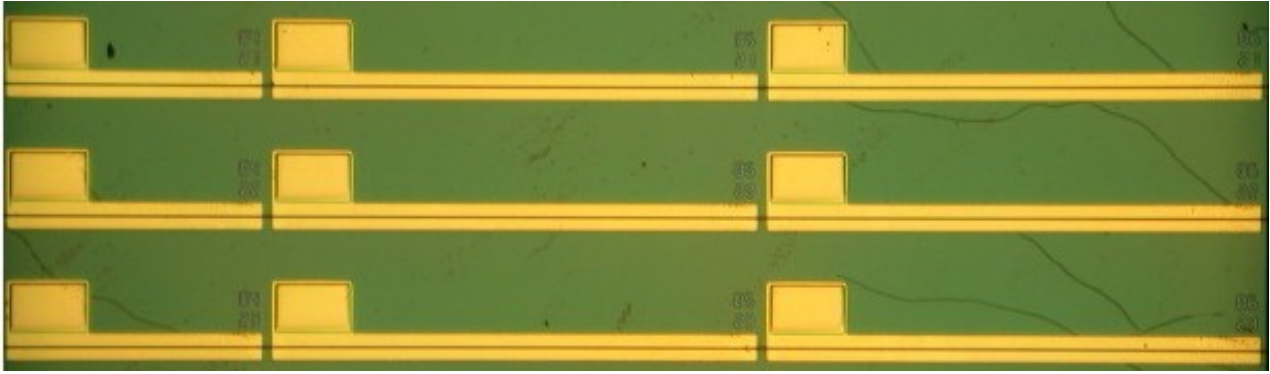


Abbildung 6.7: *Design des p-Kontakts der CCIG-Laser. Zu sehen sind drei CCIG-Laser in Barrenform.*

Um die PPR nach Gleichung 6.1 in einen sinnvollen Abstand zur EPR zu rücken, wurde eine Bauteillänge von $2400\text{ }\mu\text{m}$ gewählt. Dies entspricht einer Umlauffrequenz von $18,5\text{ GHz}$. Von der Gesamtlänge des Lasers entfallen $450\text{ }\mu\text{m}$ auf die Verstärkungssektion, $1000\text{ }\mu\text{m}$ auf die Gittersektion und $950\text{ }\mu\text{m}$ auf die Phasensektion. Auf eine Verspiegelung der Facetten wurde verzichtet, um die Lebensdauer der Photonen im Resonator nicht zu vergrößern. Zuletzt wurde der Laser noch auf einen Submount aus Messing aufgebaut. Dies verbessert die Wärmeabfuhr und somit die Lasereigenschaften bei hohen Strömen.

6.3 Statische Eigenschaften

In diesem Abschnitt werden die statischen Eigenschaften wie die aus der Lichtleistungskennlinie ermittelten Grunddaten und das Spektrum des CCIG-Lasers vorgestellt. Für alle diese Messungen wurden die drei unabhängigen Segmente des Lasers parallel geschaltet. Da der Laser über einen homogenen spezifischen Widerstand ρ verfügt, ist auch die Stromdichte j durch alle Flächeneinheiten identisch. Die unterschiedlichen Segmentlängen führen also nicht zu unterschiedlich stark gepumpten Lasersektionen.

Abbildung 6.8 zeigt die Lichtleistungskennlinie eines Quantenpunkt-CCIG-Lasers. Da die Rückfacette nicht verspiegelt ist, tritt durch sie die gleiche optische Leistung aus wie durch die Frontfacette. Durch die große Gesamtlänge und die durch das Aufbauen verbesserte Wärmeabfuhr kann der Strom problemlos auf 300 mA erhöht werden, ohne auch nur den Ansatz eines thermischen Überrollens zu erkennen. Wie zu erkennen ist, weist die Kennlinie eine gerade Steigung ohne irgendwelche Einbrüche oder Knicke auf. Dies erlaubt den Rückschluss, dass während des Stromanstiegs bis 300 mA keinerlei Moden- oder Phasensprünge im Laser auftreten

und der Laser konstant im Grundzustand emittiert.

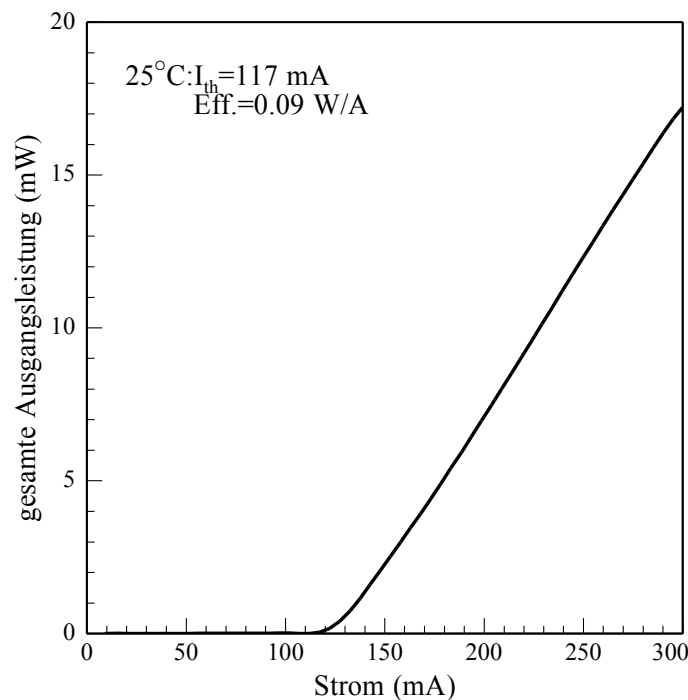


Abbildung 6.8: Kennlinie des Quantenpunkt-CCIG-Lasers bei 25°C. Für diese Messung wurden alle drei Segmente parallel geschaltet.

Da es sich beim CCIG-Laser um ein Bauteil handelt, dessen Haupteinsatzzweck – nämlich die hohe Modulierbarkeit – auf der Wechselwirkung verschiedener Moden beruht, ist die hier gezeigte Modenstabilität ein wichtiger Ausgangspunkt für die später demonstrierten dynamischen Eigenschaften. Bei 25°C erhält man eine Laserschwelle von 117 mA, was angesichts der Resonatorlänge von 2400 μm ein guter Wert ist. Die Effizienz beträgt 0,09 W/A. Dieser Wert ist zwar nur knapp ein Viertel so groß wie die Effizienz des FP-Lasers in Kapitel 4, jedoch muss beachtet werden, dass die CCIG-Bauteile eine viermal größere Länge und eine unverspiegelte Rückfacette besitzen. Hinzu kommt das 1000 μm lange Gitter der Gittersektion. Durch diesen Umstand ist auch die Absorption in den CCIG-Lasern deutlich größer als in den beschriebenen FP-Lasern, weshalb sich nur noch eine Effizienz von 0,09 W/A ergibt.

Abbildung 6.9 zeigt ebenfalls eine stromabhängige Leistungsmessung des CCIG-Lasers, hier allerdings mit einzeln angesteuerten Segmenten. Während der Verstärkungsstrom konstant bei 50 mA gehalten wurde, wurden Gitter- und Phasenstrom von jeweils 100 mA bis 200 mA variiert. Das Ziel dieser Messung besteht darin, Aussagen über den Einfluss von gezielten Stromänderungen an einzelnen Segmenten und über die Modenstabilität treffen zu können. Deutlich zu erkennen sind die für CCIG-Laser typischen Streifen (von links unten nach rechts oben) im Verhalten der

Ausgangsleistung in Abbildung 6.9. Werden beide Ströme längs einer Geraden in etwa gleichmäßig erhöht, so nimmt die optische Leistung über große Bereiche kontinuierlich zu.

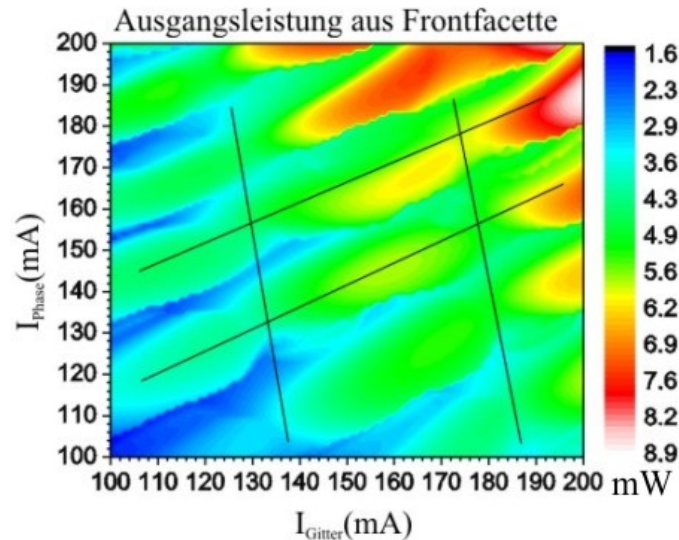


Abbildung 6.9: Karte der Ausgangsleistungen für unterschiedliche Stromkombinationen bei einzeln angesteuerten Lasersegmenten. Das Verstärkungssegment wurde konstant mit 50 mA gepumpt, während der Strom durch die anderen beiden Segmente variiert wurde. Die Temperatur während der Messung betrug 20°C.

Wird hingegen nur ein Strom erhöht, während der andere konstant gehalten wird (wie auch der Verstärkungsstrom), so ist eine schnelle Auf- und Abmodulation der Ausgangsleistung zu beobachten. Dieses Verhalten wird durch Modensprünge verursacht, die wiederum durch die relative Brechungsindexänderung der Segmente untereinander hervorgerufen werden. Eine Mode kann nur dann ideal emittieren, wenn die Resonatorlänge einem ganzzahligen Vielfachen ihrer halben Wellenlänge entspricht. Andernfalls wechselwirken die hin- und die zurücklaufende Wellen teilweise destruktiv miteinander, bei einem Phasenabstand von π kommt es sogar zur völligen Auslöschung. Eine völlige Auslöschung kann in Abbildung 6.9 allerdings nicht beobachtet werden, da bereits vorher ein Sprung auf eine geeignetere Mode stattfindet, deren Phasenbedingung besser erfüllt ist. Bei genauerer Betrachtung sind in Abbildung 6.9 noch weitere Streifen von links oben nach rechts unten zu erkennen. Diese Streifen kreuzen die bei gleichmäßig steigendem Gitter- und Phasenstrom entstehenden Geraden und werden durch den konstant bleibenden Verstärkungsstrom verursacht. Die Modensprünge in Abhängigkeit der angelegten Ströme sind auch sehr gut in Abbildung 6.10 zu erkennen. Hier ist die Wellenlänge analog zu Abbildung 6.9 für einen konstanten Verstärkungsstrom von 50 mA und variable Gitter- und Phasenströme zu sehen.

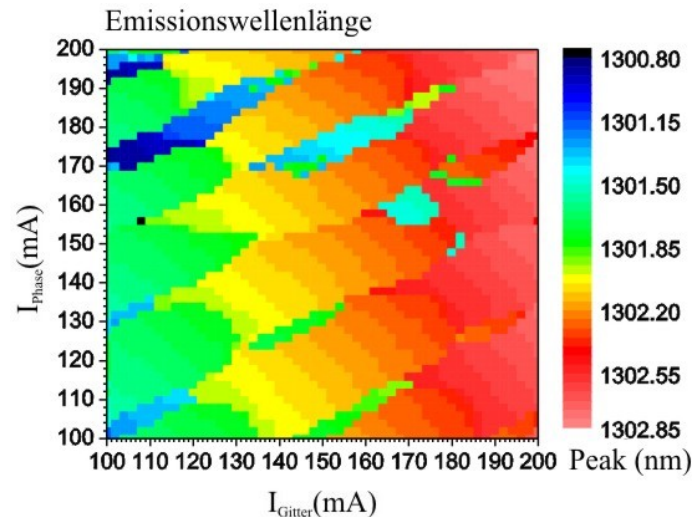


Abbildung 6.10: Emissionswellenlänge des CCIG-Lasers in Abhängigkeit der angelegten Ströme bei 20°C.

Genau wie in Abbildung 6.9 ist das typische streifenartige Verhalten zu erkennen. Trotz der großen Unterschiede der injizierten Ströme und den daraus resultierenden Brechungsindexänderungen, bzw. den daraus resultierenden Modensprüngen, beträgt die maximale Wellenlängenverschiebung nur ca. 2 nm. Durch die große Resonatorlänge von 2400 μm ergibt sich ein Modenabstand von etwa 0,1 nm, weshalb Modensprünge in diesem Fall auch nur minimale Wellenlängenänderungen bewirken.

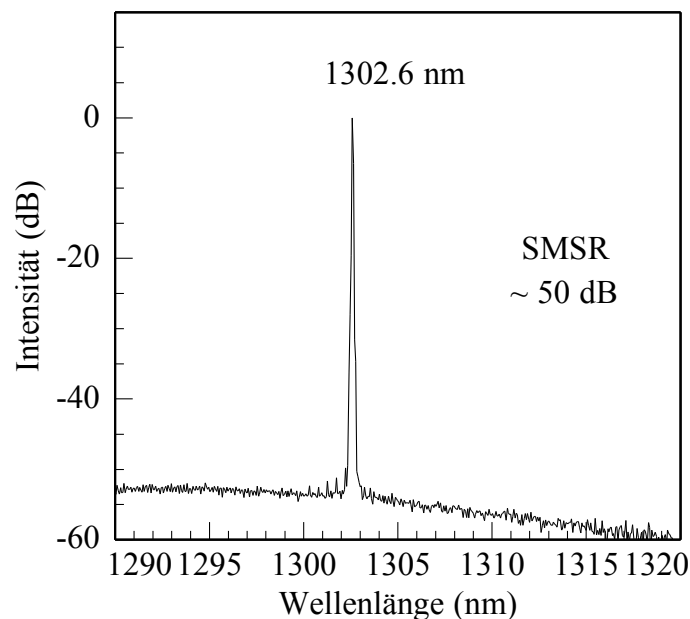


Abbildung 6.11: Spektrum des Quantenpunkt-CCIG-Lasers für die Stromkombination 129 mA (Verstärkungsstrom), 175 mA (Gitterstrom) und 197 mA (Phasenstrom). Diese Kombination entspricht den Strömen der im Folgenden gezeigten Kleinsignalmessung.

Das Spektrum des Lasers ist in Abbildung 6.11 zu sehen. Die Messtemperatur beträgt 25°C und die an die einzelnen Segmente angelegten Ströme betragen 129 mA (Verstärkungsstrom), 175 mA (Gitterstrom) und 197 mA (Phasenstrom). Diese Stromkombination entspricht den im folgenden Kapitel 6.4.1. zur Kleinsignalmodulation verwendeten Strömen. Wie in Abbildung 6.11 zu erkennen ist, emittiert der Laser unter diesen Bedingungen bei einer Wellenlänge von 1302,6 nm mit einer Seitenmodenunterdrückung von etwa 50 dB. Die hohe Seitenmodenunterdrückung beweist die Qualität des aufgetragenen Gitters und die Modenstabilität des Lasers für feststehende Stromwerte. Die als Katalysator und für die Erzeugung der PPR notwendige Seitenmode ist im Spektrum nicht zu sehen. Ihr Abstand zur Hauptmode beträgt weniger als 0,1 nm, was sehr dicht an der Auflösungsgrenze des verwendeten Spektrometers ist.

6.4 Dynamische Eigenschaften

Das angestrebte Ziel der CCIG-Strukturen ist es, die Hochfrequenzeigenschaften eines Lasers auf Quantenpunktmaterial über die intrinsische Materiallimitierung hinaus zu verbessern. Im vorliegenden Fall wurde hierzu erstmals ein CCIG-Laser mit Metallgitter auf GaAs angefertigt, dessen statische Eigenschaften bereits beschrieben wurden. Im Folgenden werden nun auch die dynamischen Eigenschaften diskutiert, sowohl unter Kleinsignal- als auch unter Großsignalmodulation.

6.4.1 Kleinsignalverhalten

Wie bereits dargelegt wurde, war es aufgrund intrinsischer Materiallimitierungen bisher nicht möglich, die Kleinsignalbandbreite von Quantenpunktlasern auf Werte größer als 10 GHz auszuweiten. Besonders die im Vergleich zu Quantenfilmen größeren Intrabandrelaxationszeiten führen hier zu geringeren Modulationsweiten. Das bereits vorgestellte Konzept der CCIG-Laser dient dazu, diese Limitierungen zu überwinden und deutlich höhere Kleinsignalbandbreiten zu erzielen. Der Erfolg dieses Konzepts wurde bereits an Quantenfilmlasern auf InP-Basis demonstriert, die Grenzfrequenzen bis zu 37 GHz erreichten [Kje97, Rei05, Bac03, Kai04]. Im Folgenden wird es das erste Mal an Quantenpunktlasern auf GaAs mit Metallgittern demonstriert.

Die Kleinsignalmessungen wurden am in Kapitel 3 vorgestellten Hochfrequenzmessplatz bei 25°C durchgeführt. Bedingt durch den Messaufbau und die verwendeten Geräte steht nur ein

Hochfrequenzsignal zur Verfügung. Dieses wurde in das Verstärkungssegment injiziert, während die beiden anderen Segmente ausschließlich mit Gleichstrom gepumpt wurden.

Abbildung 6.12 zeigt die Kleinsignalantworten eines CCIG-Lasers für einen Verstärkungsstrom von 129 mA, einen Gitterstrom von 175 mA und Phasenströme von 194 mA bis 198 mA. Wie zu sehen ist, lässt sich über eine Variation des Phasenstroms die PPR von einer relativ hohen und schmalen Resonanz zu einer flachen aber breiten Kurve verändern. Auf diese Weise kann eine maximale Grenzfrequenz von 20 GHz erreicht werden, was die aktuellen Bestwerte auf 1,3 μm -Quantenpunktmaterial um das zweieinhalbfache übertrifft (vgl. Kap. 4.4). Eine Erhöhung des Phasenstroms führt zu einer Verstärkung der durch den Wellenmischprozess generierten PPR und es lässt sich am Ort der Resonanz eine Abnahme der Dämpfung beobachten, wodurch der zweite Peak höher und schmaler wird. Für alle Modulationsantworten liegt die Resonanz bei etwa 15 GHz, wobei die Stromerhöhung auch eine leichte Verschiebung der zweiten Resonanz zu höheren Frequenzen zur Folge hat. Die erhöhte Strominjektion bewirkt eine leichte Brechungsindexänderung im Phasensegment und eine Anpassung der Phasenlage. Dies verstärkt den Mischprozess, was wiederum zu einer stärker ausgeprägten zweiten Resonanz führt.

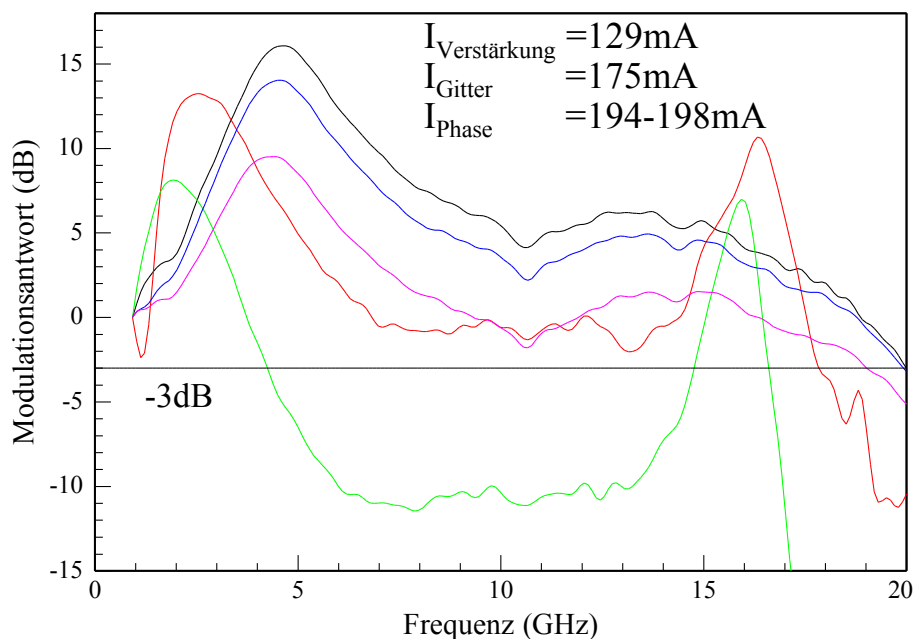


Abbildung 6.12: Kleinsignalantworten des Quantenpunkt-CCIG-Lasers für unterschiedliche Phasenströme. Bei $I_{\text{Phase}}=194 \text{ mA}$ ist die PPR breit und flach ausgeprägt, was zu einer Bandbreite von 20 GHz führt. Bei $I_{\text{Phase}}=198 \text{ mA}$ ist die PPR hingegen vergleichsweise schmal. I_{Gitter} und $I_{\text{Verstärkung}}$ wurden für diese Messung konstant gehalten. Die Messtemperatur beträgt 25°C.

Außerdem tritt hier ein Effekt auf, der die EPR zu höheren Frequenzen verschiebt, das sog.

detuned loading [Vah84, Vah85]. Wie in Abbildung 6.12 zu erkennen ist, wächst die Position der EPR mit zunehmendem Phasenstrom von anfangs knapp über 2 GHz bis schließlich knapp unter 5 GHz. Durch den sich ändernden Brechungsindex im Phasensegment verschiebt die Emissionswellenlänge auf die langwellige Seite des Maximums der Gitterreflektivität. Diese Verstimmung nennt man *detuned loading*. Unter Modulation führt das *detuned loading* dazu, dass durch den Chirp die Emissionswellenlänge ständig ins Maximum der Gitterreflektivität verschoben wird. Dies entspricht im Grunde einer vergrößerten effektiven differentiellen Verstärkung a und somit über Gleichung 2.35 einer vergrößerten EPR.

Darüber hinaus ist die Position der PPR über den Gitterstrom steuerbar, wie in Abbildung 6.13 dargestellt. Wie schon beim Phasenstrom reichen kleine Variationen der Stromstärke aus, um einen deutlichen Effekt zu erzielen. Dieser Einfluss auf die Kleinsignaleigenschaften soll nun genauer betrachtet werden. Für die Messungen wurden der Verstärkungs- und der Phasenstrom konstant gehalten (abgesehen natürlich von der Modulation des Verstärkungsstroms). Der Gitterstrom wurde in Schritten von 1 mA von 182 mA auf 186 mA erhöht. Zu sehen ist zunächst einmal eine für alle fünf abgebildeten Gitterströme sehr scharf ausgebildete zweite Resonanz.

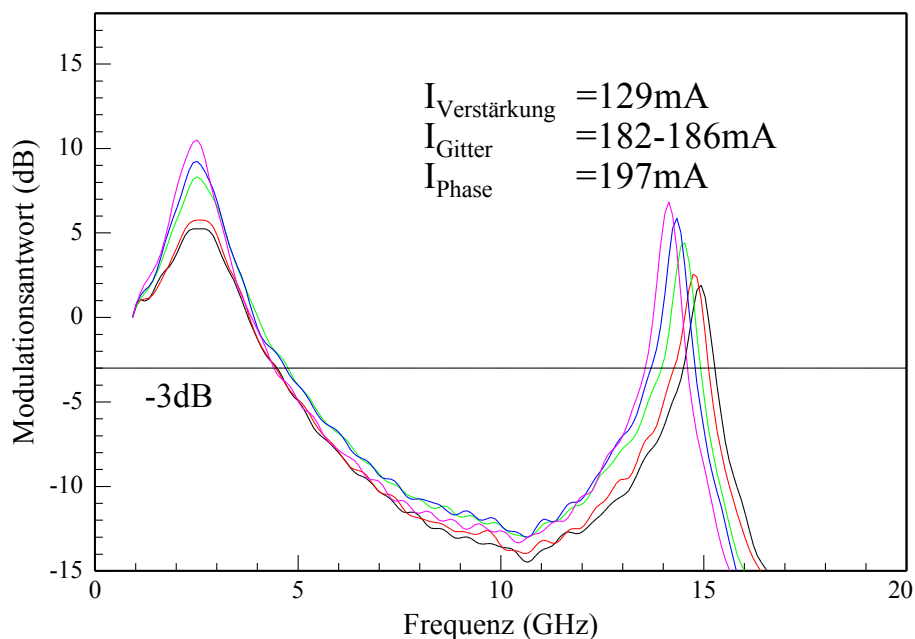


Abbildung 6.13: Kleinsignalkurven für unterschiedliche Werte von I_{Gitter} . Wie zu sehen ist, kann die Lage der PPR bereits durch kleine Änderungen des Gitterstroms gesteuert werden. I_{Phase} und $I_{\text{Verstärkung}}$ bleiben konstant.

Da die PPR in diesem Fall auch sehr schmal ist, fällt die Kleinsignalkurve zwischen den beiden Resonanzen unter die 3 dB-Linie, um dann ab etwa 11 GHz wieder stark anzusteigen. Wie zu sehen

ist, verschiebt die zweite Resonanz mit zunehmendem Strom von ca. 14 GHz zu ca. 15 GHz und wird dabei schwächer. Verursacht wird dieser Effekt durch eine strominduzierte Änderung des Brechungsindizes im Gittersegment, die wiederum das Reflektionsspektrum des Gitters beeinflusst und damit den Frequenzabstand der miteinander wechselwirkenden Moden verändert. Dies resultiert in einer veränderten Lage der PPR. Die Veränderung in der Höhe der Resonanz ist ebenfalls eine Folge der Brechungsindexänderung, die hier nebenbei – analog zu einer Stromänderung im Phasensegment – auch zu einer veränderten Phasenlage führt.

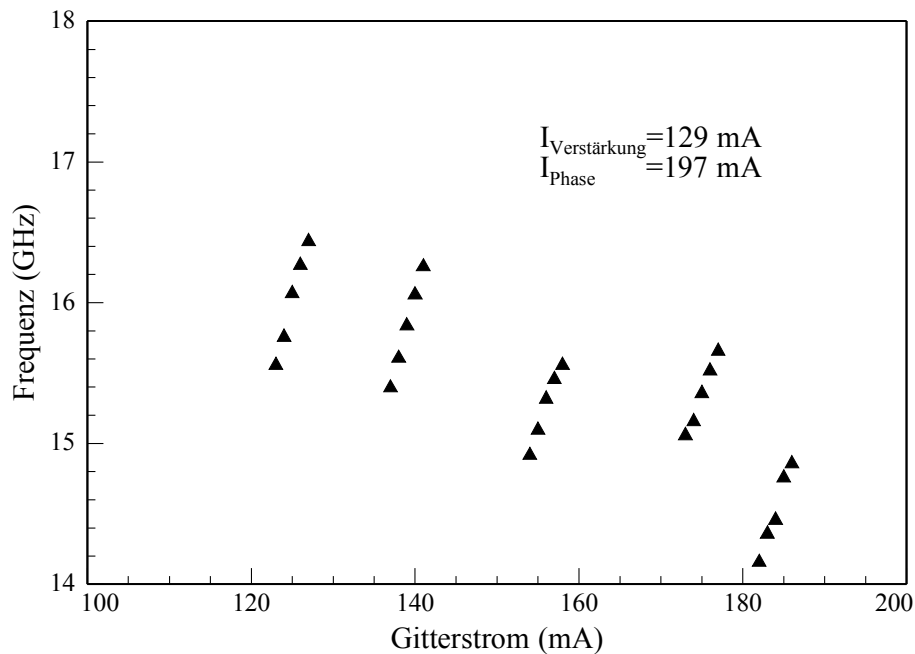


Abbildung 6.14: Position der PPR für unterschiedliche Gitterströme.

Verfolgt man die Lage der PPR über eine größere Variation des Gitterstroms, so beobachtet man eine ständige Zu- und Abnahme ihrer Frequenzposition. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.14 dargestellt. Die Position der PPR steigt zunächst von ca. 15,5 GHz auf 16,5 GHz für Gitterströme bis zu 127 mA. Bei 137 mA kann dieses Verhalten noch einmal beobachtet werden. Mit zunehmendem Gitterstrom verschiebt die PPR zu höheren Frequenzen. Dieser Effekt wiederholt sich auch bei höheren Strömen in Abständen von etwa 15 mA. Erklärt wird dieses Verhalten durch die sich kontinuierlich relativ zueinander verschiebenden Umlaufphasen der zwei mischenden Moden, was wiederum durch das sich verschiebende Reflexionsspektrum und die damit einhergehende Verschiebung der Phasenverzerrung verursacht wird. Wächst der Modenabstand, so wächst auch die Frequenz der zweiten Resonanz, da deren Frequenzlage ja über den Abstand der beiden mischenden Moden bestimmt wird. Sobald die Umlaufphase ausreichend weit verschoben wurde, entsteht in der Kavität ein Modensprung, der Abstand und Phasenlage wieder verkleinert.

Wird der Strom noch weiter erhöht, so beginnt dieser Prozess wieder von vorne.

Über die Steuerung des Gitterstroms und des Phasenstroms ist es also möglich, sowohl die Lage der PPR als auch deren Breite zu steuern. Somit kann die Kleinsignalgrenzfrequenz gezielt eingestellt werden und eine maximale Bandweite von 20 GHz erreicht werden. Diese Bandweite ist etwa zweieinhalbmal größer als die eines FP-Lasers auf dem selben Material und stellt einen absoluten Rekordwert für Quantenpunkte dar.

6.4.2 Großsignalverhalten

Nach den Kleinsignaleigenschaften werden in diesem Abschnitt nun die Großsignaleigenschaften eines Quantenpunkt-CCIG-Lasers demonstriert. Im Gegensatz zum bei der Kleinsignalmessung verwendeten Submount aus Messing wurde der Laser für die Großsignalmessung auf einen speziellen Hochfrequenz-Submount aus AlN aufgebaut (s. Kap. 3.3). Kritisch ist bei der Großsignalmessung vor allem die Empfindlichkeit des CCIG-Lasers auch schon auf geringe Stromänderungen an nur einem der drei Segmente, da dies die Phasenlage und somit die Modulationsantwort deutlich verändern kann.

	$I_{\text{Verstärkung}}$ [mA]	I_{Gitter} [mA]	I_{Phase} [mA]
25°C	135±62	99	59
45°C	159±53	75	34
65°C	148±58	67	81
85°C	173±67	103	72

Tabelle 6.1: Betriebspunkte des CCIG-Lasers bei den verschiedenen Messtemperaturen.

Da für eine Großsignalmessung deutlich größere Modulationsamplituden genutzt werden als bei den gezeigten Kleinsignalmessungen, mussten besonders stabile Betriebspunkte gefunden werden. Tabelle 6.1 zeigt die jeweiligen Betriebspunkte und Modulationstiefen für die unterschiedlichen Temperaturen. Da Temperaturänderungen den Brechungsindex und somit die Phasenlage im Resonator zusätzlich beeinflussen, war es bisher nicht möglich, für alle Temperaturen einen gemeinsamen konstanten, temperaturunabhängigen Betriebspunkt zu finden.

Die im Folgenden gezeigten Messungen wurden bei der Firma *Alcatel-Thales* in Marcoussis, Frankreich am in Kapitel 3 vorgestellten Großsignalmessplatz durchgeführt. Es handelt sich hierbei um die ersten Großsignalmessungen an CCIG-Lasern in der Literatur. Wie schon bei den

Kleinsignalmessungen wurde auch hier nur das Verstärkungssegment moduliert.

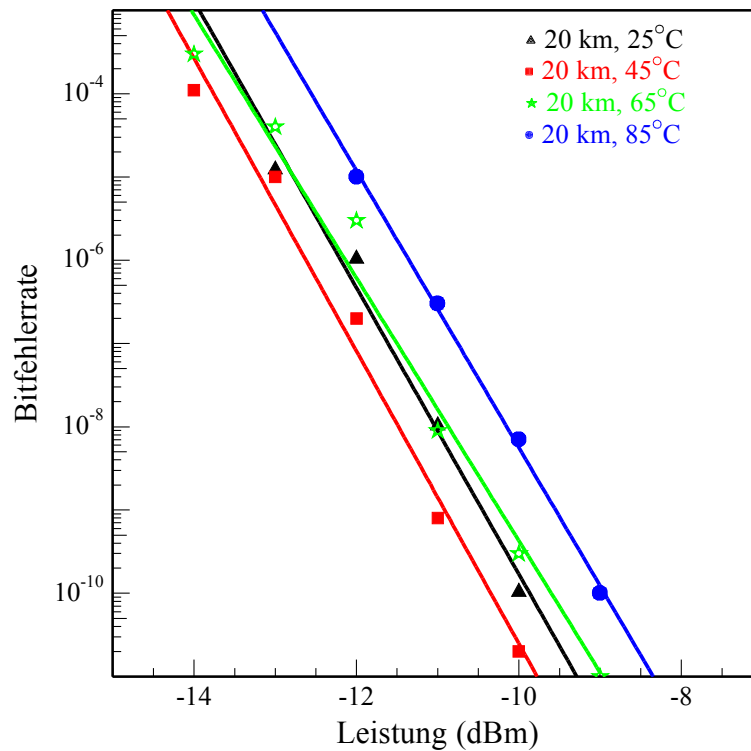


Abbildung 6.15: Bitfehlerrate eines Quantenpunkt-CCIG-Lasers nach Transmission über 20 km Glasfaser für verschiedene Temperaturen von 25°C bis 85°C.

Abbildung 6.15 zeigt die gemessene Bitfehlerrate des Signals für eine Transmissionsentfernung über 20 km Glasfaser bei Temperaturen von 25°C bis 85°C. Die Wortlänge betrug $2^{31}-1$ Bit, wobei die Messung nach 2^{13} Bit abgebrochen wurde. Dies garantiert eine ausreichend hohe Messgenauigkeit im Bereich bis 10^{-11} .

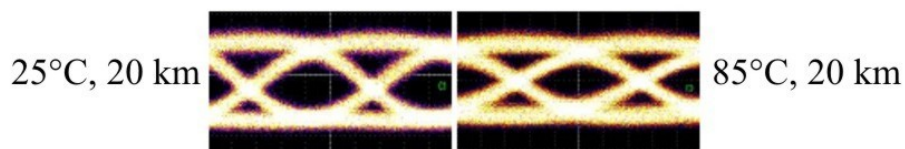


Abbildung 6.16: Augendiagramme des CCIG-Lasers nach 20 km Transmission bei 25°C und bei 85°C.

Die Lichtleistung am Empfänger wurde mittels eines Abschwächers reguliert, auf einen optischen Isolator wurde verzichtet. Der Laser wurde bei einer Geschwindigkeit von 10 Gbit/s im NRZ-Verfahren moduliert. Wie zu sehen ist, verbessert sich die Bitfehlerrate von 25°C zu 45°C sogar leicht, bevor sie bei 65°C in etwa wieder die Werte von 25°C erreicht. Erst bei 85°C ist eine

Verschlechterung der Qualität der übertragenen Signale zu erkennen. Verursacht wird dies durch eine Abnahme der Öffnung der zugehörigen Augendiagramme (s. Abb. 6.16). Während die Augenöffnung bei 25°C noch 3,7 dB beträgt, sinkt sie bei 85°C durch die temperaturbedingte Leistungsabnahme des Lasers auf nur noch 2,5 dB. Somit sind die „1“- und „0“-Zustände in der Modulation schwieriger zu unterscheiden und es kommt zu einer Zunahme der Übertragungsfehler. Wie in Abbildung 6.15 zu sehen, sinkt die Bitfehlerrate konstant mit zunehmender Leistung und es bildet sich kein Plateau aus, die Daten sind also floor free.

Obwohl die in dieser Arbeit gezeigten dynamischen Daten der Quantenpunkt-CCIG-Laser hervorragende Ergebnisse darstellen und sicherlich sogar noch Potential zu Verbesserungen besitzen, erreichen sie noch nicht die Qualität der Großsignaleigenschaften der DFB-Laser dieser Arbeit. Die Bauteile leiden unter ihrem sensiblen Phasenverhalten, das es schwierig macht, einen stabilen Betriebspunkt zu finden. Trotzdem ist das Verhalten der CCIG-Laser unter Großsignalmodulation immer noch sehr gut vergleichbar mit dem der besten Quantenfilmlaser in der Literatur bei einer Wellenlänge von 1,3 μm [Shi02, Nak05, Nak03, Pao05].

7. Abstimmbare, monomodige Mehrsegmentlaser

Für abstimmbare Laser existiert ein weites Feld unterschiedlicher Einsatzgebiete. So können sie z. B. in der Telekommunikation in WDM-Systemen (von engl. *wavelength division multiplexing*) oder auch als vielseitige Sensoren in der Gasanalyse eingesetzt werden. Der besondere Vorteil von Quantenpunkten ist dabei ihre gaußförmige Größenverteilung, die eine im Vergleich zu Quantenfilmen breitere Verstärkungskurve bewirkt, was wiederum in einem vergrößerten Abstimmbereich resultiert. Aus diesem Grund sind abstimmbare Quantenpunktlaser den aktuell genutzten Quantenfilmlasern in diesen Bereichen überlegen. Darüber hinaus verfügen die abstimmbaren Laser dieser Arbeit über die für Quantenpunktlaser typische, sehr gute Temperaturstabilität und einen niedrigen α -Faktor.

In der WDM-Technik werden Laser mit jeweils fest definiertem Wellenlängenabstand genutzt, um zeitgleich verschiedene Signale auf unterschiedlichen Wellenlängen durch nur eine Glasfaser zu übertragen. Wenn einer dieser Laser ausfällt steht die entsprechende Wellenlänge nicht mehr zur Informationsübertragung zur Verfügung. Als Ersatzlaser kann in diesem Fall ein durchstimmbarer Laser zum Einsatz kommen, dessen Emissionswellenlänge genau auf die des ausgefallenen Lasers abgestimmt wird. Dadurch muss nicht für jede spezielle Wellenlänge ein Ersatzlaser beschafft werden, da eine kleine Anzahl abstimmbarer Laser bereits ausreichend ist, um alle möglichen Wellenlängenausfälle zu ersetzen. Die in dieser Arbeit hergestellten abstimmbaren Laser haben ein Kanalaraster von 20 nm, was genau dem CWDM-Standard (von engl. *coarse wavelength division multiplexing*) entspricht. Dieser Standard wird speziell für städtische Kurz- und Mittelstreckennetzwerke bis zu einer Entfernung von 50 km genutzt. Die Übertragung erfolgt theoretisch in 18 unabhängigen Kanälen bei Wellenlängen von 1270 nm bis 1610 nm bei einer Übertragungsrate von 2,5 GBit/s pro Kanal. Typische abstimmbare Laser können dabei aufgrund ihres begrenzten Abstimmbereichs nicht mehr als drei Kanäle abdecken. Die in diesem Kapitel vorgestellten abstimmbaren Quantenpunktlaser sind hingegen durch die gezielte Optimierung ihrer Quantenpunktschichten hinsichtlich des Verstärkungsbereichs in der Lage, erstmals fünf Kanäle mit nur einem Bauteil anzusprechen. Darüber hinaus sind sie für den kostengünstigen Betrieb unter direkter Modulation ausgelegt.

In der Gasanalyse stellen abstimmbare Laser eine komfortable Möglichkeit zum Nachweis bestimmter Stoffe dar. Wenn die Wellenlänge des Lasers über eine Absorptionslinie des nachzuweisenden Stoffs geführt wird, wird ein Teil des Laserlichts absorbiert, was mithilfe eines geeigneten Photodetektors einfach nachgewiesen und gemessen werden kann. Da die Linienbreite

monomodiger Halbleiterlaser im allgemeinen deutlich schmäler als die von Molekülabsorptionslinien ist, stellt dieses Verfahren eine sehr präzise Nachweismethode dar [Zel06, Wer98]. Durch den weiten Wellenlängenbereich, den abstimmbare Halbleiterlaser abdecken, ergibt sich für die Gasanalyse ein Vorteil gegenüber gewöhnlichen DFB-Lasern. Sie erlauben es, mit nur einem einzelnen Bauteil große Spektralbereiche zu untersuchen, statt auf einzelne Wellenlängen festgelegt zu sein.

7.1 Das Vernier-Prinzip

Die für diese Arbeit hergestellten, nach dem Vernier-Prinzip arbeitenden Halbleiterlaser emittieren monomodig, da sie ähnlich den bereits vorgestellten DFB- und CCIG-Lasern über ein Rückkopplungsgitter verfügen. Im Gegensatz zu diesen sind sie allerdings in der Lage, ihre Emissionswellenlänge über einen bestimmten Wellenlängenbereich diskret abzustimmen, je nach Breite der Materialverstärkung und des applizierten Gitters. Der Verstärkungsbereich eines Halbleiterlasers abstimmbaren Lasers kann dabei einige 10 nm bis über 100 nm [Hak73, Mit89] umfassen.

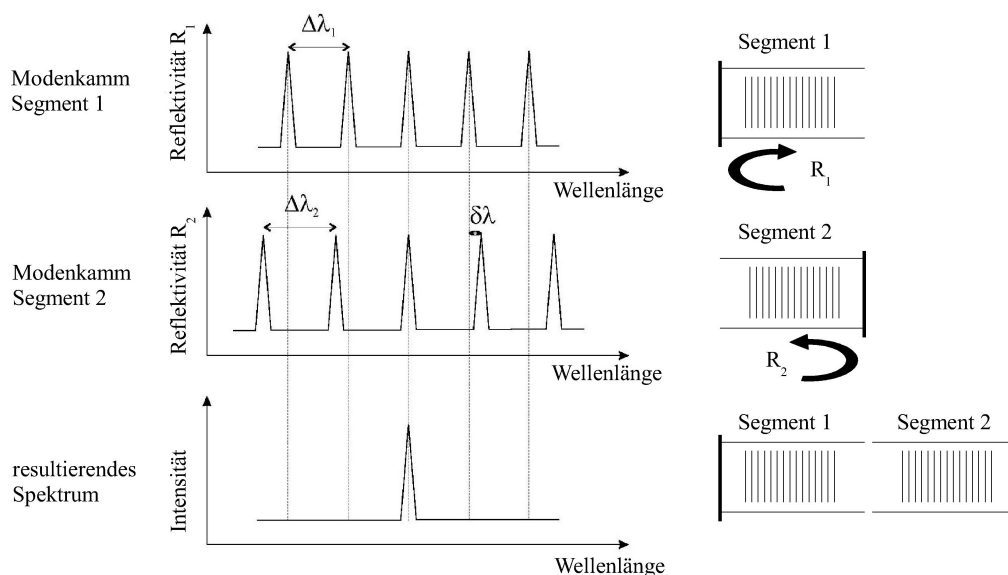


Abbildung. 7.1: Funktionsweise des Vernier-Prinzips. Durch Überlagerung zweier Modenkämme mit unterschiedlichem Linienabstand wird ein monomodiges Spektrum erzielt.

Üblicherweise besteht ein auf dem Vernier-Prinzip beruhender Laser aus zwei elektrisch von

einander isolierten Segmenten, von denen jedes über einen sog. Modenkamm, wie in Abbildung 7.1 dargestellt, verfügt. Die Abstände der Moden werden dabei so gewählt, dass beim Übereinanderlegen der Kämmе nicht mehr als zwei Moden miteinander überlappen können. Realisiert wird dies, indem die Moden eines jeden Kamms einen festen, immer gleichen Abstand zueinander haben. Zu beachten ist allerdings, dass beide Kämmе untereinander jeweils einen leicht unterschiedlichen Abstand der Moden aufweisen müssen, da sonst mehr als nur zwei Moden überlappen können. Mit $\Delta\lambda_1$ und $\Delta\lambda_2$ als Schrittweiten der Modenkämme lässt sich also schreiben:

$$\delta\lambda = \Delta\lambda_2 - \Delta\lambda_1 \ll \Delta\lambda_1, \Delta\lambda_2 \quad (7.1)$$

wobei $\delta\lambda$ der Versatz der Modenkämme zueinander ist. Sobald zwei durch die Modenkämme vorgegebene Linien spektral überlappen, kann der Laser bei dieser Wellenlänge monomodig anschwingen. Die Emissionswellenlänge kann verändert werden, indem man die Kämmе relativ zueinander verschiebt und somit zwei andere Moden zum Überlapp bringt. Die Wellenlänge springt also um den Wert $\Delta\lambda_1$ bzw. $\Delta\lambda_2$, womit der Laser diskret durchgestimmt werden kann. Der Abstimmbereich ist dabei auf der einen Seite durch die Zahl und die Abstände der Moden in den Kämmen begrenzt, auf der anderen Seite natürlich durch den Verstärkungsbereich des zugrunde liegenden Halbleitermaterials.

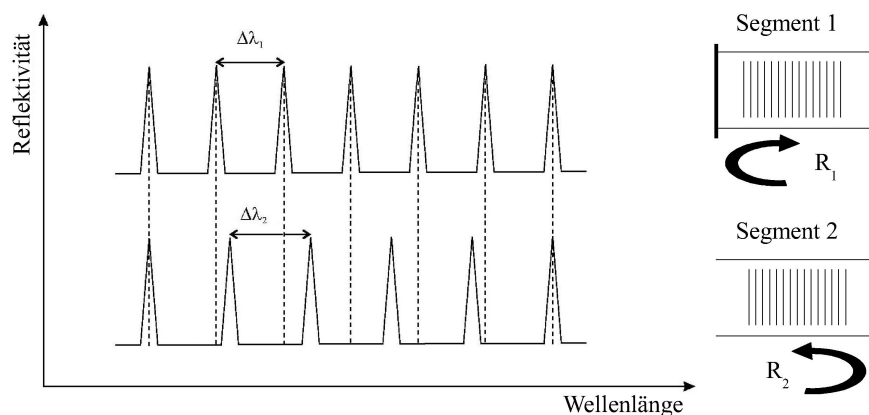


Abbildung. 7.2: Zu sehen sind zwei Modenkämme mit sechs bzw. sieben Peaks. Besitzen die Modenkämme zu viele Peaks, so kommt es – wie abgebildet – zum Überlapp zweier Linien und der Laser emittiert auf zwei Wellenlängen gleichzeitig.

Eine zusätzliche Beschränkung des Abstimmbereichs ergibt sich aus dem Abstand und der Anzahl der Emissionslinien der Modenkämme unabhängig vom Verstärkungsbereich: Abhängig vom

Abstand der Moden ist es ab einer bestimmten Zahl von Emissionslinien nicht mehr möglich, monomodige Emission zu erhalten. Der Überlapp von mehr als zwei Moden kann in diesem Fall nicht mehr verhindert werden, wodurch der Laser auf mehreren Wellenlängen gleichzeitig emittiert (s. Abb. 7.2). Für die maximale Anzahl von Moden N in den einzelnen Segmenten ergibt sich:

$$(N-1)\Delta\lambda_1 \geq (N-2)\Delta\lambda_2 + \delta\lambda_{min} \quad (7.2)$$

bzw.

$$N \leq \frac{\Delta\lambda_2}{\delta\lambda} - \frac{\delta\lambda_{min}}{\delta\lambda} + 1 \quad (7.3)$$

$\delta\lambda_{min}$ ist der minimale Abstand zweier Moden, bei dem sie gerade noch nicht überlappen. Außerdem können nur Linien anschwingen, die nach Gleichung 2.7 die Phasenbedingung des Resonators erfüllen. Diese Bedingung beschränkt nicht zwangsläufig den maximalen Abstimbereich sondern kann auch Moden innerhalb des Bereichs verbieten.

Über dieses diskrete Abstimmverhalten in Schritten von mehreren Nanometern hinaus lässt sich die Wellenlänge auch in kleineren Bereichen kontinuierlich verschieben. Hierzu werden beide Modenkämme gleichermaßen mittels Temperatur- oder Stromänderungen in die gleiche Richtung verschoben. In diesem Fall liegt eine Änderung des effektiven Brechungsindex der gesamten Kavität zugrunde, der sowohl von der Temperatur als auch von der Ladungsträgerdichte beeinflusst wird [Ben90, Woo92]. Für die Abhängigkeit der Emissionswellenlänge vom effektiven Brechungsindex gilt bei einem Gitter erster Ordnung:

$$\frac{\lambda}{n_{eff}} = 2\Lambda \quad (7.4)$$

wobei Λ für die Gitterperiode steht. Die Kombination von Vernier-Prinzip und in allen Segmenten gleichmäßigen Strom- bzw. Temperaturänderungen erlaubt damit sowohl eine diskrete Modenselektion in einem groben Raster als auch eine Feinabstimmung der Position der gewählten Mode (s. Abb. 7.3)

Während eine Erhöhung der Ladungsträgerdichte zur einer Blauverschiebung der Emissionswellenlänge führt, bewirkt eine Reduzierung der Ladungsträgerdichte eine Rotverschiebung. Gleichzeitig bewirkt eine Stromerhöhung allerdings auch eine Zunahme der

Verlustwärme im Laser, wodurch wiederum eine Rotverschiebung entsteht. Diese temperaturbedingte Rotverschiebung ist deutlich größer als die ladungsträgerbedingte Blauverschiebung, weshalb bei einer Stromerhöhung letztendlich eine Verschiebung zu größeren Wellenlängen resultiert. Durch getrenntes Ansteuern der Lasersegmente lassen sich die beiden Modenkämme so gezielt zum Überlapp bringen. Wird der Strom hingegen in den zwei Segmenten im gleichen Maße erhöht, so resultiert eine gemeinsame, gleichmäßige Verschiebung der Modenkämme, wodurch die Emissionswellenlänge kontinuierlich verschiebt. Beim diskreten Durchstimmen ist der spektrale Abstand zweier anschwingbarer Moden davon abhängig, welcher Modenkamm verschoben wird.

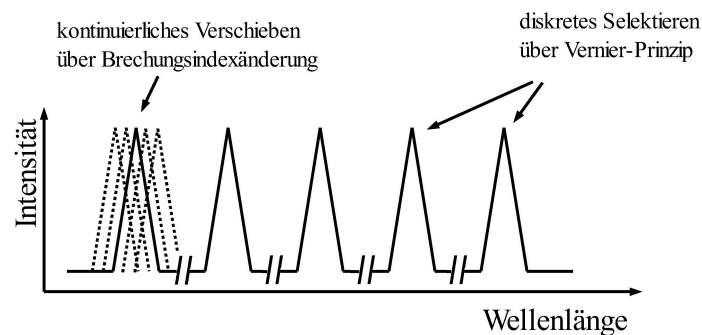


Abbildung. 7.3: Zu sehen sind die unterschiedlichen Wellenlängen, die mittels eines Vernier-Gitters und über Temperaturänderungen erzeugt werden können. Die Emissionsmode kann dabei zum einen diskret über das Vernier-Prinzip gewählt werden und zum anderen kontinuierlich durch (z.B. temperaturinduzierte) Brechungsindexänderungen des Halbleiters verschoben werden. Der Übersichtlichkeit wegen ist das Prinzip der kontinuierlichen Verschiebung nur für die äußerst linke Mode eingezeichnet.

Wird der Brechungsindex von Segment 1 variiert, so beträgt der Abstand $\Delta\lambda_2$. Eine Brechungsindexänderung von Segment 2 bewirkt hingegen eine Wellenlängenänderung um $\Delta\lambda_1$. Im Gegensatz zum gezielten Ansteuern eines einzelnen Segments mit Strom ist es bei der externen Temperatursteuerung nicht möglich, nur ein einzelnes Segment anzusprechen. Zwar kann mittels eines hohen Stroms und der dadurch entstehenden Verlustwärme in einem einzelnen Segment eine höhere Temperatur als in den benachbarten Segmenten bewirkt werden, nicht jedoch über die externe Temperatursteuerung. Aus diesem Grund kann über die externe Temperatursteuerung nur eine kontinuierliche Feinabstimmung in der Nähe der durch die Modenkämme vorgegebenen Emissionslinien vorgenommen werden. Eine relative Verschiebung der Modenkämme zueinander und somit eine diskrete Abstimmung ist auf diese Art nicht möglich. Der kontinuierliche

Abstimmungsbereich mit dieser Methode ist außerdem auf wenige Nanometer begrenzt, da die temperaturinduzierte Änderung des effektiven Brechungsindizes üblicherweise nur im Bereich $2 \cdot 10^{-4}/\text{K}$ bis $4 \cdot 10^{-4}/\text{K}$ liegt (vgl. [Kam01, Gol01, Ble01]) und der Einfluss der Ladungsträgerdichte sogar noch deutlich geringer ist [Mül03].

7.2 Herstellung

Die im folgenden gezeigten Laser wurden – wie alle bisher vorgestellten Bauteile – auf Wafern prozessiert, die mittels Molekularstrahlepitaxie gewachsen wurden. Im Gegensatz zu den DFB- und CCIG-Lasern dieser Arbeit wurden die abstimmbaren Laser allerdings nicht auf dem bereits vorgestellten Material A, sondern auf einem weiteren, ebenfalls in enger Zusammenarbeit mit der *innolume GmbH* eigens hierfür optimierten Wafer prozessiert, der den Anforderungen an die besonderen Eigenschaften abstimmbarer Laser besser gerecht wird (Material D, siehe Anhang). Die Besonderheiten dieses Wafers werden im Folgenden detailliert vorgestellt. Die Prozessierung folgt im wesentlichen den bei der Herstellung der DFB- und CCIG-Laser geschilderten Prozessschritten, unterscheidet sich allerdings bei der Gestaltung des Rückkopplungsgitters, das im vorliegenden Fall als Vernier-Gitter ausgeführt wird.

7.2.1 Wachstum und Grundeigenschaften der Laser

Das Wafermaterial der abstimmbaren Proben ist das Ergebnis einer umfangreichen Entwicklungsarbeit, an deren Abschluss die vorliegende Struktur stand. Das besondere Augenmerk während der Optimierung bestand hier nicht nur in einer möglichst hohen Materialverstärkung, sondern ebenso in einer möglichst breiten Materialverstärkung, damit der Laser einen großen Wellenlängenbereich abdecken kann. Zunächst einmal wurde der Al-Gehalt der Mantelschichten von 60 % auf 80 % erhöht. Dies erlaubt durch die höhere Brechungsindexdifferenz eine verbesserte Wellenführung in der aktiven Zone, was in einem um ca. 5 % höheren Füllfaktor Γ resultiert. Außerdem setzt sich die aktive Schicht dieser Probe aus zwei unterschiedlichen Lagen von Quantenpunktschichten zusammen. Während der Photolumineszenzpeak der ersten Lage bei etwa 1290 nm liegt, emittiert die zweite Lage bei 1320 nm. Um die bei längeren Wellenlängen vergleichsweise geringere Verstärkung auszugleichen, besteht die zweite Quantenpunktlage aus

sieben Schichten von Quantenpunkten, während die erste Lage nur aus drei Schichten besteht. Das zugehörige Photolumineszenzspektrum ist in Abbildung 7.4 zu sehen. Die Quantenpunktschichten bei 1290 nm sind im Spektrum nur schwach zu erkennen, da sich die erzeugten Ladungsträger bevorzugt in den energetisch tieferliegenden Quantenpunkten bei 1320 nm sammeln.

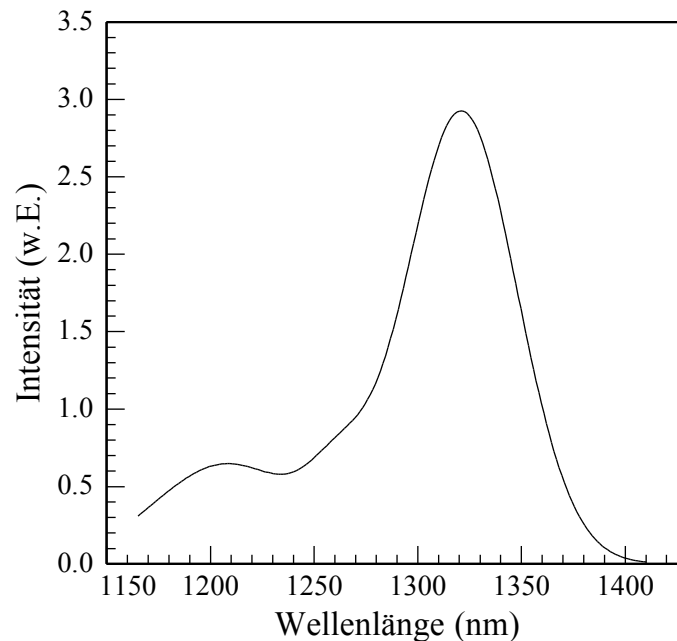


Abbildung 7.4: Photolumineszenzspektrum des für die abstimmbaren Laser optimierten Materials.

Um auf Quantenpunktmaterial überhaupt Wellenlängen im Bereich von 1320 nm erreichen zu können, waren zunächst umfangreiche Untersuchungen zur Entstehung und zum Wachstum der Quantenpunkte erforderlich. Für gewöhnlich werden Quantenpunktlaser im 1,3 μm -Wellenlängenbereich im Stransky-Krastanov-Modus gewachsen. Hierbei bilden sich auf der Waferoberfläche Inseln aus dem abgelagerten InAs (welche die eigentlichen Quantenpunkte darstellen), die Höhen zwischen 1,7 und 3 Monolagen erreichen. Diese Wachstumsinseln werden daraufhin mit einer bis zu 6 nm dicken $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht überwachsen. Die Verspannung zwischen der Quantenpunktschicht und der $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht führt zu Verlagerungen von In-Atomen aus der $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schicht in die Quantenpunkte, wodurch die Verspannung teilweise abgebaut wird. Dieser Effekt bewirkt nicht nur ein zusätzliches Wachstum der Quantenpunkte, sondern auch eine Abnahme der Bandlückenenergie E_{BL} durch den höheren In-Anteil. Beides bewirkt eine Rotverschiebung des Spektrums. Trotzdem war es selbst mit dieser Methode in der Literatur bisher nicht möglich, Quantenpunktlaser bei Wellenlängen größer als 1320 nm herzustellen.

Durch sorgfältige Optimierung der Wachstumsparameter, insbesondere bzgl. der Größe und Dichte der Quantenpunkte, konnte die Emissionswellenlänge erstmals und sehr deutlich über

1320 nm verschoben werden (s. Abb. 7.5a). Eine große Herausforderung stellte vor allem das Vermeiden von ungewollten Versetzungen und sonstigen Kristallfehlern dar, die derartige Wellenlängen bei GaAs-basierten Quantenpunktlasern bisher unmöglich machten.

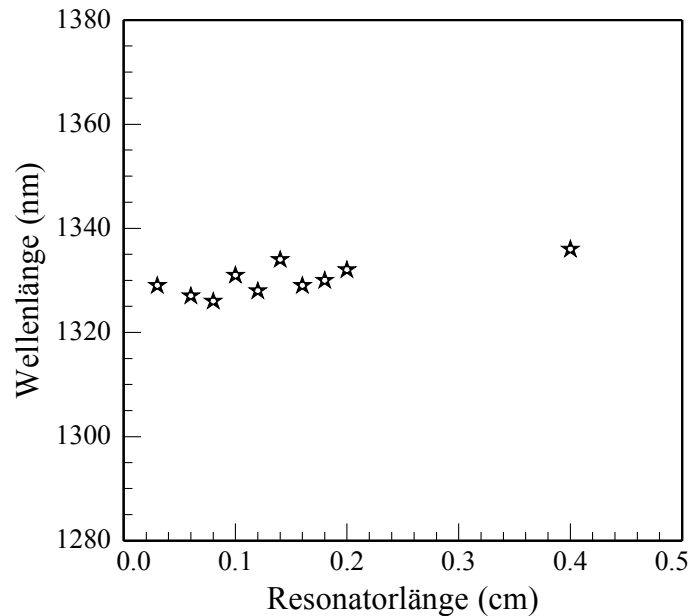


Abbildung 7.5a: Abgebildet ist die Emissionswellenlänge von Breitstreifenlasern auf dem abstimmbaren Quantenpunktmaterial D in Abhängigkeit von der Resonatorlänge. Die Wellenlänge liegt für alle Bauteile bei etwa 1330 nm.

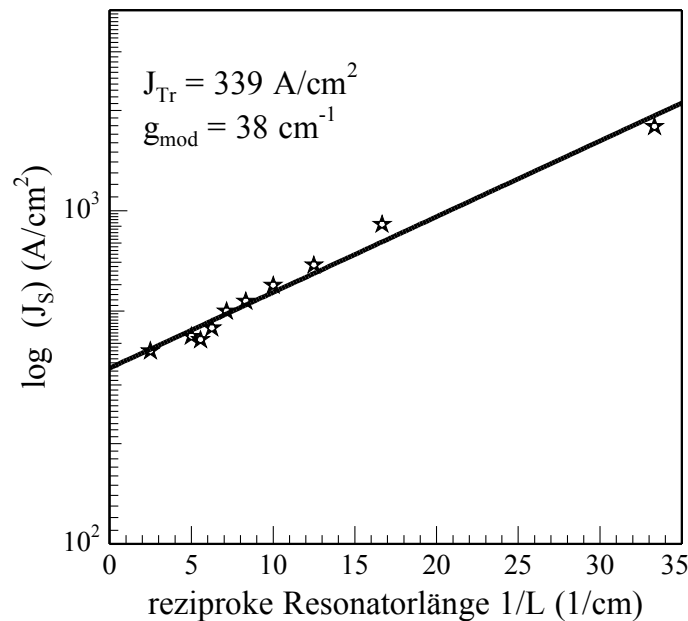


Abbildung 7.5b: Schwellenstromdichte J_S des Materials in Abhängigkeit von der reziproken Resonatorlänge. Aus diesen Messungen wurde die Transparenzstromdichte J_{Tr} des Materials zu $339 A/cm^2$ bestimmt, die modale Verstärkung g_{mod} beträgt $38 cm^{-1}$.

Darüber hinaus wurde die Konzentration der p-Modulationsdotierung angepasst. Um ungünstige Auswirkungen auf die innere Absorption und die Materialverstärkung zu vermeiden, wurde die Dotierung auf $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ reduziert. Allerdings führt die geringere p-Dotierung auch zu einer reduzierten Temperaturstabilität und einer geringeren Modulationsbandbreite. In diesem Fall wird aus Rücksicht auf eine Beeinträchtigung der Materialverstärkung das Potential des Wafers hinsichtlich seiner Temperatureigenschaften und seiner Modulierbarkeit nicht völlig ausgeschöpft. Weitere prozessierungsunabhängige Eigenschaften des Wafers sind in den Abbildungen 7.5a, b und c dargestellt.

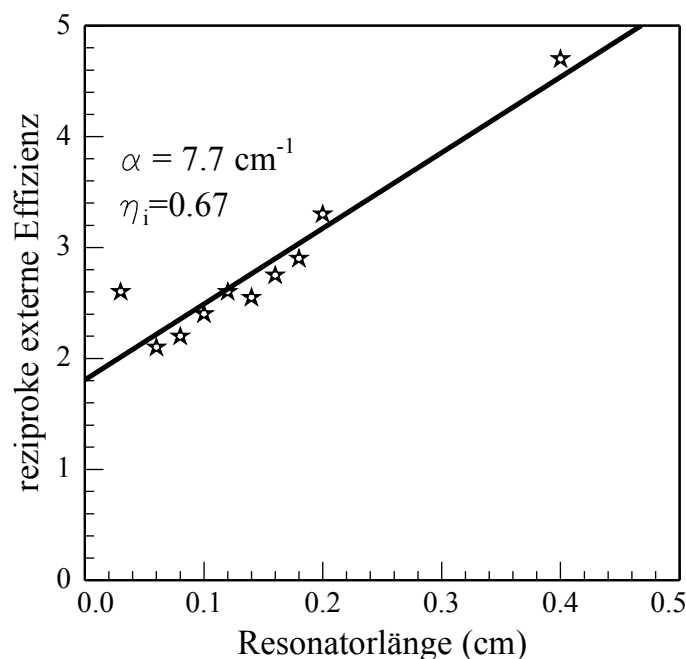


Abbildung 7.5c: Aus längenabhängigen Messungen der externen Effizienz wurde die innere Absorption α_i des Materials zu $7,7 \text{ cm}^{-1}$ bestimmt, die interne Effizienz η_i zu 0,67.

Wie zu sehen ist, liegt die Emissionswellenlänge der Bauteile für alle Resonatorlängen bei etwa 1330 nm. Sie ist damit ca. 30 nm langwelliger als die Wellenlänge des in Kap. 4.2.1 vorgestellten Materials und stellt somit eine Rekordwellenlänge im Bereich der 1,3 μm - Quantenpunktlaser dar. Für die Transparenzstromdichte wurde ein Wert von 399 A/cm² ermittelt. Dieser Wert ist in etwa doppelt so groß wie die Transparenzstromdichte des Materials der FP- und DFB-Laser. Verursacht wird die vergleichsweise hohe Stromdichte durch die unterschiedlichen Verstärkungskurven der Wafer. Die modale Verstärkung wurde zu 38 cm⁻¹ bestimmt. Bei dem hier präsentierten Material wurde der Schwerpunkt nicht allein auf eine möglichst große Maximalverstärkung gelegt, sondern ebenso auf eine möglichst breite Verstärkungskurve. Es musste also ein Kompromiss gefunden

werden, die beide Eigenschaften im benötigten Maße in sich vereint. Die inneren Verluste betragen $7,7 \text{ cm}^{-1}$, die interne Effizienz beträgt 0,67.

7.2.2 Binary Superimposed Gratings

Es existieren mehrere Ansätze, um die für das Vernier-Prinzip notwendigen Modenkämme zu erzeugen. *Binary superimposed gratings* (BSG) [Avr98] stellen dabei durch ihre einfache Herstellung und hohe Genauigkeit die beste Möglichkeit zur Realisierung von Vernier-Gittern dar. Wegen der Vorteile gegenüber anderen Arten von abstimmbaren Gittern, wie *sampled gratings* oder *superstruktur gratings*, wurde dieses Verfahren für die vorliegenden Laser gewählt. Ursprünglich wurden die BSG-Gitter für DBR-Laser entwickelt, können aber auch auf DFB-Laser übertragen werden [Mül02].

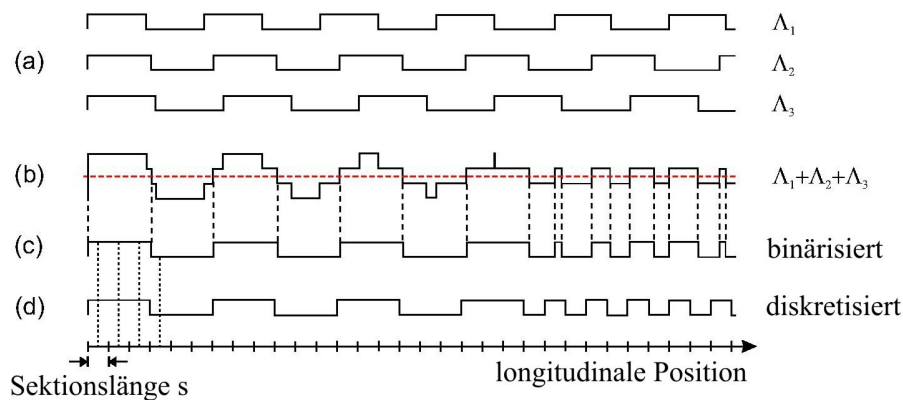


Abbildung 7.6: Entwurf des Brechungsindexprofils beim BSG-Gitter. Durch die Überlagerung von drei gewöhnlichen DFB-Gittern (a) entsteht ein vierstufiges Brechungsindexprofil (b). Durch die Festlegung eines Grenzwertes kann das Brechungsindexprofil binärisiert werden (c). Anschließend wird es in longitudinaler Richtung diskretisiert (d).

Bei der Herstellung der BSG-Gitter werden mehrere monomodige DFB-Gitter virtuell überlagert. Um einen Modenkamm mit N Moden zu erhalten, werden N DFB-Gitter mit entsprechenden Perioden benötigt (s. Abb. 7.6a). Das aus der Überlagerung resultierende Brechungsindexprofil in longitudinaler Richtung besteht dann aus $N+1$ Stufen (s. Abb. 7.6b). Da die Gitter jedoch mittels Elektronenstrahlolithographie und eines Abhebevorgangs definiert werden, kann nur ein zweistufiges Profil realisiert werden. Deshalb folgt der Überlagerung ein Binärisierungsschritt. Es wird ein Schwellenwert eingeführt, mit dessen Hilfe den einzelnen Gitterbereichen entweder ein hoher oder

ein niedriger Brechungsindex zugewiesen werden kann (s. Abb. 7.6c). Da auf diese Weise jedoch Gittersektionen mit sehr geringer Größe entstehen können, wird anschließend noch eine Diskretisierung des Gitterprofils vorgenommen (s. Abb. 7.6d). Dieser Schritt ist notwendig, da während der Lithographie keine beliebig kleinen Gittermerkmale realisiert werden können. Daher wird das gesamte Gitter längs seiner longitudinalen Achse in einzelne Sektionen unterteilt, die jede für sich betrachtet werden. Dabei wird jeder Sektion der Brechungsindexwert ihres Mittelpunkts zugewiesen. Es ergibt sich also ein Gitterprofil, das entlang der Longitudinalachse in Einheiten der gewählten Sektionslänge digitalisiert ist. Die Sektionslänge ist frei wählbar und kann passend zu den jeweiligen Prozessmöglichkeiten gewählt werden. Eine mathematische Formulierung für das Brechungsindexprofil gibt Gleichung 7.5 wieder [Mül01]:

$$n_i = \begin{cases} n(\lambda) + \Delta \frac{n}{2}, & \text{falls } f[s(i - \frac{1}{2})] > 0 \\ n(\lambda) - \Delta \frac{n}{2}, & \text{falls } f[s(i - \frac{1}{2})] < 0 \end{cases} \quad (7.5)$$

Die Brechungsindexdifferenz ist durch Δn beschrieben, s steht für die Länge der einzelnen Gittersektionen in longitudinaler Richtung. Der Sektionsindex wird durch i dargestellt, mit $i = 1, 2, 3, \dots$. Die Funktion $f(x)$ lautet:

$$f(x) = \sum_{j=1}^N a_j \sin\left(\frac{2\pi x}{\Lambda_j} + \Psi_j\right) \quad (7.6)$$

wobei a_j der Amplitudenfaktor, Ψ_j eine additive Phase und

$$\Lambda_j = \frac{\lambda_j}{2n(\lambda_j)} \quad (7.7)$$

ist. Der Anteil jeder Gitterperiode am Emissionsspektrum kann über den jeweiligen Amplitudenfaktor a_j angepasst werden. Zusätzlich kann über Ψ_j eine Phasenanpassung vorgenommen werden.

Zum Entwurf der BSG-Gitter und zur theoretischen Überprüfung vor deren Realisierung wurden die resultierenden Spektren gemäß des Vernier-Prinzips zunächst simuliert. Dazu wird von zwei sich gegenläufig ausbreitenden Lichtwellen im Resonator ausgegangen, die jeweils mit den Gitterstegen und den Facetten wechselwirken. Abbildung 7.7 zeigt einen einzelnen, über die

Transfermatrixmethode berechneten Modenkamm, dessen Gitterprofil für den tatsächlichen Laser übernommen wurde. Die für die Simulation verwendete Kopplungskonstante κ beträgt $37,7 \text{ cm}^{-1}$ und ergibt sich aus den Parametern des tatsächlichen Bauteils.

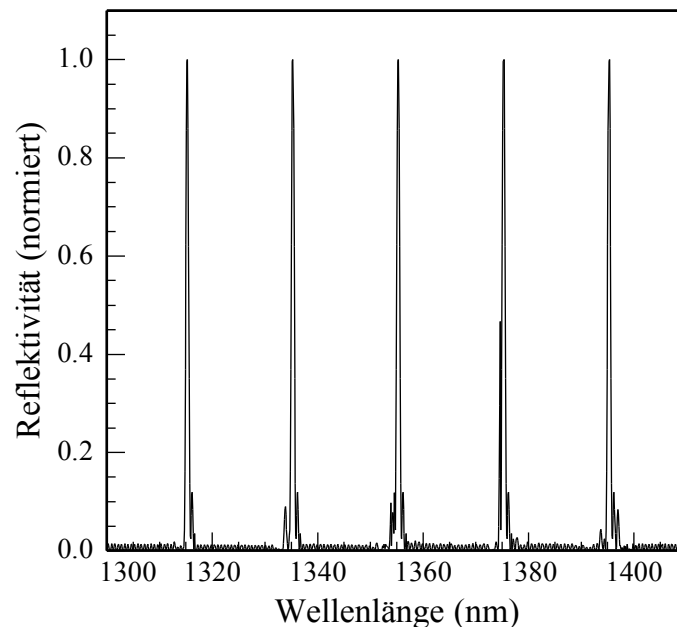


Abbildung 7.7: Aus den Gitterdaten simuliertes Spektrum eines einzelnen Modenkamms.

7.2.3 Prozessierung

Die Prozessierung der abstimmbaren Laser folgt im wesentlichen der bereits vorgestellten Prozessierung der DFB-Laser. Anstelle eines gewöhnlichen DFB-Gitters wurde jedoch ein BSG-Gitter erzeugt. Das Gitter wurde wie bei der Herstellung der DFB-Laser mittels Elektronenstrahlolithographie in den Elektronenstrahllack geschrieben, der anschließend analog zur DFB-Prozessierung entwickelt wurde. Auch das anschließende Bedampfen mit einer Cr-Schicht und der Abhebeschritt zur Entfernung des überschüssigen Cr waren identisch. Eine Besonderheit der vorliegenden Laser ist allerdings, dass sie wie die CCIG-Laser aus insgesamt drei Segmenten bestehen. Zwei der Segmente sind mit BSG-Gittern zur Erzeugung eines Modenkamms versehen. Das dritte Segment jedoch ist gitterlos. Daher bewirkt eine Stromänderung in diesem Segment auch keine relative Verschiebung der Modenkämme zueinander. Dieses dritte Segment erfüllt die Aufgabe, die Ausgangsleistung des Lasers unabhängig von der Wellenlänge zu kontrollieren.

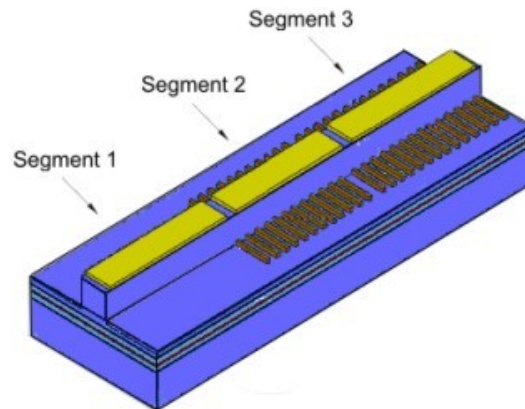


Abbildung 7.8: *Design der abstimmbaren Laser dieser Arbeit. Der Laser besteht aus drei elektrisch von einander isolierten Segmenten, von denen zwei über ein BSG-Gitter verfügen, welches als laterales Metallgitter ausgeführt wurde. Das letzte Segment dient nur der Verstärkung und besitzt kein Gitter.*

Um die einzelnen Lasersegmente getrennt ansteuern zu können, war es notwendig, den p-Kontakt eines jeden Segments gegen die Kontakte der anderen Segmente elektrisch zu isolieren. Dies geschah nach dem von der CCIG-Laserherstellung bekannten Verfahren durch Aufbringen einer speziell strukturierten Ätzmaske, die hier ebenfalls nur aus Photolack bestand. Die Maske lässt nur die Übergänge zwischen den einzelnen Segmenten unbedeckt. Mittels Trockenätzen wurden nun die Kontakte an den Übergangsstellen entfernt. Die GaAs-Kontaktschicht direkt unterhalb des p-Kontakts mit $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ sehr hoch dotiert, weshalb auch diese Schicht durchgeätzt wurde, um Leckströme in benachbarte Segmente zu vermeiden. Abbildung 7.8 zeigt das Design eines abstimmbaren Lasers, wie er für diese Arbeit hergestellt wurde.

7.3 Temperaturabhängigkeit der statischen Lasereigenschaften

Im Folgenden soll ein Überblick über die Temperaturabhängigkeit der statischen Lasereigenschaften gegeben werden. Wie bereits dargestellt wurde, stellen die Temperatureigenschaften eines Lasers ein wichtiges Kriterium für seine Tauglichkeit dar. Beim vorliegenden Laser liegt der Schwerpunkt nicht allein auf einer möglichst hohen Materialverstärkung und guter Temperaturstabilität, sondern genauso sehr auf einer möglichst breiten Verstärkungskurve. Dass es trotz der vielseitigen Anforderungen gelungen ist, ein ausgezeichnetes Temperaturverhalten zu erzielen, ist in Abbildung 7.9 zu sehen. Gezeigt sind hier die temperaturabhängigen Kennlinien eines einsegmentigen Rippenwellenleiterlasers auf dem

Material D ohne Gitter mit einer Kavitätslänge von 1200 μm . Die Stegbreite beträgt 2,5 μm und die Rückfacette ist mit einer Reflektivität von 90 % vergütet, während die Frontfacette unvergütet ist. Alle diese Messungen wurden im Dauerstrichbetrieb durchgeführt. Aufgrund der langen Kavität sind die Schwellenströme im Vergleich zu den in den Kapiteln 4.3 und 5.2 gezeigten Lasern relativ hoch, allerdings noch deutlich niedriger als die des 2400 μm langen CCIG-Lasers in Kapitel 6.3. Von 25°C (45 mA) bis 65°C (56 mA) zeigen sie zudem nur eine geringe Zunahme mit der Temperatur. Eine besondere Temperaturstabilität über 65°C hinaus ist für die abstimmbaren Laser ohnehin nicht notwendig, da sie nicht für den Einsatz ohne Kühlelement konzipiert sind. Im Gegenteil ist ein gezieltes Einstellen der Temperatur mittels eines thermoelektrischen Kühlers bzw. Heizers sogar notwendig, um die Emissionswellenlänge auf bestimmte Wellenlängen abzustimmen. Die sich aus diesen Daten ergebenden charakteristischen Temperaturen des Materials sind in Abbildung 7.10 zu sehen. Bis 45°C erhält man einen T_0 -Wert von 2545 K, da die Laserschwelle bis hier nahezu temperaturunabhängig ist. Im nächsthöheren Temperaturbereich bis 65°C ergibt sich nur noch eine charakteristische Temperatur von 129 K.

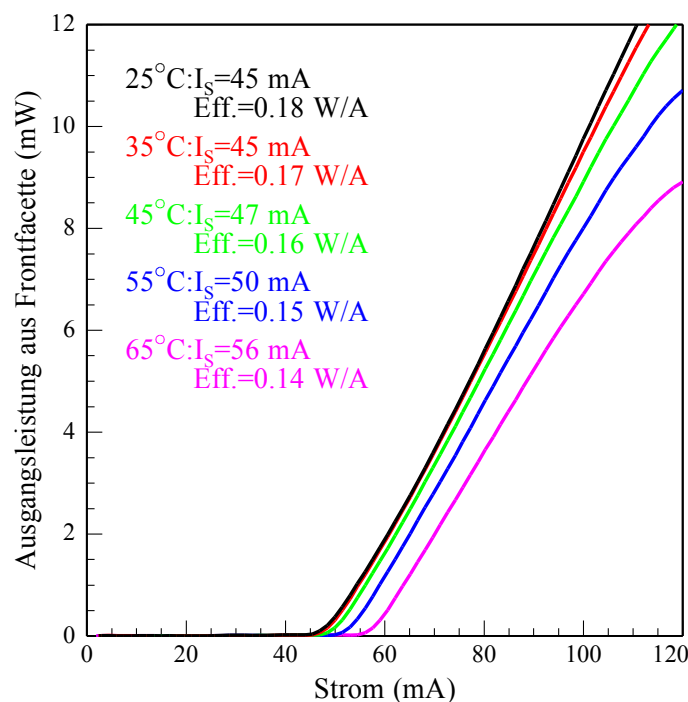


Abbildung 7.9: Temperaturabhängige Kennlinien eines einsegmentigen FP-Lasers, der auf dem Material D prozessiert wurde.

Durch die geringere p-Dotierung machen sich die Temperatureinflüsse hier deutlicher bemerkbar als bei Material A. Trotzdem erreicht der Laser mit $T_0=2545$ K im Temperaturbereich bis 45°C ein hervorragendes Ergebnis. Und selbst der T_0 -Wert von 129 K stellt noch ein gutes Ergebnis

dar, verglichen mit anderen Quantenpunktlasern der gleichen Wellenlänge [Mar05, Liu04].

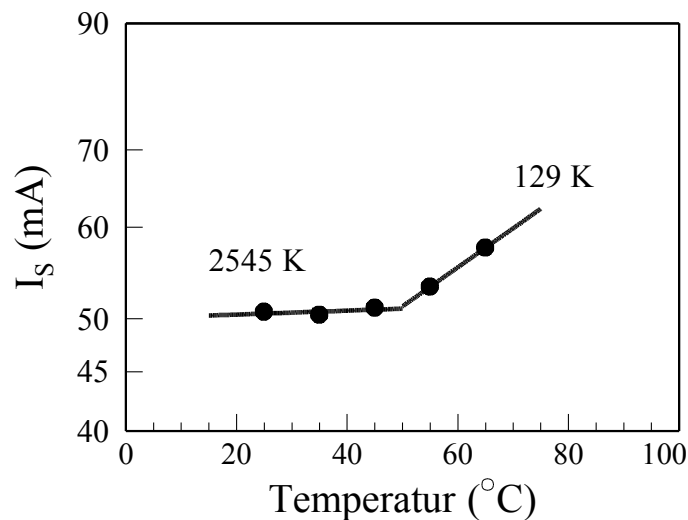


Abbildung 7.10: Charakteristische Temperaturen des Materials von 25°C bis 85°C. Die Daten stammen aus der temperaturabhängigen Kennlinienmessung eines FP-Lasers

Die Effizienz des Lasers (s. Abb. 7.9) ist im Hinblick auf die große Kavitätslänge ebenfalls als gut zu bezeichnen. Durch die geringeren Spiegelverluste α_{sp} (s. Gleichung 2.17) nimmt die Effizienz eines Lasers mit der Bauteillänge ab, weswegen kürzere Laser merklich bessere Effizienzen aufweisen. Analog zum Verhalten der Schwelle bleibt die Effizienz bis 45°C nahezu konstant. Bis 65°C ist ein Effizienzverlust von nur etwa 20 % zu beobachten.

Die temperaturabhängigen Kennlinien eines abstimmbaren Lasers auf dem Quantenpunktmaterial D sind in Abbildung 7.11 zu sehen. Dieser Laser besteht aus drei Segmenten, von denen zwei über ein BSG-Vernier-Gitter verfügen (s. Abb. 7.8). Mit einer Resonatorlänge von 1800 μm ist er 600 μm länger als der Stegwellenleiterlaser in Abbildung 7.9, allerdings sind seine Facetten nicht vergütet und besitzen somit eine Reflektivität von jeweils 30 %. Damit tritt durch die Rückfacette noch einmal genau soviel Leistung aus wie in Abbildung 7.11 für die Frontfacette dargestellt. Für die vorliegende Messung wurden die drei Lasersegmente parallel geschaltet und im Dauerstrichbetrieb gemessen. Da es sich um einen abstimmbaren Laser handelt bedeutet dies, dass die Lage der Modenkämme zueinander nicht einstellbar und somit zufällig ist. Es schwingt also eine zufällig Mode an, die nicht zwangsläufig im Wellenlängenbereich mit der höchsten Verstärkung liegen muss. Der abstimmbare Laser verhält sich in diesem Fall also wie ein gewöhnlicher DFB-Laser mit zufällig festgelegter Wellenlänge. Bei 25°C erreicht der Laser eine Ausgangsleistung von 5 mW pro Facette bei einem Strom von 150 mA. Dies entspricht einer Effizienz von 0,09W/A. Die Schwelle liegt bei 95 mA. Bei einer Temperaturerhöhung bis 45°C

bleibt die Schwelle nahezu unverändert, nur ein minimaler Anstieg von 95 mA auf 104 mA ist zu beobachten. Bis 65°C steigt der Schwellenstrom auf 122 mA, was immer noch ein sehr gutes Ergebnis ist und wiederum die guten Temperatureigenschaften des Materials beweist. Die Effizienz zeigt eine sogar noch größere Temperaturstabilität als die Laserschwelle. Für alle gemessenen Temperaturen ist sie mit ca. 0,09 W/A nahezu völlig konstant.

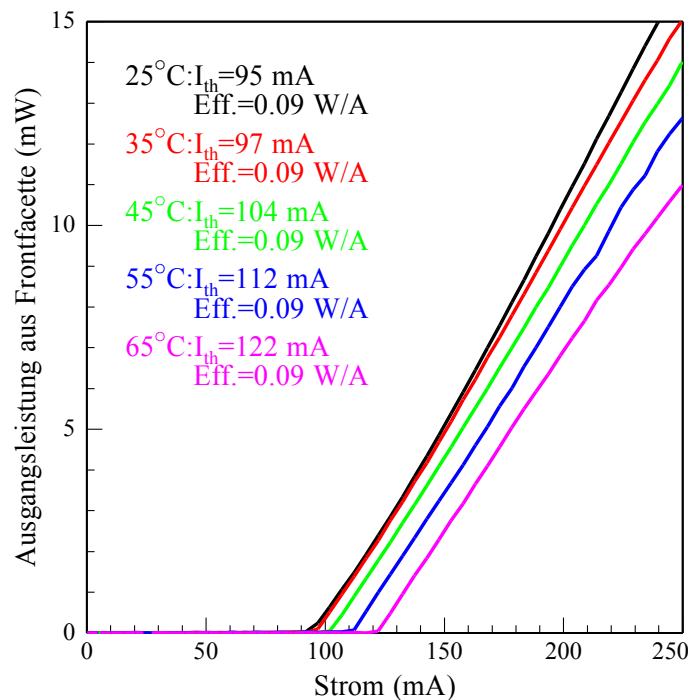


Abbildung 7.11: Temperaturabhängige Kennlinien des abstimmbaren Lasers.

7.4 Modellierung der optischen Verstärkungskurve

Die entscheidende Kriterien für den möglichen Abstimbereich eines Halbleiterlasers mit durchstimmbarer Wellenlänge sind die Höhe und Breite der optischen Nettoverstärkung. Allein hiervon hängt es ab, ob bei einer bestimmten Wellenlänge noch Laseremission möglich ist oder nicht. Aus diesem Grund wurde das Verstärkungsverhalten der gewachsenen Quantenpunktschichten zunächst theoretisch betrachtet.

Zunächst einmal lässt sich die Verstärkungskurve eines Quantenpunktlasers allgemein über die folgende Gleichung bestimmen [Asr01]:

$$g(E) = \sum_{ij} g_{ij}^{max} \frac{\langle E_{ij} \rangle}{E} (f_{n,ij} + f_{p,ij} - 1) \frac{1}{\omega(0)} \omega\left(\frac{\langle E_{ij} \rangle - E}{(\Delta \epsilon)_{ij}}\right) \quad (7.8)$$

Wobei g^{max} die maximale modale Verstärkung gemäß

$$g_{ij}^{max} = \frac{N_s Z_L}{\tau_{ij}} d_{ij} \frac{\lambda_{ij}^2}{n^2} \frac{\xi}{4} \frac{\hbar}{(\Delta \epsilon)_{ij}} \frac{\Gamma}{a} \quad (7.9)$$

darstellt [Asr01]. Z_L steht für die Anzahl der Quantenpunktschichten und N_s für die Oberflächendichte der Quantenpunkte ($2,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$). τ ist die Lebensdauer eines Zustands, dessen beteiligte Energieniveaus i (Elektron) und j (Loch) sind. d gibt den Entartungsgrad des optischen Übergangs an, während f_n und f_p die Fermi-Funktionen der Elektronen und Löcher sind. ξ stellt den dimensionslosen Formfaktor einer inhomogenen Verbreiterung dar und beträgt im vorliegenden Fall

für eine Gaußkurve $\frac{1}{\sqrt{2\pi}}$. $\Delta \epsilon$ steht für die inhomogene Verbreiterung der optischen Übergänge und $\langle E_{ij} \rangle$ für die mittlere Energie der Übergänge in einem durchschnittlich großen Quantenpunkt. ω ist die genormte Größenverteilung der Quantenpunkte, Γ steht für den Füllfaktor, a für die durchschnittliche Größe der Quantenpunkte und λ_{ij}/n ist die Wellenlänge im Halbleiter.

Einige der für Gleichung 7.8 notwendigen Parameter lassen sich relativ einfach bestimmen. Über die Höhe der p-Dotierung (im vorliegenden Fall $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) und die Dicke der Pufferschicht (10 nm) kann für die Akzeptoren eine Flächendichte von $2 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ bestimmt werden. Dieser Wert ist acht mal größer als die Dichte der Quantenpunkte, wodurch auf jeden Quantenpunkt acht Löcher kommen. Damit ist der Grundzustand der Löcher voll besetzt und die Fermi-Funktion der Löcher f_p kann als 1 angenommen werden.

Die restlichen Parameter müssen durch Anfitten der Elektrolumineszenzkurve ermittelt werden. Da das Elektrolumineszenzspektrum nur aus spontan emittierten Photonen besteht, muss es folgende Gleichung für spontane Emission in Quantenpunkten erfüllen [Asr01]:

$$R_{sp} = \sum_{i,j} Z_L \frac{N_s}{\tau_{ij}} d_{ij} f_{n,ij} f_{p,ij} \xi \frac{1}{(\Delta \epsilon)_{ij}} \frac{1}{\omega(0)} \omega\left(\frac{\langle E_{ij} \rangle - E}{(\Delta \epsilon)_{ij}}\right) \quad (7.10)$$

Abbildung 7.12 zeigt die beim *Ioffe-Institut* gemessene Elektrolumineszenzkurve und den nach Gleichung 7.10 erstellten Fit. Die Übereinstimmung zwischen den experimentellen Daten und der simulierten Kurve ist sehr gut. Mit den ermittelten Daten lässt sich nun die optische Verstärkung in

Abhängigkeit der Stromstärke berechnen. In Abbildung 7.13 wird das berechnete Verstärkungsverhalten mit dem gemessenen Verstärkungsverhalten verglichen.

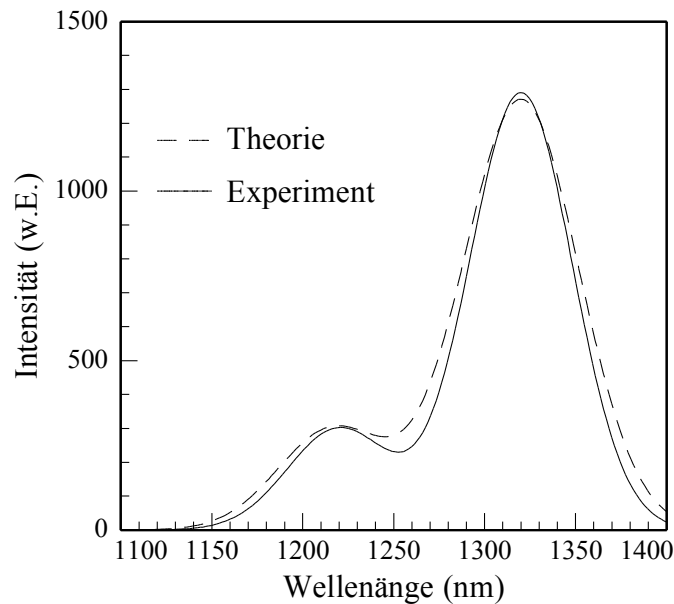


Abbildung 7.12: *Simuliertes und gemessenes Elektrolumineszenzspektrum des abstimmbaren Probenmaterials D bei 1600 A/cm².*

Aufgetragen ist jeweils die Netto-Verstärkung, also die um die inneren Verluste α_i reduzierte modale Verstärkung. Wie man erkennt, schneidet die Kurve die x-Achse bei einer Stromdichte von etwa 340 A/cm².

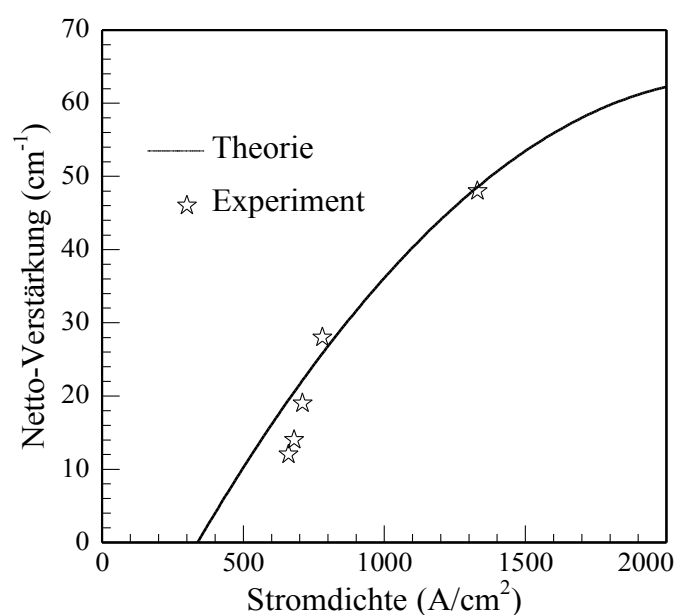


Abbildung 7.13: *Vergleich der simulierten und der im Experiment gemessenen Netto-Verstärkung des Materials D für verschiedene Stromdichten.*

Dieser Wert gibt die Transparenzstromdichte des Materials an und ist identisch mit dem in Kapitel 7.2.1 ermittelten Wert. Es ist zu sehen, dass die Übereinstimmung zwischen theoretischem Modell und gemessenen Werten sehr gut ist. Die Abweichungen vom Modell bei geringen Stromdichten sind auf nichtstrahlende Rekombinationsvorgänge zurückzuführen, die im Modell nicht berücksichtigt werden. Auch die Verstärkungsmessungen wurden beim *Ioffe-Institut* in Sankt Petersburg, Russland, durchgeführt. Außerdem wurde die Verstärkung in Abhängigkeit der Wellenlänge berechnet. Abbildung 7.14 zeigt die Netto-Verstärkungskurve bei 1350 A/cm^2 . Eine Stromdichte von 1350 A/cm^2 entspricht beim realen Bauteil mit $1800 \text{ }\mu\text{m}$ Länge einem Gesamtstrom von 260 mA . Zusätzlich zu den inneren Verlusten entstehen Spiegelverluste in Höhe von $3,6 \text{ cm}^{-1}$ (für eine Resonatorlänge von $1800 \text{ }\mu\text{m}$). Wie zu sehen ist, erreicht die Verstärkung bei 1350 A/cm^2 im Wellenlängenbereich von 1280 nm bis 1360 nm Werte größer als 4 cm^{-1} . Der theoretisch vorhergesagte, nutzbare Verstärkungsbereich beträgt somit bei Spiegelverlusten α_{sp} von $3,6 \text{ cm}^{-1}$ mehr als 60 nm . Nicht berücksichtigt ist hier noch die Möglichkeit, die Verstärkungskurve mittels Temperaturerhöhungen ins Rote zu verschieben und den möglichen Verstärkungsbereich so noch weiter auszuweiten.

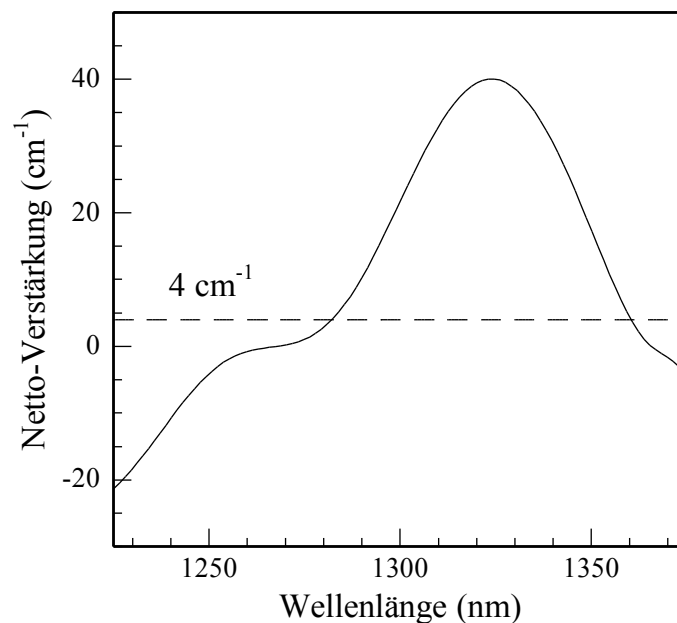


Abbildung 7.14: Berechnetes Verstärkungsspektrum des abstimmbaren Materials bei einer Stromdichte von 1350 A/cm^2 .

7.5 Diskreter und kontinuierlicher Abstimmbereich

In diesem Abschnitt werden die Laserspektren innerhalb des Abstimmbereichs bei verschiedenen Strömen und Temperaturen diskutiert. Es wird auf die diskreten und kontinuierlichen Abstimmweiten eingegangen und anhand dieser Werte verdeutlicht, dass Quantenpunktmaterial – insbesondere das für diese Arbeit optimierte Material – hervorragend für abstimmbare Laser geeignet ist.

Abbildung 7.15 zeigt die verschiedenen Emissionslinien des Lasers, die der Anschaulichkeit wegen gemeinsam gezeigt werden. Sie decken einen Wellenlängenbereich von 1315 nm bis 1395 nm ab und haben dabei einen Abstand von jeweils 20 nm. Somit deckt dieser Laser fünf Kanäle im CWDM-System ab. Die fünf Spektren sind diskret durch relatives Verschieben der Gittersegmente zueinander entstanden. Die drei kurzwelligen Emissionslinien wurden bei jeweils 25°C aufgenommen, während für die Emissionslinie bei 1375 nm die Temperatur auf 35°C erhöht wurde. Für das langwelligste Spektrum wurde die Temperatur noch weiter auf 45°C angehoben. Durch die Temperaturerhöhung konnte eine Rotverschiebung der Verstärkung erreicht werden, die das Erreichen der größeren Wellenlängen erleichtert. Da für die Messung der Strom durch beide Gittersegmente verändert wurde und zusätzlich die Temperatur nicht konstant gehalten wurde, beträgt der Wellenlängenunterschied teilweise $\Delta\lambda_1$ und teilweise $\Delta\lambda_2$, zusätzlich verschoben durch temperaturbedingte und strominduzierte Brechungsindexänderungen.

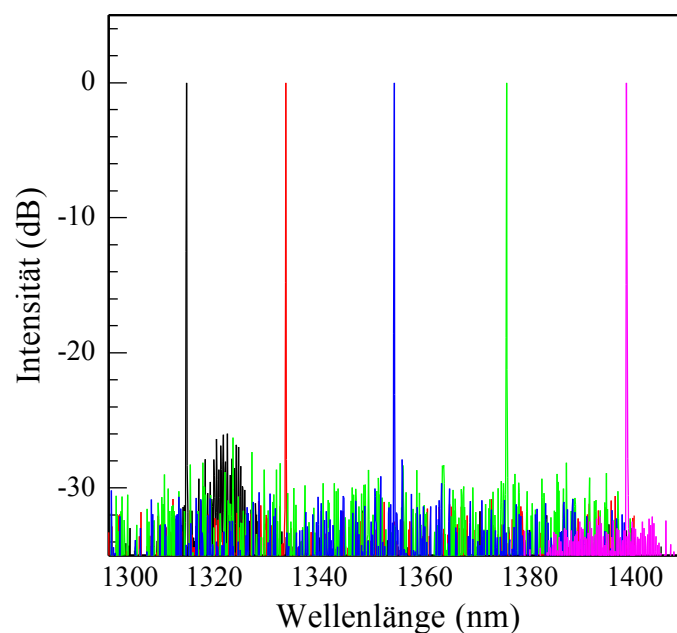


Abbildung 7.15: *Maximaler Abstimmbereich des Lasers. Die einzelnen Emissionslinien liegen bei 1315nm, 1335 nm, 1355 nm, 1375 nm und 1395 nm.*

Um einen derart großen Abstimmungsbereich zu erzielen, ist neben der Breite des Verstärkungsbereichs auch die Güte der Laserstruktur von Bedeutung. Der Laser wird beim Durchstimmen teilweise weit oberhalb der Schwelle betrieben, so dass Bauteile mit geringen Schwellenstromdichten und hohen Effizienzen benötigt werden. Sonst kann es unter bestimmten Betriebsbedingungen thermisch bedingt zu einem starken Rückgang der Ausgangsleistung kommen.

Die Stromkombinationen für alle Wellenlängen sind in Tabelle 7.1 dargestellt. Segment 1 ist dabei das gitterlose Segment, das nur den Zweck erfüllt, die optische Verstärkung zu vergrößern. Segment 2 und Segment 3 sind die Vernier-Segmente. Wie zu erkennen ist, wurden die Ströme in allen drei Segmenten erhöht, je weiter die Emissionswellenlänge vergrößert wurde. Prinzipiell wäre es zwar ausreichend, den Strom durch eines der Gittersegmente konstant zu halten und nur den Strom im zweiten Gittersegment an die gewünschte Wellenlänge anzupassen, da auch so eine relative Verschiebung erreicht werden kann.

Wellenlänge	Strom Segment 1	Strom Segment 2	Strom Segment 3	Temperatur
1315 nm	30 mA	31 mA	30 mA	25°C
1335 nm	50 mA	60 mA	37 mA	25°C
1355 nm	90 mA	231 mA	203 mA	25°C
1375nm	130 mA	218 mA	221 mA	35°C
1395 nm	135 mA	250 mA	252 mA	45°C

Tabelle 7.1: Stromkombinationen der drei Lasersegmente für die in Abbildung 7.15 dargestellten Spektren.

Tatsächlich verhält es sich jedoch so, dass die für große Wellenlängen notwendige Rotverschiebung der Verstärkung auch mit einer Reduzierung der Verstärkung einhergeht, was insgesamt höhere Ströme erforderlich macht. Darüber hinaus verursachen die Ströme in den Lasersegmenten eine Erwärmung, die abhängig von der Höhe des Stroms ist. Damit lässt sich über den Strom zusätzlich eine Feinabstimmung der Temperatur vornehmen. Die Seitenmodenunterdrückung liegt bei mehr als 25 dB für alle Wellenlängen. Bei 1325 nm und 1395 nm liegt sie sogar bei knapp 30 dB.

Vergleicht man die Lage der experimentell gemessenen Emissionslinien in Abbildung 7.15 mit der in Kapitel 7.4 theoretisch ermittelten Verstärkungskurve, so fällt sofort die gute Übereinstimmung der Linien auf. Selbst die langwelligen Emissionslinien stimmen trotz hoher Ströme und einer erhöhten Temperatur noch sehr gut mit dem vorhergesagten Modell überein. Vor allen Dingen aber ist der Laser in der Lage, über einen Wellenlängenbereich von 80 nm auf fünf verschiedenen, gezielt einstellbaren Wellenlängen zu emittieren. Somit deckt er einen deutlich

größeren Wellenlängenbereich ab, als es aktuell verwendeten, abstimmbaren Lasern möglich ist. Der bisherige maximale Abstimmbereich im Wellenlängenbereich um $1,3\ \mu\text{m}$ betrug weniger als $35\ \text{nm}$ [Gol02]. Insofern stellt das hier präsentierte Bauteil eine deutliche Verbesserung gegenüber dem aktuellen Stand der Technik dar. Ein Nachteil ist allerdings noch die Notwendigkeit zu gezielten Temperaturanpassungen, um manche Wellenlängen erreichen zu können.

Das kontinuierliche Abstimmverhalten des Lasers ist in den Abbildung 7.16 und 7.17 zu sehen. In Abbildung 7.16 wurde der Strom durch ein Gittersegment konstant gehalten, während der Strom durch das zweite Gittersegment in Schritten von $1\ \text{mA}$ erhöht wurde. Der Strom im Verstärkungssegment blieb ebenfalls unverändert und die Temperatur wurde während der Messung konstant auf 25°C gehalten.

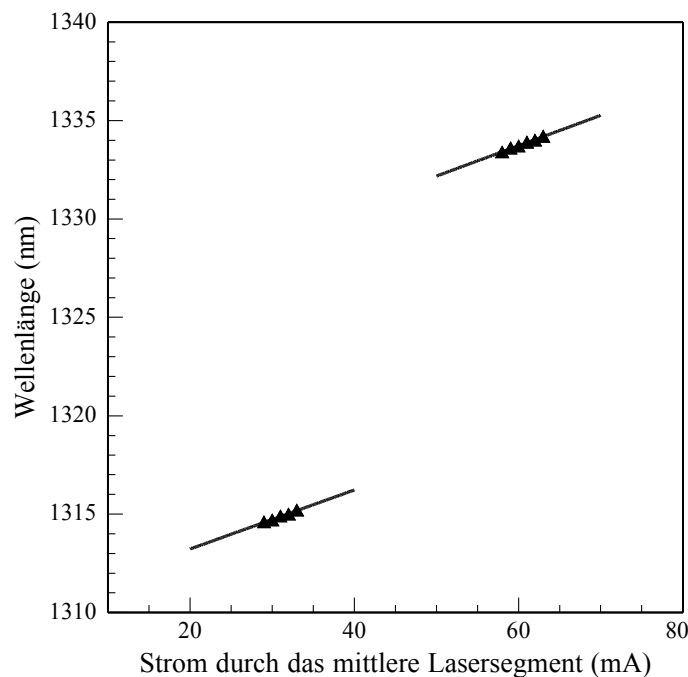


Abbildung 7.16: *Kontinuierliche und diskrete Verschiebung der Wellenlänge. Zu sehen sind die durch das diskrete Abstimmen entstehenden Stufen mit einer Schrittweite von $20\ \text{nm}$. Das kontinuierliche Verschieben erlaubt es darüber hinaus, einen gewissen Wellenlängenbereich längs jeder Stufe abzudecken und eine Feinabstimmung der Wellenlänge vorzunehmen.*

Es entstehen die typischen Stufen, die sich längs einer durch Überlapp erzeugte Wellenlänge durch kontinuierliches Verschieben ergeben. Der Übergang von einer Stufe zur nächsten entsteht, wenn der Strom in einem der Gittersegmente einen Wert erreicht, der in diesem Segment eine ausreichend große Brechungsindexänderung hervorruft, um den Überlapp zweier Emissionslinien der Vernier-Gitter auf zwei andere Linien zu verschieben. Wie zu sehen, ist beträgt der Abstand der

abgebildeten Stufen 20 nm, was genau der Schrittweite der diskreten Abstimmung entspricht. Das kontinuierliche Abstimmen erlaubt darüber hinaus eine zusätzliche Wellenlängenanpassung im Bereich weniger Nanometer.

Ein noch größerer kontinuierlicher Abstimmungsbereich lässt sich erzielen, wenn der Brechungsindex nicht nur in einem der Gittersegmente, sondern in allen Segmenten gleichzeitig im gleichen Maße verändert wird. Hierdurch wird eine relative Gitterverschiebung vermieden, weshalb die Wellenlänge nicht diskret auf eine andere Linie des Modenkamms umspringen kann. Am einfachsten kann dies über eine Veränderung der Temperatur bei konstantem Strom erreicht werden. In Abbildung 7.17 ist dieses Abstimmverhalten für die Emissionslinie bei 1335 nm demonstriert. Die injizierten Ströme entsprechen den in Tabelle 7.1 aufgeführten Stromkombinationen bei dieser Wellenlänge.

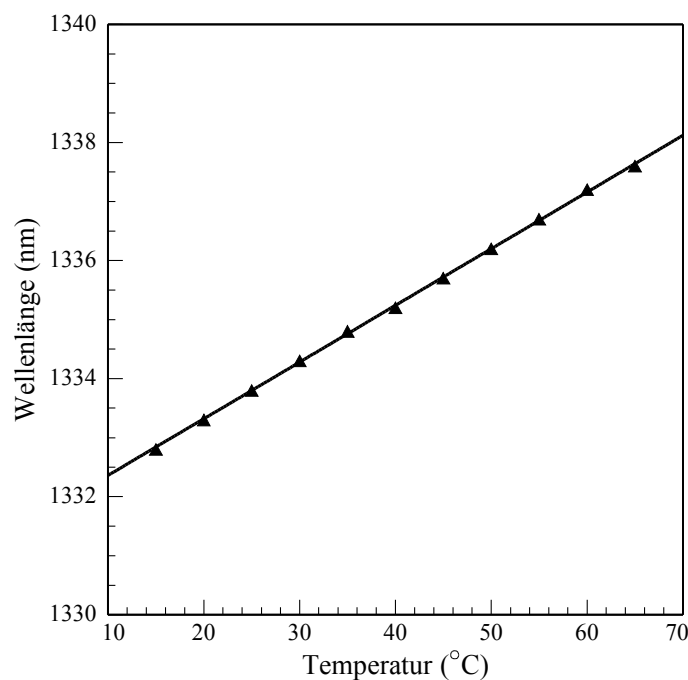


Abbildung 7.17: Kontinuierliche Verschiebung der Wellenlänge durch Änderung der Temperatur. Der Abstimmungsbereich von 15°C bis 65°C beträgt 4,8 nm.

Wie zu sehen ist, wird ein Wellenlängenverhalten ganz ähnlich dem der in Kapitel 4 vorgestellten DFB-Laser bei Erhöhung der Temperatur erzielt. Die Emissionswellenlänge verschiebt von 1332,8 nm bei 15°C zu 1337,6 nm bei 65°C. Somit erhält man eine temperaturbedingte Wellenlängenverschiebung von etwa 0,1 nm/K, was dem Wert der DFB-Laser entspricht.

7.6 Dynamische Eigenschaften

Obwohl bei den vorgestellten durchstimmbaren Lasern die Weite und Genauigkeit des Abstimmbereichs im Vordergrund steht, ist auch eine gute Modulierbarkeit von großer Bedeutung, da das Einsatzgebiet aller Laserdioden dieser Arbeit der Telekommunikationssektor ist. Speziell in CWDM-Systemen werden die Laser typischerweise mit 2,5 GBit/s moduliert.

Da der Kleinsignalthochfrequenzmessplatz nur einen Modulationsausgang zur Verfügung stellt und auch eine Aufspaltung des HF-Signals ist nicht ohne weiteres möglich, kann nur eines der drei Lasersegmente moduliert werden. Aus diesem Grund wurden die beiden Gittersegmente nicht moduliert und während der Messung nur mit Gleichstrom gepumpt. Nur beim Verstärkungssegment wurde dem Gleichstrom das HF-Signal überlagert. Abbildung 7.18 zeigt verschiedene Kleinsignalkurven bei 25°C. Die Ströme wurden dabei jeweils nur für das modulierte Segment geändert, während die Ströme durch die Gittersegmente bei allen Messungen konstant 80 mA betrugen.

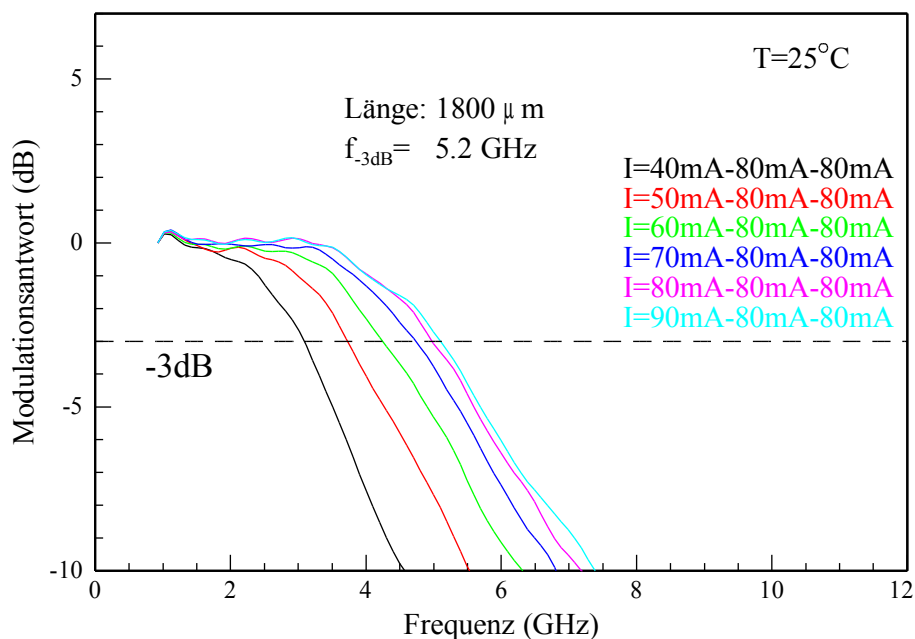


Abbildung 7.18: Kleinsignalkurven eines abstimmbaren Lasers. Die maximale Bandbreite wird bei einer Stromkombination von 90 mA, 80 mA und 80 mA mit 5,2 GHz erreicht.

Wie zu erkennen ist, erreicht der Laser bei einem Gesamtstrom von 250 mA eine maximale Grenzfrequenz von 5,2 GHz. Eine weitere Steigerung des Injektionsstroms bringt keine Verbesserung der Bandbreite mehr, da durch den hohen Strom die Dämpfung γ immer größer wird und thermische Verlusteffekte einsetzen. Die flachen Kurven mit der schwach zu erkennenden

Resonanz weisen auf diese starke Dämpfung γ hin. Der ermittelte Wert für γ ergibt sich durch Anfitten zu $5,0 \cdot 10^{10} \text{ 1/s}$ (für $I = 90 \text{ mA} - 80 \text{ mA} - 80 \text{ mA}$). Im Hinblick auf die durch die große Kavität lange Lebensdauer τ_p der Photonen ist eine Bandweite von 5,2 GHz ein gutes Ergebnis. Der zugehörige K-Faktor ergibt sich aus Abbildung 7.19 zu 1,042 ns, was einer theoretisch möglichen Modulationsweite von 8,5 GHz entspricht. Dieses Resultat zeugt von der hervorragenden Qualität der Epitaxieschichten, deren volles Potential aufgrund der notwendigen langen Kavität im Hinblick auf die Modulationsfähigkeiten hier nicht voll ausgeschöpft werden kann.

Die Kleinsignaldaten des Lasers zeigen – zusätzlich zum großen Abstimbereich der Wellenlänge – dessen prinzipielle Eignung für den Einsatz in CWDM-Systemen. Der Laser ist direkt modulierbar bis zu einer Grenzfrequenz von 5,2 GHz, wobei dieser Wert in erster Linie durch die Bauteillänge limitiert ist. Somit konnte das Bauteil bereits im Rahmen der Kleinsignalmessungen seine Modulationsfähigkeit beweisen.

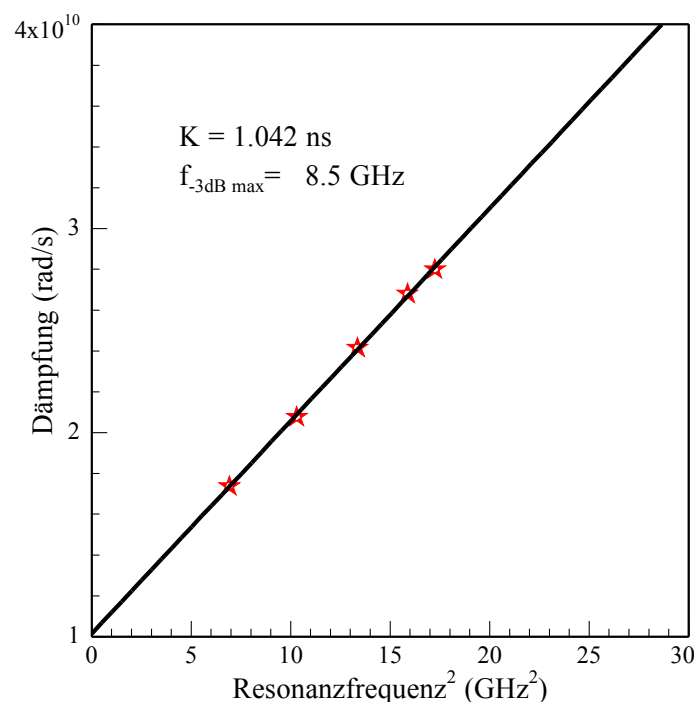


Abbildung 7.21: Berechneter K-Faktor des abstimmbaren Lasers. Mit 8,5 GHz ist die theoretische Bandweite um etwa 3GHz größer als die tatsächlich gemessene Bandbreite.

8. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit verschiedenen, neuartigen Quantenpunkthalbleiterlasern für Telekommunikationsanwendungen im Wellenlängenbereich um $1,3\ \mu\text{m}$. Dabei stellen diese Bauteile jeweils die besten in der Literatur zu findenden Quantenpunktlaser bei dieser Wellenlänge dar. Die hervorragende Eignung dieser Laser für Telekommunikationsanwendungen mit signifikant verbesserten Eigenschaften gegenüber Quantenfilmlasern wird im Verlauf der Arbeit mehrfach demonstriert.

Bei der Darstellung der unterschiedlichen Arten von Quantenpunktlasern und ihrer Eigenschaften wird zuerst auf deren Herstellung eingegangen, die sich teilweise in wesentlichen Punkten unterscheidet. Bei der Charakterisierung der Lasereigenschaften wird zwischen den statischen und den dynamischen Eigenschaften unterschieden. Besonderheiten werden jeweils anhand theoretischer Modelle erläutert und herausgearbeitet. Außerdem zeigt sich, dass alle Laser – entweder im Hinblick auf ihre statischen oder dynamischen Eigenschaften – Bestwerte für Quantenpunktlaser erzielen.

Speziell gelingt es, eine bisher unerreichte Temperaturstabilität zu erreichen. So kann erstmals an einem Rippenwellenleiterlaser ohne Rückkopplungsgitter eine negative charakteristische Temperatur bei Raumtemperatur demonstriert werden: Zwischen 25°C und 45° liegt der T_0 -Wert bei $-190\ \text{K}$, der Schwellenstrom reduziert sich von $14\ \text{mA}$ auf $13\ \text{mA}$. Oberhalb von 45°C zeigt der Laser mit $T_0=2530\ \text{K}$ ebenfalls ein ausgezeichnetes Temperaturverhalten, das bisher an keinem anderen Laser – weder Quantenpunkt- noch Quantenfilmlaser – demonstriert werden konnte. In diesem Temperaturbereich (45°C - 85°C) ist die Laserschwelle nahezu konstant bei $13\ \text{mA}$. Hinzu kommt die hohe Ausgangsleistung von über $20\ \text{mW}$ für Ströme kleiner als $40\ \text{mA}$ bei allen Messtemperaturen. Darüber hinaus erreichen die FP-Laser bei der Kleinsignalmodulation mit $8,6\ \text{GHz}$ bei 25°C neue Rekordwerte. Diese Ergebnisse werden erst durch eine hochwertige p-Modulationsdotierung ermöglicht, deren Einfluss und Wirkung ebenfalls erläutert werden. Das Material für diese Laser wurde in vielen Schritten aufwändig optimiert.

Die DFB-Laser stellen die ersten longitudinal monomodigen Bauteile dieser Arbeit dar. Auch diese Laser verfügen über ausgezeichnete Temperatureigenschaften und erreichen bei der Kleinsignalmodulation mit $7,8\ \text{GHz}$ bei 25°C einen neuen Bestwert für Quantenpunkt-DFB-Laser. Noch bedeutender sind allerdings die Ergebnisse der Großsignalmodulation: So kann erstmals temperaturunabhängige $10\ \text{Gbit/s}$ -Direktmodulation im Temperaturbereich von 25°C bis 85°C über $20\ \text{km}$ bei konstantem Betriebspunkt erreicht werden. Dies demonstriert das große Potential dieser

Bauteile für einen Einsatz in Lasermodulen ohne thermoelektrischen Kühler, was durch die damit verbundene Reduzierung der Kosten in der Praxis große Bedeutung hat.

Um die Bandweite auf Quantenpunktmaterial noch weiter zu erhöhen, werden Complex-Coupled-Injection-Grating-Laser untersucht. Diese Laser bestehen aus drei Segmenten und nutzen ein neuartiges Konzept zur Erhöhung der Bandweite: Durch die Wechselwirkung verschiedener Longitudinalmoden kann eine höhere Resonanz im Laser, die Photon-Photon-Resonanz, ausgenutzt werden, um die Bandweite des Bauteils auf etwa das zweieinhalbfache der vorgestellten FP-Lasers auszuweiten. Zum ersten Mal wird so eine Modulationsweite von 20 GHz an einem direkt modulierten Laser auf Quantenpunktbasis gezeigt. Durch getrenntes Ansteuern der drei Lasersegmente ist es möglich, die Lage und die Form der PPR gezielt einzustellen. Die drei Segmente übernehmen dabei unterschiedliche Funktionen: Während das Verstärkungssegment nur dazu dient, die Ausgangsleistung zu kontrollieren, kann über das Gittersegment die Position der zweiten Resonanz gesteuert werden. Strominjektionen in das Phasensegment schließlich erlauben eine Feinabstimmung der Phasenlage der Moden im Laser und somit die Steuerung der Form der Photon-Photon-Resonanz. Bei der Präsentation der Großsignalraten zeigt sich, dass der CCIG-Laser sowohl bei 25°C als auch bei 85°C eine Modulationsgeschwindigkeit von 10 GBit/s erreicht und zur Transmission über ein Glasfaserkabel von 20 km Länge geeignet ist. Wie schon der DFB-Laser benötigt auch das CCIG-Bauteil aufgrund seiner hervorragenden Temperaturstabilität keinen thermoelektrischen Kühler. Wegen des äußerst sensiblen Verhaltens der Phasenlage auf Stromänderungen ist jedoch eine Anpassung der Betriebsparameter an die jeweilige Temperatur notwendig.

Schließlich werden weit abstimmbare Quantenpunktlaser vorgestellt, die auf eigens hierfür optimiertem Material mit spektral breiter Verstärkungscharakteristik prozessiert wurden. Diese Laser emittieren monomodig bei 1315 nm, 1335 nm, 1355 nm, 1375 nm und 1395 nm. Die Wellenlänge lässt sich durch einen einfachen Abstimmmechanismus diskret einstellen, eine kontinuierliche Feinabstimmung ist zusätzlich möglich. Mit diesen Eigenschaften eignen die Laser sich hervorragend für den Einsatz in CWDM-Systemen, deren Kanalabstand jeweils 20 nm beträgt. Durch den breiten Abstimmungsbereich von 80 nm sind sie zudem als einzige bisher realisierte Laser in der Lage, fünf unterschiedliche Kanäle anzusprechen. Darüber hinaus sind auch diese Bauteile für den kosteneffizienten Einsatz unter Direktmodulation ausgelegt. Obwohl auch diese Laser auf Quantenpunkten bei 1,3 μm basieren, sind die Anforderungen an das Material für einen abstimmbaren Laser andere als bei den bereits präsentierten Lasern. Besonders wichtig ist hier die Breite der Verstärkungskurve, so dass ein möglichst großer Spektralbereich abgedeckt werden kann. Hierzu konnte anhand eines Modells der Verstärkungsbereich theoretisch bestimmt werden.

Rechnerisch zeigt sich, dass Laseremission über einen Bereich von mehr als 60 nm möglich ist. In der Praxis wird dieser Wert sogar noch um 20 nm übertroffen, da die Rechnung die Rotverschiebung der Verstärkungskurve mit der Temperatur nicht berücksichtigt.

Mit den in dieser Arbeit vorgestellten Daten und Ergebnissen wird die hervorragende Eignung von Quantenpunktlasern für verschiedenste Anwendungen im Telekommunikationsbereich gezeigt. Darüber hinaus zeigt sich in vielen wesentlichen Punkten die Überlegenheit dieser Laser über konventionelle Quantenfilmlaser. Somit konnte erfolgreich die Grundlage für zukünftige kommerzielle Anwendungen der Quantenpunkttechnologie gelegt werden.

8. Summary

This work deals with new and different kinds of semiconductor lasers for telecommunication applications in the wavelength area around 1.3 μm . The different devices presented within this work represent the best quantum dot lasers that can be found in literature. This work clearly demonstrates the excellent suitability of these lasers for telecommunication applications with significantly improved properties in comparison to quantum well lasers.

Within this work, each chapter presenting the different lasers and their properties, starts with the description of their fabrication. The manner of fabrication differs, as it depends on the function of each laser in the field of telecommunications. Within the chapters dealing with the characterisation of each laser both static and dynamic properties are demonstrated. Furthermore special features of these devices are explained by theoretical models. It is also shown that all devices attain best results in international competition – whether in statical or dynamical operation.

The FP devices are able to reach a high temperature stability that has never been shown before. For the first time a ridge waveguide laser without grating reached a negative characteristic temperature at room temperature: Between 25°C and 45°C the device reaches a T_0 of -190 K, corresponding to a reduction of the threshold current from 14 mA to 13 mA. Even above 45°C the laser shows an excellent temperature behaviour ($T_0=2530$ K), which has not been demonstrated by quantum dot or quantum well lasers before. In this temperature range (45°C - 85°C) the threshold current is almost constant at 13 mA. In addition to that, a high optical output power of 20 mW for currents less than 40 mA at all temperatures deserves to be mentioned. Furthermore the FP devices reach a new record in small signal bandwidth of 8.6 GHz at 25°C. These results are due to the high quality p-modulation doping, which is also explained in detail. The material of these lasers has been optimized in various steps.

The DFB lasers presented are the first devices in this work that emit longitudinal singlemode light. These lasers also show an excellent temperature stability and they reach a new record for quantum dot DFB lasers at 7.8 GHz under small signal modulation at 25°C. Even more impressive are the results obtained in large signal measurement: For the first time a singlemode DFB device under 10 Gbit/s direct modulation was capable of temperature independent transmission over 20 km of glass fibre at a constant point of operation in the temperature range between 25°C and 85°C. This result clearly demonstrates the vast potential of these devices for operation in laser modules without a thermoelectric cooler, which is specifically important in regard to reducing production and maintaining costs.

In order to further extend the bandwidth on quantum dot material complex-coupled-injection-

grating lasers are investigated. The design of the lasers consists of three sections. The CCIG lasers use a new concept to enlarge the bandwidth: The interaction of different longitudinal modes in the cavity enables a higher order resonance, the photon-photon-resonance, that can be utilised to enhance the modulation bandwidth to two and a half times the bandwidth of the presented FP devices. This effect allows to reach a modulation bandwidth of 20 GHz on directly modulated lasers based on quantum dot material for the very first time. By separately controlling the three sections of the laser, it is possible to tune the position and the shape of the PPR. The three sections each have a different function: While the gain section only controls the optical output power, the grating section controls the position of the second resonance. Finally, the phase section allows the fine tuning of the phase of the interacting modes, hence the shape of the PPR. The presentation of the large signal data reveals that the CCIG laser reaches a bandwidth of 10 Gbit/s over 20 km of glass fibre in the temperature range from 25°C to 85°C. Just like the DFB-devices, the CCIG laser does not need a thermoelectric cooler due to its excellent temperature stability. But it is necessary to adjust the operating parameters to the temperature because of the sensitive reaction of the phase to current variations.

Finally, widely tuneable devices are presented. These devices were processed on wafer material with spectrally broad gain characteristics that has especially been optimized for this purpose. The lasers show singlemode emission at wavelengths of 1315 nm, 1335 nm, 1355 nm and 1395 nm. The wavelength can be discretely switched using a simple adjusting mechanism. In addition to that, a continuous fine tuning is possible. Showing these qualities, the lasers are particularly suitable for operations in CWDM systems with a channel spacing of 20 nm. Due to their broad tuning range of 80 nm, they are the only lasers worldwide that are capable of covering five different channels. Furthermore these devices are suitable for cost-efficient operation under direct modulation. Even though these lasers are based on 1.3 μm quantum dot material, the material requirements of a tuneable laser differ from the requirements of the lasers presented so far. Special attention should be paid to the broadness of the gain curve to cover as large a spectral range as possible. A model, which allows the theoretical prediction of the gain range, has been developed. On the basis of this model, it was possible to predict an emission range larger than 60 nm. In practice, this range is even exceeded by 20 nm due to the temperature induced red shift of the gain curve, which the model does not take into account.

The data and results presented in this work clearly show the excellent suitability of quantum dot lasers for all kinds of applications in the different fields of telecommunication. Even more importantly do they show the superiority of these lasers over conventional quantum well lasers. Thus, this work was possible to successfully create the foundation of commercial applications of the

quantum dot technology in the future.

[illegible]

[illegible]

[illegible]

[illegible]

Publikationsverzeichnis

B. Dagens, O. Bertran-Pardo, M. Fischer, F. Gerschütz, J. Koeth, I. Krestnikov, A. Kovsh, O. Le Gouezigou, D. Make:

'Uncooled Directly Modulated Quantum Dot Laser 10Gb/s Transmission at 1.3 μ m, with Constant Operation Parameters'

European Conference on Optical Communication, Cannes, Frankreich, (2006)

J. P. Reithmaier, A. Somers, W. Kaiser, S. Deubert, F. Gerschütz, A. Forchel, O. Parillaud, M. Krakowski, R. Alizon, D. Hadass, A. Bilenca, H. Dery, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, M. Gioannini, I. Montrosset, T.W. Berg, M. van der Poel, J. Mork, B. Tromborg:

'Semiconductor quantum dots devices: Recent advances and application prospects'

Physica status solidi (b) 243, 3981-3987, (2006)

F. Gerschütz, M. Fischer, J. Koeth, M. Chacinski, R. Schatz, O. Kjebon, A. Kovsh, I. Krestnikov, A. Forchel:

'Temperature insensitive 1.3 μ m InGaAs/GaAs quantum dot distributed feedback lasers for 10 Gbit/s transmission over 21 km'

Electron. Lett. 42, 1457-1458, (2006)

F. Gerschütz, M. Fischer, J. Koeth, I. Krestnikov, A. Kovsh, C. Schilling, W. Kaiser, S. Höfling, A. Forchel:

'1.3 μ m Quantum Dot Laser in coupled-cavity-injection-grating design with bandwidth of 20 GHz under direct modulation'

Optics Express 16, 5596-5601, (2008)

F. Gerschütz, M. Fischer, J. Koeth, I. Krestnikov, A. Kovsh, A. Forchel:

'Temperature insensitive 1305 nm InGaAs/GaAs quantum dot distributed feedback lasers'

Conference on Lasers and Electro-Optics, San Jose, USA, (2008)

S. Gerhard, C. Schilling, F. Gerschütz, M. Fischer, J. Koeth, I. Krestnikov, A. Kovsh, M. Kamp, S. Höfling, A. Forchel:

'Frequency Dependent Chirp Measurements of 1.3 μ m Quantum Dot Distributed Feedback Laser'

European Conference on Optical Communication, Brüssel, Belgien, (2008)

S. Gerhard, C. Schilling, F. Gerschütz, M. Fischer, J. Koeth, I. Krestnikov, A. Kovsh, M. Kamp, S. Höfling, A. Forchel:

'Frequency Dependent Linewidth Enhancement Factor of Quantum Dot Lasers'

IEEE Phot. Technol. Lett. 20, 1736-1738, (2008)

S. P. Hegarty, D. Goulding, B. Kelleher, G. Huyet, M. Fischer, F. Gerschütz, J. Koeth, A. Kovsh, I. Krestnikov:

'Optical injection of single-mode quantum-dot laser'

SPIE Photonics West, San Jose, USA, (2009)

B. Kelleher, D. Goulding, S. P. Hegarty, G. Huyet, D. Cong, A. Martinez, A. Lemaître, A. Ramdane, M. Fischer, F. Gerschütz, and J. Koeth:

'Excitable phase slips in an injection-locked single-mode quantum-dot laser'

Opt. Lett. 34, 440-442, (2009)

Literaturverzeichnis

- [Ace06] P. Acedo, H. Lemela, G. Villaseca, R. Santos, J.P. Vilcot, M. Pessa: '64 MB/s Data Transmission Beyond the Relaxation Oscillation Frequency Using Monolithically Integrated Two Laterally Coupled Diode Lasers', IEEE Phot. Technol. Lett. 18, 755-757, (2006)
- [Ama98] M. C. Amann, J. Buus: 'Tunable Laser Diodes', Artech House, London, (1998)
- [Ara82] Y. Arakawa, H. Sakaki: 'Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its current', Appl. Phys. Lett. 40, 939-941, (1982)
- [Ara86] Y. Arakawa, A. Yariv: 'Quantum Well Lasers – Gain, Spectra, Dynamics', IEEE J. Quantum Electron. 22, 1887-1899, (1986)
- [Asa86] M. Asada, Y. Miyamoto, Y. Suematsu: 'Gain and the Threshold of Three-Dimensional Quantum-Box Lasers', IEEE J. Quantum Electron. 22, 1915-1921, (1986)
- [Ash76] N. Ashcroft, D. Mermin: 'Solid state physics', Saunders College Publishing, Fort Worth, USA, (1976)
- [Asr98] L. V. Asryan, R. A. Suris: 'Temperature dependence of the threshold current density of a quantum dot laser', IEEE J. Quantum Electron. 34, 841-850, (1998)
- [Asr01] L. V. Asryan, M. Grundmann, N. N. Ledentsov, O. Stier, R. A. Suris, D. Bimberg: 'Effect of Excited-State Transitions on the Threshold Characteristics of a Quantum Dot Laser', IEEE J. Quantum Electron. 37, 418-425, (2001)
- [Avr98] I. A. Avrutsky, D. S. Ellis, A. Tager, H. Anis, J. M. Xu: 'Design of Widely Tunable Semiconductor Lasers and the Concept of Binary Superimposed Gratings (BSG's)', IEEE J. Quantum Electron. 34, 729-741, (1998)
- [Bac00] L. Bach: 'Monolithisch integrierte komplex gekoppelte DFB- und DBR-Laser hergestellt mittels fokussierter Ionenstrahlolithographie', Universität, Würzburg, Diplomarbeit, (2000)
- [Bac03] L. Bach, W. Kaiser, J. P. Reithmaier, A. Forchel, T.W. Berg, B. Tromborg: 'Enhanced direct-modulated bandwidth of 37 GHz by a multi-section laser with a coupled-cavity-injection-grating design', Electron. Lett. 39, 1592-1593, (2003)
- [Bac05] G. Bacher: 'Skript zur Vorlesung Halbleiternanostrukturen', Universität, Würzburg, Vorlesungsskript
- [Ben90] B. Bennet, R. Soref, J. DelAlamo: 'Carrier induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP', IEEE J. Quantum Electron., 26, 113-122, (1990)

- [Ben03] R. Benedix: 'Bauchemie. Einführung in die Chemie für Bauingenieure', Teubner B.G. GmbH, (2003)
- [Bha02] P. Bhattacharya, S. Ghosh: 'Tunnelinjection In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs quantum dot lasers with 15 GHz modulation bandwidth at room temperature', Appl. Phys. Lett., 80, 3482-3484, (2002)
- [Bla82] J. S. Blakemore: 'Semiconducting and other major properties of Gallium-Arsenide', J. Appl. Phys. 53, R123-R181, (1982)
- [Ble01] T. Bleuel: 'Herstellung und Charakterisierung von GaInAsSb-AlGaAsSb-Laserdioden mit Emissionswellenlängen von 2,0 µm bis 2,5 µm', Universität, Würzburg, Dissertation, (2001)
- [Bor93] B. Borchert, B. Stegmüller, R. Gessner: 'Fabrication of improved strained quantum-well GaInAlAs gain-coupled DFB lasers', Electron. Lett. 29, 210-211, (1993)
- [Bot99] D. Botez: 'Design considerations and analytical approximations for high power continuous-wave power, broad-waveguide diode lasers', Appl. Phys. Lett. 74, 3102-3104, (1999)
- [Blu95] W. Bludau: *Halbleiter-Optoelektronik*, Hanser, München, (1995)
- [Chr06] L. Chrostowski, G. Vawter, J. Guo: 'Approaching Intraband Relaxation Rates in the High-Speed Modulation of Semiconductor Lasers', IEEE J. Quantum Electron. 40, 989-995, (2004)
- [Chu96] Z. M. Chuang, C. Y. Wang, W. Lin, H. H. Liao, J. Y. Su, Y. K. Tu: 'Very-low-threshold, highly efficient, and low-chirp 1.55-µm complex-coupled DFB lasers with a current-blocking grating', IEEE Photonics Technol. Lett. 8, 1438-1440, (1996)
- [Cof02] K. C. Coffman, A. M., Odlyzko: 'Growth of the Internet', Optical Fiber Communications IV B: Systems and Impairments, I.P. Kaminiv, T. Li (Eds.), Academic Press, London, 17-56, (2002)
- [Col95] L. A. Coldren, S. W. Corzine: 'Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits', John Wiley & Sons, New York, (1995)
- [Con08] D. Y. Cong, A. Martinez, K. Merghem, A. Ramdane, J. G. Provost, M. Fischer, I. Krestnikov, A. Kovsh: 'Temperature insensitive linewidth enhancement factor of p-type doped InAs/GaAs quantum-dot lasers emitting at 1.3 µm', Appl. Phys. Lett. 92, 191109-1 – 191109-3, 2008
- [Dag06] B. Dagens, O. Bertran-Pardo, M. Fischer, F. Gerschütz, J. Koeth, I. Krestnikov, A. Kovsh, O. Le Gouezigou, D. Make: 'Uncooled Directly Modulated Quantum Dot Laser 10Gb/s Transmission at 1.3µm, with Constant Operation Parameters' European Conference on Optical Communication, Cannes, France, (2006)

- [Dep02] D. G. Deppe, H. Huang, O. B. Shchekin: 'Modulation characteristics of quantum-dot lasers: 'The influence of P-type doping and the electronic density of states on obtaining high speed'', IEEE J. Quantum Electron. 38, 1587-1593, (2002)
- [Dup79] R. D. Dupuis, P. D. Dapkus, R. Chin, N. Holonyak Jr., S. W. Kirchoefer: 'Continuous 300 K laser operation of single quantum well $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs heterostructure diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition', Appl. Phys. Lett. 34, 265-267, (1979)
- [Ebe89] K. J. Ebeling: 'Integrierte Optoelektronik', Springer, Berlin, (1989)
- [Fat04] S. Fathpour, Z. Mi, P. Bhattacharya, A. R. Kovsh, S. S. Mikhlin, I. L. Krestnikov, A. V. Kozhukov, N. N. Ledentsov: 'The role of Auger recombination in the temperature-dependent output characteristics ($T_0=\infty$) of p-doped 1.3 μm quantum dot lasers', Appl. Phys. Lett. 85, 5164-5166, (2004)
- [Fat05] S. Fathpour, Z. Mi, P. Bhattacharya: 'High-speed quantum dot lasers', J. Appl. Phys. 38, 2103-2111, (2005)
- [Fei98] U. Feiste: 'Optimization of Modulation Bandwidth in DBR Lasers with Detuned Bragg Reflectors', IEEE J. Quantum Electron. 34, 2371-2379, (1998)
- [Fei00] U. Feiste: 'Theorie und Simulation dynamischer Prozesse', Technische Universität, Berlin, Dissertation, (2000)
- [Fuk99] M. Fukuda: 'Optical Semiconductor Devices', Wiley & Sons, New York, (1999)
- [Geh03] E. Gehrig, O. Hess: 'High-frequency modulation of segmented-contact semiconductor lasers', Appl. Phys. B – Lasers and Optics 76, 717-720, (2003)
- [Ger06] F. Gerschütz, M. Fischer, J. Koeth, M. Chacinski, R. Schatz, O. Kjebon, A. Kovsh, I. Krestnikov, A. Forchel: 'Temperature insensitive 1.3 μm InGaAs/GaAs quantum dot distributed feedback lasers for 10 Gbit/s transmission over 21 km', Electron. Lett. 42, 1457-1458, (2006)
- [Ger08] F. Gerschütz, M. Fischer, J. Koeth, I. Krestnikov, A. Kovsh, A. Forchel: '*Temperature insensitive 1305 nm InGaAs/GaAs quantum dot distributed feedback lasers*' Conferene on Lasers and Electro-Optics, San Jose, USA, (2008)
- [Gha96] H. Ghafouri-Shiraz, B. S. K. Lo: 'Distributed feedback laser diodes: Principles and physical modelling', Wiley & Sons, Chichester, (1996)
- [Gho01] S. Ghosh, P. Bhattacharya, E. Stoner, J. Singh, H. Jiang, S. Nuttinck, J. Lasker: 'Temperature-dependant measurement of Auger recombination in self-organized $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ /GaAs quantum dots', Appl. Phys. Lett. 79, 722-724, (2001)

- [Gol01] D. Gollub: 'Herstellung und Charakterisierung von GaInNAs Kanten- und Vertikalemittern für den 1,3 μm -Bereich', Universität, Würzburg, Diplomarbeit, (2001)
- [Hak73] B. W. Hakki, T. L. Paoli: 'cw degradation at 300 degrees K of GaAs double-heterostructure junction lasers', Appl. Phys. Lett. 44, 4113-4119, (1973)
- [Hak75] B. W. Hakki, T. L. Paoli: 'Gain spectra in GaAs double-heterostructure injection lasers', J. Appl. Phys. 46, 1299-1306, (1975).
- [Hol80] N. Holonyak, R. M. Kolbas, R. D. Dupuis, P. D. Dapkus: 'Quantum-well heterostructure lasers', IEEE J. Quantum Electron. 16, 170-186, (1980)
- [Iba02] H. Ibach, H. Lüth: 'Festkörperphysik', Springer, Berlin, (2002)
- [Jac98] L. Jacak, P. Hawrylak, A. Wójs: 'Quantum Dots', Springer, Berlin, (1998)
- [Jay93] V. Jayaraman, Z. M. Chuang, L. A. Coldren: 'Theory, Design and Performance of extended Tuning Range Semiconductor Lasers with Sampled Gratings', IEEE J. Quantum Electron, 29, 1824-1834, (1993)
- [Kai04] W. Kaiser, L. Bach, J. P. Reithmaier, A. Forchel: 'High Speed Coupled Cavity Injection Grating Lasers With Tailored Modulation Transfer Functions', IEEE Photon. Technol. Lett. 16, 1997-1999, (2004)
- [Kai07] W. Kaiser: 'Halbleiterlaser mit lateralem Rückkopplungsgitter für Telekommunikations- und Hochleistungsanwendungen', Universität, Würzburg, Dissertation, (2007)
- [Kam01] Kamp M.: 'Untersuchung von Halbleiterlasern mit lateral verteilter Rückkopplung', Universität, Würzburg, Dissertation, (2001)
- [Kam06] M. Kamp: 'Angewandte Halbleiterphysik', Universität, Würzburg, Vorlesungsskript, (2006)
- [Kam08] M. Kamp: 'Halbleiterlaser', Universität, Würzburg, Vorlesungsskript, (2008)
- [Kit99] C. Kittel: 'Einführung in die Festkörperphysik', R. Oldenbourg, München, Wien, (1999)
- [Kir94] N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, M. Gundemann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, S. S. Ruvimov, M. V. Maximov, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich: 'Low threshold, large T-0 injection-laser emission from (InGa)As quantum dots', Electron. Lett. 30, 1416-1417, (1994)
- [Kje97] O. Kjebon, R. Schatz, S. Lourdudoss, S. Nilsson, B. Stahlacke, L. Bäckbom: '30 GHz direct modulation bandwidth in detuned loaded InGaAsP DBR lasers at 1.55 μm

- wavelength', Electron. Lett. 33, 488-489, (1997)
- [Klo02] F. Klopff, S. Deubert, J. P. Reithmaier, A. Forchel, P. Collot, M. Krakowski: '980 nm quantum dot lasers for high-power applications', SPIE Proc. Phot. West 4651, 294-304, (2002)
- [Kog72] H. Kogelnik, C. V. Shank: 'Coupled-wave theory of distributed feedback lasers', Appl. Phys. Lett. 43, 2327-2335, (1972)
- [Kre01] R. Krebs, F. Klopff, S. Rennon, J. P. Reithmaier, A. Forchel: 'High frequency characteristics of InAs/GaInAs quantum dot distributed feedback lasers emitting at 1.3 μm ', Electron. Lett. 37, 1223-1225, (2001)
- [Lam64] W. Lamb: 'Theory of an optical maser', Phys. Rev. 134, 1429-1450, (1964)
- [Lau85] K. Lau, I. Ury, A. Yariv: 'Passive and active mode locking of a semiconductor laser without an external cavity', Appl. Phys. Lett. 46, 1117-1119, (1993)
- [Lau90] K. Lau: 'Narrow-Band Modulation of Semiconductor Lasers at Millimeter Wave Frequencies (>100 GHz) by Mode Locking', IEEE J. Quantum Electron. 26, 250-261, (1990)
- [LFW06] 'LaserFocusWorld', 42, 1, 78-93, (2006)
- [Li92] G. P. Li, T. Makino, R. Moore, N. Puetz: '1.55 μm index gain coupled DFB lasers with strained layer multiquantum-well active grating', Electron. Lett. 28, 1726-1727, (1992)
- [Liu99] G. Liu, A. Stintz, K. Li, K. Malloy, L. Lester: 'Extremely low room-temperature threshold current density diode lasers using InAs dots in $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ ', IEEE Phot. Technol. Lett. 35, 1315-1317, (1999)
- [Liu04] H. Y. Liu, I. R. Sellers, T. J. Badcock, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, K. M. Groom, M. Gutiérrez, M. Hopkinson, J. S. Ng, J. P. R. David, R. Beanland: 'Improved performance of 1.3 μm multilayer InAs quantum-dot lasers using a high-growth-temperature GaAs spacer layer', Appl. Phys. Lett. 85, 704-706, (2004)
- [Liu06] H. Y. Liu, S. L. Liew, T. Badcock, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, S. K. Ray, T. L. Choi, K. M. Groom, B. Stevens, F. Hasbullah, C. Y. Jin, M. Hopkinson, R. A. Hogg: 'p-doped 1.3 μm InAs/GaAs quantum-dot laser with a low threshold current density and high differential efficiency', Appl. Phys. Lett. 89, 073113-1 - 073113-4, (2006)
- [Low93] A.J. Lowery, D. Novak: 'Enhanced maximum intrinsic modulation bandwidth of complex-coupled DFB semiconductor-lasers', Electron. Lett. 29, 461-463, (1993)
- [Lu93] H. Lu, S. McGarry, G. P. Li, T. Makino: 'Beyond 20 GHz bandwidth of partly gain-coupled 1.55 μm strained multiquantum-well DFB lasers', Electron. Lett. 29, 1369-1370, (1993)

- [Mak91] T. Makino: 'Transfer-matrix analysis of the intensity and phase noise of multisection DFB semiconductor lasers', IEEE J. Quantum Electron. 27, 2402-2415, (1991)
- [Mar05] I. P. Marko, N. F. Massé, S. J. Sweeney, A. D. Andreev, A. R. Adams: 'Carrier transport and recombination in p-doped and intrinsic 1.3 μm InAs/GaAs quantum-dot lasers', Appl. Phys. Lett. 87, 211114-1 – 211114-3, (2005)
- [Mar05a] A. Martinez, A. Lemaitre, K. Merghem, L. Ferlazzo, C. Dupuis, A. Ramdane, J. G. Provost, B. Dagens, O. Le Gouezigou, O. Gauthier-Lafaye: 'Static and dynamic measurements of the α -factor of five-quantum-dot-layer single-mode lasers emitting at 1.3 μm on GaAs', Appl. Phys. Lett. 86, 211115-1 – 211115-3, (2005)
- [Mat05] K. Mathwig: 'Monomodige InP-basierende Quantenpunktlaser: 'Herstellung, statische und dynamische Eigenschaften', Universität, Würzburg, Diplomarbeit, (2005)
- [Mit89] M. Mittelstein, D. Mehuys, A. Yariv, J. E. Ungar, R. Sarfaty: 'Broadband tunability of gain-flattened quantum well semiconductor lasers with an external grating', Appl. Phys. Lett., 54, 1092-1094, (1989)
- [Miy89] Y. Miyamoto, Y. Miyake, M. Asada: 'Threshold current-density of GaInAsP-InP quantum-box lasers', IEEE J. Quantum Electron, 25, 2001-2006, (1989)
- [Miy89a] Y. Miyake, M. Asada: 'Spectral Characteristics of Linewidth Enhancement Factor α of Multidimensional Quantum Wells', Jpn. J. Appl. Phys., Part 1, 28, 1280- 1281, (1989)
- [Mor97] G. Morthier, P. Vankeikelberge: 'Handbook of Distributed Feedback Laser Diodes', Artech House, (1997)
- [Mor00] G. Morthier, R. Schatz, O. Kjebon: 'Extended Modulation Bandwidth of DBR and External Cavity Lasers by Utilizing a Cavity Resonance for Equalization', IEEE J. Quantum Electron. 36, 1468-1475, (2000)
- [Mül01] M. Müller, M. Kamp, A. Forchel, J.L. Gentner: 'Wide-range-tunable laterally coupled distributed feedback lasers based on InGaAsP-InP', Appl. Phys. Lett. 79, 2684-2686, (2001)
- [Mül03] M. Müller: 'Abstimmbare Halbleiterlaser und schmalbandige Laserarrays mit verteilter lateraler Rückkopplung', Universität, Würzburg, Dissertation, (2003)
- [Nak91] Y. Nakano, Y. Deguchi, K. Ikeda, Y. Luo, K. Tada: 'Reduction of excess intensity noise induced by external reflection in a gain-coupled distributed feedback semiconductor laser', IEEE J. Quant. Electron. 27, 1732-1735, (1991)
- [Nak03] K. Nakahara, T. Tsuchiya, T. Kitatani, K. Shinoda, T. Taniguchi, T. Kikawa, S. Fujisaki, E. Nomoto, F. Hamano, M. Sawada, T. Yuasa: '1.3- μm InGaAlAs MQW RWG DFB Lasers for Uncooled 10Gb/s Datacom Applications', Lasers and Electro-Optics Society, Tucson, Arizona, USA, (2003)

- [Nak05] T. Nakamura, T. Okuda, R. Kobayashi, Y. Muroya, K. Tsuruoka, Y. Ohsawa, T. Tsukuda, S. Ishikawa: '1.3- μm AlGaInAs strain compensated MQW-buried-heterostructure lasers for uncooled 10-Gb/s operation', IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 11, 141-148, (2005)
- [OID07] Optoelectronics Industry Development Association: 'Global Optoelectronics Industry Market Report and Forecast', (2007)
- [Ort97] A. Orth: 'Verstärkungsgekoppelte Gitterstrukturen für Laser mit verteilter Rückkopplung', Universität, Würzburg, Dissertation, (1997)
- [Pao05] R. Paoletti, M. Agresti, D. Bertone, L. Bianco, C. Bruschi, A. Buccieri, R. Campi, C. Dorigoni, P. Gotta, M. Liotti, G. Magnetti, P. Montangero, G. Morello, C. Rigo, E. Riva, D. Soderstrom, S. Stano, P. Valenti, M. Vallone, M. Meliga: 'Highly reliable and high yield 1300 nm InGaAlAs directly modulated ridge Fabry-Perot lasers, operating at 10 Gb/s, up to 110°C, with constant current swing', Optical Fiber Communication Conference, Anaheim, Kalifornien, USA, (2005)
- [Pao06] R. Paoletti, M. Agresti, D. Bertone, L. Bianco, C. Bruschi, A. Buccieri, R. Campi, C. Dorigoni, P. Gotta, M. Liotti, G. Magnetti, P. Montangero, G. Morello, C. Rigo, E. Riva, G. Rossi, D. Soderstrom, A. Stano, P. Valenti, M. Vallone, M. Meliga: ' Highly Reliable and High-Yield 1300-nm InGaAlAs Directly Modulated Ridge Fabry-Pérot Lasers, Operating at 10-Gb/s, up to 110 °C, With Constant Current Swing', J. Lightwave Technol. 24, 143-149, (2006)
- [Par97] C. Park, J. S. Kim, D. K. Oh, D. H. Jang, C. Y. Park, J. H. Ahn, H. M. Kim, H. R. Choo, H. Kim, K. E. Pyun: 'Low-threshold loss coupled laser diode by new grating fabrication technique', IEEE Phot. Technol. Lett. 9, 22-24 (1997)
- [Rad07] M. Radziunas, A. Glitzky, U. Bandelow, M. Wolfrum, U. Troppenz, J. Kreissl, W. Rehbein: 'Improving the modulation bandwidth in semiconductor lasers by passive feedback', IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 13, 136-142, (2007)
- [Rei02] J. P. Reithmeier, A. Forchel: 'Single-Mode Distributed Feedback and Microlasers Based on Quantum-Dot Gain Material', IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 8, 1035-1044, (2002)
- [Rei05] J. P. Reithmeier, W. Kaiser, L. Bach, A. Forchel, V. Feies, M. Gioannini, I. Montrosset, T. Berg, B. Tromborg: 'Modulation speed enhancement by coupling to higher order resonances: A road towards 40 GHz bandwidth lasers on InP', Conference Proceedings – International Conference in Indium Phosphide and Related Materials, 118-123, (2005)
- [Sel04] I. Sellers, H. Liu, K. Groom, D. Childs, D. Robbins, T. Badcock, M. Hopkinson, D. Mowsbray, M. Skolnick: '1,3 μm InAs/GaAs multilayer quantum-dot laser with extremely low room-temperature threshold current density', Electron. Lett. 40, 1412-

1413, (2004)

- [Shc02] O. B. Shchekin: 'The role of p-type doping and the density of states on the modulation response of quantum dot lasers', Appl. Phys. Lett. 80, 2758-2760, (2002)
- [She02] W. Sheng, J. P. Leburton: 'Interband transition distributions in the optical spectra of InAs/GaAs self-assembled quantum dots', Appl. Phys. Lett, 80, 2755-2757, (2002)
- [Shi01] D. S. Shin, J. Wang, F. Bosch: '10 Gbit/s transmission over 50 km nonzero dispersion-shifted fibre using 1.3 μm directly modulated uncooled transmitters', Electron. Lett. 38, 864-865, (2002)
- [Sie86] A. E. Siegman: 'Lasers', University Science Books, Mill Valley, USA, (1986)
- [Su03] H. Su, L. Zhang, R. Wang, T. C. Newell, K. J. Malloy, L. F. Lester: 'High External Feedback Resistance of Laterally Loss-Coupled Distributed Feedback Quantum Dot Semiconductor Lasers', IEEE Phot. Technol. Lett. 15, 1504-1506, (2003)
- [Su05] H. Su, L. F. Lester: 'Dynamic properties of quantum dot distributed feedback lasers: high speed, linewidth and chirp', J. Phys. D: Appl Phys. 38, 2112-2118, (2005)
- [Sug05] M. Sugawara, N. Hatori, M. Ishida, H. Ebe, Y. Arakawa, T. Akiyama, K. Otsubo, T. Yamamoto, Y. Nakata: 'Recent progress in self-assembled quantum-dot optical devices for optical telecommunication: temperature-insensitive 10 Gbs⁻¹ directly modulated lasers and 40 Gbs⁻¹ signal-regenerative amplifiers', J. Phys. D: Appl. Phys. 38, 2126-2134, (2005)
- [Sze81] S. M. Sze: 'Semiconductor-device development in the 1970s and 1980s – a perspective', Proceedings IEEE, 69, 1121-1131, (1981)
- [Ukh04] A. A. Ukhonov, A. Stintz, P. G. Eliseev, K. J. Malloy: 'Comparison of the carrier induced refractive index, gain, and linewidth enhancement factor in quantum dot and quantum well lasers', Appl. Phys. Lett. 84, 1058-1060, (2004)
- [Vah84] K. Vahala, A. Yariv: 'Detuned loading in coupled cavity semiconductor-lasers – effect on quantum noise and dynamics', Appl. Phys. Lett. 45, 501-503, (1984)
- [Vau85] K. Vahala, J. Paslaski, A. Yariv: 'Observation of modulation speed enhancement, frequency modulation suppression, and phase noise reduction by detuned loading in a coupled-cavity-semiconductor laser, Appl. Phys. Lett. 46, 1025-1027, (1985)
- [Wei04] C. Weisbuch: 'Recent progress in III–V quantum optoelectronic devices', J. Cryst. Growth 138, 776-785, (1994)
- [Wer98] P. Werle: 'A review of recent advances in semiconductor laser based gas monitors', Spectrochimica Acta Part A, 52, 197-236, (1998)

- [Wes86] L. D. Westbroo: 'Measurement of dg/dN and their dependence on photon energy in 1.5 μm InGaAsP laser diodes', IEE Proc. J., 133, 135-142, (1986)
- [Wie06] S. Wieczorek, W. Chow, L. Chrostowski, C. Chang-Hasnain: 'Improved Semiconductor-Laser Dynamics From Induced Population Pulsation, IEEE J. Quantum Electron. 42, 552-562, (2006)
- [Woo92] S. L. Woodward, U. Koren, B. I. Miller, M. G. Young, M. A. Newkirk, C. A. Burrus: 'A DBR laser tunable by resistive heating', IEEE Photon. Technol. Lett. 4, 1330-1332, (1992)
- [WWW1] <http://www.internetworldstats.com>, (2008)
- [WWW2] http://www.computerbase.de/news/internet/webdienste/2004/april/eu_internetausbau_afrika/, (2004)
- [Yam87] M. Yamada, K. Sakuda: 'Analysis of almost-periodic distributed feedback slab waveguides via a fundamental matrix approach', Appl. Optics 26, 3473-3478, (1987)
- [Zel06] W. Zeller: 'Herstellung und Charakterisierung abstimmbarer monomodiger Mehrsegmentlaser auf InP Quantendash-Basis' Universität, Würzburg, Diplomarbeit, (2006)
- [Zie75] J. P. van der Ziel, R. Dingle, R. C. Miller, W. Wiegmann, W. A. Nordland: 'Laser oscillation from quantum states in very thin GaAs-Al_{0.2}Ga_{0.8}As multilayer structures', Appl. Phys. Lett. 26, 463-465, (1975)

Danksagung

Ich möchte mich bei all denjenigen herzlich bedanken, die mit Rat, Tat und gutem Willen zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Insbesondere danke ich:

Prof. Dr. Alfred Forchel für seine Bereitschaft, diese Arbeit zu betreuen.

Dr. Johannes Koeth für die Aufnahme in die Firma *nanoplus GmbH* und seine Unterstützung.

Dr. Marc Fischer für die Betreuung vor Ort während des Entstehens dieser Arbeit, seine Diskussionsbereitschaft trotz häufigem Zeitmangel und das gute Arbeitsklima.

Dr. Martin Kamp für viele gute Ratschläge bei Problemen und viele hilfreiche Diskussionen.

Sven Ehrke, Claudia König, Bianca Hubert und Silke Kuhn für das Prozessieren nahezu aller Proben, die innerhalb von drei Jahren für diese Arbeit hergestellt wurden.

Wolfgang Zeller für seine guten Ratschläge und seine Hilfsbereitschaft bei allen Problemen mit *Lasim*.

Allen Mitarbeitern der Firma *nanoplus GmbH* für ihre Unterstützung und ganz besonders für die stets sehr freundliche und gute Arbeitsatmosphäre.

Martin Melle für detaillierte Messungen an einigen der abstimmbaren Laser.

Igor Krestnikov und Alexey Kovsh von der Firma *innolume GmbH* für die gute Zusammenarbeit und das Wachsen des Probenmaterials.

Beatrice Dagens, Francois Lelarge, Romain Brenot und Guang-Hua Duan von der Firma *Alcatel-Thales* für die gute Zusammenarbeit und für die Durchführung der Großsignalmessungen.

Allen Beteiligten des EU-Projekts ZODIAC für die gute Zusammenarbeit.

Markus Geier, Tobias Dieckhoff, Christian Forchel, Tobias Dürig, Anna Nowak und Claudia Haevernick für ihre Hilfsbereitschaft, ihre Unterstützung und ihr stetes Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Meinen Eltern, dass sie mir das Studium und somit diese Arbeit ermöglicht haben, sowie für ihr Interesse an der Entwicklung dieser Arbeit.

Meiner Frau Melanie für ihre Unterstützung und Geduld.

Meinen Schwestern Julia und Katharina für ihr Interesse am Fortgang und der Entwicklung dieser Arbeit.

Meiner Großmutter, die von Anfang an fest vom guten Gelingen dieser Arbeit überzeugt war und mir schon im Kindesalter genau diesen Werdegang vorhersagte.

Lebenslauf

Name:	Florian Gerschütz
geboren:	7. März 1980 in Würzburg
1986 -1990	Goethe-Grundschule Würzburg
1990 -1999	Matthias-Grünwald-Gymnasium Würzburg
1999	Abschluss mit Abitur
1999 - 2000	Grundwehrdienst
2000 - 2005	Studium der Nanostrukturtechnik an der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg
2005	Abschluss mit Diplom Thema der Diplomarbeit: „980 nm-GaInAs/AlGaAs-Quantenpunktlaser mit Tunnelinjektionsquantenfilm“
2006-2010	Wissenschaftlicher Mitarbeiter der nanoplus GmbH mit Gelegenheit zur Promotion

Versicherung an Eides statt

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

Hiermit versichere ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertation selbstständig verfasst und ohne die Hilfe eines Promotionsberaters angefertigt habe 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 vorgelegt, einen akademischen Grad zu erwerben.

Am 08. März 2006 wurde mir von der Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom-Ingenieur (Univ.) verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 26.01.10

Florian Gerschütz