



**Wachstum und Charakterisierung von
GaInNAs-basierenden
Halbleiterstrukturen für
Lasieranwendungen in der optischen
Telekommunikation**

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

vorgelegt von

Dirk Bisping
aus Rosenheim

Würzburg 2010

Eingereicht am: 30.09.2010

bei der Fakultät für Physik und Astronomie der Julius-Maximilians-Universität Würzburg

1. Gutachter:

Prof. Dr. Alfred Forchel

2. Gutachter:

Prof. Dr. Jean Geurts

der Dissertation.

1. Prüfer:

Prof. Dr. Alfred Forchel

2. Prüfer:

Prof. Dr. Jean Geurts

3. Prüfer:

Prof. Dr. Wolfgang Kinzel

im Promotionskolloquium.

Tag des Promotionskolloquiums: 31.01.2013

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Das Materialsystem GaInNAs	7
2.1	Relevante Wellenlängenbereiche	7
2.2	Realisierung von Halbleiterlasern in den relevanten Wellenlängenbereichen . . .	7
2.3	Besonderheiten von GaInNAs	11
2.4	Stand der Technik	13
2.5	Alternative Ansätze	14
3	Das Wachstum von GaInNAs mittels Molekularstrahlepitaxie	17
3.1	Grundlagen der Molekularstrahlepitaxie	17
3.2	Kontrolle der Substrattemperatur während des Wachstums	19
3.3	Radiofrequenz-Plasmaquelle zur Erzeugung von atomarem Stickstoff	23
4	Verwendete Charakterisierungsverfahren	28
4.1	Rasterelektronenmikroskopie	28
4.2	Photolumineszenz-Spektroskopie	28
4.3	Hochauflösende Röntgenbeugung	29
4.4	Rasterkraftmikroskopie	32
4.5	Charakterisierung von Halbleiterlasern	32
5	Grundlagen von Halbleiterlasern	34
5.1	Funktionsprinzip des Halbleiterlasers	34
5.2	Strukturierung von Lasern	42
6	Thermisches Ausheilen von GaInNAs-Proben	45
6.1	Mechanismen während des Ausheilprozesses	45
6.2	Einfluss der Ausheilparameter auf die optischen Eigenschaften	47
7	Hochleistungsdiodenlaser für Pumpenanwendungen im Wellenlängenbereich um 1240 nm	50
7.1	Anwendungsmöglichkeiten	50
7.2	Überlegungen zum Aufbau von Hochleistungslasern	52
7.3	Grundcharakterisierung von Breitstreifenlasern	53
7.3.1	Aufbau der verwendeten Laserschichten	53
7.3.2	Ausnutzung des in-situ Ausheileffekts	54

Inhaltsverzeichnis

7.3.3	Einfluss des Dotierprofils	58
7.3.4	Verwendung des Konzepts großer optischer Kavitäten	60
7.3.5	Temperaturabhängigkeit der Laserkenndaten	64
7.4	Dauerstrichbetrieb	69
7.4.1	Verhalten bei längeren Betriebszeiten	69
7.4.2	Hochleistungslaser mit großer optischer Kavität	71
7.4.3	Temperaturabhängigkeit	73
7.4.4	Vergleich mit Simulationen	73
7.5	Wellenlängenstabilisierte Trapezlaser	75
8	Langwellige Quantenpunkte im GaInNAs-Materialsystem mit Emission bis zu 1600 nm	79
9	Diodenlaser für den Telekombereich um 1550 nm	85
9.1	Optimierung der Wachstumsparameter	85
9.1.1	Probenaufbau	85
9.1.2	Einfluss des Barrierenmaterials	86
9.1.3	Substrattemperatur	88
9.1.4	Arsen-Fluss	92
9.1.5	Einfluss des Arsen-Modus	94
9.2	Ausheiloptimierung für Laserstrukturen	95
9.3	Gepulster Betrieb von langwelligen Lasern	98
9.4	Dauerstrichbetrieb von multi- und monomodigen Lasern	107
10	Zusammenfassung	108
11	Summary	112
	Literatur	115
	Abbildungsverzeichnis	130
	Tabellenverzeichnis	134
	Abkürzungen	135
	Publikationsliste	138
	Danksagung	140
	Lebenslauf	142
	Eidesstattliche Versicherung	143
	Erklärung	144

1 Einleitung

Die moderne Informationsgesellschaft stellt, vor allem durch die zunehmende Nutzung des Internets auch für datenintensive Anwendungen wie Multimedia-Dienste, immer höhere Anforderungen an die benötigten Datenübertragungsraten. So prognostiziert der US-amerikanische Netzwerkausstatter *Cisco Systems Inc.* in seiner Studie „Cisco Visual Networking Index“ für das Jahr 2013 eine Verfünfachung des weltweiten Internet-Datenverkehrs im Vergleich zum Jahre 2008 auf dann mehr als 56 Exabyte (10^{18} Byte) pro Monat [Cis09]. Datenübertragung findet auf Grund der höheren erzielbaren Übertragungsraten zunehmend mit Hilfe von Licht statt, das in Glasfasern geführt wird. Während bis heute hauptsächlich die mit einem hohen Datenvolumen belasteten Kernverbindungen zwischen Internet-Knotenpunkten mit Glasfasern realisiert wurden, auf der sogenannten „letzten Meile“ allerdings noch das klassische Kupferkabel mit seinen elektrischen Signalen dominiert, wird erwartet, dass zukünftig auch in den letzten Kilometern und Metern bis zum Teilnehmeranschluss optische Datenübertragung eingesetzt werden wird. Einen ersten Schritt bildet hier das teilweise noch im Aufbau befindliche Very High Speed Digital Subscriber Line 2 (VDSL2)-Netz, welches als sogenanntes Fiber to the Node (FTTN)-Netzwerk (deutsch: Glasfaser bis zum Verteilerpunkt) einzuordnen ist [Wit08]. Für weiter steigende Datentransferraten erscheint es wahrscheinlich, dass zunehmend auch sogenannte Fiber to the Building (FTTB)-Verbindungen (deutsch: Glasfaser bis ins Gebäude) oder Fiber to the Home (FTTH)-Verbindungen (deutsch: Glasfaser bis ins Zuhause) mit einer komplett optischen Verbindung Verwendung finden werden [Wit08; Fib10; Mon09]. Voraussetzung hierfür ist neben dem Verlegen von Glasfaserleitungen natürlich auch die Verfügbarkeit von kostengünstigen Halbleiterlasern als Lichtquellen, die auf die speziellen Anforderungen für den Einsatz in der optischen Datenübertragung abgestimmt sind. Deswegen sind Telekom-Laser ein wesentlicher Bestandteil akuteller Forschung im Bereich Halbleiterlaser.

Gegenwärtig werden im nahen Infrarot und hier insbesondere im Wellenlängenbereich der sogenannten Telekom-Fenster bei $1,31\ \mu\text{m}$ und $1,55\ \mu\text{m}$ emittierende Telekom-Laser hauptsächlich auf Basis von Indium-Phosphid (InP)-Substraten hergestellt. Zusätzlich ist der Wellenlängenbereich um $1,24\ \mu\text{m}$ beispielsweise für das Pumpen von im Telekom-Fenster bei $1,31\ \mu\text{m}$ arbeitenden Ramanverstärkern interessant. Intensive Forschungsarbeit wurde im letzten Jahrzehnt in die Entwicklung von auf Gallium-Arsenid (GaAs)-Substrat basierenden Alternativen bei den genannten Emissionswellenlängen gesteckt. Die Motivation hierfür ist in den erwarteten Vorteilen zu sehen. Diese sind einerseits kommerzieller Art, da GaAs-Substrate billiger und in größeren Dimensionen verfügbar sind. Andererseits erwartet man durch den auf Grund der größeren Bandlücke des GaAs-Substrates verbesserten Ladungsträgeranschluss eine erhöhte Temperaturstabilität der Lasereigenschaften, die einen geringeren Aufwand für die Kühlung der Laser verursacht oder sogar einen ungekühlten Betrieb ermöglicht. Gleichzeitig führt eine reduzierte

Auger-Rekombination zu effizienteren Lasern. Beides ist vor allem unter ökologischen Gesichtspunkten in Bezug auf den Energieverbrauch interessant. Weiterhin sind auf GaAs-Substrat hergestellte Strukturen einfach kompatibel zur mittlerweile als Industriestandard etablierten Technologie für Oberflächen-emittierender Laser mit vertikaler Kavität, sogenannte Vertical Cavity Surface Emitting Laser (VCSEL), mit Distributed Bragg Reflector (DBR)-Spiegeln aus alternierenden Schichten von Aluminium-Arsenid (AlAs) und GaAs und mit durch nasschemische Oxidation hergestellten Oxidaperturen. Dies VCSEL sind auf Grund ihres Strahlprofils, ihrer Kompaktheit, ihrer Monomodigkeit und ihrer schnellen Modulierbarkeit besonders für Telekomanwendungen geeignet. Zusammenfassend erwartet man billigere, effizientere und schnellere Laser bei der Verwendung von GaAs-Substrat an Stelle von InP-Substrat.

Ein Kandidat für solche Diodenlaser stellt das Materialsystem Gallium-Indium-Nitrid-Arsenid (GaInNAs) dar [Kon96; Har02]. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Entwicklung von auf diesem Materialsystem basierenden Halbleiterlasern vor dem Hintergrund möglicher Anwendungen in der Telekommunikation. Kapitel 2 stellt weiterhin die Eigenschaften, Besonderheiten, Vor- und Nachteile sowie mögliche Alternativen zu diesem Materialsystem für GaAs-basierende Laser im Bereich der Telekommunikationswellenlängen vor. Kapitel 3 beschreibt die Herstellung der in dieser Arbeit untersuchten Test- und Laserstrukturen mittels Molekularstrahlepitaxie (englisch: Molecular Beam Epitaxy (MBE)) sowie besondere Techniken, die für ein hochqualitatives und reproduzierbares GaInNAs-Wachstum im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden. Kapitel 4 behandelt die Grundlagen von Halbleiterlasern sowie Details zu deren Prozessierung. In Kapitel 5 werden die verwendeten Charakterisierungsverfahren geschildert. Kapitel 6 widmet sich dem thermischen Ausheilen von GaInNAs-Strukturen, beleuchtet die beim thermischen Ausheilen stattfindenden Prozesse und diskutiert den Einfluss unterschiedlicher Ausheilparameter. In Kapitel 7 wird zunächst die Verwendung von GaInNAs-Quantenfilm (QF)-Lasern für im Wellenlängenbereich um 1240 nm emittierende Hochleistungslaserdioden motiviert, die beispielsweise in für die Glasfaserdatenübertragung notwendigen Verstärkermodulen Anwendung finden können. Im Anschluss werden die Ergebnisse der Optimierung und Entwicklung von GaInNAs-Hochleistungslasern in diesem Wellenlängenbereich sowohl im gepulsten Betrieb als auch im Dauerstrichbetrieb vorgestellt. Abschließend werden als Anwendungsbeispiel die Ergebnisse von auf dem entwickelten Material speziell vor dem Hintergrund der Anforderungen in der möglichen Anwendung prozessierten Lasern mit Wellenlängenstabilisierung und hoher Strahlqualität gezeigt. Nachdem zuvor nur QF-Strukturen untersucht wurden, widmet sich Kapitel 8 dem Wachstum und der Charakterisierung von Quantenpunkt (QP)-Strukturen im GaInNAs-Materialsystem für den Einsatz in QP-Lasern bei den Telekommunikationswellenlängen. Mögliche sonstige Anwendungen und Limitationen dieses Ansatzes werden diskutiert. Kapitel 9 beschäftigt sich mit Diodenlasern im für die Telekommunikation hoch interessanten Wellenlängenbereich um 1550 nm. Zunächst werden die wesentlichen Wachstumsparameter für das anspruchsvolle Wachstum solcher Strukturen mit sehr hohem Stickstoff-Gehalt diskutiert und optimiert, wobei hier besonderer Wert auf das Ausheilverhalten gelegt wird. Es werden Wege für ein auf die Anwendung der langwelligen GaInNAs-QFe in Laserstrukturen optimiertes Ausheilverhalten aufgezeigt und schließlich die erzielten Ergebnisse im gepulsten und Dauerstrichbetrieb von Laserdioden in diesem Wellenlängenbereich dargestellt und diskutiert.

2 Das Materialsystem GaInNAs

2.1 Relevante Wellenlängenbereiche

Bei der Glasfaserdatenübertragung spielen die Dämpfungsverluste in der Faser eine wesentliche Rolle, da sie die maximale Übertragungsreichweite limitieren [Har02]. Abbildung 2.1 zeigt die Dämpfungsverluste typischer älterer und modernerer Glasfasern. Es ist in der Weiterentwicklung von Glasfasern zwar vor allem durch die erhöhte Reinheit des Herstellungsprozesses gelungen, die Dämpfungsverluste insgesamt zu reduzieren, die typischen Merkmale wie beispielsweise das durch Verunreinigungen der Faser mit Wasser verursachte Absorptionsmaximum im Bereich um 1400 nm sind allerdings auch in modernen Fasern immer noch vorhanden. Für hohe Datenübertragungsraten über große Entfernungen sind natürlich möglichst niedrige Dämpfungsverluste erwünscht. Auf Grund der in Abbildung 2.1 gezeigten Wellenlängenabhängigkeit der Dämpfungsverluste haben sich mehrere sogenannte Telekom-Fenster herauskristallisiert, in denen typischerweise optische Netzwerke betrieben werden. Historisch gesehen machten Netzwerke im Wellenlängenbereich um 850 nm (erstes Telekom-Fenster) den Anfang, da hier auch schon frühzeitig die passenden Halbleiterlaser als Lichtquellen verfügbar waren. Später kamen das zweite Telekom-Fenster um 1310 nm, das dritte und zuletzt das vierte Telekom-Fenster um 1550 nm bzw. 1625 nm hinzu. In den beiden letzteren findet man die niedrigsten Dämpfungsverluste von nur ca. 0,2 dB/km vor. Zusätzlich beobachtet man im zweiten Telekom-Fenster eine verschwindend geringe Dispersion in der Glasfaser, die zusätzlich die erzielbare Bandbreite erhöht. Auf Grund dieser Charakteristik arbeiten heute viele Hochgeschwindigkeitsnetzwerke für lange Reichweiten im Wellenlängenbereich um 1550 nm, aber auch der Bereich um 1310 nm ist auf Grund der verschwindenden Dispersion gefragt.

2.2 Realisierung von Halbleiterlasern in den relevanten Wellenlängenbereichen

Heutzutage werden kommerziell erhältliche Halbleiterlaser als Lichtquellen für die zwei Wellenlängenbereiche um 1310 nm und 1550 nm hauptsächlich auf Basis von InP-Substraten mit einem (oder mehreren) Indium-Gallium-Arsenid-Phosphid (InGaAsP)- oder Indium-Aluminium-Gallium-Arsenid (InAlGaAs)-QF als aktivem Bereich hergestellt [Pas08]. Kondow *et al.* schlugen 1996 erstmals das Materialsystem GaInNAs als Alternative vor [Kon96]. Abbildung 2.2 zeigt die Bandlücke über der Gitterkonstante der Halbleitermaterialien GaAs, AlAs, Indium-Arsenid (InAs) und Gallium-Nitrid (GaN). Die eingezeichneten Verbindungslinien markieren die Werte der entsprechenden ternären Verbindungshalbleiter. So ergibt beispielsweise das Hin-

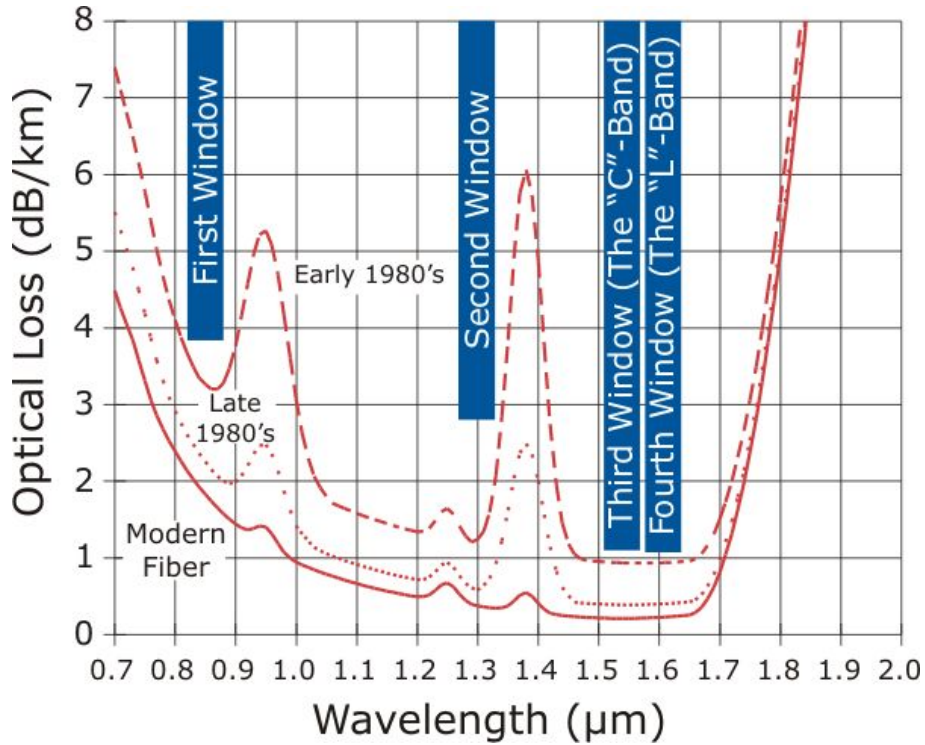


Abbildung 2.1: Entwicklung der Verluste in Glasfasern in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach [Gof03].

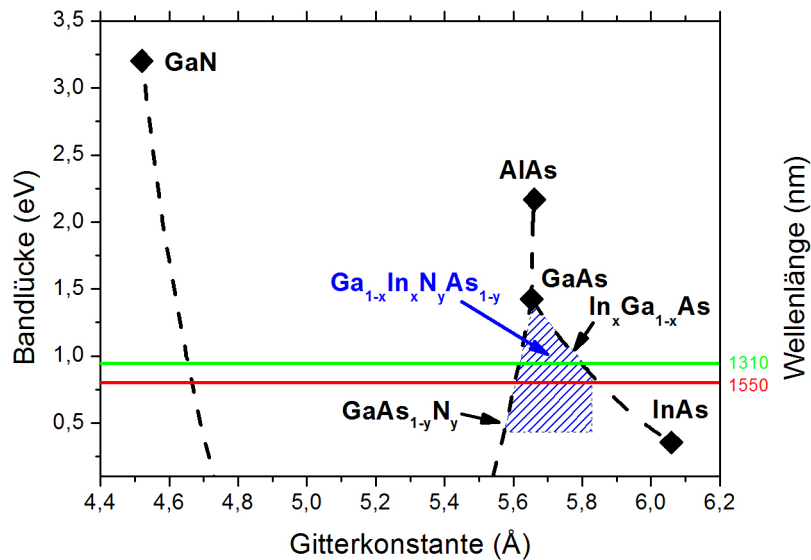


Abbildung 2.2: Bandlücke über Gitterkonstante von GaAs, AlAs, GaN und InAs. Die Linien geben die Werte für die entsprechenden ternären Verbindungshalbleiter $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ und $\text{GaAs}_{1-y}\text{N}_y$ an. Die blaue Schraffur markiert in etwa den mit dem quarternären $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ auf GaAs-Substrat abdeckbaren Bereich.

zufügen von Indium zu GaAs den Verbindungshalbleiter Indium-Gallium-Arsenid (InGaAs). Dies führt zu einer Reduktion der Bandlücke des Materials bei gleichzeitiger Erhöhung der Verspannung durch die steigende Gitterkonstante relativ zum GaAs. Auf GaAs-Substraten wächst InGaAs zunächst pseudomorph bis zum Erreichen einer kritischen Schichtdicke auf, ab der Relaxationseffekte einsetzen. Solche ganz oder teilweise relaxierten Materialien beinhalten eine Vielzahl an Kristalldefekten, die durch ihre Wirkung als nicht-strahlende Rekombinationszentren einen Einsatz als aktives Medium in Halbleiterlasern schwierig machen. Folglich ist die mögliche Reduktion der Bandlücke beschränkt. Bei dünnen Schichten (wenige Nanometer wie in QFen) ist in einem $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -QF ein maximaler Indium-Gehalt von ca. $x=40\%$ möglich. Unter Berücksichtigung der Quantisierungsenergie des Grundzustandes in QFen erlaubt dies, Laserstrukturen mit maximalen Wellenlängen knapp über 1200 nm zu realisieren (s. z.B.: [Sun03] und Verweise dort). Die interessanten Bereiche für die Telekommunikation bei 1310 nm und auch insbesondere derjenige bei 1550 nm sind so allerdings nicht zu erreichen. Während GaN zwar eine deutlich höhere Bandlücke als GaAs aufweist, führt das Hinzufügen von kleinen Mengen Stickstoff (N) im Bereich von wenigen Prozent zu GaAs oder $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ zu einer Reduktion der Bandlücke (s. Abbildung 2.2). Üblicherweise wird dieser Effekt durch das sogenannte Band-Anti-Crossing (BAC)-Modell beschrieben [Sha99]. Im Rahmen dieses Modells geht man davon aus, dass der N-Einbau zu lokalisierten resonanten Zuständen führt. Man beobachtet eine Wechselwirkung dieser Zustände mit den ausgedehnten Zuständen des Leitungsbandes. Diese Wechselwirkung lässt sich störungstheoretisch beschreiben und führt zu einer Aufspaltung in zwei Subbänder, die gegeben sind durch:

$$E_{\pm} = \frac{1}{2}(E_N + E_M \pm \sqrt{(E_N - E_M)^2 + 4V_{MN}^2}) \quad (2.1)$$

Dabei sind E_N und E_M die Energien der Stickstoff-Niveaus und der Leitungsbandkante des umgebenden (In)GaAs-Materials jeweils mit Bezug auf die Valenzbandkante. V_{MN} ist das Matrixelement, welches die Wechselwirkung zwischen diesen beiden Zustandstypen beschreibt. Der Name des Modells rührt daher, dass diese beiden entstehenden Subbänder beispielsweise unter Veränderung des externen Druckes ein typisches Anti-Crossing-Verhalten zeigen [Sha99]. Im Rahmen des Modells ändert sich die energetische Position von E_N folgendermaßen mit der Indium-Konzentration x [Vur03]:

$$E_N(x) = (1,65 \cdot (1 - x) + 1,44 \cdot x - 0,38 \cdot x \cdot (1 - x))eV \quad (2.2)$$

Das Wechselwirkungs-Matrixelement V_{MN} hängt dabei nach bandstrukturtheoretischen Berechnungen [Lin99; Rei99] folgendermaßen von der Stickstoffkonzentration y ab:

$$V_{MN} = (C_{MN}\sqrt{y})eV \quad (2.3)$$

Der Bandwechselwirkungsparameter C_{MN} ist dabei wiederum von der Indium (In)-Konzentration x abhängig. Deshalb schlugen Vurgaftman *et al.* basierend auf den experimentell verfügbaren Daten eine Parametrisierung der Abhängigkeit des Wechselwirkungs-Matrixelement V_{MN} von der In-Konzentration entsprechend

$$V_{MN} = (2,7(1-x) + 2,0x - 3,5x(1-x))eV \quad (2.4)$$

vor [Vur03].

Die beiden so entstehenden Subbänder E_+ und E_- liegen energetisch ober- bzw. unterhalb der Leitungsbandkante des (In)GaAs-Wirtsmaterials, wobei für Anwendungen natürlich in erster Linie das energetisch günstigere Subband E_- interessant ist, da es die Bandlücke des Materials reduziert. Man beobachtet eine Verringerung der Bandlücke von ca. 150 meV pro Prozent N. Neben dem beschriebenen BAC-Modell wurden auch Alternativen (z.B.: Local Density Approximation (LDA)-Modell [Jon99]) bzw. Erweiterungen (z.B.: [Lin04]) vorgeschlagen. Da das BAC-Modell die wesentlichen Eigenschaften und grundlegenden physikalischen Besonderheiten dieses Materials weitgehend korrekt beschreibt, findet es in dieser Arbeit Anwendung. Neben der diskutierten Reduktion der Bandlücke, die durch die Wechselwirkung der resonanten N-Zustände mit dem Leitungsband verursacht wird, während der Einfluss auf das Valenzband vergleichsweise gering ist [Gal05], ist zusätzlich ein Anstieg der effektiven Elektronenmasse zu beobachten [Hai00]. Dieser wird durch die oben beschriebene Wechselwirkung verursacht und äußert sich wiederum beispielsweise in einem Anstieg des Brechungsindex mit zunehmendem N-Gehalt [Kit98].

Solche Verbindungen aus Ga(In)NAs werden auf Grund des typischerweise nur wenige Prozent betragenden N-Gehaltes auch „Dilute Nitrides“ (deutsch: verdünnte Nitride) genannt. Wie Abbildung 2.2 zu entnehmen ist, führt die Zugabe von N gleichzeitig auch zu einer Reduktion der Gitterkonstante. Hohe Verspannungen können also durch die Zugabe von kleinen Mengen Stickstoff ausgeglichen werden. Grundsätzlich kann GaInNAs mit der richtigen Zusammensetzung auch gitterangepasst auf GaAs abgeschieden werden. Der blau schraffierte Bereich in Abbildung 2.2 markiert in etwa den so abdeckbaren Bereich. Das zweite und dritte Telekom-Fenster (vgl. Abbildung 2.1) lassen sich so mit dem Materialsystem GaInNAs auch auf GaAs-Substrat erreichen. Hierfür werden einige wesentliche Vorteile gegenüber den etablierten auf InP-Substrat basierenden Materialien erwartet. Diese sind im Detail:

- Man erwartet eine höhere Temperaturstabilität durch den höheren Leitungsband-Unterschied und entsprechend verbesserten Ladungsträgeranschluss [Kon96].
- Die Reduktion der Auger-Rekombination führt zu effizienteren Lasern [Har02].
- Die Nutzung von GaAs-Substraten verspricht kommerzielle Vorteile, da diese im Vergleich zu InP-Substraten deutlich billiger und in größeren Dimensionen verfügbar sind.
- Das Material AlAs kann auf Grund des geringen Unterschiedes in der Gitterkonstante nahezu ohne Beschränkungen auf GaAs-Substrat abgeschieden werden (vgl. Abbildung 2.2). Gleichzeitig hat AlAs einen signifikant niedrigeren Brechungsindex als GaAs [Geh00]. Damit bietet die Kombination aus AlAs und GaAs eine einfache Möglichkeit, hochreflektierende DBR-Spiegel epitaktisch herzustellen. Diese Technologie wird ausgenutzt für VCSEL, wie sie auf Grund der Strahlqualität bzw. -form und hohen Modulierbarkeit

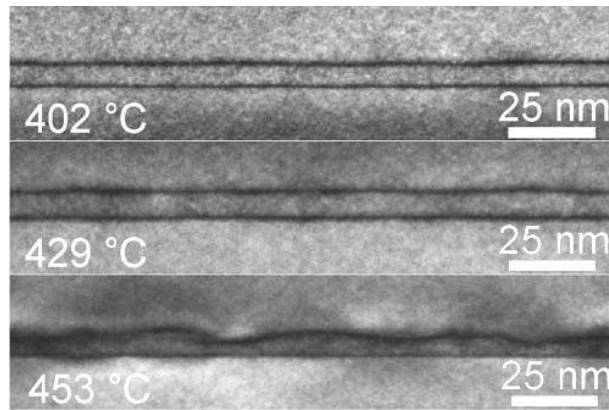


Abbildung 2.3: Dunkelfeld-TEM-Aufnahmen von bei unterschiedlicher Substrattemperatur gewachsenen GaInNAs-QFen nach [Gee06]. Bei höheren Substrattemperaturen erkennt man deutlich wellige QF-Grenzflächen auf Grund des einsetzenden 3D-Wachstums.

besonders für Telekomwendungen interessant sind [Yu03]. Da GaInNAs auf GaAs abgeschieden wird, ist es kompatibel zu dieser etablierten Technologie und bietet grundsätzlich die Möglichkeit der vergleichsweise einfachen Herstellung von VCSELn bei den oben genannten Telekomwellenlängen.

2.3 Besonderheiten von GaInNAs

Mit dem Wachstum von GaInNAs sind einige Besonderheiten verbunden, die aus dem normalen GaAs-basierten Wachstum nicht bekannt sind. Diese sollen im Folgenden kurz diskutiert werden:

- **Schnelles thermisches Ausheilen:** Es wurde beobachtet, dass schnelles thermisches Ausheilen, sogenanntes Rapid Thermal Annealing (RTA), also eine an das Wachstum anschließende thermische Behandlung der stickstoffhaltigen Schichten, zwingend notwendig ist, um eine hohe Kristallqualität und eine gute optische Qualität zu erreichen [Xin99; Kag99]. Insofern gibt es neben der Optimierung der Wachstumsparameter einen weiteren Freiheitsgrad, nämlich die Optimierung der Ausheilparameter. Wie in dieser Arbeit gezeigt werden wird, beeinflussen die Wachstumsparameter das Ausheilverhalten. Kapitel 6 dieser Arbeit diskutiert ausführlich die beim RTA stattfindenden Prozesse und den Einfluss verschiedener Parameter auf das Ausheilen. Bei der Wachstumsoptimierung wurde insbesondere auch der Einfluss auf das Ausheilen berücksichtigt (vgl. Kapitel 7.3.2, 9.1 und 9.2).
- **Phasenseparation:** Da ein GaN-Kristall eine Wurtzitstruktur aufweist, während GaAs und InAs in einer Zinkblende-Struktur kristallisiert, ist das Wachstum von GaInNAs grundsätzlich problematisch. Auf Grund dieses Gegensatzes kann es zu einer Phasenseparation an der Wachstumsoberfläche kommen. Dies kann sich beispielsweise in lateralen

oder vertikalen Kompositionsfluktuationen äußern [Lun07; Kon08] oder sogar zu unerwünschtem 3-dimensionalen (3D) Wachstum mit einem Aufrauen der Grenzflächen führen, wie in den Dunkelfeld-Transmissionselektronenmikroskop (TEM)-Aufnahmen von bei unterschiedlichen Substrattemperaturen gewachsenen GaInNAs-QFen in Abbildung 2.3 für höhere Temperaturen deutlich zu erkennen ist. Die Ergebnisse in Abbildung 2.3 zeigen damit bereits ein erfolgsversprechendes Konzept auf, mit dem diese Phasenseparation effizient zu vermeiden ist: Eine deutliche Reduktion der Substrattemperatur während des Wachstums auf im Vergleich zu typischen GaAs bzw. InGaAs-Wachstumstemperaturen von ca. 600 °C bzw. 500 °C sehr niedrige Temperaturen bis hinunter zu 350 °C [Jas05; Lun07]. Dies reduziert die Migrationslänge der Adatome auf der Oberfläche und führt durch diese reduzierte Mobilität zu einer zufälligeren und damit gleichmäßigeren Verteilung der Atome im Kristall. Eine Phasenseparation wird effektiv vermieden. Gleichzeitig sind tiefe Wachstumstemperaturen aber auch problematisch, da sehr niedrige Migrationslängen die Wahrscheinlichkeit von Gitterfehlern wie Leerstellen, Zwischengitteratomen oder Substitutionsatomen, etc. signifikant erhöhen [Har07]. Hier einen optimalen Mittelweg zu finden, ist eine der wichtigsten Aufgaben beim GaInNAs-Wachstum. Der Einfluss der Wachstumstemperatur wird ausführlich in den Kapiteln 7.4.1 und 9.1.3 diskutiert.

- **Das enge Wachstumsfenster:** Die Ergebnisse in Kapitel 9.1 werden zeigen, dass kleinste Änderungen einiger Wachstumsparameter bereits einen sehr großen Einfluss auf die Schichtqualität haben können. Eine möglichst exakte Kontrolle der Wachstumsparameter ist deshalb notwendig. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Verfahren entwickelt, mit deren Hilfe die Kontrolle der entscheidenden Wachstumsparameter, wie z. B. der Substrattemperatur, verbessert werden kann (vgl. Kapitel 3.2).
- **Gezielte Anpassung der Verspannung:** Durch die entgegengesetzte Verspannung, die In bzw. N im GaAs-Materialsystem verursachen (vgl. Abbildung 2.2), ist es möglich, das Materialsystem GaInNAs durch Variation der Materialzusammensetzung sowohl gitterangepasst als auch kompressiv bzw. tensil verspannt auf dem GaAs-Substrat abzuschneiden. Dies bietet die Möglichkeit des sogenannten „strain engineering“ (deutsch: gezielte Anpassung der Verspannung). Die Verspannung des GaInNAs kann also an die technologisch bzw. materialspezifisch notwendigen Anforderungen angepasst werden. Als Anwendungsmöglichkeiten seien zwei Beispiele genannt:
 1. **Mehrschicht-Solarzellen:** Herkömmliche auf reinem Silizium-basierende Solarzellen haben einen beschränkten Wirkungsgrad, da auf Grund der Bandlücke und der Bandstruktur des Materials nur ein Teil des Sonnenlichts absorbiert und für die Stromerzeugung nutzbar gemacht werden kann. Eine Alternative sind sogenannte Mehrschicht-Solarzellen (englisch: multi-junction solar cell), also Solarzellen, die auf einer Kombination mehrerer Halbleitermaterialien mit unterschiedlichen Bandlücken basieren. Diese können z.B.: auf GaAs-Substrat durch Kombination von GaAs und GaInP hergestellt werden [Ber94]. Mit einem solchen Design wird Sonnenlicht effizient bis hinunter zur GaAs-Bandkante bei ca. 1,4 eV absorbiert. Um auf dieser Basis das Absorptionsvermögen weiter zu niedrigeren Energien in den Infrarotbereich zu

erweitern, kann diese Solarzelle um eine GaAs-gitterangepasste GaInNAs-Schicht erweitert werden, die dann bis hinunter zu 1 eV absorbieren würde [Fri98]. Eine zusätzliche Kombination mit einer Germanium (Ge)-Schicht, die effizient im Bereich von 0,67 bis 1 eV absorbiert, würde theoretisch Wirkungsgrade von bis zu 52% ermöglichen [Kur97].

2. **Verspannungskompensierende Schichten:** Weiterhin finden diese Möglichkeiten Anwendung in sogenannten Strain-compensating Layers (SCLs) (deutsch: verspannungskompensierende Schichten), mit denen beispielsweise die Verspannung eines kompressiv verspannten GaInNAs-QFs durch das Umgeben mit tensil verspannten Gallium-Arsenid-Nitrid (GaAsN)-Barrieren teilweise ausgeglichen werden kann. Für Details zum Einfluss dieser SCLs auf Schichtqualität und Ausheilverhalten sei auf die Ergebnisse und die Diskussion in Kapitel 9.1.2 verwiesen.

Beim „strain engineering“ ist außerdem folgende Limitation zu beachten: Auf Grund der entgegengesetzten Verspannungen, die durch In bzw. N verursacht werden, müsste es bei Zugabe von N theoretisch möglich sein, beispielsweise in QFen höhere In-Gehalte als die typischen 40 % von reinen InGaAs-QFen zu verwenden. Experimentell zeigt sich allerdings, dass auch mit GaInNAs-QFen typischerweise maximale In-Gehalte von nur knapp über diesen 40 % mit guter optischer Qualität möglich sind [Niu06; Hug06]. Dies wird auf die Tendenz zur Phasenseparation zurückgeführt. Auch durch optimiertes Wachstum lässt sich diese Tendenz nie komplett unterdrücken. Wie bereits diskutiert wurde, führt dies sogar im Fall des 2D-Wachstums mit glatten Grenzflächen zu lateralen Kompositionsfluktuationen. So entstehen lokal begrenzte Bereiche mit sehr hohen Verspannungen, die beispielsweise durch Versetzungen im Kristall zu nicht-strahlenden Rekombinationszentren führen können. Gleichzeitig befördern sehr hohe Indium-Konzentrationen unerwünschtes 3D-Wachstum. Unabhängig von solch einer mikroskopischen Betrachtung lässt sich auch anschaulich verstehen, dass mit einem auf Grund der diskutierten Gegensätze in der Kristallstruktur (Wurzitstruktur für GaN und Zinkblende-Struktur für (In)GaAs) metastabilen System wie GaInNAs nur eine beschränkte Verspannungskompensation durch Zugabe von In bzw. N möglich ist.

Die hier genannten Probleme sind direkt mit dem Einbau von N in Verbindung zu bringen. Folglich sind diese Probleme ausgeprägter, je höher der N-Gehalt in einer spezifischen Struktur ist. Je länger die gewünschte Wellenlänge ist, umso mehr N muss in die Struktur eingebaut werden. Folglich sind, wie auch die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen werden, die Probleme bei langwellig emittierende Proben ausgeprägter als bei kurzweiliger emittierenden Strukturen (vgl. auch [Ull05]).

2.4 Stand der Technik

Im Bereich des zweiten Telekom-Fensters bei 1310 nm wurden mittlerweile sehr gute Laser mit dem Materialsystem GaInNAs realisiert. Wang *et al.* wiesen beispielsweise nach, dass ihre in diesem Wellenlängenbereich emittierenden GaInNAs-QF-Laser bereits besser sind als die

etablierte InP-basierende Konkurrenz und gerade für die optische Übertragungstechnik Vorteile bei der Modulierbarkeit gegenüber dem konkurrierenden In(Ga)As-QP-System haben [Wan09]. Die bisher veröffentlichten Laserdaten im Bereich über 1500 nm sind allerdings nur mit deutlichen Abstrichen konkurrenzfähig, was, wie bereits diskutiert, auf das mit steigendem N-Gehalt schwierigere Wachstum zurückzuführen ist. Trotzdem gab es auch hier bereits vielversprechende Ergebnisse [Bis08; Jas05; Ull05]. Diese Arbeit soll einen Beitrag dazu leisten, auch in diesem Bereich die Entwicklung von Alternativen zu den klassischen InP-basierenden Lasern voranzubringen.

2.5 Alternative Ansätze

Die Verwendung von auf GaAs-Substrat basierenden Halbleiterlasern für Telekommunikationsanwendungen hat deutliche Vorteile im Vergleich zur etablierten auf InP basierenden Technologie. Neben dem Materialsystem GaInNAs gibt es einige alternative Ansätze für langwellig emittierende Laser auf GaAs-Substrat. Diese sollen im Folgenden zum Vergleich kurz vorgestellt werden:

- **GaInNAsSb:** Alternativ zum quaternären Materialsystem GaInNAs kommt durch Hinzufügen von Antimon (Sb) auch das quinäre Materialsystem GaInNAsSb zum Einsatz. Antimon benetzt während dem Wachstum die Oberfläche und wirkt sich so positiv auf die Materialeigenschaften aus, da es die Tendenz zur Phasenseparation reduziert [Yan01]. Außerdem wird das Sb auch in den QF eingebaut und reduziert zusätzlich die Bandlücke [Ha02; Yan01]. Folglich ist weniger N erforderlich, um eine bestimmte Wellenlänge zu erreichen, und die mit der N-Konzentration ansteigende Defektdichte reduziert sich. Während bei kurzwelligeren Lasern bis in den Bereich des zweiten Telekom-Fensters kein wesentlicher Unterschied zwischen GaInNAs und GaInNAsSb zu sehen ist [Har05] und die besten Resultate in diesem Bereich mit GaInNAs ohne Sb veröffentlicht wurden [Wan09; Jin08; Bis07; Ada06], sind die Rekordwerte im langwelligeren Bereich um 1550 nm bislang mit GaInNAsSb erzielt worden [Ban07; Gup05]. Die Verwendung von GaInNAsSb erscheint hier also vorteilhaft, obwohl auch ohne Sb bereits aussichtsreiche Ergebnisse veröffentlicht wurden [Jas05; Bis08]. Nachteilig wirken sich allerdings die erhöhten Anforderungen an die Molekularstrahlepitaxie aus. Zusätzliche exakt zu kontrollierende Wachstums-Parameter für Sb erschweren das Wachstum; außerdem reduziert die Notwendigkeit einer zusätzlichen speziellen und teuren Zelle für das korrosive Material Sb die Kompatibilität zu bestehenden Standard-MBEs für GaAs-Wachstum, was insbesondere für eine potentielle Kommerzialisierung problematisch sein könnte. Zusätzlich wurde aus dem Bereich der Solarzellenforschung ein unerwünschter Anstieg der Hintergrunddotierung und des Dunkelstroms bei Verwendung von Sb berichtet [Jac07; Pta07]. Guzmán *et al.* beobachteten zudem eine höhere Ladungsträgerlokalisierung und eine schlechtere Tieftemperatur-PL-Intensität in Proben mit Sb im Vergleich zu Proben ohne Sb [Guz09].
- **In(Ga)As-Quantenpunktlaser:** Ein großes Thema der Optoelektronik-Forschung in den letzten Jahren sind QPe. Der Grund hierfür sind die theoretisch vorhergesagten verbesserten Lasereigenschaften wie reduzierte Schwellenstromdichten, erhöhte Temperatur-

stabilität oder geringere Linienbreiten durch eine Reduktion des „linewidth enhancement factors“ (deutsch: Linienverbreiterungsfaktor) [Bim99]. Diese sind zurückzuführen auf die reduzierte Dimensionalität der QPe: Typische Ausdehnungen von nur wenigen Nanometern in alle drei Raumrichtungen haben eine dreidimensionale Quantisierung und eine deltaförmige Zustandsdichte zur Folge. So wurde beispielsweise über QP-Laser mit einer extrem niedrigen Schwellenstromdichte von nur 10 A/cm^2 [Dep09] oder temperaturunabhängigen Lasereigenschaften [Sug05] berichtet. Allerdings sind diese kohärent-verspannt gewachsenen Quantenpunktlaser in ihrer maximalen Emissionswellenlänge bis jetzt auf den Bereich um 1310 nm beschränkt. Hsieh *et al.* erreichten zwar Photolumineszenz (PL)-Emission bei Raumtemperatur (RT) im Bereich um 1550 nm [Hsi05], Laseremission konnte allerdings auf Grund der reduzierten Quantenpunktdichten und der erhöhten Konzentration nicht-strahlender Rekombinationszentren, verursacht durch die hohe Verspannung in solchen Strukturen, noch nicht erreicht werden. Analog zu den vorgestellten GaInNAs-QFen lässt sich auch die Emissionswellenlänge von In(Ga)As-QPen durch den Einbau von N in QPe oder das umgebende Material ins Rote verschieben [Mar06; Sop00; Suz06]. Allerdings liegen auch mit diesem Ansatz die maximal erreichten Laserwellenlängen bisher unterhalb von 1400 nm [Fis07; Sun04]. In Kapitel 8 dieser Arbeit werden deshalb Wege untersucht, wie mit QPen im GaInNAs-Materialsystem auch Emission in diesem Wellenlängenbereich erreicht werden kann.

- **Hochverspannte InGaAs-QF-Laser:** Hochverspannte InGaAs-QF-Laser wurden bisher bis zu Wellenlängen von maximal ca. 1240 nm berichtet. Höhere Wellenlängen lassen sich auf Grund der Relaxation jenseits der kritischen Schichtdicke in diesem Materialsystem nicht erreichen. Zusätzlich kann die hohe Verspannung problematisch für den Continuous-Wave (cw)-Betrieb (deutsch: Dauerstrichbetrieb) sein, da die Laser auf Grund der hohen Defektdichte und der Materialbelastung im cw-Betrieb Alterungserscheinungen zeigen [Sha02; Sun03]. Folglich gibt es bisher nur vereinzelte Berichte über den cw-Betrieb jenseits von 1200 nm [Su08]. Gleichzeitig zeigten sich bereits bei kurzwelligeren Lasern Alterungserscheinungen im cw-Betrieb [Bug03].
- **Metamorphe Systeme:** Auf GaAs-Substrat werden zum Erreichen von längeren Wellenlängen auch metamorphe Systeme verwendet. Dabei wird bei besonderen Wachstumsbedingungen weit weg vom thermodynamischen Gleichgewicht (typischerweise sehr niedrige Wachstumstemperaturen) oder mittels alternativer Verfahren wie der Metallorganischen Gasphasenepitaxie (englisch: Metall-Organic Vapour Phase Epitaxy (MOVPE)) eine oft mehrere Mikrometer dicke Pufferschicht aus InGaAs mit niedrigem In-Gehalt (typischerweise im Bereich um ca. 10 %) abgeschieden. Diese ist dicker als die kritische Schichtdicke und die entstehende Verspannung wird durch Relaxation abgebaut. Idealerweise entsteht durch die besonderen Wachstumsbedingungen und die dicke Schichtdicke ein virtuelles InGaAs-Substrat, wobei hohe Defektdichten an der Oberfläche problematisch sind. Das virtuelle InGaAs-Substrat weist eine andere Gitterkonstante auf und reduziert so die Probleme mit hoher Verspannung bei InGaAs-QFen. Folglich sind dickere QFe oder höhere In-Gehalte möglich. So wurden Emissionswellenlängen im Bereich um 1300 nm erzielt

[Tan06; Ara09]. Eine Kombination mit QPen erlaubte auch die Herstellung von metamorphen QP-Lasern sogar bis in den Wellenlängenbereich um 1550 nm mit niedrigen Schwellenstromdichten bis hinunter zu 500 A/cm^2 [Led03; Mi08]. Problematisch ist hier allerdings der erhöhte Aufwand für die Herstellung des metamorphen virtuellen Substrats, die reduzierte Kompatibilität zum AlAs/GaAs-DBR-Spiegel-System für VCSEL-Anwendungen und mögliche Probleme bezüglich Temperaturstabilität und Lebensdauer durch die hohe Defektdichte der Strukturen.

- **GaAsSb-QF-Laser:** Eine weitere Alternative stellen verspannte GaAsSb-QF-Laser dar. Hier ist die maximale Emissionswellenlänge ebenfalls durch die Verspannung auf ca. 1320 nm beschränkt. Insbesondere in Bezug auf Schwellenstromdichten, Effizienz und Temperaturstabilität sind die bisher berichteten Werte aber teilweise deutlich schlechter als die Ergebnisse der anderen hier vorgestellten Alternativen [Yam00; Yu07]. Der Wellenlängenbereich um 1550 nm lässt sich durch die Verspannungslimitierung mit diesem Konzept nicht erreichen.

Aus den diskutierten Gründen und Nachteilen dieser Ansätze ist es erstrebenswert, das Materialsystem GaInNAs weiter zu untersuchen, zu optimieren und zu etablieren. In dieser Arbeit werden die erzielten Resultate mit diesen möglichen Alternativen verglichen, wobei insbesondere die, auf Basis der veröffentlichten Daten und unter Berücksichtigung der mit den jeweiligen Ansätzen verbundenen Probleme, erfolgreichsten Kandidaten hinzugezogen werden. Dies sind im kurzwelligen Bereich vor allem In(Ga)As-QPe und hochverspannte InGaAs-QFe, während bei langen Wellenlängen vor allem der Vergleich zu GaInNAsSb-QFen gezogen wird.

3 Das Wachstum von GaInNAs mittels Molekularstrahlepitaxie

3.1 Grundlagen der Molekularstrahlepitaxie

Dieses Kapitel liefert einen kurzen Überblick über die Prinzipien der Molekularstrahlepitaxie im Allgemeinen und die Konfiguration der verwendeten MBE-Anlage im Speziellen. Für eine detailliertere Beschreibung des MBE-Wachstums und der verwendeten MBE-Anlage sei auf die zahlreiche hervorragende Literatur (z.B.: [Far95; Her96]) bzw. auf zuvor veröffentlichte Dissertationen verwiesen, bei denen an der selben Anlage gearbeitet wurde [Gol05; Fis02].

Das Kristallwachstum mittels MBE beruht auf dem Abscheiden der Materialien auf einem möglichst perfekten Einkristall, in diesem Fall auf (ggf. dotierten) GaAs-Substraten. Der Prozess findet im Ultra-Hoch-Vakuum (UHV) bei sehr geringen Drücken von 10^{-6} bis hinunter zu 10^{-11} Torr statt. Dies ist notwendig, um einerseits einen gerichteten Molekularstrahl zu gewährleisten (die mittlere freie Weglänge der Moleküle sollte größer sein als die Entfernung der Effusionszellen zum Substrat) und um andererseits den Einbau von störenden Fremdatomen aus dem in der Anlage vorhandenen Restgas in das Kristallgitter möglichst gering zu halten. Die Molekularstrahlen der Standard-Elemente werden mit Feststoff-Effusionszellen erzeugt. In diesen Effusionszellen wird das hochreine Quellenmaterial in einem Bornitrid-Tiegel auf Temperaturen erwärmt, bei denen durch Verdampfen bzw. Sublimation des Quellenmaterials ein ausreichender Molekularfluss erreicht wird. Dabei gilt für den Fluss aus einer Zelle eine exponentielle Abhängigkeit von der Temperatur:

$$F = A \cdot \exp\left(\frac{B}{T}\right) \quad (3.1)$$

Hier ist F der Fluss und T die Temperatur, während A und $B < 0$ material- und zellenspezifische Parameter sind. Die Zellen haben jeweils eine mechanische Verschlussblende, mit der der Fluss aus der Zelle in Richtung des Substrates unterbrochen werden kann.

Abbildung 3.1 zeigt schematisch den Aufbau der verwendeten MBE-Anlage. Es handelt sich hierbei um ein modifiziertes Modell der Firma EIKO mit einem vertikalen Aufbau. Die Effusionszellen sind an acht Flanschen kreisförmig mit Ausrichtung auf den Manipulator im unteren Bereich der Anlage angebracht. Dort befindet sich während des Wachstums der Halter mit dem Substrat. Der Manipulator ist mit einer Heizung für das Substrat zum Einstellen der Substrattemperatur sowie der Möglichkeit einer Rotation des Substrates ausgestattet. Durch die Substratrotation werden eventuelle Unregelmäßigkeiten in einem auftreffenden Molekularstrahl ausgeglichen. Zusätzlich besitzt der Manipulator eine Druckmessröhre, die an die Stelle des

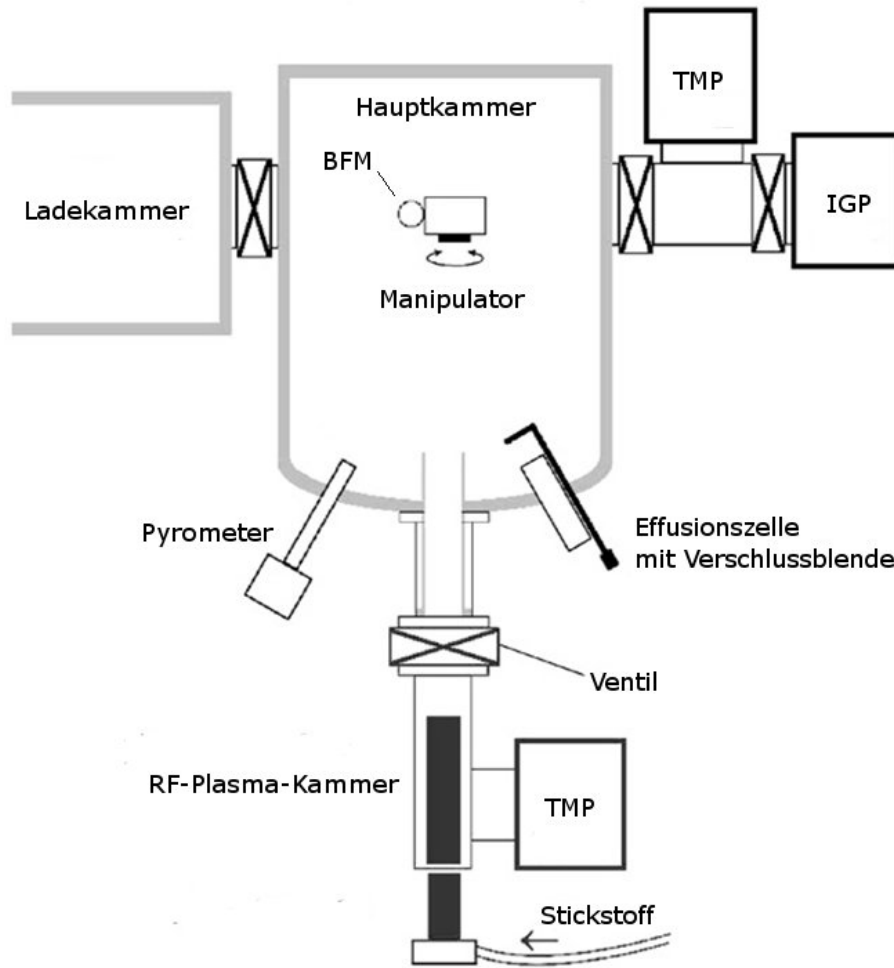


Abbildung 3.1: Schematischer Aufbau der verwendeten MBE-Anlage.

Substrate gedreht werden kann, mit welcher der dem Molekularstrahl entsprechende Druck, der sogenannte Beam-equivalent Pressure (BEP), zur Kontrolle der Molekularflüsse aus den Zellen gemessen werden kann. Diese speziell montierte Druckmessröhre wird auch Beam Flux Monitor (BFM) genannt. Die MBE-Anlage besitzt außerdem ein Fenster, durch das mit Hilfe eines Pyrometers die Substrattemperatur kontrolliert wird. Dieses Fenster ist ausheizbar, um vom Wachstumsprozess stammendes Material (v. a. Arsen (As)) thermisch vom Fenster entfernen zu können. Die Anlage verfügt über ein mit flüssigem Stickstoff ($T=77\text{ K}$) durchflossenes Kühltisch, welches durch Auskondensation von Restgasmolekülen (Kryosorption) an dem kalten Kühltisch mithilft, den Druck in der Wachstumskammer zu reduzieren. Außerdem dient dieses Kühltisch als Wärmeisolation zwischen den verschiedenen Zellen. So soll eine gegenseitige Beeinflussung unterschiedlich heißer Effusionszellen ausgeschlossen werden. Zusätzlich ist eine durch ein Ventil von der Hauptkammer getrennte Ladekammer vorhanden, über die die Substrate aus der Laborumgebung in die Hauptkammer ein- bzw. ausgeschleust werden können ohne das UHV in der Hauptkammer zu zerstören. Diese Ladekammer ist zusätzlich mit einer Heizung versehen, mit der die Substrate vor dem Einschleusen in die Hauptkammer durch Ausheizen gereinigt werden. Das UHV in der Hauptkammer wird von einer großen Turbomolekularpumpe (TMP) und einer Ionengetterpumpe (IGP) erzeugt. Die acht Zellenflan-

sche der verwendeten Anlage sind mit jeweils zwei Zellen für Gallium (Ga) und Aluminium (Al) sowie jeweils einer Zelle für In, As und die Dotierstoffe Kohlenstoff (C) und Silizium (Si) belegt. Für Al, In und Si kommen normale Knudsen-Effusionszellen mit einem Heizfilament zum Einsatz. Für Ga werden Doppelfilamentzellen verwendet, die im Vergleich zu den Einfilamentzellen die für Ga typische Akkumulation von Quellenmaterial im oberen Bereich der Zelle durch eine erhöhte Temperatur reduzieren und nachweislich zu einer verringerten Dichte an ovalen Defekten im gewachsenen Kristall führen [Sch89]. Für As kommt eine As-Cracker-Zelle zum Einsatz. Diese besteht aus einem großen Reservoir für das Zellenmaterial und einer Crackerzone. Die Crackerzone hat dabei eine höhere Temperatur als das Reservoir und ermöglicht das thermische Aufbrechen des typischerweise als As_4 sublimierten Materials in As_2 . Dabei kann der As_2 -Anteil über die Temperatur der Crackerzone gesteuert werden. Auf Grund der Menge des notwendigen Materials ist das Reservoir mit einer vergleichsweise großen Materialmenge befüllt. Dies macht ein schnelles Ändern der Temperatur durch die Trägheit des Systems unmöglich. Folglich ist es nicht möglich, den Fluss der Zelle, wie oben für Standardeffusionszellen beschrieben, über die Reservoirtemperatur einzustellen. Deswegen ist die Zelle zusätzlich mit einem Nadelventil an der Zellenöffnung ausgestattet und eine Änderung des Flusses wird über eine Änderung der Ventilstellung bei konstanter Reservoirtemperatur erreicht. Für den Dotierstoff C wird eine Sublimationsquelle verwendet, die sich von den Standard-Effusionszellen insofern unterscheidet, als dass sich das Quellenmaterial nicht in einem beheizten Tiegel befindet. Stattdessen wird ein Graphitfilament direkt von Strom durchflossen und so durch Ohm'sche Heizung erwärmt, weswegen dann C direkt aus dem Filament sublimiert. Wie in Abbildung 3.1 zu erkennen ist, wurde die Plasmaquelle für N nicht an einem Zellenflansch, sondern an einem Flansch angebracht, der sich an der MBE unten mittig befindet. Die Quelle ist hier in einer differentiell gepumpten Kammer mit einer eigenen TMP montiert, die durch ein elektropneumatisches Ventil von der Hauptkammer getrennt ist. Das Ventil dient bei dieser Zelle als Verschlussblende. Diese spezielle Anordnung hat einige Vorteile: Das Wachstum in der Hauptkammer wird bei geschlossenem Ventil nicht beeinflusst. Folglich ist es möglich, die Plasmaquelle in Betrieb zu nehmen und ihr ausreichend Zeit zum Stabilisieren zu lassen, ohne das Wachstum zu beeinflussen. Für die Installation an einem normalen Zellenport mit herkömmlicher Verschlussblende wurde ein nicht zu vernachlässigender N-Einbau auch bei geschlossener Blende berichtet [Gil01]. Zusätzlich erlaubt diese Anordnung Wartungsarbeiten an der Plasmaquelle, ohne das UHV in der Hauptkammer zu unterbrechen.

3.2 Kontrolle der Substrattemperatur während des Wachstums

Wie die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen werden, ist die Substrattemperatur insbesondere beim Wachstum von GaInNAs einer der entscheidenden Wachstumsparameter und muss entsprechend genau kontrolliert werden (vgl. Kapitel 7.4.1 und 9.1.3). Typischerweise erfolgt dies beim MBE-Wachstum mit Hilfe eines Thermofühlers und eines Pyrometers. Dabei ist der Thermofühler am Manipulator angebracht und misst die Temperatur an der Rückseite des Substrathal-

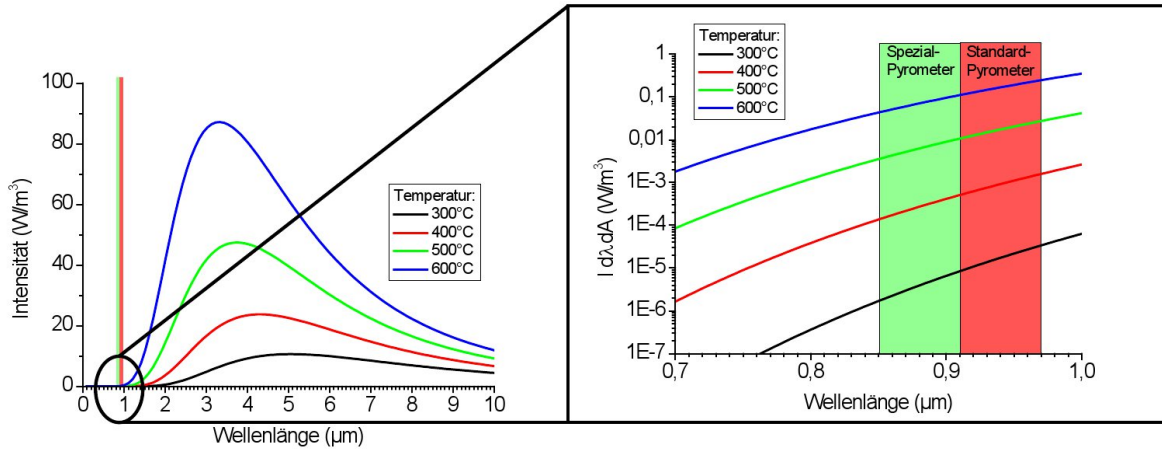


Abbildung 3.2: Planck'sches Strahlungsgesetz für schwarze Strahler bei unterschiedlichen Temperaturen. Vergrößert ist im rechten Graph der interessante Bereich, in dem typischerweise beim MBE-Wachstum die Temperaturmessung mittels Pyrometern stattfindet.

ters. Erfahrungsgemäß misst man auf Grund der Trägheit des Systems, wegen Abstrahleffekten, minimal unterschiedlichen Haltern, etc. allerdings nicht die reale Temperatur an der Substratoberfläche. Zwischen realer Temperatur und der mit dem Thermofühler gemessenen Temperatur ist eine variable Verschiebung zu beobachten, die die Temperaturmessung mittels Thermofühler für das Wachstum zu ungenau macht. Deswegen wird in der Regel zur zusätzlichen Kontrolle ein Pyrometer zur kontaktlosen Temperaturmessung an der Waferoberfläche eingesetzt. Das Pyrometer misst die Intensität der von der Waferoberfläche emittierten Wärmestrahlung. Mit Hilfe des Planck'schen Strahlungsgesetzes

$$I(\lambda, T)d\lambda dA = \epsilon \cdot \frac{2hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{k_B T \lambda}} - 1} d\lambda dA \quad (3.2)$$

lässt sich die Temperatur an der Oberfläche des Wafers durch Integration über den gemessenen Wellenlängenbereich berechnen, da ein GaAs-Wafer näherungsweise als grauer Strahler angesehen werden kann. Dabei ist I die pro Wellenlängenintervall $d\lambda$ vom Flächenelement dA abgestrahlte Strahlungsleistung, λ die Wellenlänge, ϵ die Emissivität (die die Abweichung vom perfekten schwarzen Strahler angibt), h das Planck'sche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, k_B die Boltzmannkonstante und T die Substrattemperatur. Abbildung 3.2 zeigt links die mit Hilfe des Planck'schen Strahlungsgesetzes für einen schwarzen Strahler berechnete Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge.

In der Halbleiter-Epitaxie werden typischerweise sogenannte Schmalbandpyrometer eingesetzt, die die emittierte Wärmestrahlung nur in einem engen Wellenlängenbereich messen. Der Grund hierfür ist die Bandlücke der Halbleitersubstrate. Oberhalb der Wellenlänge der Bandlücke des Substratmaterials ist dieses transparent. Das Pyrometer würde dementsprechend die von der Substratheizung emittierte Wärmestrahlung messen, so dass die Messung verfälscht würde. Außerdem wird mit ausreichendem Abstand zum sichtbaren Wellenlängenbereich ge-

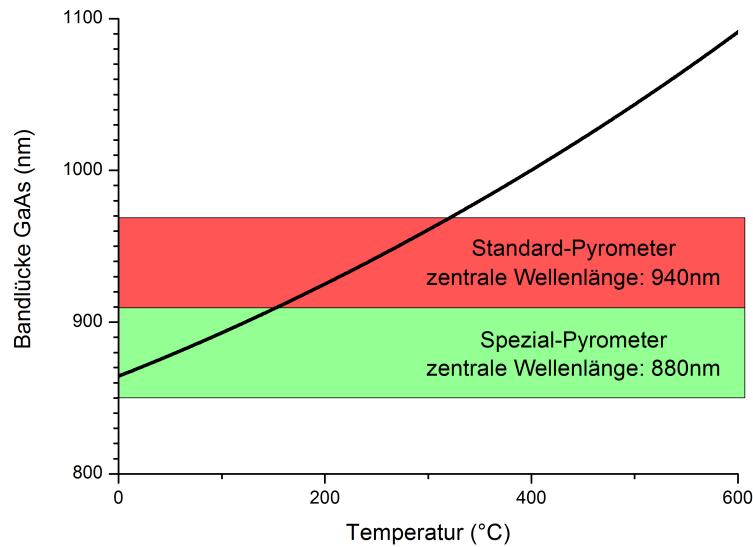


Abbildung 3.3: Bandlücke von GaAs in Abhängigkeit von der Temperatur. Eingezeichnet sind die Messbereiche von Standardpyrometern und des verwendeten Spezialpyrometers.

messen, um Störeinflüsse durch die Laborumgebung zu vermeiden und außerdem möglichst nah am für typische Wachstumstemperaturen relativ langwelligen Maximum der Emission (vgl. Abbildung 3.2) zu arbeiten. Abbildung 3.3 zeigt die Bandlücke von GaAs in Abhängigkeit von der Temperatur. Standardpyrometer für die GaAs-Epitaxie arbeiten im Wellenlängenbereich 910 bis 970 nm [Irc98] und damit für typische Wachstumstemperaturen im Bereich von 500 bis 700 °C in ausreichendem Abstand zur GaAs-Bandlücke. Für niedrigere Temperaturen unterhalb von ca. 400 °C liegt die Bandlücke nahe an oder bereits in diesem Messbereich. Wie bereits in Kapitel 2.3 ausgeführt, sind für qualitativ hochwertiges Wachstum von GaInNAs Temperaturen bis hinunter zu 350 °C notwendig. Deswegen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein speziell angepasstes Pyrometer der Firma Luxtron in die MBE-Anlage integriert, das im Wellenlängenintervall von 850 bis 910 nm und damit, wie Abbildung 3.3 verdeutlicht, auch für tiefere Temperaturen in ausreichendem Abstand zur GaAs-Bandlücke arbeitet. Problematisch hierbei ist, dass die bei dieser kürzeren Wellenlänge emittierte Intensität der Wärmestrahlung deutlich geringer ist. Aus Abbildung 3.2 lässt sich durch Integration über die jeweiligen Wellenlängenbereiche beispielsweise für eine Temperatur von 400 °C eine Reduktion des Signals im kurzwelligeren Messbereich um einen Faktor von ca. 3,6 im Vergleich zum Messbereich des Standardgerätes abschätzen. Entsprechend ist ein erhöhter Aufwand zur Detektion sehr niedriger Signale notwendig. Eine angepasste Elektronik im Spezialgerät ermöglicht die Detektion von Photoströmen bis hinunter zu 1 fA. Gleichzeitig wird die Messung allerdings anfälliger für Störeinflüsse. Die Gründe dafür sind einerseits die reduzierte Intensität des zu detektierenden Signals, andererseits die größere spektrale Nähe zum sichtbaren Bereich, in dem in der Laborumgebung deutlich mehr unerwünschter Hintergrund vorhanden ist. Abbildung 3.4 verdeutlicht diese Problematik. Hier ist die mit dem Pyrometer gemessene Temperatur in Abhängigkeit von dem an der Substratheizung

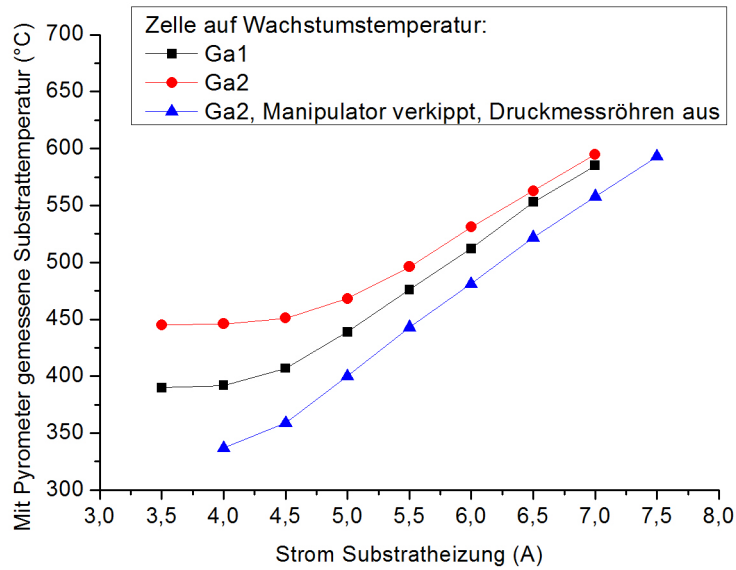


Abbildung 3.4: Mit dem Pyrometer gemessene Substrattemperatur in Abhängigkeit vom Heizstrom des Heizfilamentes mit verschiedenen Effusionszellen für Ga auf Wachstumstemperatur sowie mit entsprechenden Maßnahmen zur Reduktion des Hintergrundes.

angelegten Strom aufgetragen. Die schwarze und rote Kurve wurden dabei mit verschiedenen Effusionszellen für Ga auf Wachstumstemperatur bei jeweils geschlossener Verschlussblende gemessen. Für hohe Temperaturen über 500 °C sieht man einen linearen Zusammenhang zwischen Heizstrom und Temperatur. Für niedrigere Temperaturen flachen diese Kurven zunehmend ab und stagnieren dann bei 450 °C bzw. 390 °C. In diesem Bereich wird nicht mehr die reale Temperatur des Substrates gemessen, sondern nur noch der konstante Hintergrund. Die Änderung der Intensität der Wärmestrahlung des Substrates wird im Vergleich zu diesem Hintergrund so gering, dass sie nicht mehr zu beobachten ist. Die Werte von 450 °C bzw. 390 °C stellen somit die untere Messgrenze dar. Temperaturmessung bis hinunter in den gewünschten Bereich konnte somit nicht erreicht werden. Der Unterschied zwischen den unteren Messgrenzen für die beiden unterschiedlichen Zellen auf Wachstumstemperatur deutet dabei darauf hin, dass ein Großteil des Hintergrundes trotz der geschlossenen Verschlussblenden von den Effusionszellen stammt. Dies ist durch die Geometrie der MBE-Anlage begründet: Die Ga2-Zelle, die zur Messgrenze von 450 °C führt, ist an der MBE-Anlage gegenüber dem Pyrometer angebracht. Geht man davon aus, dass von der Zelle emittierte Wärmestrahlung über Reflexion am Substrat in das Pyrometer gelangt, so führt dann die gegenüber dem Pyrometer angebrachte Ga2-Zelle zu einem höheren Hintergrund als die versetzt dazu installierte Ga1-Zelle. Entsprechend beobachtet man bei der Ga1-Zelle eine niedrigere Messgrenze von 390 °C. Allerdings konnte somit auch durch die Verwendung dieses angepassten Spezial-Pyrometers keine Temperaturmessung bis hinunter zu 350 °C erreicht werden, wie sie für das GaInNAs-Wachstum notwendig ist (vgl. [Jas05] oder Kapitel 9.1.3). Dafür ist eine signifikante Reduktion des Hintergrundes erforderlich, wofür folgende Maßnahmen ergriffen wurden:

- Abschalten der Glühfilamente der an der MBE-Kammer installierten Ionisationsvakuum-Messröhren.
- Einfügen einer Wachstumspause, da das Schließen der Shutter die Wärmestrahlung aus den heißen Effusionszellen reduziert. Wie allerdings bereits gezeigt, ist dies alleine nicht ausreichend. Auch bei geschlossenem Shutter wird noch ein signifikanter Hintergrund erzeugt.
- Verkippung des Manipulator um ca. 20° aus der Wachstumsposition während der Wachstumspause. Eben wurde bereits die Reflexion von Wärmestrahlung aus den Zellen am Substrat diskutiert. Durch ein Verkippen des Substrates am Manipulator während der Wachstumspause wurde eine senkrechte Position der Substratoberfläche zum Pyrometer hergestellt. Durch dieses Verkippen werden folglich Reflexionen von Wärmestrahlung aus Fremdquellen in das Pyrometer vermieden.

Mit Hilfe dieser Maßnahmen konnte die Temperaturmessung experimentell deutlich verbessert werden. Die blaue Kurve in Abbildung 3.4 verdeutlicht dies insbesondere im Vergleich mit der roten Kurve, da beide mit ansonsten identischen Bedingungen aufgenommen wurden. Ein sehr leichtes Abflachen ist erst unterhalb von 350°C zu erkennen. Der so zugängliche Messbereich ist ausreichend für das GaInNAs-Wachstum. Die besprochenen Maßnahmen wurden folgendermaßen in den Wachstumsprozess integriert: Kurz vor Beginn des Wachstums der N-haltigen Schichten wird die Substrattemperatur während einer Wachstumspause mit Hilfe obiger Maßnahmen auf den gewünschten Wert eingeregelt, bis sie stabil ist. Anschließend wird der Manipulator wieder in Wachstumsposition gebracht, wobei die Heizleistung am der Substratheizung konstant bleibt, um die soeben eingeregelt Temperatur zu halten. Zunächst werden 10 nm des die N-haltige Schicht umgebenden Materials (normalerweise GaAs) abgeschieden, um einen kleinen Abstand der N-haltigen Schicht zur Wachstumsunterbrechung zu schaffen, da diese potentiell zum Einbau von Verunreinigungen führen kann. Anschließend wird bei weiterhin konstanter Heizleistung und damit auch identischer Substrattemperatur die N-haltige Schicht abgeschieden.

3.3 Radiofrequenz-Plasmaquelle zur Erzeugung von atomarem Stickstoff

Stabile Gase wie N₂ verhalten sich nahezu inert; ein effizienter Einbau von N in den Halbleiterkristall während des Wachstums findet nicht statt. Folglich ist die Erzeugung von atomarem N notwendig. Da ein thermisches Aufbrechen der vergleichsweise stabilen Dreifachbindung im N₂, wie es beispielsweise beim Arsen durchgeführt wird, auf Grund der hohen Bindungsenergie nur schwer möglich ist, werden im MBE-Wachstum hierfür typischerweise Plasmaquellen verwendet. Diese bestehen aus einer mit UHV-tauglichen Material wie Bornitrid gefertigten Röhre, die von einer Spule umgeben ist. Über diese Spule wird ein elektromagnetisches Wechselfeld eingebracht. Während früher im MBE-Wachstum N-haltiger Strukturen zunächst sogenannte

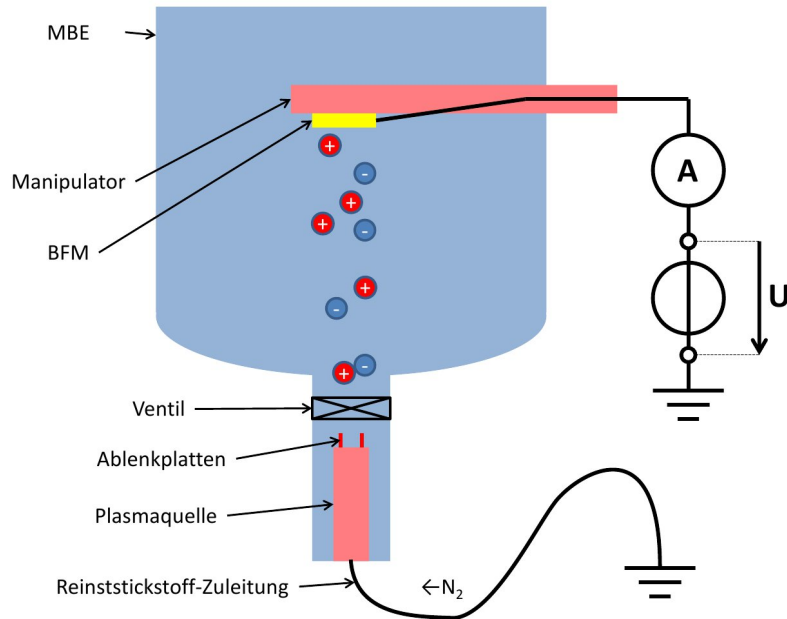


Abbildung 3.5: Schematischer Messaufbau zur Analyse des Plasmas der RF-Plasmaquelle mit der Flussmessröhre als Langmuir-Sonde.

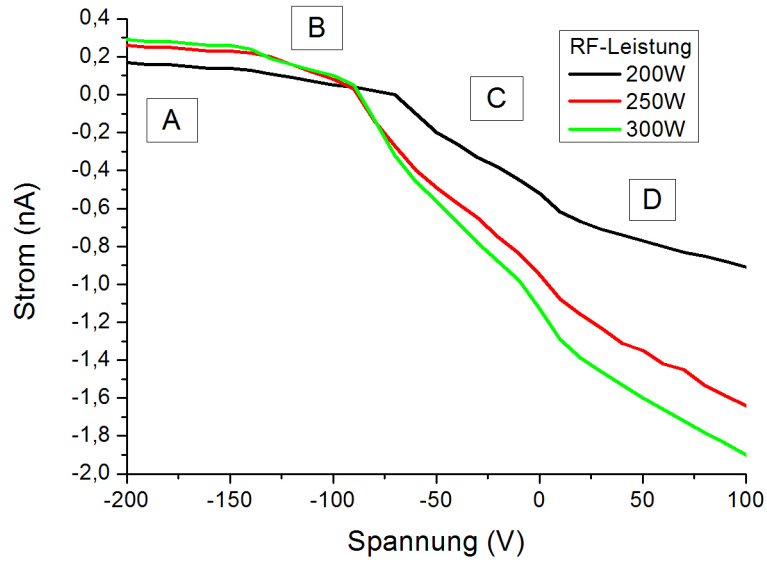
Electron-Cyclotron Resonance (ECR)-Plasmaquellen mit einer Frequenz von 2,45 GHz Verwendung fanden, wurden diese nach und nach durch Radiofrequenz (RF)-Plasmaquellen mit einer Frequenz von 13,56 MHz abgelöst [Mou99]. Als Hauptgrund ist hier die bessere Effizienz und der geringere Anteil von Ionen bzw. angeregten Atomen anzuführen [Hug95]. Die über die Spule eingebrachte RF-Strahlung erzeugt in der Röhre ein Plasma, dessen Anteil an atomarem N sich über die eingebrachte RF-Leistung steuern lässt. Ein weiterer Parameter, mit dem sich die Menge an erzeugtem atomarem N kontrollieren lässt, ist folglich der Gasfluss in die Plasmaquelle. Bei der verwendeten Anlage kann dieser über ein Leckventil genau eingestellt werden. Nimmt man eine konstante Pumpleistung der TMP der differentiell gepumpten Plasmakammer an, so liefert der Druck in dieser Kammer ein Maß für den N_2 -Fluss in die Kammer.

Das gewünschte N-Angebot kann sowohl über die RF-Leistung, als auch über den Gasfluss in die Kammer eingestellt werden. Dabei beobachtet man in der Regel einen Anstieg des N-Angebots mit zunehmender Leistung bzw. zunehmendem Fluss [Car04]. Nur bei sehr hohen Flüssen ist eine deutliche Reduktion der Effizienz der Plasmaquelle und damit wiederum eine Abnahme des N-Angebots zu erkennen.

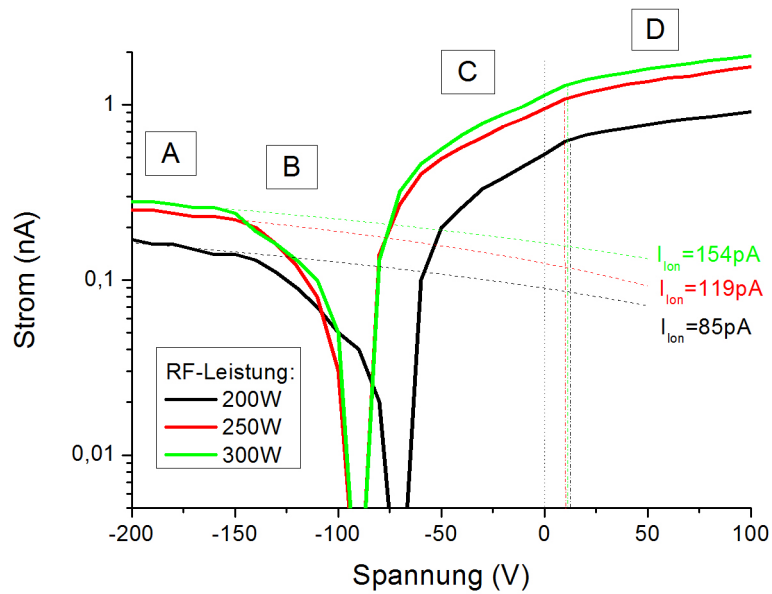
Ein Problem im Zusammenhang mit der Verwendung von Plasmaquellen ist die Erzeugung von geladenen Teilchen wie Elektronen und Ionen (beispielsweise N_2^+ oder N^+) neben dem atomarem N. Insbesondere von Ionen ist bekannt, dass sie Kristalldefekte hervorrufen können und folglich die optische Qualität der hergestellten Strukturen reduzieren [Wis05a]. Eine Möglichkeit, diese Ionenschädigung zu reduzieren, stellt das Anlegen von elektrischen oder magnetischen Feldern dar, die den von der Plasmaquelle erzeugten Ionenstrahl vom Substrat weg lenken [Wis05a; Pan01]. Deshalb wurde im Rahmen dieser Arbeit die verwendete Plasmaquelle mit Ablenkplatten (engl. Deflector Plates) ausgestattet. Diese sind am Ausgang der Plasmaquelle

direkt oberhalb der Aperturblende montiert. Über eine Vakuumdurchführung kann von einem externen Netzteil eine Gleichspannung zur Erzeugung eines elektrischen Feldes am Ausgang der Plasmaquelle angelegt werden. Zur Kontrolle der Wirksamkeit dieser Anordnung kann der Ionenstrom an der Substratposition gemessen werden. Dabei wird nach einem sowohl von Wistey *et al.* als auch von Miguel-Sánchez *et al.* vorgeschlagenen Verfahren [Wis05b; Mig04] die Druckmessröhre am Manipulator, die normalerweise zur Messung des BEP Verwendung findet, in Wachstumsposition gedreht. Diese dient als Langmuir-Sonde zur Analyse des Plasmas. Da die Gaszuleitung der Plasmaquelle und damit deren unteres Ende geerdet ist, kann man über eine Spannungsquelle und ein Pico-Ampèremeter mit Hilfe einer Erdung den Strom an geladenen Teilchen (Elektronen, Ionen) aus der Plasmaquelle in Richtung des Substrates in Abhängigkeit der angelegten Spannung messen. Abbildung 3.5 verdeutlicht schematisch diesen Messaufbau.

Abbildung 3.6(a) zeigt den so gemessenen Strom in Abhängigkeit von der Spannung für verschiedene RF-Leistungen bei identischem N_2 -Fluss in die Plasmaquelle jeweils ohne Spannung an den Ablenkplatten. Für eine Auswertung dieser Messung nach Merlino *et al.* [Mer07] wurde der absolute Betrag der Messwerte in Abbildung 3.6(b) nochmals logarithmisch dargestellt. In dieser Darstellung kann man die verschiedenen Bereiche der Kurve, die mit A, B, C und D benannt sind, besser voneinander unterscheiden. Bei hohen Negativspannungen befindet man sich im sogenannten Ionen-Sättigungsbereich (Bereich A). Hier werden durch die negative Spannung alle Elektronen effektiv von der Langmuir-Sonde ferngehalten, der resultierende Strom wird nur von den Ionen verursacht. Man beobachtet ein leichtes Ansteigen mit zunehmender Negativspannung, was auf eine Abschirmung der Sonde durch geladenen Partikel zurückzuführen ist, die die Effektivität der Detektion geladener Partikel verändert [Mer07]. Die Stärke dieser Abschirmung skaliert in erster Näherung linear mit der an der Sonde angelegten Spannung, weswegen man einen linearen Anstieg im Ionen-Sättigungsbereich beobachtet. Alternativ wurde als Ursache auch die Erzeugung von Sekundär-Ionen bzw. -Elektronen diskutiert [Wis05b]. Für höhere Spannungen fällt der gemessene Strom stärker ab und wird irgendwann 0 (Bereich B). Hier beobachtet man eine Überlagerung von Ionen- und Elektronenstrom. Im Bereich C nimmt der Elektronenstrom stark zu, während im Bereich D der Elektronensättigungsbereich erreicht ist. Auch in diesem Bereich erkennt man einen leichten Anstieg des Stroms, der wie im Ionensättigungsbereich auf eine Abschirmung der Sonde zurückzuführen ist. Der Knick am Übergang von Bereich C zu Bereich D ist oft etwas deutlicher im halblogarithmischen Plot wie in Abbildung 3.6(b) zu erkennen. Die Spannung an diesem Punkt nennt man auch das Raumpotential in Sondennähe U_G . Zur Bestimmung des Ionenstroms bestimmt man zunächst das U_G . Anschließend extrapoliert man die lineare Anpassung an den Ionenstrom im Ionensättigungsbereich A bis nach U_G . Auf Grund der semi-logarithmischen Darstellung in Abbildung 3.6(b) sind diese linearen Anpassungsgeraden als die gestrichelten Kurven zu erkennen. Der Wert dieser Extrapolation bei U_G entspricht nun dem Ionenstrom aus der Plasmaquelle. Aus einem Vergleich der Messungen mit unterschiedlicher RF-Leistung erhält man einen signifikanten Anstieg des Ionenstroms mit steigender Plasmaleistung. Dies wird in der Literatur bestätigt [Car04]. Ein absoluter Vergleich der so bestimmten Werte für den Ionenstrom mit der Literatur ist auf Grund des unbekanntes Einflusses der Anlagengeometrie, der verwendeter Sonde/Messröhre, etc. nicht möglich. Ergänzend sei darauf hingewiesen, dass in der Literatur oft nicht der Wert



(a)



(b)

Abbildung 3.6: Plasmacharakteristik der RF-Plasmaquelle für N bei unterschiedlichen RF-Leistungen aber identischem N_2 -Fluss in linearer Darstellung (a) bzw. logarithmischer Darstellung des absoluten Betrags (b).

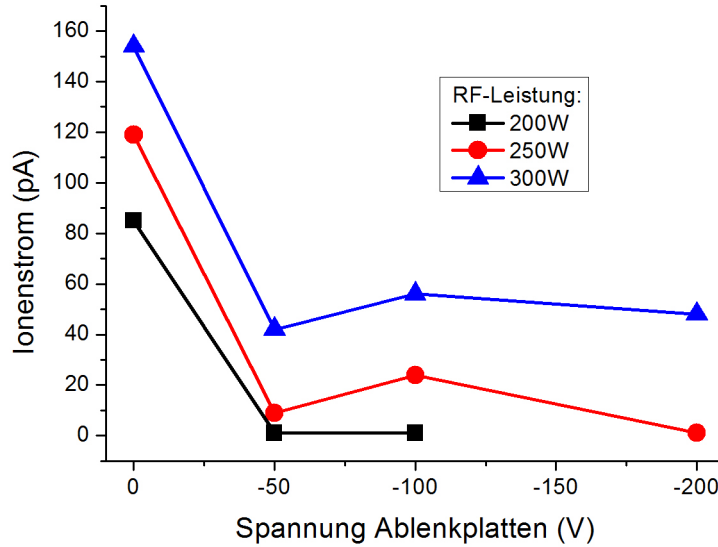


Abbildung 3.7: Gemessener Ionenstrom für unterschiedliche Plasmaleistungen bei identischem N_2 -Fluss in Abhängigkeit von der an die Ablenkplatten angelegten Spannung.

bei U_G zur Bestimmung des Ionenstroms verwendet wird, sondern die Extrapolation nur bis $U=0$ V durchgeführt wird. In dieser Vereinfachung bleibt das Raumpotential in Sondennähe unberücksichtigt. Abbildung 3.6(b) verdeutlicht allerdings, dass diese Art der Auswertung nur einen geringen Unterschied im bestimmten Ionenstrom zur Folge hat.

Abbildung 3.7 zeigt nun die nach dem eben beschriebenen Verfahren bestimmten Ionenströme bei unterschiedlichen Plasmaleistungen, aber identischem N_2 -Fluss in die Kammer in Abhängigkeit von einer an die Ablenkplatten angelegten Spannung. Dabei wurde jeweils eine der Ablenkplatten geerdet. Man erkennt einen deutlichen Abfall der Ionenströme bereits bei niedrigen Spannungen (-50 V). Bei höheren Spannungen ändern sich die Werte nur noch wenig. Folglich sollten auch geringe Spannungen im Bereich von -50 V ausreichen, um die austretenden Ionen effektiv abzulenken und das Substrat so während des Wachstums vor Ionenschädigungen zu schützen. Ähnliche Werte für die angelegte Spannung wurden auch von Anderen berichtet [Wis05a]. Teilweise liegen die Literaturwerte aber auch deutlich darüber [Oye05]. Dies ist sowohl auf unterschiedliche Betriebsparameter der Plasmaquelle, als auch auf die Anlagengeometrie zurückzuführen. Einfach vorzustellen ist, dass man bei kürzeren Abständen zwischen Substrat und Plasmaquelle oder auch bei Betriebsparametern der Plasmaquelle, die Ionen mit höheren Energien erzeugen, eine höhere Spannung für eine ausreichende Ablenkung benötigt. Folglich ist die anzulegende Spannung, beispielsweise mit dem hier beschriebenen Verfahren, einzeln für jede Anlagengeometrie bzw. jeden einzelnen Betriebsparametersatz der Plasmaquelle zu optimieren.

4 Verwendete Charakterisierungsverfahren

4.1 Rasterelektronenmikroskopie

Typische QF-Halbleiterlaserstrukturen bestehen aus Schichtstrukturen mit Dicken bis hinunter zu wenigen Nanometern. Solche Strukturen sind wegen der Beugungsbegrenzung mit herkömmlichen Lichtmikroskopen nicht darstellbar. Zur Untersuchung der hergestellten Strukturen kam deswegen ein Rasterelektronenmikroskop (REM) zum Einsatz. In diesem erzeugt man mit einer Feldemissionskathode einen feinen Elektronenstrahl, der über die Probenoberfläche gerasert wird. Dieser Prozess findet mindestens im Hochvakuum statt, um störende Streuprozesse an Restgasmolekülen zu minimieren. Untersucht werden typischerweise die durch diesen Primärelektronenstrahl lokal erzeugten Sekundärelektronen. Diese stammen in erster Linie aus den obersten Nanometern der Struktur und bilden deswegen mit Hilfe verschiedener Kontrastmechanismen die Oberflächen-Topographie ab. Mit Hilfe dieser Technik lassen sich Strukturen mit Größen bis hinunter zu wenigen Nanometern darstellen. Deswegen wird diese Technologie hauptsächlich zum Ausmessen der Epitaxieschichten und zur Beurteilung der Schichtqualität verwendet. Dabei ist der Materialkontrast allerdings sehr gering. Deshalb wird er durch eine Veränderung der Oberfläche durch Anätzen mit einer chemisch selektiven Ätze erhöht. Eine Auswertung von Strukturzusammensetzungen beispielsweise bei Verbindungshalbleitern ist aber nicht möglich.

4.2 Photolumineszenz-Spektroskopie

Zur Grundcharakterisierung der optischen Eigenschaften hergestellter Laser- und Teststrukturen wurde die PL-Spektroskopie verwendet. Dabei wird ein Laserstrahl auf die Probenoberfläche gelenkt. Verwendet wurde ein frequenzverdoppelter Festkörperlaser der Wellenlänge 532 nm. Dies entspricht einer Energie von 2,33 eV und liegt damit über der Bandlücke von GaAs. Der Laserstrahl wird entsprechend vom GaAs absorbiert. Dabei werden Elektronen aus dem Valenzband in das Leitungsband angeregt. Die so erzeugten Elektron-Loch-Paare können strahlend unter Abgabe eines Photons wieder rekombinieren. Diese strahlende Rekombination erfolgt auf Grund der erhöhten Rekombinationswahrscheinlichkeit bevorzugt zum Beispiel aus den Grundzuständen einer Quantenstruktur. Zuvor relaxieren die angeregten Ladungsträger unter Abgabe von Energie beispielsweise an das Kristallgitter über Phononen auf die energetisch günstigeren Zustände. Bei QF-Strukturen sind dies beispielsweise die Grundzustände im Poten-

tialtopf des QFs. Von dort können Elektron-Loch-Paare unter spontaner Emission eines Photons, dessen Energie dem Grundzustandsübergang im QF entspricht, rekombinieren. Das von der Probe so emittierte Licht wird über eine Optik auf den Eingangsspalt eines Gittermonochromators abgebildet und dann wellenlängenabhängig mit Hilfe eines mit flüssigem N₂ gekühlten Germanium-Detektors unter Verwendung eines Lock-in-Verstärkers gemessen. Bei der Auswertung der so gemessenen Spektren erhält man die PL-Intensität und die Halbwertsbreite (HWB) der Emission. Beide Parameter stellen ein Maß für die optische Qualität der Probe dar. Je höher die PL-Intensität ist, um so mehr der erzeugten Ladungsträger rekombinieren strahlend. Gleichzeitig gehen weniger Ladungsträger durch Rekombinationen über nicht-strahlende Kanäle verloren. Entsprechend besser ist die optische Qualität. Eine hohe HWB lässt auf Inhomogenitäten in der Struktur schließen. Je schmaler die HWB ist, um so besser ist die Homogenität des QFs und entsprechend die optische Qualität. Weiterhin lässt sich die Emissionswellenlänge der Struktur ablesen. Zum detaillierten Aufbau des verwendeten Messplatzes sei auf die zahlreichen am Lehrstuhl verfassten Doktor- und Diplomarbeiten verwiesen, in denen der Messplatz bereits ausführlich vorgestellt wurde (s. z.B.: [Gol05; Fis02]).

4.3 Hochauflösende Röntgenbeugung

Die hochauflösende Röntgenbeugung High-Resolution X-Ray Diffraction (HR-XRD) beruht auf der Beugung von Röntgenstrahlung an den Ebenen des Kristallgitters. Werden Schichten mit unterschiedlichen Gitterkonstanten kohärent verspannt aufeinander gewachsen, so bleibt unterhalb einer kritischen Schichtdicke die Gitterkonstante in der Substratebene identisch zu der des Substrates. Als Ausgleich ändert sich die Gitterkonstante in vertikaler Richtung. Die Beugungsmaxima der Röntgenbeugung sind bestimmt durch die Bragg-Bedingung:

$$n\lambda = 2d \sin \theta \quad (4.1)$$

Dabei ist n die Beugungsordnung, λ die Wellenlänge der Röntgenstrahlung, d die Gitterkonstante in Wachstumsrichtung und θ der entsprechende Beugungswinkel. Eine Änderung der Gitterkonstanten d in Wachstumsrichtung führt folglich zu einer Verschiebung des Beugungsmaximums. Da die Änderung der Gitterkonstanten bei Verbindungshalbleitern mit der Zusammensetzung verknüpft ist, kann man daraus Rückschlüsse auf die Zusammensetzung ziehen. Dies gestaltet sich allerdings bei quarternären Verbindungen wie dem in dieser Arbeit untersuchten Materialsystem GaInNAs schwierig, da der entgegengesetzte Einfluss der beiden zum GaAs-Referenzmaterial hinzugefügten Materialien In und N nicht zu unterscheiden ist. Deshalb wurde mit Kalibrationsproben zunächst der In-Gehalt eingestellt. Bei bekanntem In-Gehalt lässt sich dann auch der Einfluss des N im quarternären Material und damit der N-Gehalt extrahieren. Erwähnt werden muss hier allerdings, dass die Bestimmung dann an zwei verschiedenen Proben stattfindet, so dass eine gewisse Ungenauigkeit durch Schwankungen der Wachstumsraten nicht auszuschließen ist.

Für die Bestimmung des In-Gehaltes wurde ein von Sato *et al.* vorgeschlagenes Verfahren verwendet [Sat95]. Hier werden typischerweise Übergitter mit mind. 15 Wiederholungen von

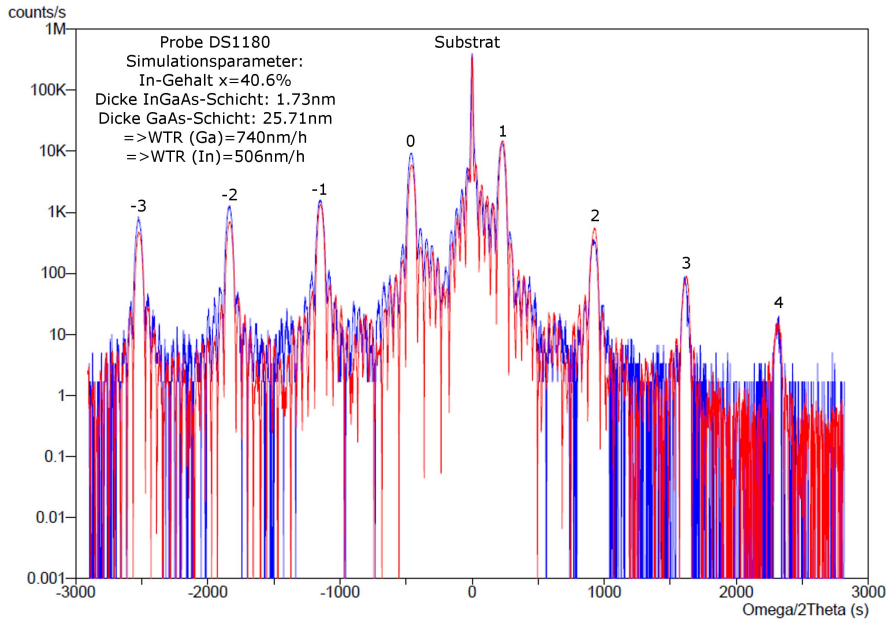


Abbildung 4.1: Typisches XRD-Spektrum einer Struktur mit $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Übergitter zur Bestimmung der Wachstumsraten (WTR). Blau eingezeichnet sind die gemessenen Daten, rot eine entsprechende Simulation.

125 s GaAs-Wachstum und 5 s $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Wachstum aufeinander abgeschlossen. Abbildung 4.1 zeigt ein typisches an einer solchen Probe gemessenes HR-XRD-Spektrum. Das Maximum mit der höchsten Intensität stammt vom GaAs-Substratmaterial und dient als Bezugspunkt. Die anderen Maxima stammen vom Übergitter und sind in Abbildung 4.1 ihrer Ordnung nach durchnummeriert. Problematisch bei der Messung einzelner QFe ist die Signalintensität, da die wenige Nanometer dicken QFe nur ein sehr geringes Signal bewirken. In dieser Messung sind die Maxima durch die Übergitterstruktur stark ausgeprägt und deutlich neben dem Substratpeak zu erkennen. Aus der Periode des Signals des Übergitters lässt sich nach

$$\Lambda = \frac{(m - n) \cdot \frac{\lambda}{2}}{\sin \Theta_m - \sin \Theta_n} \quad (4.2)$$

die Übergitterperiode Λ in der Struktur bestimmen. Dabei sind m und n die Ordnungen der untersuchten Maxima, λ die Wellenlänge der Röntgenstrahlung und Θ_m bzw. Θ_n die Braggwinkel der untersuchten Maxima. Aus der Verschiebung dieser Übergitterpeaks zum Substratpeak kann mit Hilfe von

$$x_m = \frac{a_{\text{GaAs}}}{a_{\text{InAs}} - a_{\text{GaAs}}} \cdot \frac{1 - \nu}{1 + \nu} \cdot (\Theta_B - \Theta_0) \cdot \cot \Theta_B \quad (4.3)$$

der mittlere In-Gehalt x_m in einer Übergitter-Periode bestimmt werden. Dabei sind a_{GaAs} bzw. a_{InAs} die Gitterkonstanten von GaAs bzw. InAs, ν das Poisson-Verhältnis sowie Θ_B und Θ_0 die Braggwinkel des Substratmaximums bzw. des Maximums nullter Ordnung. Der mittlere In-Gehalt x_m ist dabei gleichzeitig durch die in einer Periode abgeschiedenen Schichtdicken d_{GaAs} bzw. d_{InAs} von GaAs bzw. InAs gegeben:

$$x_m = \frac{d_{InAs}}{d_{GaAs}} \quad (4.4)$$

Mit Hilfe von $d_{InAs} = t_{InAs} \cdot WTR_{InAs}$ bzw. $d_{GaAs} = t_{GaAs} \cdot WTR_{GaAs}$ mit den verwendeten Wachstumszeiten $t_{InAs} = 5s$ bzw. $t_{GaAs} = 125s + 5s = 130s$ und den Wachstumsraten WTR_{InAs} bzw. WTR_{GaAs} , dem Zusammenhang zwischen InAs-Wachstumsrate einerseits und In-Gehalt x bzw. GaAs-Wachstumsrate ($WTR_{InAs} = \frac{x}{1-x} \cdot WTR_{GaAs}$) andererseits ergibt sich nach Einsetzen, Kürzen und Auflösen nach x der In-Gehalt der $In_xGa_{1-x}As$ -Schicht aus dem von Gleichung 4.3 gewonnenen mittleren In-Gehalt zu:

$$x = \frac{26 \cdot x_m}{26 \cdot x_m + 1} \quad (4.5)$$

Für die GaAs-Wachstumsrate WTR_{GaAs} erhält man nun unter Verwendung obiger Ausdrücke für d_{InAs} bzw. WTR_{InAs} :

$$WTR_{GaAs} = \frac{d_{GaAs}}{t_{GaAs}} = \frac{\Lambda - d_{InAs}}{t_{GaAs}} = \frac{\Lambda - \frac{x}{1-x} \cdot t_{InAs} \cdot WTR_{GaAs}}{t_{GaAs}} \quad (4.6)$$

Einfaches Auflösen nach WTR_{GaAs} liefert nun die Wachstumsrate für GaAs. Unter Verwendung obiger Relationen lassen sich daraus sehr einfach die Werte für WTR_{InAs} bzw. d_{InAs} und d_{GaAs} berechnen. Die Ergebnisse für die Beispielstruktur sind in Abbildung 4.1 angegeben. Neben den experimentellen Daten (blau) ist hier außerdem zum Vergleich eine Simulation auf Basis der nach oben beschriebenen Verfahren bestimmten Daten (rot) gezeigt. Man beobachtet eine hervorragende Übereinstimmung.

Im Folgenden seien die Vorteile der Bestimmung der Wachstumsraten mit Hilfe dieser Methode im Vergleich zu anderen erwähnt:

- Mit Hilfe einer Kalibrationsprobe lassen sich sowohl In- als auch die Ga-Wachstumsrate bestimmen.
- Das Verfahren kann auch für höhere In-Gehalte verwendet werden. Die Bestimmung des In-Gehaltes an einer typischen $In_xGa_{1-x}As$ -QF-Struktur ist beschränkt auf In-Gehalte bis ca. 40 %, da bei höheren schnell die kritische Schichtdicke erreicht wird. In diesem Verfahren werden nur sehr dünne $In_xGa_{1-x}As$ -Schichten verwendet (im Beispiel: 1,73 nm). Entsprechend sind auch höhere In-Gehalte messbar, da die kritische Schichtdicke erst später erreicht wird.
- Die Methode liefert Auskunft über die Stabilität der Zellen. Schwankungen der Wachstumsraten lassen sich sofort z.B. durch das Auftreten verschiedener Perioden bzw. Verschiebungen zum Substrat-Peak oder einer Verbreiterung der Maxima im Spektrum erkennen. Für Langzeitstabilitätstests kann die Anzahl der Wiederholungen der Übergitterstruktur einfach entsprechend erhöht werden.

Ist auf Basis solcher Kalibrationsproben der In-Gehalt bekannt, lässt sich aus den XRD-Spektren einzelner $GaInNAs$ -QF-Strukturen der spezifische N-Gehalt dieser Strukturen bestimmen. Ähnliche Verfahren wurden im Rahmen dieser Arbeit außerdem für das $AlGaAs/GaAs$ -System angewendet.

4.4 Rasterkraftmikroskopie

Zur Untersuchung von Probenoberflächen (beispielsweise zur Vermessung von auf die Oberfläche gewachsenen QPen) wurde ergänzend die Rasterkraftmikroskopie (engl.: Atomic Force Microscopy (AFM)) verwendet. Dabei wird eine nanoskopisch kleine Nadel mit Hilfe möglichst exakter Piezostellelemente über die Probe geführt. Diese Nadel ist an einer Blattfeder, dem sogenannten Cantilever, angebracht. Die Messung beruht nun auf der Wechselwirkung zwischen Nadelspitze und Probenoberfläche beispielsweise durch elektrostatische Abstoßungskräfte zwischen den Elektronenhüllen von Probenoberfläche und Nadelspitze. Über die Auslenkung des Cantilevers kann nun die Oberflächenstruktur der Probe vermessen werden. Für die Bildgebung stehen verschiedene Messmodi zur Verfügung: Das einfachste Verfahren stellt der Kontakt-Modus dar. Hier wird wiederum unterschieden zwischen dem konstante Höhe-Modus und dem konstante Kraft-Modus. Beim konstante Höhe-Modus wird die Nadel in gleichbleibendem Abstand über die Probe geführt und der Cantilever verbiegt sich folglich in Abhängigkeit von der Oberflächenstruktur. Beim konstante Kraft-Modus wird dagegen der Aufhängungspunkt des Cantilevers mit einem Piezostellelement variiert, so dass die Auslenkung des Cantilevers und damit die Kraft zwischen Cantilever und Probe unverändert bleibt. Dafür wird die Auslenkung des Cantilevers als Regelgröße in einen Regelkreis eingespeist und so die Positionierung des Aufhängungspunktes gesteuert. Die Bildinformation findet sich hier vorwiegend in der Position des Aufhängungspunktes des Cantilevers. Die besten Auflösungen werden mit dem aufwendigeren Nicht-Kontakt-Modus erreicht. Dabei wird der Cantilever beispielsweise wiederum durch ein Piezostellelement zu einer erzwungenen Schwingung angeregt. Über einen geschlossenen Regelkreis wird diese Schwingung auf die Resonanzfrequenz abgestimmt. Alternativ kann auch eine Anregung mit konstanter Frequenz stattfinden und die Verschiebung der Resonanzfrequenz gemessen werden. Die Resonanzfrequenz wiederum ist abhängig von der Kraft zwischen Oberfläche und Spitze. Die Bildinformation ist also in der Frequenzverschiebung der Resonanzfrequenz enthalten. Für die Charakterisierung von auf die Probenoberfläche gewachsenen QPen erhält man im Gegensatz zu REM-Aufnahmen, die an verkippten Oberflächen gemacht werden, genauere Informationen über die QP-Morphologie, insbesondere auch die QP-Höhen.

4.5 Charakterisierung von Halbleiterlasern

Grundsätzlich ist zwischen der gepulsten Charakterisierung von Lasern und der Charakterisierung im cw-Betrieb zu unterscheiden. Der cw-Betrieb stellt für die Laserstrukturen vor allem durch die mit der Verlustleistung verbundene Bauteilerwärmung eine erhebliche Belastung dar. Des Weiteren beeinflusst die Bauteilerwärmung die Laserkenndaten. Deswegen findet die Grundcharakterisierung in der Regel im gepulsten Betrieb statt. Dabei werden statt Dauerstrom nur wiederholt sehr kurze Strompulse durch die Struktur geschickt. Folglich findet nur eine vernachlässigbar geringe Erwärmung statt. Dementsprechend wurden typischerweise Pulslängen von 300 ns bei einer Periode von 1 ms verwendet, was einem Belastungszyklus von nur 0,3 % entspricht. Die Erzeugung und Analyse solch kurzer Pulse ist von Seiten der Elektronik und Messtechnik mit einem höheren Aufwand verbunden. Die verwendete Stromquelle ist

speziell auf diese kurzen Pulse ausgelegt. Das Laserlicht wird über eine Optik auf eine InGaAs-Photodiode gelenkt und dort detektiert. Zur Messung des Photostroms bzw. Spannungsabfalls am Laser werden sogenannte Boxcar-Integratoren verwendet, die zur Verbesserung des Signal-/Rauschverhältnisses nur einen bestimmten Bereich des Pulses messen und gleichzeitig über mehrere Pulse integrieren. Alternativ kann das Licht des Lasers auch in eine Glasfaser eingekoppelt und zu einem Spektrometer (englisch: Optical Spectrum Analyzer (OSA)) zur Untersuchung der spektralen Eigenschaften des Lasers geleitet werden. Der Laser sitzt während der Messung auf einer Wärmesenke, deren Temperatur sich exakt mit einem Peltierelement steuern lässt, um die Temperaturabhängigkeit der Laserdaten zu untersuchen. Der Messplatz für den cw-Betrieb ist ähnlich aufgebaut, nur dass hier auf die aufwendige Elektronik zur Erzeugung und Analyse der kurzen Pulse verzichtet werden kann.

5 Grundlagen von Halbleiterlasern

5.1 Funktionsprinzip des Halbleiterlasers

Die Abkürzung Laser beschreibt bereits den wesentlichen, diesem Bauteil zu Grunde liegenden Wechselwirkungsmechanismus: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation (deutsch: Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung). Im Halbleiterlaser wird dies durch den Übergang eines Elektrons vom Leitungsband in einen freien Zustand im Valenzband erreicht. Dabei wird die Energie bei stimulierter Emission in Form eines Photons frei, welches die identische Frequenz, Phase und Richtung besitzt wie das den Übergang stimulierende Photon. Voraussetzung ist die sogenannte Besetzungsinversion: Dabei muss die Besetzung des oberen Energieniveaus, im Halbleiter also des Leitungsbandes mit Elektronen, größer sein als die Besetzung des unteren Energieniveaus, also des Valenzbandes. Dieser dem thermodynamischen Gleichgewicht widersprechende Zustand lässt sich im Halbleiterlaser durch externes elektrisches oder optisches Pumpen erreichen. Für elektrisches Pumpen wird der aktive Bereich des Lasers in die Mitte der Diodenstruktur eines p-i-n-Überganges eingebaut. So erfolgt die Injektion von Löchern und Elektronen aus den p- und n-dotierten Bereichen in den intrinsischen aktiven Bereich der Laserdiodenstruktur.

Um nun kohärente Laseremission zu erreichen, ist ein Einschluss des emittierten Lichtes in einen Resonator notwendig. Dieser Resonator wird im Halbleiterlaser in horizontaler Richtung durch die Spaltfacetten der Struktur begrenzt. Zusätzlich muss ein vertikaler, optischer Einschluss gewährleistet sein. Dies geschieht durch die Verwendung sogenannter Mantelschichten, bestehend aus einem Material mit geringerem Brechungsindex (im verwendeten Materialsystem typischerweise $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$), das durch Totalreflexion an dem niederbrechenden Material das Licht in dem Resonator führt. Während in den ersten Halbleiterlasern Volumenmaterial als aktiver Bereich eingesetzt wurde, besteht dieser in modernen Halbleiterlasern aus niederdimensionalem Material wie z. B.: QFe oder QPe. Durch die erhöhte Zustandsdichte und den verbesserten Ladungsträgereinschluss hat dies reduzierte Schwellenstromdichten und verbesserte Temperaturstabilitäten zur Folge. In dieser Arbeit wurden sogenannte Separate Confinement Heterostructure (SCH)-Designs (deutsch: Heterostruktur mit getrenntem Einschluss) verwendet, deren aktiver Bereich ein GaInNAs-QF darstellt. Abbildung 5.1 zeigt schematisch eine solche Struktur mit Verlauf des Leitungsbandes und des Brechungsindexes zusammen mit einer REM-Aufnahme einer im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Laserstruktur. Der Name dieser Art von Laser rührt daher, dass der Einschluss von Lichtwelle und Ladungsträger getrennt sind. Wie Abbildung 5.1 verdeutlicht, wird die Lichtwelle im Wellenleiter zwischen den niederbrechenden $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ -Mantelschichten geführt, während die zur Verstärkung beitragenden Ladungsträger im Potentialtopf des QFs eingeschlossen sind. Folglich erfährt nur ein Teil der

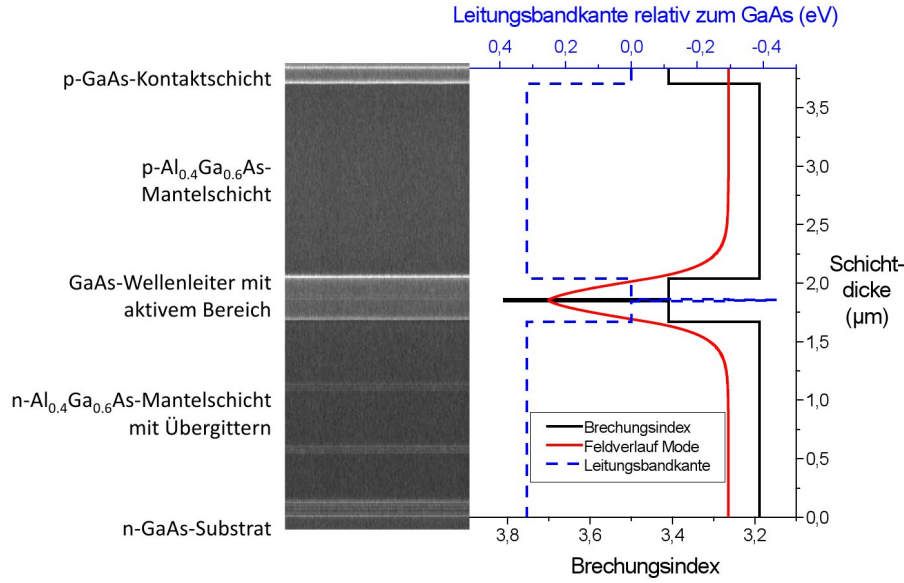


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung einer SCH-Laserstruktur an Hand eines REM-Bildes. Der angefügte Graph zeigt den Verlauf von Brechungsindex und Leitungsbandkante innerhalb der Struktur sowie das simulierte Modenprofil einer im Wellenleiter geführten Welle.

geführten Lichtwelle im Laser Verstärkung. Der auch Confinement-Faktor genannte Überlappfaktor Γ definiert sich als der Volumenanteil einer Mode mit Gesamtvolumen V_{mod} , der mit dem verstärkenden Material (hier: QF) mit dem Volumen V_{QF} überlappt:

$$\Gamma = \frac{V_{QF}}{V_{mod}} \quad (5.1)$$

Um im vertikal durch die Mantelschichten und horizontal durch die Spaltfacetten begrenzten Resonator eines Halbleiterlasers Laseremission zu erreichen, müssen die Verluste im Resonator mindestens durch die Verstärkung, die das Licht durch die stimulierte Emission erfährt, ausgeglichen werden. Es gilt folgende Schwellenbedingung:

$$\Gamma g_{th} = \alpha_i + \alpha_m \quad (5.2)$$

Dabei ist g_{th} die notwendige Schwellenverstärkung, α_i sind die internen Verluste im Resonator und α_m die Spiegelverluste. Die Spiegelverluste sind gegeben durch:

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (5.3)$$

Hier ist L die Kavitätslänge des Lasers und R_1 bzw. R_2 sind die Reflektivitäten der beiden Facetten, die im GaAs-Materialsystem bei unbehandelten Facetten zu ca. 30 % angenommen werden können.

Abbildung 5.2 zeigt schematisch die Kennlinie eines Halbleiterlasers. Unterhalb der Laserschwelle ist nur eine sehr geringe, mit dem Strom ansteigende Ausgangsleistung zu sehen, die

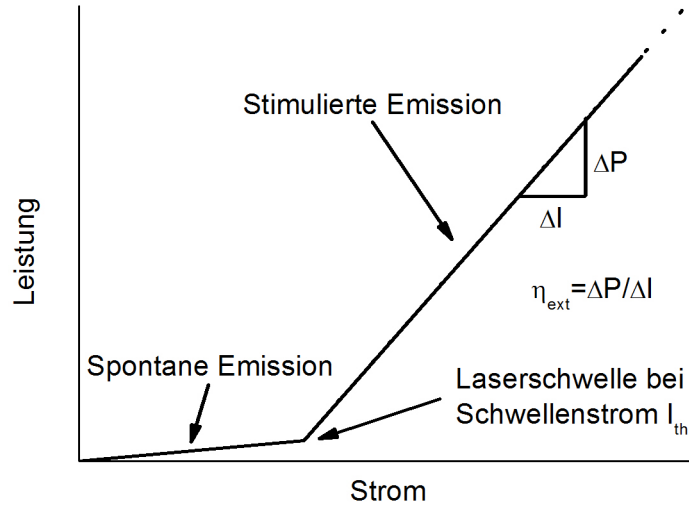


Abbildung 5.2: Schematische Kennlinie eines Halbleiterlasers.

auf spontaner Emission beruht. Oberhalb der Laserschwelle I_{th} ist die Schwellenbedingung 5.2 erfüllt und die kohärente Lasertätigkeit durch stimulierte Emission setzt ein. Die Kennlinie lässt sich in diesem Bereich beschreiben durch:

$$P = \eta_{ext} \cdot (I - I_{th}) \quad (5.4)$$

Dabei ist P die Ausgangsleistung, $\eta_{ext} = \Delta P / \Delta I$ die externe Effizienz und I der Pumpstrom. Die externe Effizienz ist dabei gegeben durch:

$$\eta_{ext} = \frac{hc}{e\lambda} \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \cdot \eta_i \quad (5.5)$$

Hier ist h das Planck'sche Wirkungsquantum, c die Lichtgeschwindigkeit, e die Elementarladung, λ die Emissionswellenlänge und η_i die interne Quanteneffizienz. Der Faktor η_i gibt an, wieviele der eingebrachten Ladungsträger zur Verstärkung beitragen. Den Faktor

$$\frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \cdot \eta_i = \eta_d \quad (5.6)$$

nennt man auch die differentielle Effizienz η_d . Durch Einsetzen von 5.3 in 5.6 und Umstellen der Gleichung erhält man:

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} \left(1 + \frac{2\alpha_i L}{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)} \right) \quad (5.7)$$

Eine Auswertung der differentiellen Effizienz in Abhängigkeit der Kavitätslänge liefert folglich die Werte für die internen Laserparameter η_i und α_i .

Die Lichtemission im Halbleiterlaser lässt sich nach [Col95] mit Hilfe von Ratengleichungen für die Ladungsträgerdichte N bzw. die Photonendichte N_P beschreiben:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{eV_{QF}} - R_{sp} - R_{st} - R_{nr} \quad (5.8)$$

$$\frac{dN_P}{dt} = \Gamma R_{st} + \Gamma \beta R_{sp} - \frac{N_P}{\tau_P} \quad (5.9)$$

In diesen Gleichungen sind R_{sp} , R_{st} und R_{nr} jeweils die Rekombinationsraten für spontane Emission, stimulierte Emission und nicht-strahlende Rekombination. Der Faktor β gibt den Anteil der spontanen Emission an, der in die Lasermode eingekoppelt wird, und τ_P die Photonenlebensdauer im Resonator. Die Verstärkung g in einem QF-Halbleiterlaser ist nach [Col95] gegeben durch:

$$g = g_0 \ln \frac{N}{N_{tr}} \quad (5.10)$$

Dabei ist g_0 die Materialverstärkung, N die Ladungsträgerdichte und N_{tr} die Transparenzladungsträgerdichte. Diese bezeichnet die Ladungsträgerdichte, bei der sich Absorption und Verstärkung im QF gerade aufheben. Unter Verwendung von 5.10 und 5.2 erhält man an der Laserschwelle:

$$\Gamma g_{th} = \Gamma g_0 \ln \frac{N_{th}}{N_{tr}} = \alpha_i + \alpha_m \quad (5.11)$$

N_{th} bezeichnet hier die Ladungsträgerdichte an der Laserschwelle. Den Faktor Γg_0 nennt man auch modale Verstärkung, da er durch Berücksichtigung des Confinement-Faktors die Verstärkung beschreibt, die die im Wellenleiter geführte Mode erfährt. Im Gleichgewicht wird in der Ratengleichung 5.8 der Faktor $\frac{dN}{dt} = 0$. Die Rekombinationsraten in Gleichung 5.8 kann man an der Laserschwelle auch in Abhängigkeit der Ladungsträgerkonzentration formulieren. Dabei ist $R_{sp} = BN_{th}^2$, wobei B einen Proportionalitätsfaktor darstellt und sich die Potenz der Ladungsträgerdichte aus der Anzahl der am Rekombinationsprozess beteiligten Ladungsträger (jeweils ein Loch und ein Elektron) ergibt. An der Laserschwelle ist die stimulierte Emission sehr gering und wird vernachlässigt. Lässt man zudem die nicht-strahlende Rekombination unberücksichtigt, so erhält man aus Gleichung 5.8 unter Verwendung der Gleichungen 5.11 und 5.3 sowie des QF-Volumens $V_{QF} = bdL$ mit der Laserbreite b , der Schichtdicke d und der Kavitätslänge L die Laserswellenstromdichte $J_{th} = I_{th}/bL$ zu [Col95]:

$$J_{th} = \frac{edBN_{tr}^2}{\eta_i} \cdot \exp\left(\frac{2\alpha_i}{\Gamma g_0}\right) \cdot \exp\left(\frac{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{L\Gamma g_0}\right) = J_{tr} \exp\left(\frac{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{L\Gamma g_0}\right) \quad (5.12)$$

Der zusammengefasste Vorfaktor J_{tr} ist die Transparenzstromdichte des Lasers, also die Stromdichte, ab der die komplette Laserstruktur transparent wird. Da dieser Wert unabhängig von den Spiegelverlusten ist, bildet er eine gute Vergleichsbasis für Laser mit unterschiedlichen Kavitätslängen oder Spiegelreflektivitäten. Alternativ findet man in der Literatur auch folgende Definition für die Transparenzstromdichte:

$$J_{th} = \frac{J'_{tr}}{\eta_i} \exp\left(\frac{2\alpha_i}{\Gamma g_0}\right) \exp\left(\frac{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{L\Gamma g_0}\right) \quad (5.13)$$

Hier entspricht die Transparenzstromdichte J'_{tr} durch Berücksichtigung der internen Quanteneffizienz und der internen Verluste anschaulich der Stromdichte, bei der der QF selber transparent wird.

Eine wichtige Rolle zur Beschreibung von Laserdioden spielt die Temperaturabhängigkeit der Kenndaten. Diese werden über die empirischen Formeln

$$J_{th}(T) = J_{th,0} \cdot \exp\left(\frac{\Delta T}{T_0}\right) \quad (5.14)$$

bzw.

$$\eta_d(T) = \eta_{d,0} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta T}{T_1}\right) \quad (5.15)$$

mit Hilfe der charakteristischen Temperaturen T_0 bzw. T_1 bestimmt. Dabei ist ΔT die Temperaturdifferenz zum Bezugspunkt und $J_{th,0}$ bzw. $\eta_{d,0}$ der Wert für die Schwellenstromdichte bzw. die differentielle Effizienz am Bezugspunkt. Gerade im cw-Betrieb von Hochleistungslasern spielen die Temperatureigenschaften eine wesentliche Rolle, da hiermit immer eine signifikante Bauteilerwärmung verbunden ist. Die Bauteilerwärmung im cw-Betrieb kann beschrieben werden über:

$$\Delta T = R_{th} \cdot P_{Verlust} \quad (5.16)$$

Dabei ist R_{th} der thermische Widerstand des Bauteils und $P_{Verlust}$ die Verlustleistung im Betrieb des Lasers, die gegeben ist über die Differenz zwischen eingebrachter elektrischer Pumpleistung $P_{elektrisch}$ und der erzielten optischen Ausgangsleistung P des Lasers:

$$P_{Verlust} = P_{elektrisch} - P \quad (5.17)$$

Die elektrische Leistung $P_{elektrisch}$ ist wiederum gegeben über die U-I-Kennlinie der Diodenstruktur mit der Einsatzspannung U_0 , dem Serienwiderstand R_S und dem Betriebsstrom I :

$$P_{elektrisch} = U_0 I + R_S I^2 \quad (5.18)$$

Mit Hilfe der Formeln 5.16, 5.17 und 5.18 lässt sich nun die Temperaturabhängigkeit des Lasers aus den Gleichungen 5.14 und 5.15 unter Berücksichtigung der Bauteilerwärmung durch die Verlustleistung ausdrücken:

$$J_{th}(T) = J_{th,0} \cdot \exp\left(R_{th} \cdot \frac{U_0 I + R_S I^2 - P}{T_0}\right) \quad (5.19)$$

$$\eta_d = \eta_{d,0} \cdot \exp\left(-R_{th} \cdot \frac{U_0 I + R_S I^2 - P}{T_1}\right) \quad (5.20)$$

Unter Verwendung dieser Zusammenhänge kann man nun die Kennlinie eines Halbleiterlasers unter Berücksichtigung der Bauteilerwärmung formulieren:

$$P = \frac{hc}{e\lambda} \cdot \eta_{d,0} \cdot \exp\left(-R_{th} \cdot \frac{U_0 I + R_S I^2 - P}{T_1}\right) \cdot \left(I - I_{th,0} \cdot \exp\left(R_{th} \cdot \frac{U_0 I + R_S I^2 - P}{T_0}\right)\right) \quad (5.21)$$

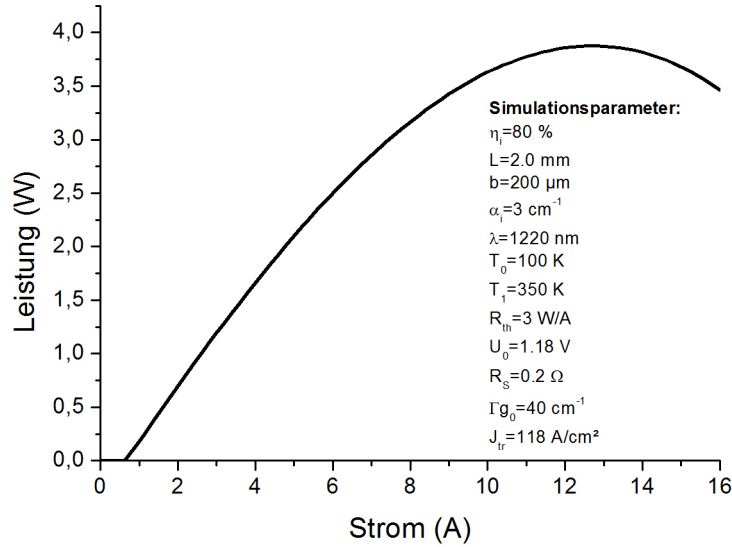


Abbildung 5.3: Simulierte Kennlinie eines Hochleistungslasers unter Berücksichtigung der Bauteilerwärmung, dessen maximale Ausgangsleistung durch thermisches Überrollen limitiert ist.

Diese nicht-explizite Gleichung lässt sich numerisch lösen und ermöglicht eine Berechnung der Kennlinie eines Halbleiterlasers unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit von Schwellenstrom und externer Effizienz. Abbildung 5.3 zeigt eine so mit typischen Werten simulierte Kennlinie. Deutlich zu erkennen ist das thermische Überrollen. Ab einem bestimmten Betriebsstrom überwiegt die erwärmungsinduzierte Verschlechterung der Laserkenndaten, so dass durch Anlegen höherer Ströme kein weiterer Anstieg der Ausgangsleistung zu beobachten ist. Im Gegenteil kommt es sogar zu einer Reduktion der Ausgangsleistung durch die weiter steigende Temperatur bei höheren Strömen. Der thermische Widerstand R_{th} ist nach [Col95] für Breitstreifenlaser (englisch: Broad Area (BA)-Laser) gegeben durch:

$$R_{th} = \frac{h}{\xi A} \quad (5.22)$$

Hier ist h Schichtdicke der Struktur, durch die die Wärme abgeleitet werden muss, ξ die Wärmeleitfähigkeit des Materials und $A = L \cdot b$ die Bauteilfläche. Dies berücksichtigt nur den thermischen Widerstand der Laserstruktur an sich, zusätzlich ist noch der thermische Widerstand des Aufbaus, also der Montage des Lasers auf die Wärmesenke, zu berücksichtigen, der in der Regel allerdings vernachlässigbar gering ist. Der gesamte thermische Widerstand lässt sich experimentell bestimmen über seine Definition durch:

$$R_{th} = \frac{dT}{dP} = \frac{dT}{d\lambda} \cdot \frac{d\lambda}{dP} = \frac{d\lambda}{dP} \cdot \left(\frac{d\lambda}{dT} \right)^{-1} \quad (5.23)$$

Aus der Verschiebung der Emissionswellenlänge in Abhängigkeit von der Leistung bzw. der Temperatur ergibt sich folglich der thermische Widerstand der Struktur, wobei die Wellenlängenverschiebung mit der Temperatur im gepulsten Betrieb gemessen wird, um eine Verfälschung

der Verschiebung durch die Bauteilerwärmung im cw-Betrieb zu vermeiden. Laut Formel 5.22 lässt sich der thermische Widerstand hauptsächlich über die Schichtdicke h und die Fläche A des Lasers beeinflussen. Folglich werden Hochleistungslaser typischerweise mit der Epitaxieseite nach unten auf die Wärmesenke montiert. Somit muss die Wärme nicht durch das Substrat, sondern nur durch die vergleichsweise dünne Mantelschicht und Kontaktschicht abgeführt werden (für Details zur Montage vgl. Kapitel 5.2). Eine weitere Verbesserung kann nach Formel 5.22 über eine Erhöhung der Fläche erreicht werden. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten wurden, in dieser Arbeit konstante Breiten für die BA-Laser gewählt und verschiedene Kavitätslängen untersucht. Große Kavitätslängen lassen folglich durch eine Reduktion des thermischen Widerstandes eine reduzierte Bauteilerwärmung und damit ein späteres Überrollen erwarten. Nimmt man für den Serienwiderstand der Laserstruktur einfach

$$R_S = \rho \cdot \frac{h}{A} \quad (5.24)$$

mit dem spezifischen Widerstand ρ an und vernachlässigt die Kontaktwiderstände, so führt eine Erhöhung der Bauteillänge auch zu einer Reduktion des Serienwiderstandes R_S und folglich zusätzlich zu einer Reduktion der Bauteilerwärmung. Auf der anderen Seite verringert sich nach Formel 5.5 die externe Effizienz η_{ext} für längere Bauteile durch die Abhängigkeit von den Spiegelverlusten α_m . Zusätzlich ergibt sich bei Berechnung auf Basis von Formel 5.12 für größere Kavitätslängen jenseits eines Optimums ein Anstieg des Schwellenstroms. Da also einerseits hohe Kavitätslängen zu einer Verschlechterung der Laserkenndaten führen, andererseits aber kurze Kavitätslänge eine Erhöhung der Bauteilerwärmung zur Folge haben, ist für hohe Ausgangsleistungen durch sorgfältige Optimierung der Laserstruktur ein Mittelweg zwischen diesen gegenläufigen Trends zu finden.

Bei einer vollständigen Betrachtung gilt es außerdem zu beachten, dass die charakteristischen Temperaturen T_0 und T_1 ebenfalls eine Abhängigkeit von der Kavitätslänge aufweisen. Nach Tansu *et al.* kann die Kavitätslängenabhängigkeit durch Ableiten der Formeln 5.13 bzw. 5.6 nach der Temperatur beschrieben werden [Tan02b]. Dabei verallgemeinert man zunächst die Definition der charakteristischen Temperaturen aus den Formeln 5.14 bzw. 5.15 für beliebige Variablen x :

$$x = x_0 \cdot e^{\frac{T}{T_x}} \quad (5.25)$$

Für die Ableitung nach der Temperatur gilt dann:

$$\frac{dx}{dT} = \frac{x_0}{T_x} \cdot e^{\frac{T}{T_x}} = \frac{x}{T_x} \quad (5.26)$$

Für die interne Quanteneffizienz η_i , die differentielle Effizienz η_d und die modale Verstärkung Γg_0 , die mit der Temperatur abnehmen, ist hier noch ein Minuszeichen zu berücksichtigen:

$$x = x_0 \cdot e^{-\frac{T}{T_x}} \quad (5.27)$$

Für die Ableitung nach der Temperatur gilt dann:

$$\frac{dx}{dT} = -\frac{x_0}{T_x} \cdot e^{-\frac{T}{T_x}} = -\frac{x}{T_x} \quad (5.28)$$

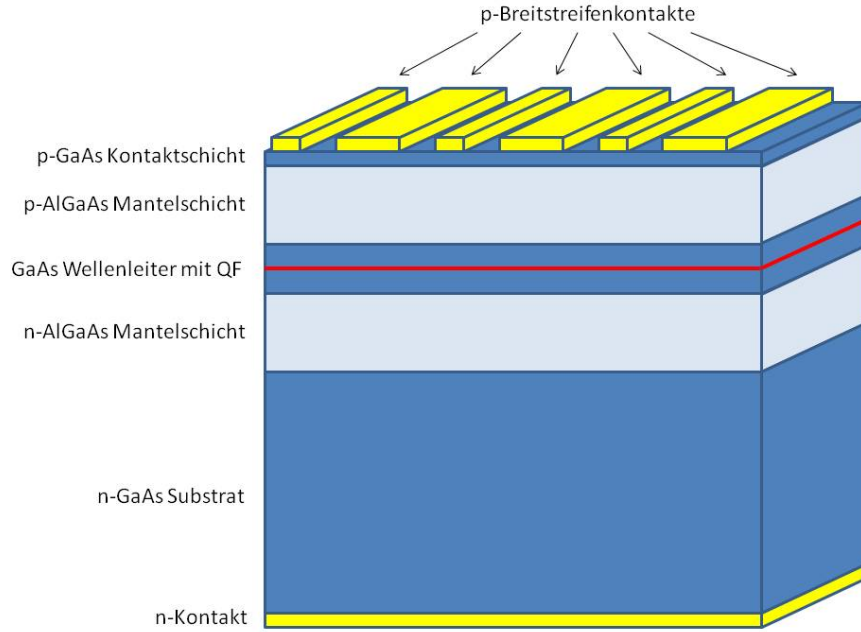


Abbildung 5.4: Schematische, nicht maßstabgetreue Darstellung eines Breitstreifenlaser-Barrens für die gepulste Charakterisierung.

Das Ableiten der Formel 5.13 nach der Temperatur und die Verwendung von Gleichung 5.26 für $x = J_{th}, J'_{tr}, \alpha_i$ bzw. Gleichung 5.28 für $x = \eta_i, \Gamma g_0$ ergibt nun:

$$\frac{1}{T_0(L)} = \frac{1}{T_{tr'}} + \frac{1}{T_{\eta_i}} + \frac{2(\alpha_i + \alpha_m(L))}{\Gamma g_0} \cdot \frac{1}{T_{\Gamma g_0}} + \frac{2\alpha_i}{\Gamma g_0} \cdot \frac{1}{T_{\alpha_i}} \quad (5.29)$$

Dabei stellen nun $T_{tr'}$, T_{η_i} , $T_{\Gamma g_0}$ und T_{α_i} charakteristische Temperaturen für die internen Laserparameter Transparenzstromdichte J'_{tr} , interne Quanteneffizienz η_i , modale Verstärkung Γg_0 und interne Verluste α_i dar. Diese können zunächst als unabhängig von der Kavitätslänge betrachtet werden. Die Abhängigkeit von der Kavitätslänge findet man unter Verwendung von Formel 5.3 nun im dritten Term in den Spiegelverlusten α_m . Lange Kavitäten haben niedrigere Spiegelverluste zur Folge. Somit ist mit einem geringeren Einfluss der Temperaturabhängigkeit der modalen Verstärkung bei längeren Kavitäten und mit entsprechend höheren T_0 -Werten zu rechnen.

Führt man Gleiches mit Formel 5.6 für die differentielle Effizienz durch, so erhält man die Längenabhängigkeit der charakteristischen Temperatur T_1 :

$$\frac{1}{T_1(L)} = \frac{1}{T_{\eta_i}} + \frac{\alpha_i}{\alpha_i + \alpha_m(L)} \cdot \frac{1}{T_{\alpha_i}} \quad (5.30)$$

Da hier die Spiegelverluste im Nenner stehen, wird eine Abnahme der charakteristischen Temperatur T_1 mit steigender Kavitätslänge erwartet.

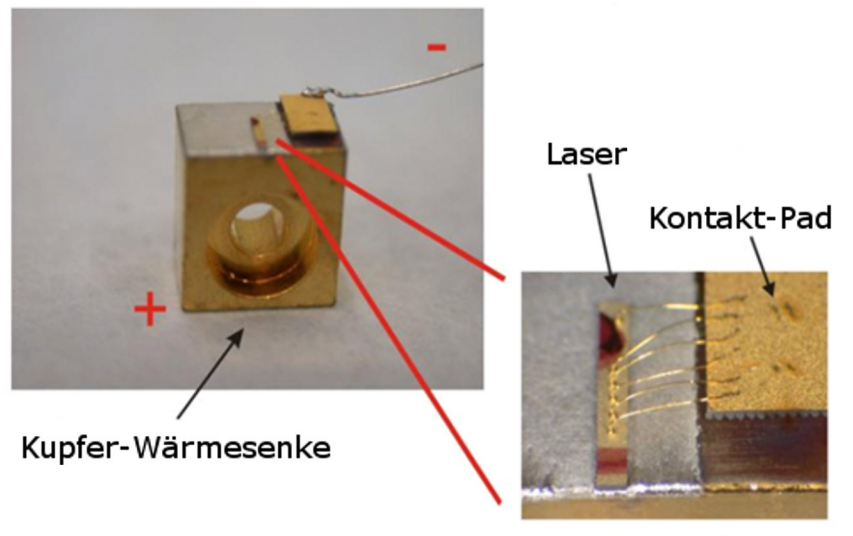


Abbildung 5.5: Auf eine Kupferwärmesenke aufgebauter High-Power-BA-Laser mit Bonddrähten und Kontaktpad.

5.2 Strukturierung von Lasern

Für die Grundcharakterisierung der hergestellten Laserstrukturen fanden einfache BA-Laser Verwendung. Dabei werden mit Hilfe einer Schattenmaske auf die Oberfläche des Substrates Kontaktstreifen mit einer Breite von $50\ \mu\text{m}$ und $100\ \mu\text{m}$ aufgedampft. Die Rückseite wird mit einem flächigen Kontakt beschichtet. Anschließend werden die Kontakte durch thermische Behandlung einlegiert. Lateral wird die Lichtwelle in diesen einfachen Bauteilen nur Gewinngeführt. Abbildung 5.4 zeigt schematisch einen solchen Laser. Typischerweise werden ganze Barren dieser Strukturen mit mehreren Lasern beider Breiten darauf prozessiert. Durch statistische Mittelung über eine Vielzahl auf einem Barren gemessener Laser wird die Aussagekraft der Messung erhöht. Der wesentliche Vorteil solcher Laser ist die vergleichsweise einfache und schnelle Prozessierung. Normalerweise werden solche Laser allerdings nur gepulst charakterisiert, da keine ausreichende Wärmeabfuhr gewährleistet ist.

Für die Untersuchung des Hochleistungsbetriebs der hergestellten Hochleistungslaserdioden wurden etwas komplexere BA-Laser verwendet. Diese verfügen über eine verbesserte Wärmeabfuhr. Dafür wird lokal die Kontaktschicht des Lasers neben dem Breitstreifen mit einem Trockenätzprozess entfernt. Der obere Kontakt wird flächig aufgedampft, Stromfluss findet auf Grund des deutlich geringeren Kontaktwiderstandes im Bereich ohne Entfernung der Kontaktschicht aber vorwiegend durch den so definierten Breitstreifen statt. Zusätzlich wird der größte Teil des Substrates, auf dem die Laserstruktur aufgebracht ist, zur besseren Wärmeabfuhr durch Abdünnen entfernt. Nach dem Aufdampfen des unteren Kontaktes werden die Laser vereinzelt und anschließend mit der Epitaxieseite nach unten unter Verwendung einer Indium-Lötmasse auf eine Hitzesenke aus Kupfer aufgeklebt. Anschließend werden die Laser mit mehreren Golddrähten an ein Kontaktpad für die Stromzuführung gebondet. Abbildung 5.5 zeigt das Foto eines so aufgebauten Lasers. Bei diesen Lasern ist es auf Grund des komplexeren Prozesses und der

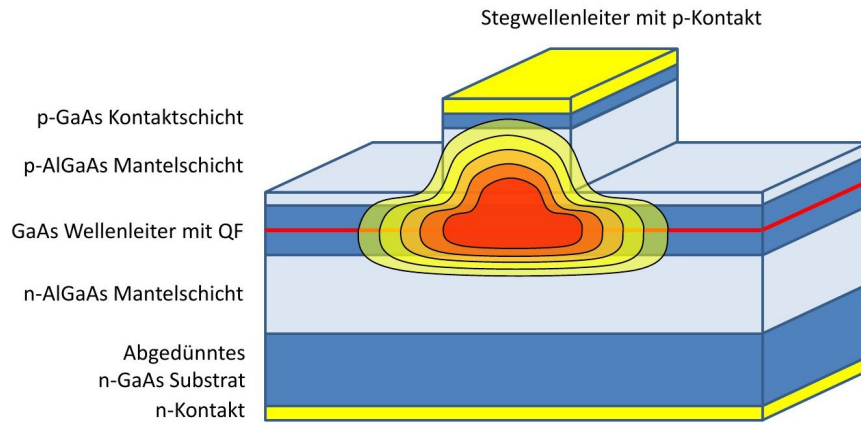
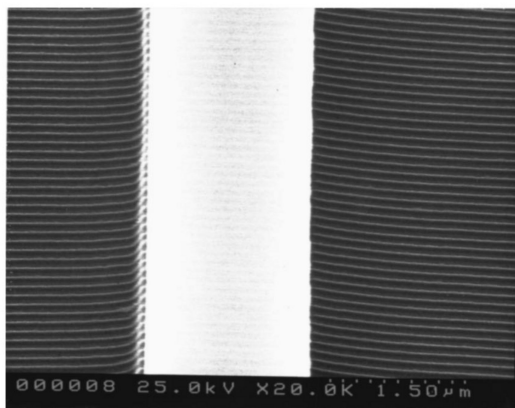
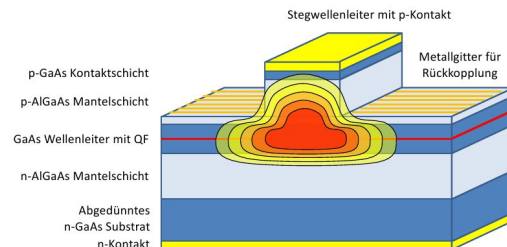


Abbildung 5.6: Schematische, nicht maßstabsgetreue Darstellung eines RWG-Lasers mit anschaulich angedeutetem Feldverlauf der geführten Lichtwelle.



(a)



(b)

Abbildung 5.7: REM-Aufnahme und schematische Darstellung eines DFB-Lasers mit an den Stegwellenleiter definiertem Chrom-Gitter (REM-Bild nach [Kam99]).

Vereinzelung der Laser sehr aufwändig, Messungen an vielen Bauteilen mit einer entsprechenden statistische Mittelung durchzuführen. Folglich werden in dieser Arbeit nur exemplarisch die Daten der besten Hochleistungslaser dargestellt, während die Grundlagenuntersuchungen und Optimierungsarbeiten hauptsächlich auf Basis der gepulsten Grundcharakterisierung an Standard-BA-Lasern durchgeführt wurden.

Zusätzlich wurden für Untersuchungen des Dauerstrichbetriebs der hergestellten Bauteile Stegwellenleiter-Laser (engl. Ridge-Waveguide (RWG)) hergestellt. Abbildung 5.6 zeigt schematisch einen solchen Laser. Dabei werden mit einem Trockenätzprozess dünne Stege mit Breiten von wenigen Mikrometern in das Halbleitermaterial geätzt. Dadurch wird eine Aufweitung des Strompfades im Bereich von Mantelschicht und Kontaktschicht effektiv vermieden. Außerdem erfährt die Lichtwelle eine laterale Wellenführung durch den Brechungsindexkontrast an den Ätzkanten. Diese Laser werden ebenso wie die vorgestellten Hochleistungslaser abgedünnt, um eine zu starke Bauteilerwärmung zu vermeiden.

Alle bisher vorgestellten Lasertypen emittieren normalerweise spektral multimodig. In einem Fabry-Pérot-Resonator muss die Lichtwelle an den Facetten der Kavität jeweils einen Knoten haben. Folglich sind durch diese Randbedingung nur diskrete Emissionswellenlängen erlaubt. Der Abstand zweier benachbarter Moden ist dabei gegeben durch:

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2n_g L} \quad (5.31)$$

Bei typischen Werten wie $\lambda=1,55 \mu\text{m}$, einem Gruppenindex $n_g=3,92$ und einer Kavitätslänge von $L=1,0 \text{ mm}$ ergibt sich ein nur sehr geringer spektraler Abstand von $\Delta\lambda=0,2 \text{ nm}$. Deswegen erreichen in den Standardlasern wegen der homogenen und inhomogenen Verbreiterung der Emission des aktiven Bereichs mehrere Moden gleichzeitig die Schwellenbedingung und der Laser emittiert multimodig. Gerade für Telekom-Anwendungen wie etwa in Dense Wavelength De-Multiplexing (DWDM)-Systemen ist allerdings häufig Monomodigkeit gefordert, da hier die Lichtübertragung parallel in spektral sehr nah beieinander liegenden Kanälen mit einem typischen Wellenlängenabstand von beispielsweise nur ca. $0,4 \text{ nm}$ im Telekom-Fenster um 1550 nm passiert. Benachbarte Kanäle dürfen sich gegenseitig natürlich nicht stören, weswegen Laser mit einer spektralen Emissionsbreite, die signifikant unterhalb des Kanalabstandes liegt, gefordert sind. Hierfür werden Laser mit verteilter Rückkopplung (DFB-Laser, englisch: distributed feedback) verwendet. Durch eine Rückkopplung der Lichtwelle mit einer Brechungsindexmodulation wird die Schwelle einer Mode niedriger als die der sogenannten Seitenmoden. Eine einfache Realisationsmöglichkeit für eine solche Brechungsindexmodulation bietet das Verfahren von Kamp *et al.* [Kam99]. Hierbei wird, wie oben beschrieben, ein RWG-Laser prozessiert. Neben dem RWG wird anschließend mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie ein Gitter aus Chrom definiert und aufgedampft. Abbildung 5.7 zeigt eine schematische Darstellung sowie die Elektronenmikroskopaufnahme eines so prozessierten Lasers. Wie der Darstellung der Feldverteilung eines solchen DFB-Lasers in Abbildung 5.7(b) zu entnehmen ist, überlappt nur der evaneszente Teil der Welle mit dem neben dem Steg aufgebrauchten Metallgitter. Der Einfluss der im REM-Bild in 5.7(a) zu erkennenden Ätzprofile, nämlich eine leichte Reduktion der Ätztiefe direkt am Steg, ist bei der Diskussion des Einflusses des Metallgitters auf die optischen Moden zu berücksichtigen. Obwohl nur der evaneszente Teil der Lichtwelle mit dem Chromgitter überlappt, ist die Variation des Brechungsindexprofils durch das Gitter ausreichend, um eine signifikante Rückkopplung zu gewährleisten und monomodige Emission zu erreichen. Da sowohl realer als auch imaginärer Anteil des Brechungsindexes geändert werden, spricht man hier auch von komplexer Kopplung. Für die Lasermode muss nun die Braggbedingung erfüllt sein:

$$\lambda = 2 \cdot n_{eff} \cdot \Lambda_{DFB} \quad (5.32)$$

Dabei ist λ die Wellenlänge der Mode, n_{eff} der effektive Brechungsindex der Struktur und Λ_{DFB} die Periode des Metallgitters. Folglich lässt sich die Wellenlänge der monomodigen Emission durch eine Änderung der Gitterperiode anpassen. Eine Variation des Überlapps der Lichtwelle mit dem Gitter ist durch eine Anpassung von Ätztiefe bzw. Stegbreite des RWGs zu realisieren.

6 Thermisches Ausheilen von GaInNAs-Proben

6.1 Mechanismen während des Ausheilprozesses

Thermisches Ausheilen ist essentiell, um GaInNAs-Strukturen guter optischer Qualität herzustellen [Xin99; Kag99]. Das Ausheilen kann einerseits in-situ in der MBE-Kammer erfolgen, beispielsweise auch schon während des Wachstums der auf die N-haltigen Materialien folgenden Schichten. Andererseits kann die RTA-Behandlung auch ex-situ in einem externen Ofen stattfinden. Vorteil des in-situ Ausheilens ist, dass die Struktur in der MBE unter As-Stützdruck gehalten werden kann. Beim ex-situ Ausheilen spielt thermisch induzierte Ausdiffusion von As aus der Waferoberfläche eine wesentliche Rolle. Es wurde versucht, dies durch das Aufbringen von Schutzschichten aus thermisch stabileren Materialien wie etwa SiO_2 zu vermeiden. Allerdings wurde hier eine signifikante Erzeugung von Ga-Fehlstellen beobachtet, die wiederum die Diffusion von In befördert und eine kontraproduktive verstärkte Blauverschiebung der Emissionswellenlänge zur Folge hat [Liu04]. Dieser Effekt lässt sich durch die Verwendung von SiN_3 reduzieren. Die besten Ergebnisse wurden jedoch ohne Schutzbeschichtung durch einfaches Einbetten des auszuheilenden Probenstücks in andere GaAs-Waferstücke erzielt [Pak08]. Der Vorteil des ex-situ Ausheilens gegenüber dem in-situ Ausheilen ist, dass man vom Wafer einzelne Probenstücke abspalten und den Einfluss unterschiedlicher Ausheilparameter individuell untersuchen kann. Für die umfangreichen in dieser Arbeit durchgeführten Ausheilexperimente wurde folglich hauptsächlich das ex-situ Ausheilen gewählt.

Abbildung 6.1 zeigt die typischen PL-Spektren einer Serie von bei unterschiedlichen Zeiten aber identischer Temperatur ausgeheilten Stücke einer Probe. In Abbildung 6.2 sind die aus den Spektren gewonnenen Daten für die maximale PL-Intensität, die Wellenlänge des Emissionsmaximums und die HWB dargestellt. Man beobachtet folgende typische Eigenschaften:

- **Anstieg der PL-Intensität und Reduktion der Halbwertsbreite:** Als Folge des Ausheilens lässt sich eine deutliche Verbesserung der optischen Qualität beobachten, die sich, wie die Auswertung in Abbildung 6.2 für kurze Ausheilzeiten verdeutlicht, in einer Erhöhung der PL-Intensität und einer Reduktion der HWB im PL-Spektrum bemerkbar macht. Die Verbesserung wird hauptsächlich auf das Ausheilen der mit den niedrigen Wachstumstemperaturen oder mit dem Stickstoffeinbau verbundenen Defekten sowie auf eine Homogenisierung des QFs zurückgeführt. So beobachteten Spruyette *et al.* mit Hilfe einer kombinierten Analyse von Rutherford Backscattering (RBS), Nuclear Reaction Analysis (NRA) und HR-XRD-Spektren eine Reduktion von Stickstoff auf Zwischengitter-

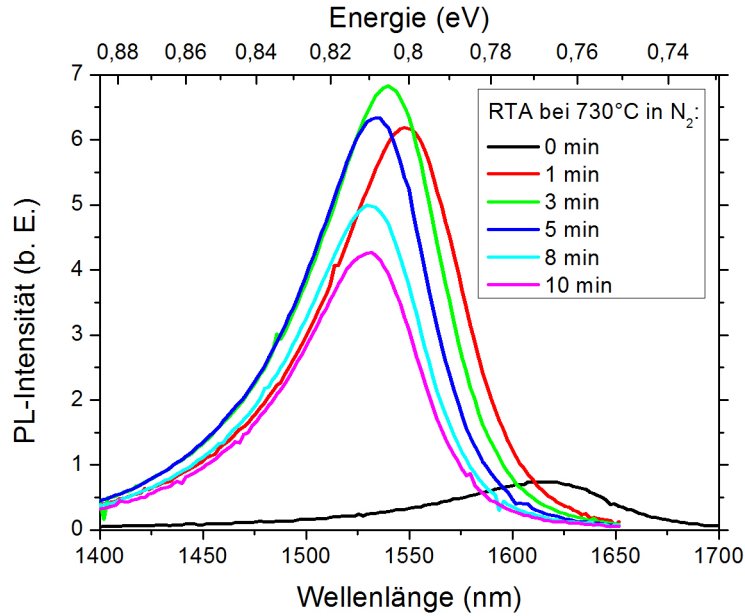


Abbildung 6.1: Typische PL-Spektren eines GaInNAs-QF vor und nach dem Ausheilen mit unterschiedlichen Zeiten.

plätzen beim Ausheilen [Spr01]. Kitatani *et al.* fanden mit Cathodolumineszenz (CL) eine Reduktion von inhomogenen, QP-ähnlichen Regionen in der Struktur und folglich eine verbesserte Homogenität der untersuchten Probe [Kit00]. Die Verbesserung der Homogenität wird bestätigt durch PL-Untersuchungen von Buyanova *et al.* [Buy00] und Hierro *et al.* [Hie03] sowie die TEM-Untersuchungen von Albrecht *et al.* [Alb02]. Tournié *et al.* bringen die Verbesserung beim Ausheilen mit den verwendeten niedrigen Wachstumstemperaturen in Verbindung, da sie bei N-freien Strukturen, die bei vergleichbar niedrigen Temperaturen gewachsen wurden, ebenfalls einen deutlichen Effekt beim Ausheilen beobachteten [Tou02]. Pan *et al.* vermuten bei niedrigen Ausheiltemperaturen eine Reduktion von durch Ionen aus der Plasmaquelle verursachten Defekten und erwarten bei hohen Ausheiltemperaturen eine Reduktion von durch die niedrigen Wachstumstemperaturen verursachten Versetzungen [Pan00].

- **Blauverschiebung:** Durch den N-Einbau erzielt man eine Rotverschiebung des QFs. Das notwendige Ausheilen ist hier insofern kontraproduktiv, als es mit einer deutlichen Blauverschiebung verbunden ist, wie dem Graphen zur Wellenlänge in Abbildung 6.2 zu entnehmen ist. Als Ursache hierfür werden im wesentlichen zwei Gründe diskutiert. Einerseits beobachtet man mit Fourier Transform Infrared (FTIR)-Absorptionmessungen und Röntgenabsorptionsspektroskopie eine Änderung der Bindungskonfiguration der N-Atome im Material [Kur01; Kur02; Lor03]. Im unausgeheilten Material sind die N-Atome hauptsächlich an vier Ga-Atome gebunden. Diese Bindung beinhaltet eine hohe lokale Verspannung, die beim Ausheilen durch atomare Interdiffusion ausgeglichen wird. Die Ga-Atome werden zunehmend durch In-Atome ersetzt und im ausgeheilten Material findet man unterschiedliche Bindungskonfigurationen. Diese Änderungen beeinflussen die Wechselwirkung der N-Atome mit dem InGaAs-Kristallgitter und haben unterschiedliche

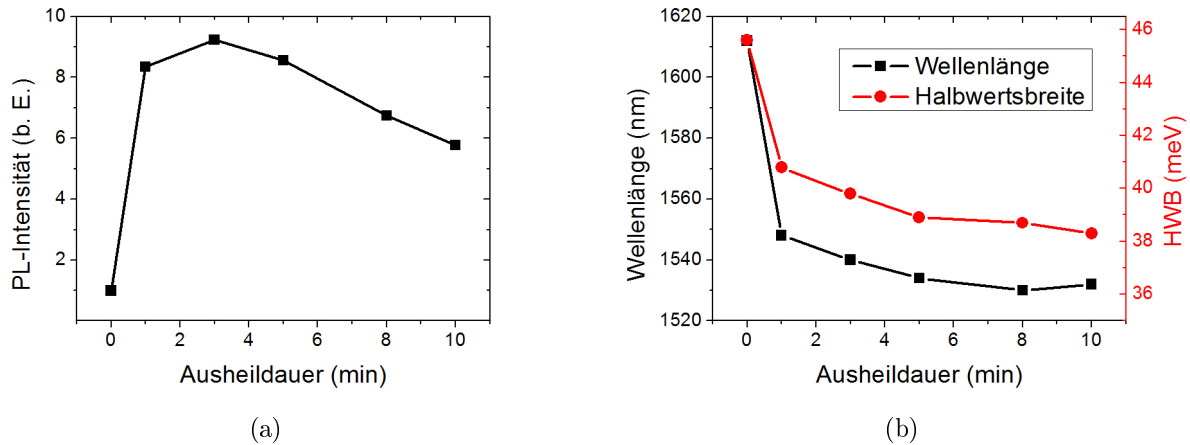


Abbildung 6.2: Maximalintensität, Wellenlänge und HWB der PL-Spektren eines GaInNAs-QFs in Abhängigkeit von der Ausheildauer.

Bandlücken zur Folge. Ramsteiner *et al.* fanden zusätzlich einen Zusammenhang zwischen dieser Umorganisation der Bindungen und der globalen Verspannung im QF [Ram05]. Andererseits wurde aber auch atomare Interdiffusion von Ga und In an der QF-Grenzfläche und Ausdiffusion von N aus dem QF beobachtet [Alb02; Cha01].

- **Überausheilen bei zu langen Zeiten:** Wie in Abbildung 6.2 zu sehen ist, beobachtet man beim Ausheilen mit zu langen Zeiten nach dem anfänglichen Anstieg wiederum einen Abfall der PL-Intensität. Ein Überausheilen der Strukturen ist also möglich. Die Ergebnisse in Kapitel 9.1 und 9.2 werden zeigen, dass dies insbesondere beim Wachstum von langwelligen GaInNAs-Strukturen problematisch sein kann. Der Grund für die Reduktion der PL-Intensität beim Überausheilen ist noch nicht verstanden. In der Literatur wurden beispielsweise die Propagation von an der Oberfläche durch thermische Ausdiffusion von As-Atomen entstandenen As-Fehlstellen in den Bereich des QFs [Gov04; Liu07a], eine intrinsische Degradation des metastabilen Quantenfilmmaterials [Mus04] sowie ein Einfluss der Verspannung [Liu07a] oder des In-Gehaltes [Ban06] diskutiert.

6.2 Einfluss der Ausheilparameter auf die optischen Eigenschaften

Neben unterschiedlichen Ausheilzeiten haben auch verschiedene Ausheiltemperaturen einen wesentlichen Einfluss, der im Folgenden diskutiert werden soll. Dazu wurden verschiedene Stücke einer Probe sowohl mit unterschiedlichen Ausheiltemperaturen als auch variablen Ausheildauern behandelt und anschließend mit PL-Spektroskopie charakterisiert. Abbildung 6.3 zeigt die aus einer Auswertung der PL-Spektren gewonnenen Ergebnisse. Für hohe Ausheiltemperaturen beobachtet man ein Maximum der PL-Intensität bereits nach nur einer Minute. Anschließend nimmt die PL-Intensität wieder ab. Bei dieser hohen Temperatur wird die maximale PL-Intensität also sehr schnell erreicht. Für niedrigere Temperaturen verschiebt sich

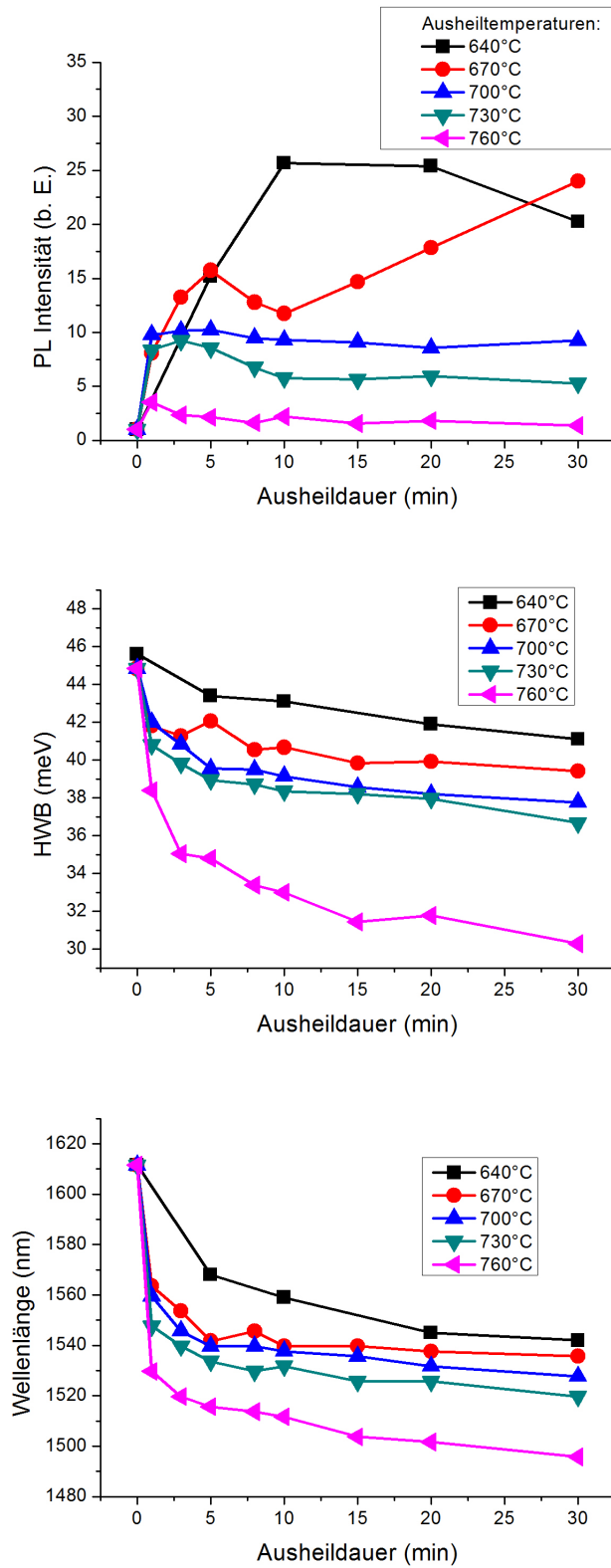


Abbildung 6.3: Einfluss unterschiedlicher Ausheilparameter auf das Ausheilverhalten.

das Erreichen der maximalen Intensität zu längeren Zeiten von mehreren Minuten. Gleichzeitig nimmt die maximal erreichbare PL-Intensität um fast eine Größenordnung zu. Für alle Temperaturen misst man einen Trend zu niedrigeren HWBen mit zunehmender Ausheildauer. Gleichzeitig werden durchgehend für alle Zeiten niedrigere HWB-Breiten erreicht, je höher die Ausheiltemperatur ist. Ein ähnliches Bild zeigt die Emissionswellenlänge: Alle Proben zeigen eine mit der Ausheildauer zunehmende Blauverschiebung der Wellenlänge, während die Blauverschiebung für alle Zeiten mit der Ausheiltemperatur zunimmt. Geht man von einer hohen PL-Intensität und einer niedrigen HWB als Indikation für eine gute optische Qualität des QFs aus, dann liefert die Auswertung der Messungen ein konträres Ergebnis: Während man mit niedrigeren Ausheiltemperaturen eine um bis zu eine Größenordnung bessere PL-Intensität erzielt, werden mit hohen Ausheiltemperaturen die niedrigsten HWBn erzielt. Dabei wird der optimale Ausheilpunkt, also die Zeit, bei der die höchste PL-Intensität erreicht wird, mit höheren Temperaturen bei kürzeren Zeiten erreicht. Gleichzeitig nimmt die Blauverschiebung beim Ausheilen mit der Temperatur deutlich zu. Diese Ergebnisse zur PL-Intensität stimmen mit den von Bae *et al.* an langwelligen GaInNAsSb-QFen gemachten Beobachtungen überein [Bae07]. Dort findet sich allerdings keine Diskussion der HWBen und der Emissionswellenlänge. Dass hier eine umfassendere Betrachtung notwendig ist, zeigen die soeben vorgestellten konträren Ergebnisse. Zusammenfassend ist also ein Mittelweg zwischen zu hohen und zu niedrigen Temperaturen zu wählen, weswegen die meisten Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit mit einer mittleren Temperatur von 700 °C und einer Variation der Ausheilzeiten durchgeführt wurden.

7 Hochleistungsdiiodenlaser für Pumpenanwendungen im Wellenlängenbereich um 1240 nm

7.1 Anwendungsmöglichkeiten

Die Wellenlängenbereiche um 1310 nm und 1550 nm sind für die optische Datenübertragung interessant. Für Datenübertragung über längere Strecken sind auf Grund der zwar niedrigen, aber immer noch vorhandenen Dämpfungsverluste in der Glasfaser Verstärker notwendig. Eingesetzt werden hier typischerweise mit sogenannten seltenen Erden dotierte Faserverstärker. In diesen basiert die Verstärkung auf stimulierter Emission, die durch das zu verstärkende Signal ausgelöst wird. Diese Verstärker müssen mit einem Hochleistungslaser gepumpt werden. Dabei sind Absorptions- und Emissionsspektrum vom Dotierstoff abhängig. Im Bereich um 1550 nm werden standardmäßig sogenannte Erbium-doped Fiber Amplifiers (EDFAs) mit Erbium als Dotierstoff eingesetzt. Solche EDFAs können mit Hochleistungslasern einer Emissionswellenlänge von 980 nm oder 1480 nm gepumpt werden, die Verstärkung ist allerdings auf den Wellenlängenbereich um 1550 nm beschränkt. Im zweiten Telekom-Fenster um 1310 nm können dagegen beispielsweise Praseodymium-doped Fluoride Fiber Amplifiers (PDFAs) eingesetzt werden. Diese weisen allerdings vergleichsweise schlechte Verstärkungseigenschaften auf [Ohi91; Whi95], weswegen insbesondere in diesem Wellenlängenbereich nach Alternativen gesucht wird. Eine Möglichkeit sind sogenannte Ramanverstärker, die auf der Ramanstreuung beruhen. Der

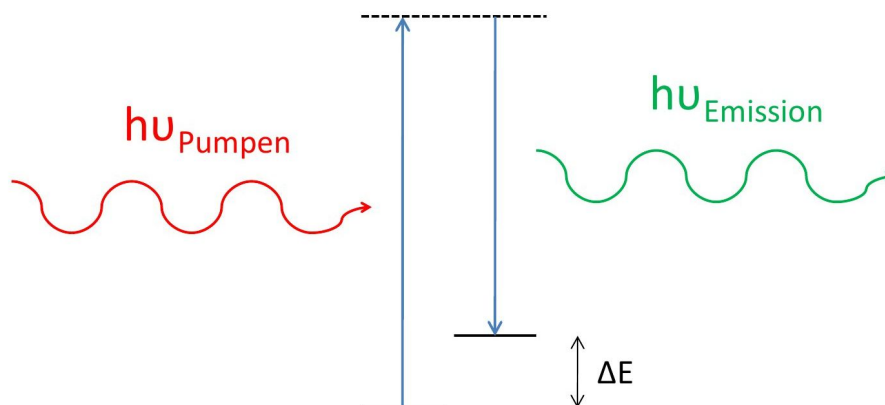


Abbildung 7.1: Der Prozess der Ramanstreuung.

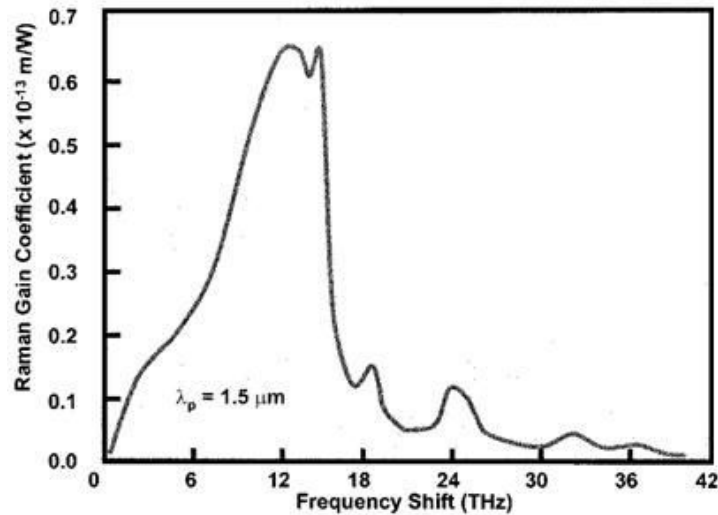


Abbildung 7.2: Typisches Verstärkungsspektrum eines Ramanverstärkers gemessen bei einer Pumpwellenlänge von $1,5 \mu\text{m}$ nach [Isl02].

dabei stattfindende Prozess ist in Abbildung 7.1 dargestellt. Das von einem Pumplaser zur Verfügung gestellte eingestrahlte Licht der Energie $h\nu_{\text{Pumpen}}$ wird an den Siliziumdioxid-Molekülen der Glasfaser gestreut. Dabei geht ein Teil der Energie des eingestrahlichten Lichtes in Phononen über, während der Rest als Photonen mit der niedrigeren Energie $h\nu_{\text{Emission}}$ wieder emittiert wird. Dieser Prozess wird auch Stokes-Streuung genannt. Der Emissionsprozess findet im Ramanverstärker wiederum stimuliert durch das zu verstärkende Signal statt. Die Energiedifferenz ΔE zwischen Pumpsignal und dem emittierten Signal, welches für die stimulierte Emission die gleiche Energie wie das zu verstärkende Signal aufweisen muss, ist identisch der Energie der Phononen und materialbedingt durch die Glasfaser vorgegeben. Dieser Energieunterschied ist folglich konstant für alle zu verstärkenden Signale unterschiedlicher Wellenlängen. Der Ramanverstärker ist deswegen im Gegensatz zu den mit seltenen Erden dotierten Faserverstärkern universal für alle Wellenlängen einsetzbar. Das Verstärkungsspektrum ist nur durch die Pumpwellenlänge vorgegeben. Abbildung 7.2 zeigt die Verstärkungskurve eines Ramanverstärkers in Abhängigkeit von der Frequenzdifferenz zwischen Pump- und zu verstärkendem Signal nach [Isl02] gemessen bei einer Pumpwellenlänge von $1,5 \mu\text{m}$. Da ΔE unabhängig von der Pumpwellenlänge ist, sieht das Verstärkungsspektrum bei anderen Pumpwellenlängen vergleichbar aus. Man erkennt ein Maximum bei einem Frequenzunterschied von 13,2 THz, was einer Energie von 87 meV entspricht. Rechnet man dies in Wellenlängen um, so sind Pumpwellenlängen im Bereich von ca. 1195 nm bis ca. 1285 nm um die zentrale Wellenlänge von 1240 nm notwendig, um den gesamten Bereich des zweiten Telekom-Fensters von 1260 nm bis 1360 nm abdecken zu können. Auf Grund der in Kapitel 2 geschilderten Eigenschaften und Vorteile ist das Materialsystem GaInNAs hervorragend geeignet, um Hochleistungslaser in diesem Wellenlängenbereich zu realisieren. Ergänzend sei erwähnt, dass Hochleistungslaser in diesem Wellenlängenbereich potentiell auch für weitere Anwendungen wie etwa in der Medizintechnik, der bio-medizinischen Bildgebung oder (nach einer Frequenzverdopplung) als rote Hochleistungslichtquelle beispielsweise für Projektionsdisplays interessant sein können [Tie07; Sch08; Chi05; Ans07].

7.2 Überlegungen zum Aufbau von Hochleistungslasern

Im Folgenden sollen die wichtigsten Punkte beim Design von Hochleistungslaserdioden diskutiert werden.

- **Wärme und Wärmeabfuhr:** Die mit Hochleistungslasern maximal erzielbare Ausgangsleistung wird durch die Bauteilerwärmung begrenzt, da diese zum thermischen Überrollen führt (vgl. Kapitel 5.1). Die im Bauteil entstehende Wärme entspricht der Verlustleistung, also dem Anteil der eingebrachten elektrischen Leistung, die nicht in Form von Licht wieder abgegeben wird (vgl. Formel 5.17). Diese wird im Wesentlichen durch folgende vier direkte Parameter bestimmt: Erstens ist die interne Quanteneffizienz $\eta_i < 1$, so dass nicht alle eingebrachten Ladungsträger zur Laseremission beitragen, da sie teilweise auch nicht-strahlend beispielsweise unter Abgabe von Energie an das Kristallgitter rekombinieren. Zweitens ist die differentielle Quanteneffizienz $\eta_d < \eta_i$, da emittiertes Licht im Resonator teilweise wieder reabsorbiert wird. Dies äußert sich in der Höhe der internen Verluste α_i . Drittens erfolgt eine Erwärmung durch Ohm'sche Heizung am Serienwiderstand der Struktur. Viertens erhält man zusätzlich Erwärmung durch Ohm'sche Heizung am Kontaktwiderstand an den Grenzflächen zwischen Metall und Halbleiter. Von Seiten der Epitaxie und des Strukturdesigns lassen sich hauptsächlich die ersten drei Punkte beeinflussen, wobei ein möglichst hoher Wert für die interne Quanteneffizienz bei gleichzeitig möglichst niedrigen Werten für die internen Verluste und den Serienwiderstand angestrebt werden. Diese Ziele stehen teilweise im direkten Widerspruch zueinander. So erreicht man eine Reduktion des Serienwiderstandes durch eine möglichst hohe Dotierung, während dies gleichzeitig durch die erhöhte Absorption an freien Ladungsträgern und die erhöhte Inter-Valenzband-Absorption einen deutlichen Anstieg der internen Verluste zur Folge hat. Außerdem ist eine möglichst geringe Schwellenstromdichte wünschenswert, da sämtliche eingebrachte Leistung unterhalb der Laserschwelle nur Verlustleistung ist.

Auch durch ein optimiertes Probendesign lässt sich die Wärmeentstehung nie ganz vermeiden. Deswegen ist es wichtig, wie empfindlich die Laserkenndaten auf Änderungen der Temperatur reagieren. Dies lässt sich nach den Formeln 5.14 und 5.15 über die charakteristischen Temperaturen T_0 und T_1 beschreiben. Je höher die Werte der charakteristischen Temperaturen sind, um so geringer ist der Einfluss der Bauteilerwärmung auf die Laserkenndaten und man erwartet das thermische Überrollen folglich erst bei höheren Temperaturen in der Laserstruktur. Zusätzlich ist es wichtig, die entstandene Wärme möglichst effizient abzuführen. Dies erfolgt bei Hochleistungslaserdioden typischerweise über die Montage auf Wärmesenken aus Kupfer, die wiederum aktiv über ein Peltierelement gekühlt werden. Die Wärmeabfuhr lässt sich wiederum über den indirekten Parameter des thermischen Widerstandes R_{th} beeinflussen. Ein möglichst geringer Wert für R_{th} ist, wie bereits in Kapitel 5.1 diskutiert, erstrebenswert. Dieser ist einerseits abhängig von der Qualität der Montage auf der Wärmesenke. Andererseits lässt sich hier nach Formel 5.22 bauteilseitig ein guter Wert durch eine größere Bauteilfläche, also etwa durch eine höhere Kavitätslänge, erreichen. Auch dies ist teilweise konträr zu den oben genannten Zielen, da

beispielsweise längere Bauteile nach Formel 5.6 eine Reduktion der differentiellen Effizienz zur Folge haben. Aus den beschriebenen konträren Effekten ist folglich ein jeweils optimaler Mittelweg zu entwickeln, wobei Berechnungen auf Basis von Formel 5.21 hilfreich sind.

- **Facettenschädigung:** Bei hohen Ausgangsleistungen kann es zu einer Schädigung der Auskoppelfacetten kommen, die auch Catastrophic Optical Mirror Damage (COMD) genannt wird [Zie08; Maw96]. Die Ursache hierfür ist hauptsächlich eine starke Erhöhung der Facettentemperatur. Als Effekte, die zur Zerstörung der Facette führen können, werden in der Literatur beispielsweise das Entstehen von Defekten durch lokales Schmelzen der Facette [Hen78] und die Propagation dieser Defekte in das Innere der Laserkavität [Hen78; Par98] diskutiert. Auch ein Einfluss verschiedener Materialien auf den COMD auf Grund unterschiedlicher Materialeigenschaften, beispielsweise durch Oberflächenoxidation in Al-haltigen Strukturen [Mos92] oder durch Verspannung in InGaAs-QFen [Mos91], wurden experimentell bestätigt. Typischerweise wird der COMD durch eine Schwellenergiedichte charakterisiert, also eine Energiedichte, bei der die irreversible Facettenzerstörung auftritt. Alternativ wird auch eine kritische Facettentemperatur verwendet, bei der der COMD einsetzt. Die Facettentemperatur ist nach [Zie09] gegeben durch:

$$T_{facet} = T_{bulk} + a \cdot I_{NF} \quad (7.1)$$

Dabei ist T_{facet} die Facettentemperatur, T_{bulk} die Temperatur des Laservolumenmaterials, a ein strukturspezifischer Proportionalitätsfaktor und I_{NF} die Intensität des optischen Nahfeldes. Wie zu erwarten ist, setzt sich die Temperatur also aus der Temperatur des Laser-Volumenmaterials und der durch die von der Lasertätigkeit verursachte Belastung der Facette zusammen. Insofern ist die Facettenschädigung auch mit der Bauteilerwärmung (s.o.) verknüpft.

7.3 Grundcharakterisierung von Breitstreifenlasern

7.3.1 Aufbau der verwendeten Laserschichten

Für die Laser wurden SCH-Strukturen verwendet. Dabei bestehen die 1500 nm dicken Mantelschichten aus $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$. Die Kontaktschicht besteht aus 200 nm hoch p-dotiertem GaAs. Der Wellenleiter aus GaAs ist meist undotiert und für die Standardstrukturen typischerweise 360 nm dick. Der aktive Bereich besteht aus einem 6,5 nm dicken $\text{Ga}_{0.68}\text{In}_{0.32}\text{N}_{0.01}\text{As}_{0.99}$ -QF, eingebettet in 5 nm dicke $\text{GaAs}_{0.99}\text{N}_{0.01}$ -Barrieren. Ein relativ niedriger N-Gehalt von nur ca. 1 % ist ausreichend, um die Wellenlänge 1240 nm mit diesen Strukturen zu erreichen. Es wurden auch zahlreiche Optimierungsschritte zur Verbesserung des Wachstums des aktiven Bereichs mit Hilfe von Teststrukturen und PL-Untersuchungen durchgeführt. Da das Wachstum bei niedrigen N-Gehältern aber deutlich unkritischer ist als bei hohen (vgl. Kapitel 2.3), werden in dieser Arbeit die durchgeführten Wachstumsoptimierungen für den aktiven Bereich ausführlicher an den langwelliger emittierenden Proben in Kapitel 9.1 diskutiert. Zunächst beschränkt

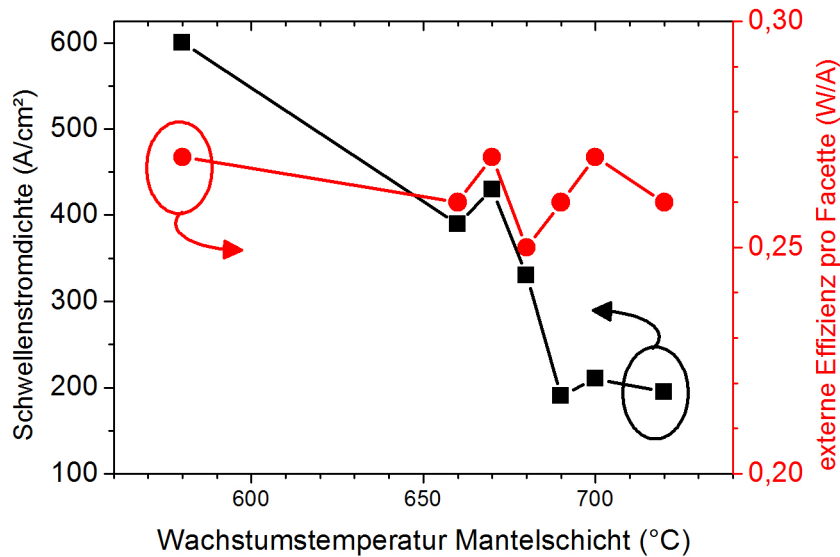


Abbildung 7.3: Einfluss der Wachstumstemperatur der Mantelschicht auf die Schwellenstromdichte und die externe Effizienz der Laser.

sich die Diskussion hauptsächlich auf den Einfluss des Laserdesigns und auf unterschiedliche Wachstumsparameter der Laserstruktur insgesamt.

7.3.2 Ausnutzung des in-situ Ausheileneffekts

In Kapitel 6 wurde bereits der Einfluss des thermischen Ausheilens auf einen GaInNAs-QF diskutiert. In einer kompletten Laserstruktur wird auf den GaInNAs-Quantenfilm noch weiteres Material für den Rest des Wellenleiters, die obere Mantelschicht und die Kontaktschicht abgeschieden. Je nach Schichtdicke und Wachstumsrate dauert dieses Wachstum im Anschluss an den QF typischerweise ein bis zwei Stunden. Während dieses Wachstums wird die Struktur auf einer erhöhten Temperatur, der Substrattemperatur für das Wachstum, gehalten. Diese Temperaturen liegen für optimales AlGaAs-Wachstum typischerweise im Bereich zwischen 580-600 °C, sowie oberhalb von 660 °C. Der Zwischenbereich wird als „verbotener Bereich“ für AlGaAs-Wachstum bezeichnet, da hier, insbesondere bei Verwendung des tetrameren As_4 , keine glatten Grenzflächen und nur sehr defektreiches AlGaAs-Wachstum beobachtet wird [Eri83; Hay91]. In der Literatur werden für den „verbotenen Bereich“ teilweise unterschiedliche Grenzen angegeben, was allerdings vor allem in älteren Publikationen auf eine nicht ausreichend exakte Kontrolle der Substrattemperatur zurückzuführen sein kann. Dieser „verbotene Bereich“ wurde folglich in der weiteren Untersuchung außen vor gelassen. Durch die hohen Substrattemperaturen während des Überwachens des QFs findet bereits ein in-situ Ausheilen des QFs während des Wachstums statt. Wie bereits diskutiert, kann thermisches Ausheilen von GaInNAs-Strukturen in-situ oder ex-situ stattfinden. Dabei hat ex-situ Ausheilen den wesentlichen Nachteil, dass es zu Defekten an der Waferoberfläche (bei Laserstrukturen an der Kontaktschicht) führen kann, die durch die Ausdiffusion von Arsen aus dem Kristall entstehen. Durch den während des Wachstums vorhandenen As-Stützdruck wird dies beim in-situ Ausheilen effektiv vermie-

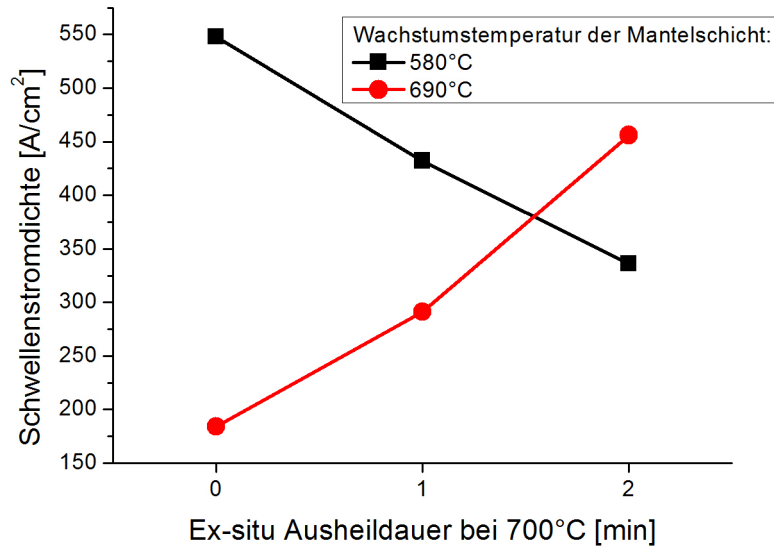


Abbildung 7.4: Einfluss von zusätzlichem ex-situ Ausheilen auf die Schwellenstromdichte von mit unterschiedlicher Wachstumstemperatur in der Mantelschicht hergestellten Laserstrukturen.

den. Potentiell ist eine Degradation der Kontaktschicht an der Probenoberfläche beim ex-situ Ausheilen gerade für Hochleistungslaser problematisch, da sie eine Erhöhung des Kontaktwiderstandes an der Grenze zwischen Halbleitermaterial und Metall zur Folge haben kann. Nimmt man die Wachstumsraten und Schichtdicken als gegeben an, bleibt als Optimierungsparameter für das in-situ Ausheilen die Substrattemperatur während des Wachstums der auf den QF folgenden Schichten. Deshalb wurde eine Serie von Laserstrukturen hergestellt, bei der die Wachstumstemperatur der AlGaAs-Mantelschicht stark variiert wurde. Abbildung 7.3 zeigt die gemessenen Schwellenstromdichten im gepulsten Betrieb für diese Bauteile bei einer Bauteilgröße von $1000 \times 100 \mu\text{m}^2$. Die niedrigsten Schwellenstromdichten von nur 190 A/cm^2 wurden an einem Bauteil mit einer Wachstumstemperatur der Mantelschicht von $690 \text{ }^\circ\text{C}$ gemessen. Für niedrigere Substrattemperaturen von beispielsweise $580 \text{ }^\circ\text{C}$ bzw. $660 \text{ }^\circ\text{C}$ ergeben sich deutlich höhere Schwellenstromdichten von ca. 600 A/cm^2 bzw. 390 A/cm^2 . Bei höheren Temperaturen liegen die erreichten Schwellenstromdichten minimal über dem optimalen Wert. In Abbildung 7.3 ist außerdem die gemessene externe Effizienz der Strukturen aufgetragen. Im Rahmen der Messungenauigkeit sind keine wesentlichen Änderungen der externen Effizienz festzustellen. Es sei erwähnt, dass sich hier der Einfluss des in-situ-Ausheilens auf den QF und ein Einfluss der geänderten Wachstumstemperatur auf die Qualität der AlGaAs-Mantelschichten nicht voneinander unterscheiden lässt. Allerdings kann die konstante externe Effizienz als Hinweis darauf verstanden werden, dass sich die Kristallqualität der AlGaAs-Mantelschichten nur unwesentlich ändert, da die externe Effizienz nach Formel 5.5 im Wesentlichen durch die internen Verluste der Struktur bestimmt ist, die wiederum durch Absorption in den Mantelschichten dominiert wird. Zusätzlich durchgeführte ex-situ Ausheilexperimente an diesen Strukturen belegen, dass der Unterschied in der Schwellenstromdichte durch das Ausheilen dominiert wird. Abbildung

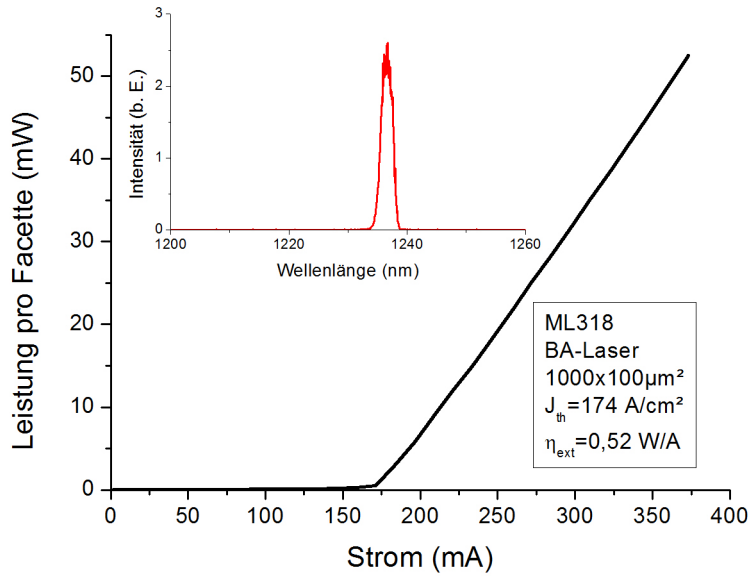


Abbildung 7.5: Gepulste Kennlinie eines bei optimierter Substrattemperatur für das Wachstum der Mantelschicht gewachsenen Lasers mit Spektrum.

7.4 zeigt beispielsweise die Schwellenstromdichten einer bei 580 °C und einer bei 690 °C gewachsenen Struktur in Abhängigkeit der Dauer von zusätzlichem ex-situ Ausheilen. Die bei 580 °C gewachsene Struktur zeigt eine weitere Verbesserung der Laserschwelle, da die Wachstumstemperatur offensichtlich nicht ausreichend hoch war, um das Ausheiloptimum (vgl. Kapitel 6) zu erreichen. Die bei 690 °C gewachsene Struktur zeigt im Gegensatz dazu nur einen Anstieg der Laserschwelle durch ex-situ Ausheilen. Hier war die Wachstumstemperatur offensichtlich ausreichend, um das Ausheiloptimum zu erreichen. Zusätzliches ex-situ Ausheilen überschreitet dieses Optimum bereits.

Im Folgenden werden die Eigenschaften eines Lasers, der mit der optimierten Wachstumstemperatur für die Mantelschicht von 690 °C gewachsen wurde, ausführlich diskutiert. Abbildung 7.5 zeigt exemplarisch eine ausgewählte Kennlinie und das dazugehörige Spektrum im gepulsten Betrieb eines Bauteils mit der Standardgröße $1000 \times 100 \mu\text{m}^2$. Die Schwellenstromdichte beträgt 174 A/cm^2 bei einer externen Effizienz von $0,52 \text{ W/A}$ über der Schwelle. Die Emissionswellenlänge liegt wie gewünscht im Wellenlängenbereich nahe bei 1240 nm. Abbildung 7.6 zeigt die kavitätslängenabhängige Auswertung von Schwellenstromdichte und differentieller Effizienz. Mit Hilfe der Formeln 5.12 und 5.7 bestimmen sich hieraus die internen Laserparameter Transparenzstromdichte $J_{tr} = 129 \text{ A/cm}^2$, modale Verstärkung $\Gamma g_0 = 44 \text{ cm}^{-1}$, interne Quanteneffizienz $\eta_i = 78 \%$ und interne Verluste $\alpha_i = 3,7 \text{ cm}^{-1}$.

Beim Literaturvergleich der erzielten Werte ist zu beachten, dass die meisten Veröffentlichungen von GaInNAs-basierenden Laserdioden den Wellenlängenbereich um 1310 nm behandeln, wo solche Laserdioden direkt als modulierbare Lichtquellen in der Telekommunikation eingesetzt werden können. Veröffentlichungen mit einer Wellenlänge im Bereich um 1240 nm für die oben beschriebene Anwendung sind nicht vorhanden. Die etwas langwelliger emittierenden Laser lassen auf Grund des höheren N-Gehaltes potentiell etwas schlechtere Laserkenndaten er-

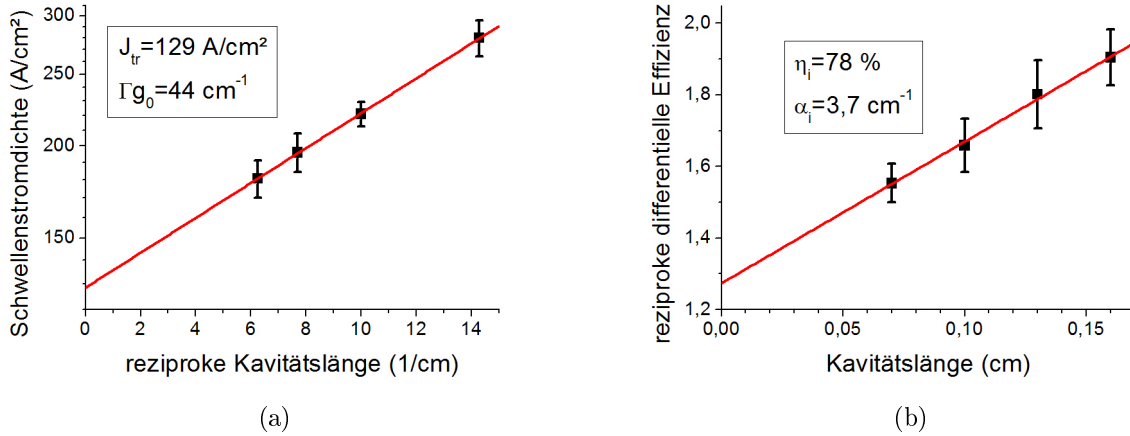


Abbildung 7.6: Längenabhängige Charakterisierung einer bei optimierter Substrattemperatur für das Wachstum der Mantelschicht gewachsenen Laserstruktur.

warten. Deswegen werden zusätzlich auch Daten von N-freien, hochverspannten InGaAs-Lasern zum Vergleich herangezogen, die in der Regel etwas kurzwelliger knapp oberhalb von 1200 nm emittieren. Gleichzeitig sind diese aber nur beschränkt für die vorgesehene Anwendung im Dauerstrichbetrieb bei hohen Ausgangsleistungen geeignet (vgl. Kapitel 2.5).

Der Literaturvergleich zeigt, dass die hier erzielten Werte für die Schwellenstromdichte einen Rekordwert für GaInNAs-basierende Laser darstellen. Andere veröffentlichte Schwellenstromdichten für Kavitätslängen von $1000 \mu\text{m}$ waren 206 A/cm^2 [Jin08], 300 A/cm^2 [Ada06] oder 297 A/cm^2 [Wan09], wobei diese Werte bei Wellenlängen im Bereich von 1280 nm bis 1320 nm erreicht wurden. Die in der Literatur berichteten Werte für die internen Verluste, die interne Quanteneffizienz und die modale Verstärkung sind durchgehend etwas schlechter als die hier präsentierten, während die Transparenzstromdichten in einer vergleichbaren Größenordnung liegen. Die besten veröffentlichten Schwellenstromdichten von hochverspannten, N-freien InGaAs-QF-Laser liegen mit 183 A/cm^2 bei einer Wellenlänge von nur 1205 nm [Sha02], 160 A/cm^2 bei einer Wellenlänge von nur 1214 nm [Tak02] oder 156 A/cm^2 bei einer Wellenlänge von 1202 nm [Ado07] im selben Bereich wie die hier berichteten Werte. Für längere Wellenlängen setzt bei InGaAs-QFen auf Grund des Erreichens der kritischen Schichtdicke eine deutliche Degradation der optischen Qualität und damit verbunden auch eine Verschlechterung der Laserkenndaten ein. Trotzdem konnten Tansu *et al.* durch die Verwendung von GaAsP-Schichten zur Verspannungskompensation und eine für Anwendungen nur bedingt geeignete, sehr enge Modenföhrung auf Basis von AlGaAs-Mantelschichten mit sehr hohem Al-Gehalt eine ausgezeichnete Schwellenstromdichte von 90 A/cm^2 bei einer Wellenlänge von 1233 nm berichten [Tan03a]. Mit Standardstrukturen werden bei diesen Wellenlängen nur deutlich höhere Schwellenstromdichten über 400 A/cm^2 demonstriert [Sun03]. Die in diesen Publikationen berichteten Werte für die internen Laserdaten liegen, soweit vorhanden, in einem ähnlichen Bereich wie die hier vorgestellten Daten.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass eine Erhöhung der Schwellenstromdichte durch den N-Einbau verursacht durch die damit verbundenen Defekte in den präsentierten Strukturen im

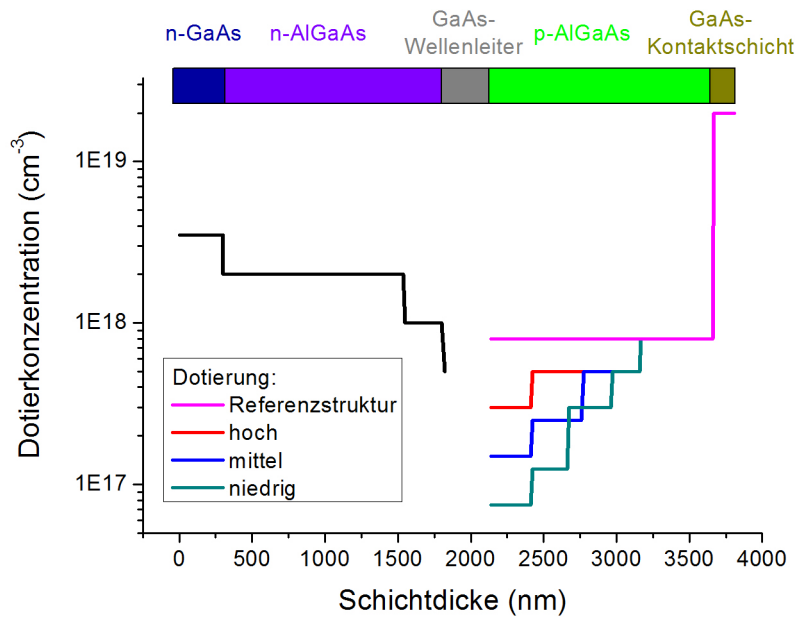


Abbildung 7.7: Nominelles Dotierprofil der Proben einer Dotiervariation.

Vergleich zu Publikationen von N-freien Lasern nicht zu erkennen ist. Dies wiederum ist ein Indiz für die hohe Qualität der hergestellten Strukturen und rechtfertigt den Einsatz des Materialsystems GaInNAs für Hochleistungslaser in diesem Wellenlängenbereich. Im Vergleich zu Veröffentlichungen von GaInNAs-QF-Lasern wurden neue Rekordwerte erzielt. Zusammenfassend konnten hiermit bereits einige der in Kapitel 7.2 formulierten Anforderungen an Hochleistungslaser erreicht werden: Die Laserstruktur zeigt bereits eine hervorragende Schwellenstromdichte und mit ca. 80 % eine sehr hohe interne Quanteneffizienz.

7.3.3 Einfluss des Dotierprofils

Die internen Verluste einer Laserstruktur werden dominiert von Lichtabsorption im Bereich der dotierten Mantelschichten. Diese setzt sich vorwiegend aus der Absorption an freien Ladungsträgern und der Inter-Valenzband-Absorption im p-dotierten Bereich zusammen. Durch die Aufspaltung des Valenzbandes in drei Subbänder (Leicht-Loch-, Schwer-Loch- und Spinabgespaltenes Subband) sind hier Übergänge zwischen den verschiedenen Valenzbändern im Impulsraum senkrecht, das heißt ohne Mitwirkung von Phononen, möglich [Pan71]. Dies resultiert in einem erhöhten Beitrag der Absorption im p-dotiertem Material zu den internen Verlusten. Babic zeigt einen Vergleich der Absorptionskoeffizienten von p- und n-GaAs bei den Telekomwellenlängen und berichtet beispielsweise bei einer Wellenlänge von 1550 nm und einer Dotierkonzentration von $5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ einen Absorptionskoeffizient für n-GaAs von 35 cm^{-1} gegenüber 125 cm^{-1} bei p-GaAs [Bab95]. Folglich wird in der folgenden Untersuchung des Dotierprofils besonderer Wert auf die p-Dotierung gelegt, während die n-Dotierung konstant bleibt.

Abbildung 7.7 zeigt die nominelle Dotierkonzentration einer Serie von Lasern, bei der die Dotierung auf der p-Seite zum Wellenleiter hin, also in dem Bereich, in dem ein signifikanter Überlapp mit der geführten Mode besteht, mit dem Ziel der Verringerung der Inter-Valenzband-

Dotierung	$J_{tr}(A/cm^2)$	$\Gamma g_0(cm^{-1})$	$\eta_i(\%)$	$\alpha_i(cm^{-1})$	$R_S(\Omega)$	$\eta_d(\%)$
Referenzstruktur	129 ± 1	$44,3 \pm 0,5$	78 ± 1	$3,7 \pm 0,2$	$0,82 \pm 0,15$	52 ± 2
hoch	154 ± 5	$40,5 \pm 2,9$	75 ± 4	$3,6 \pm 0,6$	$1,01 \pm 0,06$	50 ± 1
mittel	162 ± 12	$39,6 \pm 5,7$	80 ± 8	$3,4 \pm 0,8$	$1,14 \pm 0,12$	54 ± 2
niedrig	141 ± 3	$35,8 \pm 1,5$	70 ± 1	$1,5 \pm 0,2$	$1,22 \pm 0,18$	58 ± 2

Tabelle 7.1: Zusammenfassung der Laserdaten der Dotierserie.

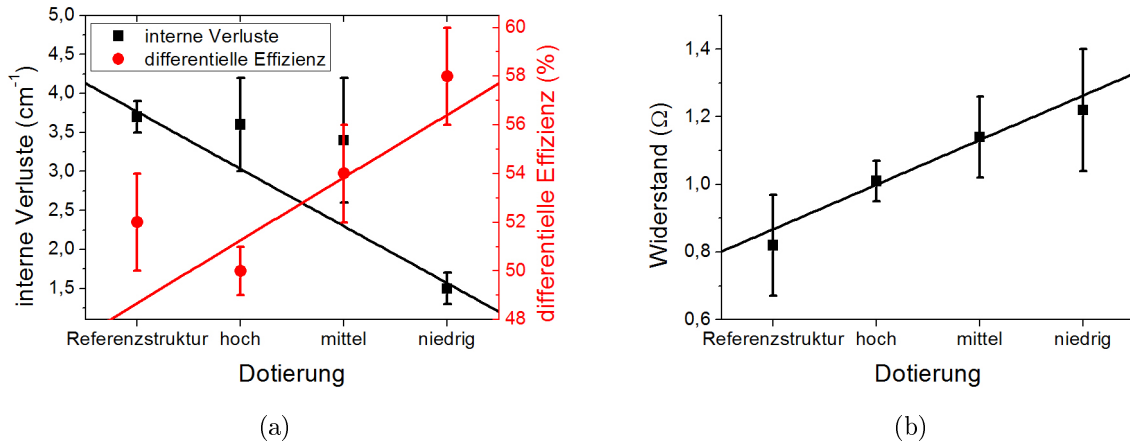


Abbildung 7.8: Aus der Grundcharakterisierung bestimmte interne Verluste, differentielle Effizienz von 1600 μm langen Bauteilen und Serienwiderstand von 700 μm langen Bauteilen. Die durchgezogenen Linien sind eine lineare Anpassung an die Messdaten und dienen zur Augenführung.

Absorption deutlich reduziert wurde. Zusätzlich wird das Standard-Dotierprofil einer Referenzstruktur aus dem vorigen Kapitel gezeigt. Tabelle 7.1 fasst die aus der längenabhängigen Charakterisierung dieser Strukturen analog zum Vorgehen in Abbildung 7.6 gewonnenen internen Laserparameter zusammen. Ergänzt werden diese durch die jeweiligen Serienwiderstände, die aus der Ableitung der Strom-Spannungs-Kennlinien von 700 μm langen Bauteilen bei einem Betriebsstrom von 700 mA im gepulsten Betrieb bestimmt wurden, sowie der differentiellen Effizienz von 1600 μm langen Bauteilen.

Die so gewonnenen Werte für die Transparenzstromdichte sind quasi konstant, wobei die Daten der Dotierserie minimal schlechter ausfallen als die der Referenzstruktur. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, dass die Proben der Dotierserie aus einem anderen Wachstumszyklus stammen, in dem insgesamt nicht eine identisch gute Strukturqualität erreicht werden konnte. Alternativ könnte eine schlechtere Ladungsträgerinjektion durch die reduzierte Dotierung die Ursache sein. Die Werte für die modale Verstärkung nehmen aus ähnlichen Gründen ebenfalls leicht ab. Den wichtigsten Unterschied erkennt man aber bei den internen Verlusten und dem Serienwiderstand. Zur Verdeutlichung der Tendenz wurden diese Werte in Abbildung 7.8 in Abhängigkeit von der Dotierung zusammen mit der Referenzstruktur graphisch dargestellt. Die Daten verdeutlichen das bereits angesprochene Problem konträrer Effekte: Eine Reduktion der

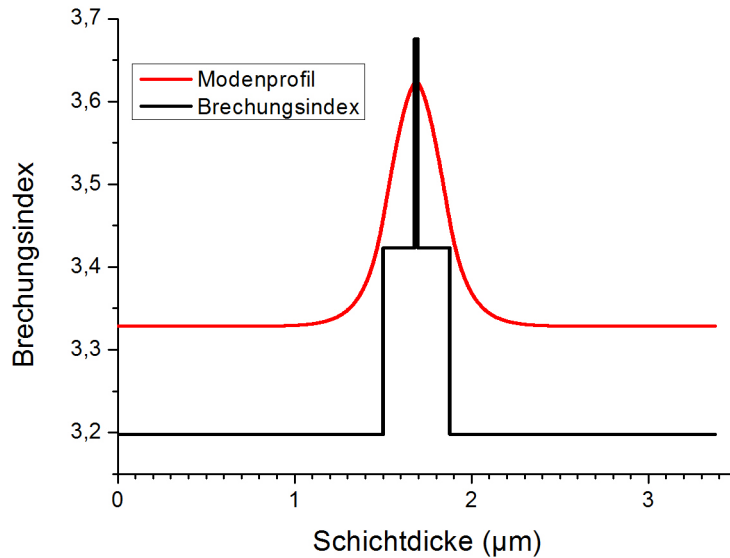


Abbildung 7.9: Modenprofil eines Standardlasers bei 1240 nm mit Brechungsindexverlauf der SCH-Struktur.

Dotierung führt einerseits zu einer Reduktion der internen Verluste von $3,7 \text{ cm}^{-1}$ bei der Referenzstruktur auf $1,5 \text{ cm}^{-1}$ für die Struktur mit der niedrigsten Dotierung. Etwas deutlicher ist die Tendenz bei der Betrachtung der differentiellen Effizienz an $1600 \mu\text{m}$ langen Bauteilen zu beobachten: Die Reduktion der internen Verluste führt, wie die Daten in Tabelle 7.1 bzw. die graphische Darstellung in Abbildung 7.8(a) verdeutlichen, nach Formel 5.6 zu einem signifikanten Anstieg der differentiellen Effizienz vor allem für hohe Kavitätslängen wie im Beispiel ($1600 \mu\text{m}$). Parallel beobachtet man in Abbildung 7.8(b) andererseits jedoch einen signifikanten Anstieg des Serienwiderstandes um einen Faktor von ca. 1,5. Dies ist für das Erreichen hoher Ausgangsleistungen kontraproduktiv, da ein höherer Serienwiderstand eine stärkere Bauteilerwärmung (und damit ein früheres thermisches Überrollen) zur Folge hat. Für eine Reduktion der internen Verluste, die nicht zu Lasten des Serienwiderstandes der Struktur geht, sind somit weiter gehende Konzepte gefragt.

7.3.4 Verwendung des Konzepts großer optischer Kavitäten

Ein alternativer Ansatz ist das Konzept der auch Large Optical Cavity (LOC) genannten großen optischen Kavität. Abbildung 7.9 zeigt ein mit Hilfe der Transfermatrixmethode an einer eindimensionalen Schichtstruktur berechnetes TE-polarisiertes Modenprofil einer Standardlaserstruktur. Simuliert wurde hier eine Struktur analog zur Beschreibung in Kapitel 7.3.1. Der Brechungsindex der N-haltigen Schichten wurde für die Simulation mangels Verfügbarkeit von Daten in der Literatur bei der angenommenen Emissionswellenlänge von 1240 nm näherungsweise aus der eigentlich bei 1300 nm gemessenen Kompositionsabhängigkeit von Kitatani *et al.* bestimmt [Kit98]. Der Einfluss der Dotierung auf den Brechungsindex wurde vernachlässigt, da die Brechungsindexänderung in diesem Wellenlängenbereich im GaAs-Materialsystem

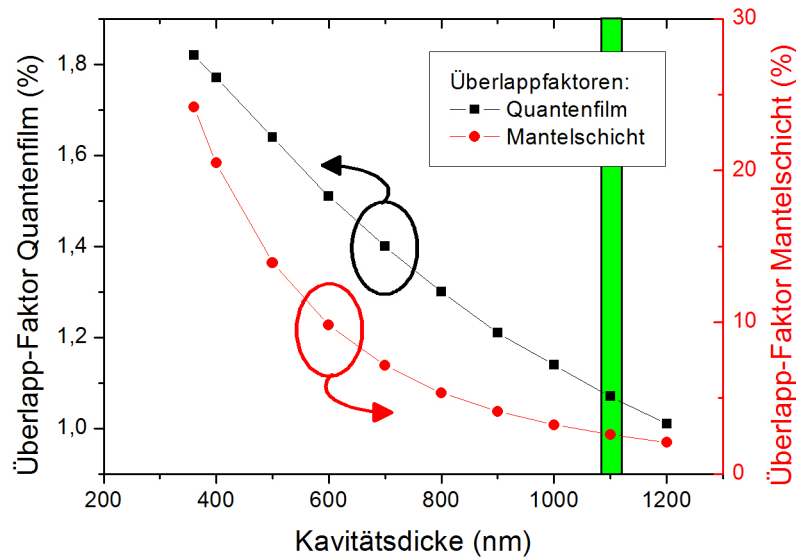


Abbildung 7.10: Überlappfaktoren von Quantenfilm und Mantelschicht der Grundmode eines bei 1240 nm emittierenden Lasers in Abhängigkeit von der Kavitätsdicke.

für typische Laser-Dotierkonzentrationen (im Bereich $1 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) vernachlässigbar gering ist (typischerweise $< 2 \cdot 10^{-3}$) [Hua90; Hua91].

Aus dem Modenprofil lässt sich der Überlapp der Lichtwelle mit den dotierten Mantelschichten und dem QF als aktivem Bereich bestimmen. Abbildung 7.10 zeigt die Abhängigkeit dieser Überlappfaktoren von der Schichtdicke des Wellenleiters. Für eine Reduktion der internen Verluste ist ein möglichst geringer Überlapp der Lichtwelle mit den dotierten Mantelschichten wünschenswert. Dies lässt sich nach den Ergebnissen der Simulation in Abbildung 7.10 durch eine Erhöhung der Schichtdicke des Wellenleiters, also durch eine Vergrößerung der optischen Kavität, erreichen. Dies geschieht allerdings auf Kosten des Überlapps mit dem QF. Dabei kann die Dicke des Wellenleiters nicht beliebig erhöht werden, da einerseits durch den geringeren Überlapp mit dem aktiven Bereich nach Formel 5.12 die Schwellenstromdichte zunimmt und andererseits bei einem zu dicken Wellenleiter auch Moden höherer Ordnung geführt werden können. Dies ist in Abbildung 7.9 am Beispiel einer 1200 nm dicken Kavität gezeigt. Geführt werden hier auch die Moden zweiter und dritter Ordnung, wobei allerdings die Mode zweiter Ordnung im Laser nicht anschwingen kann, da sie auf Grund des Knotens im Bereich des QFs keine Verstärkung erfährt. Die Mode dritter Ordnung kann prinzipiell anschwingen, da sie einen signifikanten Überlapp mit dem Verstärkungsbereich erfährt. Dies gilt es zu vermeiden, da in der vorgesehenen Anwendung die Monomodigkeit für eine effiziente Faserkopplung notwendig ist (vgl. hierzu Kapitel 7.5). Entsprechend wurde die Dicke der optischen Kavitäten der im Rahmen dieser Arbeit hergestellten LOC-Strukturen mit ca. 1100 nm auf Basis der gezeigten Simulation so gewählt, dass die Mode dritter Ordnung gerade noch nicht im Wellenleiter geführt wird. Der entsprechende Bereich ist in Abbildung 7.10 grün markiert. Zusätzlich ist bei dieser Kavitätsdicke der Überlapp mit den dotierten Mantelschichten schon auf einen sehr niedrigen Wert von nur ca. 2,6 % im Vergleich zu 24,2 % bei der Standardkavitätsdicke abgefallen (vgl.

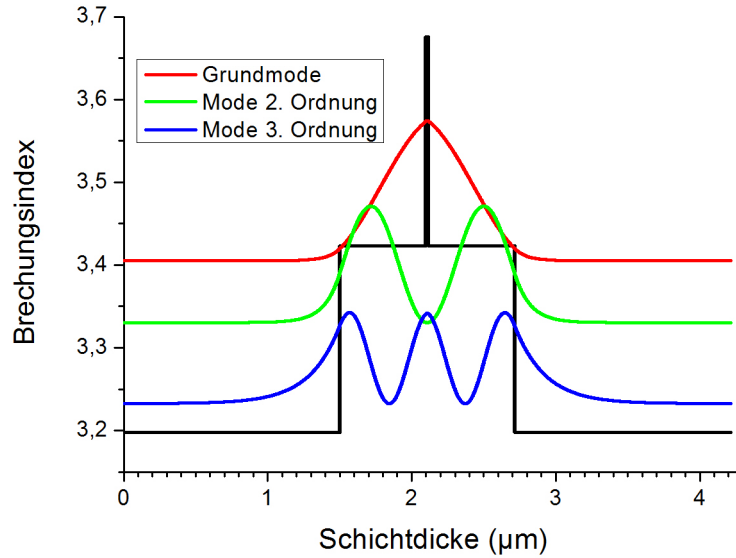


Abbildung 7.11: Modenprofil der geführten Moden in einem LOC-Laser mit einer Kavitätsdicke von 1200 nm.

Abbildung 7.10), so dass durch eine weitere Erhöhung der Dicke nur eine minimale weitere Verbesserung zu erwarten ist.

Abbildung 7.12 zeigt die längenabhängige Grundcharakterisierung von zwei nahezu identisch gewachsenen Laserstrukturen mit einer Standard-Kavität und einer LOC. Die beiden Laserstrukturen unterscheiden sich abgesehen von der Wellenleiterdicke minimal durch zwei Punkte: Beim LOC-Laser wurde einerseits die Schichtdicke der Mantelschicht nominell von 1500 nm auf 1200 nm reduziert, da auf Grund der LOC die Eindringtiefe der Lichtwelle in die Mantelschicht reduziert wird. Wegen des geringen Überlapps wurde gleichzeitig die Dotierung in der p-Mantelschicht deutlich erhöht. Zusätzlich wurde der äußere Bereich des dickeren Wellenleiters vorsichtig mit $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ auf der p- bzw. $1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ auf der n-Seite dotiert, um einem Anstieg des Serienwiderstandes durch den ausgedehnten intrinsischen Bereich vorzubeugen. Der aktive Bereich der Laserstrukturen ist nominell identisch. Die durchgezogenen Linien in Abbildung 7.12 entsprechen der Anpassung der Formeln 5.12 bzw. 5.7 an die Messdaten. Hieraus ergibt sich eine nahezu identische Transparenzstromdichte von 118 bzw. 125 A/cm². Der Verstärkungskoeffizient Γg_0 reduziert sich bei Verwendung einer LOC um einen Faktor 1,64 von 33 cm⁻¹ auf 20 cm⁻¹. Ein Vergleich mit den obigen Simulationen lässt eine Reduktion des Überlapp-Faktors Γ um einen nahezu identischen Faktor 1,70 erwarten. Die Reduktion lässt sich folglich einzig auf die Änderung des Überlapp-Faktors Γ zurückführen, während die Materialverstärkung g_0 , wie sich auf Grund des nominell identischen aktiven Bereichs auch erwarten lässt, konstant bleibt. Der wesentliche Vorteil der LOC-Struktur zeigt sich bei der Auswertung der differentiellen Effizienzen: Während sich die interne Quanteneffizienz durch die etwas ineffizientere Ladungsträgerinjektion in der LOC-Struktur leicht von 88 % auf 77 % reduziert, werden die internen Verluste dramatisch um einen Faktor 6 von 2,9 cm⁻¹ auf 0,5 cm⁻¹ minimiert. Auf Basis der oben gezeigten Simulation reduziert sich der Überlapp der Lichtwelle mit den Mantel-

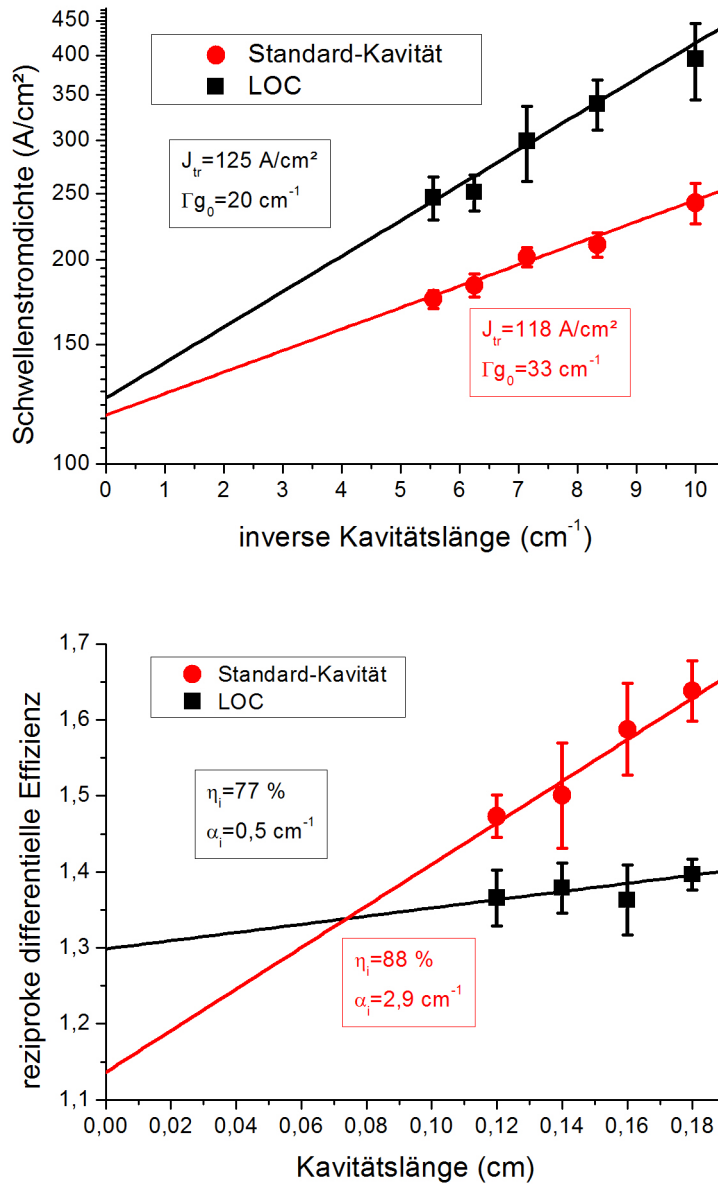


Abbildung 7.12: Längenabhängige Grundcharakterisierung zweier vergleichbarer Laserdioden mit Standard-Kavität bzw. LOC.

schichten um einen Faktor 9. Dass bei den internen Verlusten nur ein etwas geringerer Faktor erreicht wurde, lässt sich auf den Einfluss anderer Faktoren auf die internen Verluste wie zum Beispiel Absorption in QF, Barrieren oder die leichte Dotierung des Wellenleiters zurückführen. Für typische, in dieser Arbeit für Hochleistungs-BA-Laser verwendete Kavitätslängen von 2,5 mm lässt sich auf Basis der soeben bestimmten Werte eine externe Effizienz von 0,71 W/A für die LOC-Struktur abschätzen. Im Vergleich dazu erhält man bei der Standardstruktur nur eine externe Effizienz von 0,55 W/A und damit einen um nahezu 30 % niedrigeren Wert. Dies verdeutlichen auch die höheren differentiellen Effizienzen des LOC-Lasers in Abbildung 7.12 für lange Kavitätslängen. Eine Analyse des Serienwiderstandes analog zur obigen Diskussion ergibt nahezu konstante Werte von $0,88 \pm 0,14\Omega$ für die Standardstruktur bzw. $0,77 \pm 0,08\Omega$ für die LOC-Struktur. Der sogar etwas niedrigere Wert für die LOC-Struktur lässt sich durch die höhere Dotierung der Mantelschicht sowie deren geringere Schichtdicke verstehen. Mit Hilfe der LOC-Struktur ist es also gelungen, die internen Verluste signifikant zu reduzieren ohne den Serienwiderstand der Struktur zu erhöhen.

Die Verwendung einer LOC-Struktur ist auch in Hinblick auf Facettenschädigung durch COMD vorteilhaft, da sich durch den dickeren Wellenleiter die maximale Feldintensität reduziert. Dies lässt sich bereits aus der oben gezeigten Simulation der Überlappfaktoren erkennen (vgl. Abbildung 7.10). LOC-Laser sind folglich weniger anfällig gegenüber COMD als die Standardstrukturen. Wie die weiteren Ergebnisse im Kapitel 7.4 zeigen werden, sind die untersuchten Bauteile in ihrer maximalen Ausgangsleistung hauptsächlich durch thermisches Überrollen begrenzt. Deswegen wurde auf eine detailliertere Untersuchung des COMD verzichtet.

Vergleicht man die internen Verluste dieser Laser mit den Literaturwerten, so zeigt sich, dass die Werte für die Standard-Kavitäten im Bereich der Bestwerte von GaInNAs-QF-Laser liegen (typischerweise im Bereich $1\text{-}3\text{ cm}^{-1}$ [Wan09; Ull05]). Die Werte für In(Ga)As-QP-Laser mit einem auf hohe Ausgangsleistungen optimierten Aufbau liegen ebenfalls im Bereich um 3 cm^{-1} [Wil05]. Mit InP-basierenden Lasern erreicht man in diesem Wellenlängenbereich nur typische Werte über 10 cm^{-1} [Heo04]. Berichte von LOC-Lasern in diesem Wellenlängenbereich sind nicht bekannt. Bei kürzeren Wellenlängen konnten mit Hilfe von LOCs nahezu identische Werte im Bereich $1,0\text{ cm}^{-1}$ erreicht werden [Muh98], während minimal niedrigere Werte bis zu $0,34\text{ cm}^{-1}$ nur durch ein weitaus komplexeres Wellenleiterdesign möglich wurden [Tar07]. Die erzielten Ergebnisse sind insofern als sehr gut zu bewerten, als die internen Verluste üblicherweise mit der Wellenlänge deutlich zunehmen [Bab95]. Die Beobachtung, dass sich die internen Verluste durch eine Optimierung des Wellenleiterdesigns auf einen so geringen Wert reduzieren lassen, spricht außerdem für einen sehr niedrigen Beitrag von Absorption in der aktiven Schicht zu den internen Verlusten. Dies kann wiederum als weiterer Hinweis auf eine sehr hohe Qualität des verwendeten GaInNAs-QFs verstanden werden.

7.3.5 Temperaturabhängigkeit der Laserkenndaten

Durch die Verwendung von LOC-Strukturen konnten Laser mit sehr niedrigen internen Verlusten hergestellt werden. Für die Temperaturstabilität der Laserkenndaten lässt sich bereits auf Basis der Formeln 5.29 und 5.30 wegen der stark unterschiedlichen Werte für die modale

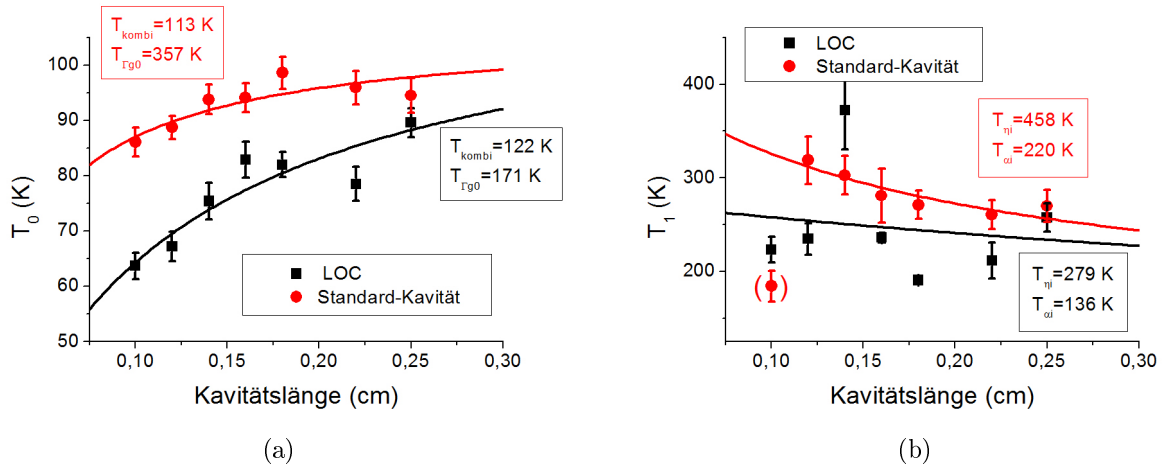


Abbildung 7.13: Charakteristische Temperaturen T_0 und T_1 des Lasers mit LOC und Standard-Kavität in Abhängigkeit der Kavitätslänge.

Verstärkung Γg_0 und die internen Verluste α_i für die LOC-Struktur eine andere Abhängigkeit von der Kavitätslänge erwarten als bei der Standardstruktur. Für eine Analyse vereinfacht man zunächst die Formel 5.29. Dabei werden die Beiträge von $T_{J_{tr}}$, T_{η_i} und T_{α_i} zur kombinierten Temperaturabhängigkeit T_{kombi} der Transparenzstromdichte, der internen Quanteneffizienz und der internen Verluste zusammengefasst:

$$\frac{1}{T_{kombi}} = \frac{1}{T_{\eta_i}} + \frac{1}{T_{J'_{tr}}} + \frac{2\alpha_i}{\Gamma g_0} \cdot \frac{1}{T_{\alpha_i}} \quad (7.2)$$

Damit ergibt sich folgender Ausdruck für die Längenabhängigkeit der charakteristischen Temperatur T_0 :

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{T_{kombi}} + \frac{2(\alpha_i + \alpha_m(L))}{\Gamma g_0} \cdot \frac{1}{T_{\Gamma g_0}} \quad (7.3)$$

An den beiden Laserstrukturen wurde eine Bestimmung der charakteristischen Temperaturen T_0 und T_1 im Temperaturbereich von 10 bis 80 °C in Abhängigkeit von der Kavitätslänge durchgeführt. Für T_0 erfolgte dies durch die Anpassung von Formel 5.14 an die temperaturabhängig gemessenen Schwellenstromdichten. Abbildung 7.13(a) zeigt die so bestimmten T_0 -Werte beider Strukturen. Unter Verwendung der zuvor bestimmten Werte für Γg_0 und α_i erhält man durch Anpassung von Formel 7.3 für die Standard-Kavität die charakteristischen Temperaturen der internen Parameter zu $T_{kombi} = 113 \pm 6$ K und $T_{\Gamma g_0} = 357 \pm 92$ K und die rot eingezeichnete Anpassungskurve. Für die LOC-Struktur ergeben sich Werte von $T_{kombi} = 122 \pm 12$ K und $T_{\Gamma g_0} = 171 \pm 31$ K und die schwarze Anpassungskurve. Während T_{kombi} im Rahmen der Fehlergrenzen konstant ist, beobachtet man eine signifikante Reduktion von $T_{\Gamma g_0}$ bei der LOC-Struktur. Dies äußert sich in einer verstärkten Längenabhängigkeit der charakteristischen Temperatur T_0 , die nicht nur durch die Änderung der modalen Verstärkung Γg_0 und der internen Verluste α_i verursacht wird. Abbildung 7.13(b) zeigt die durch eine Anpassung der Formel 5.15 an die Messdaten der differentiellen Effizienz bestimmten charakteristischen Temperaturen T_1 . Eine Anpassung von Formel 5.30 an die Daten wieder unter Verwendung der

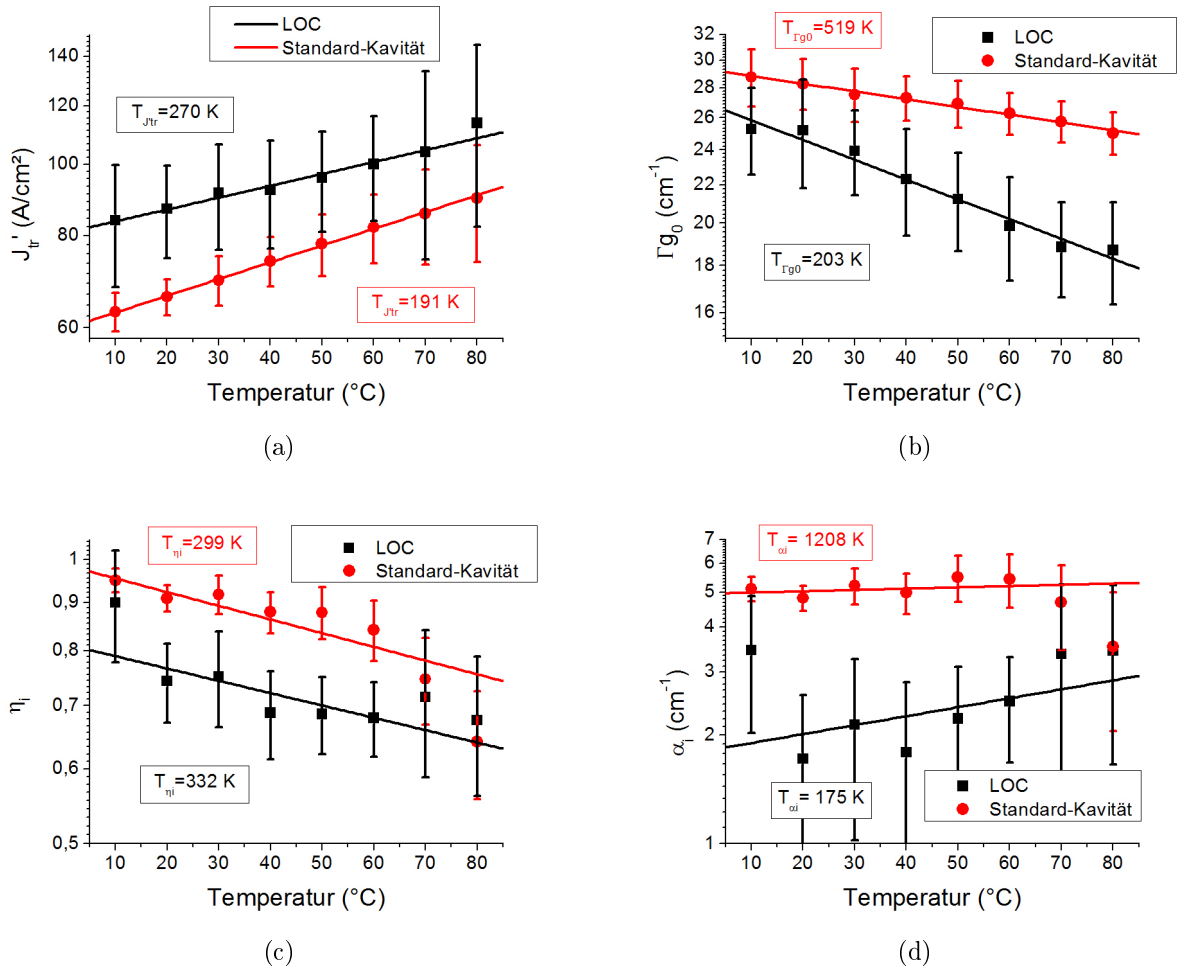


Abbildung 7.14: Bestimmung der charakteristischen Temperaturen für die internen Laserparameter einer Struktur mit LOC und einer mit Standard-Kavität.

zuvor bestimmten internen Laserparameter ergibt die Werte für die charakteristischen Temperaturen $T_{\eta_i} = 458 \pm 62$ K und $T_{\alpha_i} = 220 \pm 50$ K für die Standard-Struktur. Für die LOC-Struktur ergibt sich $T_{\eta_i} = 279 \pm 114$ K und $T_{\alpha_i} = 136 \pm 421$ K. Die großen Fehler bei der LOC-Struktur sind der schlechten Übereinstimmung mit der Anpassungskurve geschuldet. Trotzdem lässt sich der Trend richtig beschreiben. Man beobachtet eine reduzierte Temperaturabhängigkeit von T_1 bei der LOC-Struktur im Vergleich zur Standardstruktur. Dies lässt sich bei einer Betrachtung von Formel 5.30 bereits wegen der deutlich reduzierten internen Verluste erwarten.

Die beobachtete Abnahme von $T_{\Gamma g_0}$ beim Übergang von der Standardstruktur zur LOC-Struktur wird zunächst nicht erwartet, da in beiden Strukturen ein nominell identischer QF als aktives Material verwendet wurde. Man kann folglich von einer konstanten Materialverstärkung g_0 ausgehen. Die temperaturabhängige Änderung des Überlappfaktors Γ ist sehr gering und kann diesen deutlichen Unterschied nicht erklären. Für eine detailliertere Analyse wurden kavitätslängenabhängige Untersuchungen der beiden Laserstrukturen zur Bestimmung der internen Laserparameter analog zum Vorgehen im vorigen Kapitel über den gesamten Temperaturbereich durchgeführt und ausgewertet. Abbildung 7.14 zeigt die so bestimmten Daten für die Transparenzstromdichte J'_{tr} , die modale Verstärkung Γg_0 , die interne Quanteneffizienz η_i und

	LOC	Standard-Kavität
$T_{J'_{tr}}(K)$	270 ± 22	191 ± 3
$T_{\Gamma_{g_0}}(K)$	203 ± 14	519 ± 25
$T_{\eta_i}(K)$	331 ± 116	299 ± 65
$T_{\alpha_i}(K)$	174 ± 146	1208 ± 1623
$T_{kombi}(K)$	143 ± 24	115 ± 10

Tabelle 7.2: Aus den experimentellen Daten bestimmte charakteristische Temperaturen für die internen Laserparameter.

die internen Verluste α_i in Abhängigkeit von der Temperatur. Durch eine Anpassung der Formeln 5.26 bzw. 5.28 bestimmen sich hieraus die charakteristischen Temperaturen der einzelnen internen Laserparameter. Tabelle 7.2 fasst die so bestimmten Werte zusammen. Die charakteristische Temperatur der modalen Verstärkung Γ_{g_0} liegt hier für beide Strukturen leicht über dem zuvor durch Auswertung der Längenabhängigkeit von T_0 bestimmten Ergebnis. Allerdings beobachtet man ebenfalls eine deutliche Reduktion der Temperaturstabilität beim Übergang von Standard-Kavität zur LOC. Da der nominell identische QF keine Änderung der Temperaturabhängigkeit der Verstärkung verursachen kann und die temperaturabhängige Änderung des Überlappfaktors Γ nur sehr gering ist, müssen andere Gründe in Betracht gezogen werden. Eine mögliche Ursache ist im verwendeten Modell für die empirische Beschreibung der Laser (vgl. Kapitel 5.1) zu finden. Bei der Herleitung der Formeln 5.12 bzw. 5.13 für die Bestimmung der modalen Verstärkung wurden nicht-strahlende Rekombinationen und die Auger-Rekombination vernachlässigt. Diese skalieren jeweils mit N bzw. N^3 . An und oberhalb der Laserschwelle ist die Ladungsträgerdichte N gleich der Ladungsträgerdichte an der Schwelle N_{th} . Wie bereits im vorangegangenen Kapitel gezeigt, sind die Schwellenstromdichten und damit die Ladungsträgerdichten an der Schwelle im LOC-Laser auf Grund des reduzierten Überlapps Γ mit dem QF deutlich höher. Entsprechend erwartet man auch einen veränderten Einfluss von nicht-strahlender und Auger-Rekombination. Da die nicht-strahlende und Augerrekombination eine eigene Temperaturabhängigkeit aufweisen, die in der Bestimmung der jeweiligen Werte für die modale Verstärkung Γ_{g_0} nicht berücksichtigt wurde, kann diese Fehlerquelle ein möglicher Grund für die nicht erwartete deutliche Reduktion von $T_{\Gamma_{g_0}}$ beim LOC-Laser sein. Der mit der Standardstruktur erreichte Wert von $T_{\Gamma_{g_0}}=519\pm 25$ K ist besser als in der Literatur für bei 1300 nm emittierende GaInNAs-Laser berichtete Daten, die im Bereich um 350 K liegen [Tan02b]. Tansu et al. beobachteten zudem beim Vergleich einer N-haltigen Struktur mit einem N-freien InGaAs-QF-Laser ebenfalls eine deutliche Reduktion von $T_{\Gamma_{g_0}}$, die wie hier von einem signifikanten Anstieg der Schwellenstromdichte begleitet wird [Tan02b]. Dies bestätigt den diskutierten Zusammenhang zwischen erhöhter Ladungsträgerdichte und Verschlechterung der Temperaturstabilität der modalen Verstärkung.

Die Ergebnisse für T_{η_i} in Tabelle 7.2 liegen sowohl bei der Standard-Kavität als auch bei der LOC in einer ähnlichen Größenordnung. Geht man davon aus, dass der dominierende Mechanismus, der zur Verringerung von η_i mit steigender Temperatur führt, der durch thermische

Anregung verursachte Verlust von Ladungsträgern aus dem QF ist, so kann dies als weiterer Hinweis verstanden werden, dass sich die Eigenschaften des QFs selber beim Übergang zur LOC nicht verändern. Die erreichten Werte von 331 ± 116 bzw. 299 ± 65 K für die beiden untersuchten Laser liegen etwas unterhalb der in der Literatur für GaInNAs-QF-Laser berichteten Ergebnisse von 467 K [Tan02b]. Dies ist wahrscheinlich auf den etwas schlechteren Ladungsträgereinschluss in diesen Strukturen durch die Verwendung von GaAsN-SCLs zurückzuführen. Zwar wurde bei der Anpassung der Fitkurve an die Längenabhängigkeit der charakteristischen Temperatur T_1 (vgl. Abbildung 7.13(b)) ein größerer Unterschied von T_{η_i} zwischen beiden untersuchten Strukturen festgestellt, allerdings sind hier die durch die starke Streuung der Messdaten verursachten relativ hohen Fehler zu berücksichtigen. Eine detaillierte Diskussion der Ergebnisse für T_{α_i} erscheint ebenfalls auf Grund der sehr großen Fehler wenig sinnvoll. Für die Temperaturabhängigkeit der Transparenzstromdichte J'_{tr} wurde für die LOC-Struktur sogar eine etwas höhere charakteristische Temperatur $T_{J'_{tr}}$ von 270 ± 22 K im Vergleich zu 191 ± 3 K für die Standardstruktur bestimmt. Eine solche Änderung von J'_{tr} kann ein Indiz für einen veränderten Einfluss von nicht-strahlender und Augerrekombination sein [Tan02a] und ist somit ein weiterer Hinweis darauf, dass die beobachtete Änderung von $T_{\Gamma_{g_0}}$ auf die Vernachlässigung eben dieser Mechanismen zurückzuführen sein kann. Die erzielten Werte für $T_{J'_{tr}}$ sind vergleichbar zu den von anderen berichteten [Tan02b]. Berechnet man aus den einzelnen charakteristischen Temperaturen jeweils T_{kombi} nach Formel 7.2, so erhält man im Rahmen der Fehlergrenzen eine gute Übereinstimmung mit den zuvor aus der Längenabhängigkeit von T_0 bestimmten Daten (vgl. Tabelle 7.2).

Zusammenfassend beobachtet man beim Übergang von einer Standard-Kavität zur LOC eine deutliche Veränderung der Temperaturstabilität der Laserparameter. Ein Laser mit LOC weist dabei eine erhöhte Abhängigkeit der charakteristischen Temperatur T_0 von der Kavitätslänge auf, die nicht allein durch die Änderung der internen Verluste und der modalen Verstärkung erklärt werden kann. Diese ist auf eine Verschlechterung der Temperaturstabilität der modalen Verstärkung zurückzuführen. Der Grund hierfür kann eine Änderung des in der Bestimmung von Γ_{g_0} nicht berücksichtigten Einflusses von nicht-strahlender und Auger-Rekombination sein, welcher durch die erhöhte Ladungsträgerdichte an der Schwelle in der LOC-Struktur verursacht wird. Für lange Kavitäten gleichen sich die charakteristischen Temperaturen beider Laser nahezu an. Da sich auf Grund der nahezu identischen Transparenzstromdichten (vgl. Abbildung 7.12) für lange Kavitäten auch die Schwellstromdichte beider Strukturen angleicht, bestätigt dies den Einfluss der Ladungsträgerdichte auf die charakteristischen Temperaturen. Gleiches gilt für die charakteristische Temperatur T_1 : Hier beobachtet man, wie auf Grund der sehr niedrigen internen Verluste erwartet, bei der LOC-Struktur nur eine geringe Abhängigkeit von der Kavitätslänge, während sich für lange Kavitäten die T_1 -Werte ebenfalls annähern.

Da keine Veröffentlichungen zu LOC-Lasern in diesem Wellenlängenbereich bekannt sind, die Verwendung der LOC allerdings einen deutlichen Einfluss auf die charakteristischen Temperaturen haben kann, werden beim Literaturvergleich der T_0 - bzw. T_1 -Werte im Folgenden nur die Ergebnisse der Standardstruktur herangezogen. Allerdings werden in den verschiedenen Veröffentlichungen oft sehr unterschiedliche Laserdesigns verwendet, die wiederum die charakteristischen Temperaturen beeinflussen können. So wirkt sich beispielsweise der Einbau von mehrere

QFen in den aktiven Bereich [Ado07], die Verwendung von RWG-Lasern mit verschiedenen Laserbreiten [Ado08] oder, wie eben gezeigt, eine andere Wellenleiterdicke oder Kavitätslänge teilweise deutlich auf die charakteristischen Temperaturen aus. Von hochverspannten InGaAs-QF-Lasern werden typische charakteristische Temperaturen T_0 im Bereich von 130 bis 175 K und T_1 -Werte von bis zu 700 K berichtet [Sun03; Su08; Ado07; Tan02b]. Diese liegen teilweise deutlich höher als die in dieser Arbeit erzielten, allerdings sind diese hoch-verspannten Laser nur eingeschränkt für Anwendungen im cw-Betrieb von Hochleistungslasern geeignet (vgl. Kapitel 2.5). Mit GaInNAs-basierenden QF-Lasern werden im Wellenlängenbereich um 1,3 μm etwas niedrigere Werte im Bereich $T_0=90\text{-}150$ K und $T_1=200\text{-}400$ K erreicht [Tan02b; Wan09]. Die Ergebnisse der Laser in dieser Arbeit liegen eher am unteren Ende dieses Bereichs, was sich beispielsweise auf die etwas kürzere Emissionswellenlänge und den daraus resultierenden geringeren Ladungsträgeranschluss im QF zurückführen lässt. Für QP-Laser in diesem Wellenlängenbereich wurden zwar, wie theoretisch erwartet (vgl. Kapitel 2.5), sogar T_0 und T_1 -Werte bis unendlich berichtet [Sug05], für Hochleistungsanwendungen geeignete Laser zeigten hier jedoch einen drastischen Einbruch auf sehr niedrige Werte um 50 K oberhalb einer kritischen Temperatur von ca. 60-80 °C [Mik05]. Typische Werte für InP-basierende Laser liegen in diesem Wellenlängenbereich in der Regel bei maximal 80 K und somit nochmals deutlich unter den Bestwerten der vorgestellten GaInNAs-Laser (vgl. z.B.: [Pen06; Sel01]). Dieser Vergleich verdeutlicht nochmals einen entscheidenden Vorteil von auf GaAs-Substrat basierenden Lasern.

Aus einer Analyse der Emissionswellenlängen der beiden Strukturen ergibt sich eine nahezu identische Wellenlängenverschiebung $\Delta\lambda/\Delta T$ von 0,45nm/K für die LOC-Struktur und 0,47nm/K für die Standardstruktur.

7.4 Dauerstrichbetrieb

7.4.1 Verhalten bei längeren Betriebszeiten

Obwohl es in der Literatur einige wenige Berichte über stabilen Dauerstrichbetrieb von GaInNAs-QF-Lasern von tausend und mehr Stunden gibt [Kon99; Mit05], ist dieser Punkt, vor allem auch im materialbelastenden Hochleistungsbetrieb, immer noch als kritisch anzusehen [Gup06a; God05]. So wurden auch bei der ersten, im Rahmen dieser Arbeit hergestellten Generation von Hochleistungslasern deutliche Alterungserscheinungen festgestellt. Zunächst wurden die hergestellten Strukturen folglich mit dem Ziel einer Reduktion dieser Alterungserscheinungen optimiert. Dies geschah durch Untersuchungen des Dauerstrichbetriebs an RWG-Lasern. Bei umfangreichen Optimierungsarbeiten wurde die Wachstumstemperatur während des Wachstums des aktiven Bereichs der Laserstrukturen als entscheidender Parameter identifiziert. Diese Ergebnisse sollen hier exemplarisch gezeigt werden. Die Wichtigkeit des Wachstumsparameters Substrattemperatur wurde bereits in Kapitel 2.3 angedeutet. Zu hohe Wachstumstemperaturen führen auf Grund der einsetzenden Phasenseparation zu einer schlechten Kristallqualität. Auf der anderen Seite haben niedrigere Temperaturen durch die reduzierte Migrationslänge der Adatome auf der Oberfläche eine erhöhte Anzahl an Punktdefekten zur Folge [Har07]. Abbildung 7.15 zeigt die Ausgangsleistung einer Serie von RWG-Lasern, die mit verschiedenen

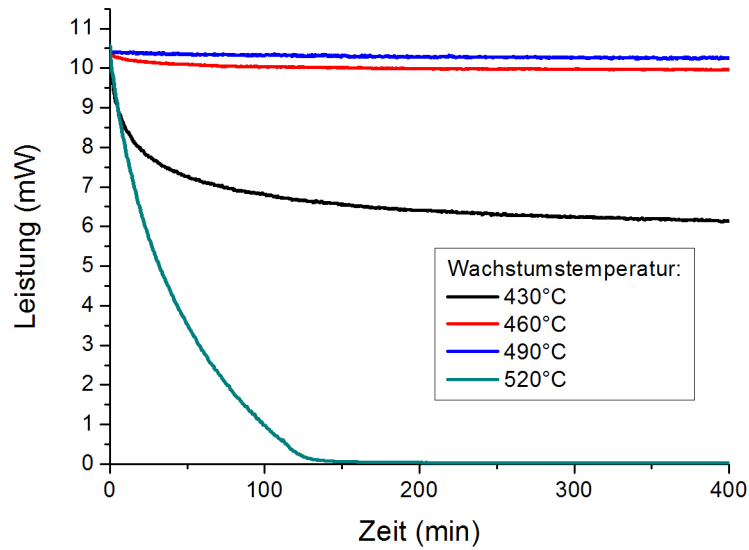


Abbildung 7.15: Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung von Lasern mit unterschiedlichen Wachstumstemperaturen für den aktiven Bereich im Dauerstrichbetrieb bei konstantem Betriebsstrom.

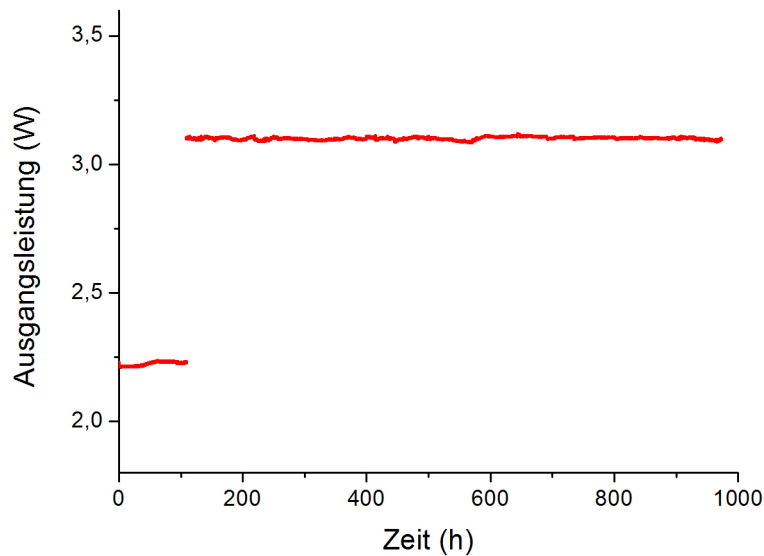


Abbildung 7.16: Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung eines Hochleistungslasers mit optimierter Wachstumstemperatur für den aktiven Bereich bei konstantem Betriebsstrom. Die Diskontinuität bei 110h ist einer gewollten Erhöhung des Betriebsstroms geschuldet.

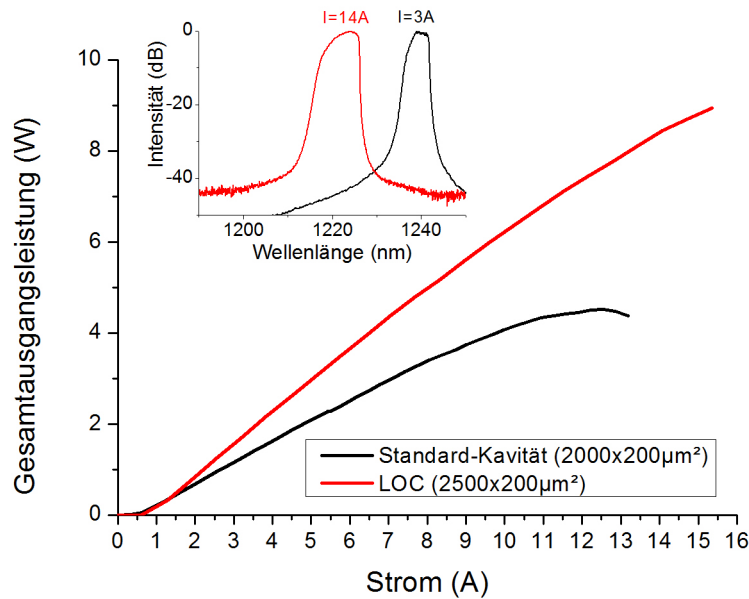


Abbildung 7.17: Lichtleistungskennlinien zweier BA-Hochleistungslaser mit Standard-Kavität und LOC bei RT im cw-Betrieb.

Wachstumstemperaturen während der aktiven Schicht hergestellt wurden, in Abhängigkeit von der Zeit im cw-Betrieb. Dabei wurde der Strom im Verlauf der Messung konstant gehalten und jeweils so gewählt, dass die anfängliche Ausgangsleistung im Bereich von 10 mW lag. Eine deutliche Abnahme der bei diesem Strom erzielten Ausgangsleistung ist sowohl bei der mit der höchsten Wachstumstemperatur von 520 °C wie auch bei der mit der niedrigsten Wachstumstemperatur von 430 °C gewachsenen Struktur zu sehen. Bei 460 °C beobachtet man nur eine leichte Degradation am Anfang, während die Ausgangsleistung bei einer Wachstumstemperatur von 490 °C nahezu konstant bleibt. Weiterhin wurde überprüft, ob dies auch im Hochleistungsbetrieb, also bei einer Belastung mit Betriebsströmen von mehreren Ampere, wie sie für eine Ausgangsleistung von mehreren Watt notwendig ist, bestätigt werden kann. Abbildung 7.16 zeigt wieder die Ausgangsleistung einer bei 490 °C gewachsenen Struktur aus darauf prozessierten Hochleistungs-BA-Lasern bei konstanter Strominjektion. Die Diskontinuität bei ca. 110 h ist auf eine gewollte Erhöhung des Betriebsstroms zurückzuführen. Über die gesamte Laufzeit von ca. 1.000 h ist keine Degradation zu erkennen. Nach ca. 1.000 h musste die Messung auf Grund eines externen und nicht auf die Laserstruktur zurückzuführenden Fehlers abgebrochen werden. Damit konnten durch eine Optimierung der Wachstumstemperatur des aktiven Bereiches Laserstrukturen mit einer stabilen Ausgangsleistung im Dauerstrichbetrieb hergestellt werden.

7.4.2 Hochleistungslaser mit großer optischer Kavität

Die Vorteile von Lasern mit LOC für den Hochleistungsbetrieb wurden bereits in Kapitel 7.3.4 diskutiert. Abbildung 7.17 zeigt zum Vergleich exemplarisch die Kennlinien zweier aufgebauter BA-Laser (Breite 200 µm) mit Standard-Kavität und LOC. Wie auf Grund der Ergebnisse von Kapitel 7.3.4 zu erwarten ist, zeigt der Laser mit LOC trotz der größeren Kavitätslänge

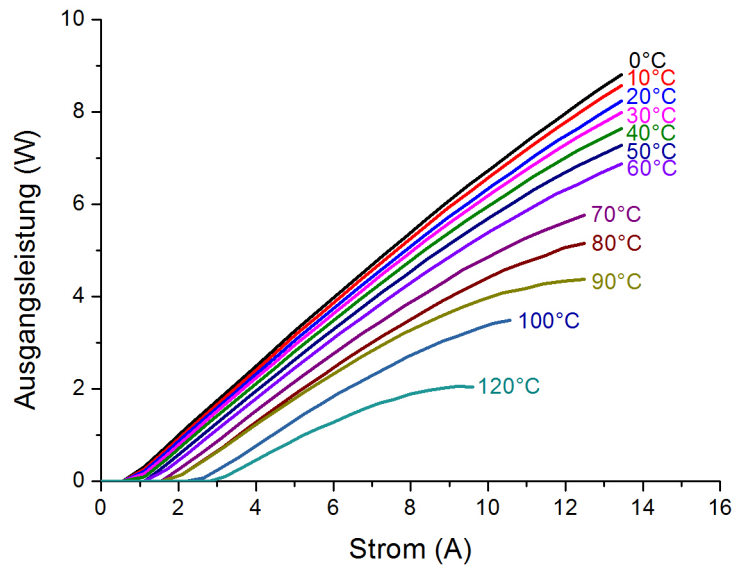


Abbildung 7.18: Kennlinien des LOC-Lasers für verschiedene Temperaturen im cw-Betrieb.

(2,5 mm statt 2,0 mm) eine deutlich höhere externe Effizienz von 0,70 W/A statt 0,45 W/A bei der Standard-Kavität. Die maximal erzielte Ausgangsleistung war beim LOC-Laser durch den zur Verfügung stehenden Messplatz beschränkt, der maximal 16 A Strom liefern kann. Bei maximalem Betriebsstrom wurde eine Ausgangsleistung von nahezu 9 W erreicht. Beim Standardlaser war die Ausgangsleistung durch thermisches Überrollen bei einem Strom von knapp 13 A auf ca. 4,5 W beschränkt. Außerdem sind in Abbildung 7.17 Emissionsspektren dieser Strukturen gezeigt. Das Emissionsmaximum liegt für beide Strukturen wie gewünscht im Wellenlängenbereich um 1240 nm.

Dies ist die bisher höchste Ausgangsleistung eines Halbleiterlasers im Dauerstrichbetrieb, die in diesem Wellenlängenbereich erreicht wurde. Livshits *et al.* berichteten eine Ausgangsleistung von 8 W bei einer Wellenlänge von 1,3 μm mit einem GaInNAs-QF als aktivem Bereich, allerdings bei einer Temperatur von $-60\text{ }^\circ\text{C}$ [Liv00]. Tansu *et al.* zeigten eine Ausgangsleistung von 1,8 W bei Raumtemperatur aus einem GaInNAs-QF-Laser [Tan03b] bei RT. Mit Hilfe von InAs/InGaAs-QPen wurden Ausgangsleistungen von 4,2 W bzw. 5 W bei Wellenlängen von 1290 nm bzw. 1280 nm und einer Temperatur von $15\text{ }^\circ\text{C}$ erzielt [Wil05; Mik05]. Höhere Ausgangsleistungen von bis zu 12 W im cw-Betrieb wurden bisher nur für InGaAs-QF-Laser berichtet, die allerdings bei deutlich kürzeren Wellenlänge von 1120 nm emittieren [Bug01]. Bei Wellenlängen im Bereich 1170 nm konnten zwar immer noch 8,5 W Ausgangsleistung erreicht werden [Bug03], für längere Wellenlängen liegen aber keine Berichte über cw-Betrieb mit hohen Ausgangsleistungen vor. Zusätzlich sei erwähnt, dass bereits bei einer Wellenlänge von 1120 nm Alterungserscheinungen bei diesen Lasern beobachtet wurden [Bug03].

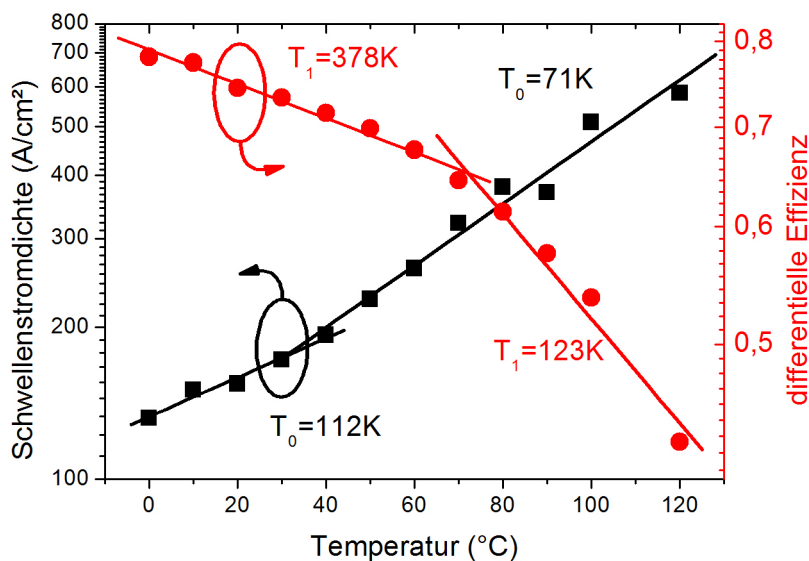


Abbildung 7.19: Auswertung der Temperaturabhängigkeit des LOC-Lasers für die Bestimmung der charakteristischen Temperaturen T_0 und T_1 im cw-Betrieb.

7.4.3 Temperaturabhängigkeit

Abbildung 7.4.3 zeigt Kennlinien der Probe mit LOC aus dem vorigen Kapitel in Abhängigkeit von der Temperatur der Wärmesenke. Bei erhöhten Temperaturen von 60 °C bzw. 120 °C konnten immer noch sehr hohe Ausgangsleistungen über 6 W bzw. 2 W gemessen werden. Diese sind nun durch thermisches Überrollen beschränkt. Eine Auswertung der cw-Kennlinien in Abbildung 7.4.3 ergibt hier abschnittsweise konstante Werte für die charakteristischen Temperaturen von $T_0=112$ K unter 40 °C bzw. $T_0=71$ K darüber und $T_1=378$ K unter 70 °C bzw. $T_1=123$ K darüber. Aus der Änderung der Emissionswellenlänge mit der eingebrachten elektrischen Leistung wurde eine Wellenlängenverschiebung von $\Delta\lambda/\Delta P=0,60$ nm/W bestimmt. Damit ergibt sich unter Verwendung der Wellenlängenverschiebung mit der Temperatur aus der gepulsten Charakterisierung $\Delta\lambda/\Delta T=0,45$ nm/K und mit Hilfe von Formel 5.23 der Wert für den thermischen Widerstand der Struktur zu $R_{th}=1,33$ K/W.

7.4.4 Vergleich mit Simulationen

Die experimentelle Untersuchung von aufgebauten Hochleistungslasern gestaltet sich insofern schwierig, als dass einerseits mit der Montage eine hohe Anzahl an beschränkt kontrollierbaren und messbaren Störfaktoren verbunden ist (Qualität der Montage, Qualität der elektrischen Verbindung, etc.) und andererseits die Montage erhebliche Umstände verursacht. Deswegen ist es nicht mit angemessenem Aufwand möglich, eine Vielzahl von Lasern zu charakterisieren, um so eine statistische Mittelung zu erzielen, wie dies beispielsweise bei der Grundcharakterisierung durchgeführt wurde. Entsprechend wurden in den vorangegangenen Kapiteln auch nur einzelnen Kennlinien von montierten Hochleistungslasern mit sehr guten Ergebnissen ausgewählt und gezeigt. Zum besseren Verständnis wurden Simulationen der Laserkennlinien durch numerisches

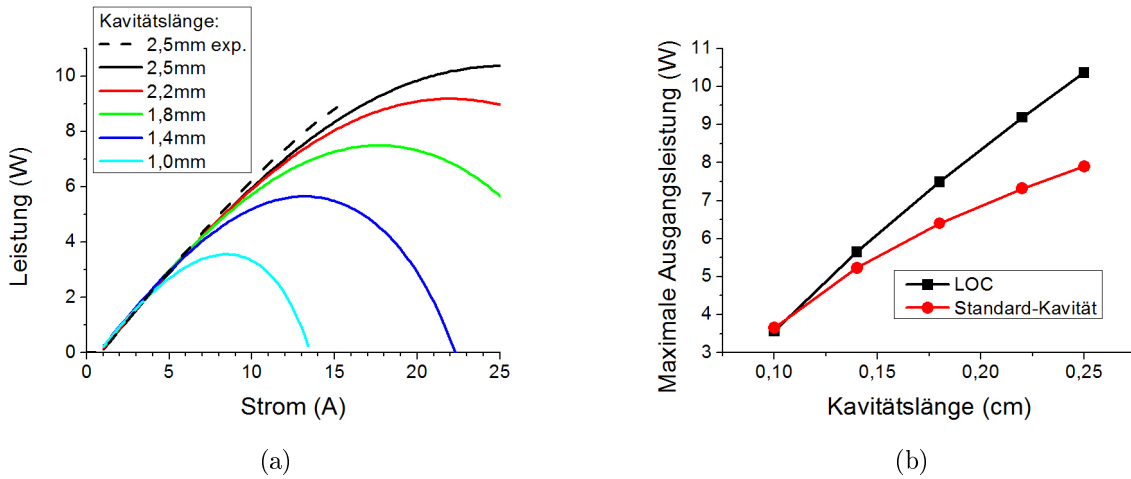


Abbildung 7.20: cw-Kennlinie des LOC-Lasers und Simulationen der Kennlinie für verschiedene Kavitätslängen sowie maximal erreichbare Ausgangsleistung von LOC- und Standardlaser in Abhängigkeit von der Kavitätslänge laut Simulation.

Lösen von Formel 5.21 durchgeführt. Alle Parameter, die hierfür notwendig sind, wurden bereits diskutiert. Als Ausgangspunkt der Simulationen diente die bereits gezeigte experimentelle Kennlinie des LOC-Lasers bei RT (vgl. Abbildung 7.17). Abbildung 7.20(a) zeigt nochmals diese Kennlinie zusammen mit einer entsprechenden Simulation. Für eine bessere Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation wurden die Werte für R_{th} und J_{tr} im Rahmen der Fehlergrenzen leicht angepasst, da einerseits die R_{th} -Bestimmung auf Grund der Verbreiterung der Emission bei hohen Pumpströmen relativ ungenau ist und da andererseits erwartet wird, dass J_{tr} bei den prozessierten Hochleistungslasern wegen der geringeren lateralen Aufweitung des Strompfades durch das Entfernen der Kontaktschicht (vgl. Kapitel 5.2) etwas geringer ist. Man beobachtet eine brauchbare Übereinstimmung zwischen Simulation und Experiment. Es wurden verschiedene Kavitätslängen simuliert, wobei jeweils die Kavitätslängenabhängigkeit der Laserparameter, wie aus der gepulsten Grundcharakterisierung bekannt, berücksichtigt wurden. Der thermische und elektrische Widerstand wurde mit Hilfe der Formeln 5.22 und 5.24 ebenso an die Dimensionen angepasst. Dabei wird jeweils der Kontaktwiderstand vernachlässigt. Die zuvor bestimmte Kavitätslängenabhängigkeit der charakteristischen Temperaturen wurde ebenfalls in Betracht gezogen. Die so simulierten Kennlinien für die LOC-Struktur sind ebenfalls in Abbildung 7.20(a) gezeigt. Zusätzlich wurden auch entsprechende Simulationen der Struktur mit Standard-Kavität durchgeführt. Hier wurde derselbe thermische Widerstand angenommen, während der elektrische Widerstand den Ergebnisse der Grundcharakterisierung entsprechend leicht erhöht wurde. Die restlichen Laserkenndaten wurden entsprechend angepasst. Abbildung 7.20(b) zeigt die aus diesen Simulationen bestimmte, jeweils maximal mögliche Ausgangsleistung der Bauteile. Die mit dem LOC-Laser theoretisch mögliche maximale Ausgangsleistung wurde wegen der bereits erwähnten Beschränkung des Messplatzes auf einen maximalen Strom von 16 A nicht experimentell erreicht. Man erkennt deutlich, dass die Laser mit Standard-Kavität bei kürzeren Bauteillängen zwar ähnliche Ausgangsleistungen wie die LOC-Strukturen erreichen können, die mögliche Ausgangsleistung mit der Kavitätslänge, ins-

besondere bei großen Längen, aber nur langsam ansteigt. Im Gegenteil dazu beobachtet man beim LOC-Laser einen signifikanten Anstieg der maximal möglichen Ausgangsleistung mit der Kavitätslänge. Die Gründe hierfür liegen in den Ergebnissen der Grundcharakterisierung:

- Der deutliche Anstieg der charakteristischen Temperatur T_0 mit der Kavitätslänge beim LOC-Laser führt zu einer verbesserten Temperaturstabilität und damit zu einem späteren thermischen Überrollen.
- Für lange Kavitäten spielen die beim LOC-Laser deutlich niedrigeren internen Verluste, die einen höheren Wirkungsgrad zur Folge haben, eine dominante Rolle.

Die mit der Standardstruktur experimentell erreichten maximalen Ausgangsleistungen liegen etwas unterhalb der Simulationsergebnisse. Die Abweichung ist vermutlich in Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der vielen für die Simulation notwendigen Parameter begründet. Trotzdem spiegeln die Simulationsergebnisse die erreichten Ergebnisse tendenziell richtig wider und sind damit ein wertvolles Werkzeug für die Optimierung GaInNAs-basierender Hochleistungslaser.

7.5 Wellenlängenstabilisierte Trapezlaser

Durch eine Optimierung der Wellenleiterstruktur und der Wachstumsparameter konnten somit Laser mit guten Eigenschaften wie sehr niedrigen Schwellenstromdichten, reduzierten Alterungserscheinungen, hoher Temperaturstabilität und sehr geringen internen Verlusten hergestellt werden. Auf Basis dieser Strukturen konnten mit BA-Lasern sehr hohe Ausgangsleistungen von bis zu knapp 9 W gezeigt werden. Für die vorgesehene Anwendung dieser Laser beispielsweise als Pumpquellen für Ramanverstärker (vgl. Kapitel 7.1) werden zusätzliche Anforderungen an die Laser gestellt. Diese sind insbesondere:

- **Wellenlängenstabilisierung:** Die Verstärkung hängt von der Energiedifferenz zwischen zu verstärkendem Signal und Pumplaser ab. Um stabile und zuverlässige Verstärkungseigenschaften zu erhalten, ist eine Wellenlängenstabilisierung notwendig. Diese minimiert externe Einflüsse (Temperatur, Betriebsstrom, etc.) auf die Emissionswellenlänge der Pumplaser und damit auf die Verstärkungseigenschaften.
- **Räumliche Monomodigkeit:** Für die Anwendung als Pumplaser muss das Licht in Glasfasern eingekoppelt werden. Um möglichst hohe Koppeleffizienzen zu erreichen, ist sowohl in Wachstumsrichtung als auch lateral Monomodigkeit mit einer hohen Strahlqualität gefordert.

Diese beiden Punkte lassen sich mit BA-Lasern, wie sie im vorangegangenen Kapitel vorgestellt wurden, nicht erreichen. Eine Lösungsmöglichkeit stellen sogenannte Trapezlaser (oder vom Englischen: Taperlaser) dar. Diese bestehen im Wesentlichen aus einer RWG-Sektion, in der die Breite des Stegwellenleiters ausreichend schmal gewählt ist, um die laterale Monomodigkeit zu gewährleisten. Daran schließt sich eine Verstärkersektion zur lateralen Verbreiterung des monomodigen Feldes (auch Tapersektion genannt) an, da die Ausgangsleistung eines sehr kleinen

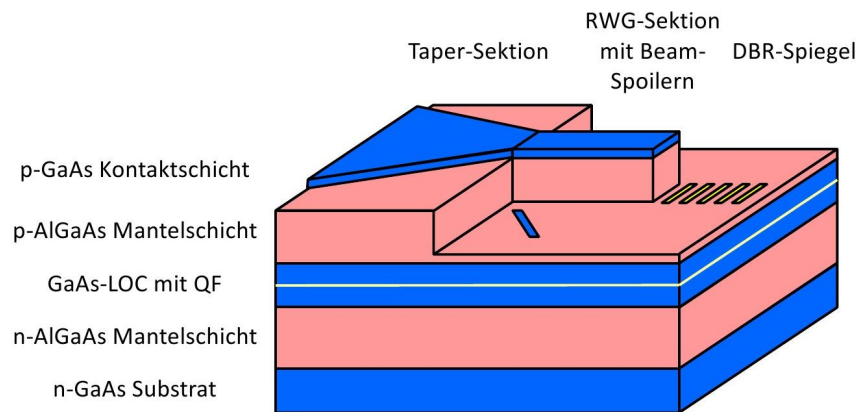


Abbildung 7.21: Schematischer Aufbau eines hergestellten Taperlasers vor der Planarisierung.

Bauteils wie eines RWG-Lasers stark durch thermisches Überrollen begrenzt ist. Die Wellenlängenstabilisierung kann hier durch einen DBR-Spiegel an der Rückfacette realisiert werden. Für tiefgehendere Details zu Taperlasern sei auf die Literatur verwiesen (z. B. [Mik00]). Als Anwendungsbeispiel sollen hier kurz die Ergebnisse von auf dem zuvor vorgestellten Lasermaterial prozessierten Taperlaser dargestellt werden.

Abbildung 7.21 zeigt schematisch den Aufbau eines prozessierten Taperlasers vor der Planarisierung. An eine 2 mm lange, gewinngeführte Tapersektion mit einem Öffnungswinkel von $5,44^\circ$ schließt sich eine 1 mm lange, indexgeführte RWG-Sektion mit einer Breite von $6\ \mu\text{m}$ an. Die RWG-Sektion wurde bis auf 200 nm an den Wellenleiter geätzt. An der Rückfacette wurde ein hauptsächlich indexgekoppeltes DBR-Gitter erster Ordnung definiert. Zusätzlich wurden sogenannte „Beam Spoiler“ neben den RWG geätzt um Rückreflexionen in die nicht gewollt gepumpten Bereiche neben dem RWG herauszufiltern [Suj03]. Im Anschluss wurde die Struktur mit Benzocyclobuten planarisiert und vor dem Aufdampfen des Kontaktes eine elektrische Isolationsschicht aus Magnesium-Oxid (MgO) neben dem Taperbereich aufgebracht. Details zur Prozessierung dieser Strukturen sind in [Zim08] und [Ewe08] zu finden.

Abbildung 7.22 zeigt die Kennlinie einer solchen Struktur im cw-Betrieb. Es wurde eine maximale Ausgangsleistung von 1,0 W erreicht, die durch thermisches Überrollen limitiert ist. Der Schwellenstrom beträgt 930 mA und es wurde eine externe Effizienz von 0,26 W/A gemessen. Das Emissionsspektrum in Abbildung 7.22 wurde bei 5,5 A, also bei maximaler Ausgangsleistung, aufgenommen und zeigt, bedingt durch den DBR-Spiegel an der Rückfacette, spektral quasi-monomodige Emission bei 1205 nm mit einer auch Side-Mode Suppression Ratio (SMSR) genannten Seitenmodenunterdrückung größer 51 dB.

Abbildung 7.23 bestätigt den Erfolg der Wellenlängenstabilisierung durch den DBR-Spiegel. Aufgetragen ist die gepulst gemessene Emissionswellenlänge einer solchen Struktur mit und ohne DBR-Spiegel in Abhängigkeit von der Temperatur. Ohne DBR-Spiegel ergibt sich eine Wellenlängenänderung von $0,46\ \text{nm}/^\circ\text{C}$. Ein nahezu identischer Wert wurde auch bei der Grundcharakterisierung dieser Struktur (vgl. Kapitel 7.3.5) beobachtet. Dies ist ein typischer Wert für das GaInNAs-Materialsystem, der hauptsächlich auf die Änderung der Bandlücke des QFs mit der Temperatur zurückzuführen ist. Mit DBR-Spiegel reduziert sich die Wellenlängen-

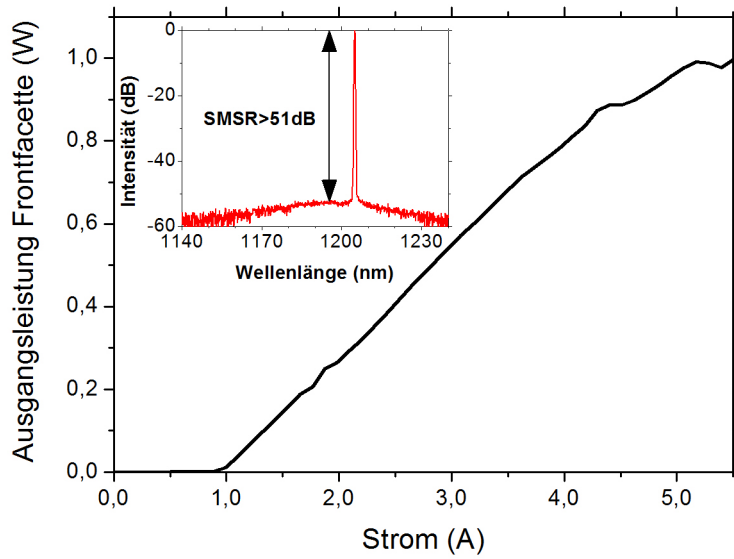


Abbildung 7.22: Lichtleistungskennlinie eines prozessierten Taperlasers im Dauerstrichbetrieb. Das gezeigte Spektrum wurde bei maximaler Ausgangsleistung aufgenommen.

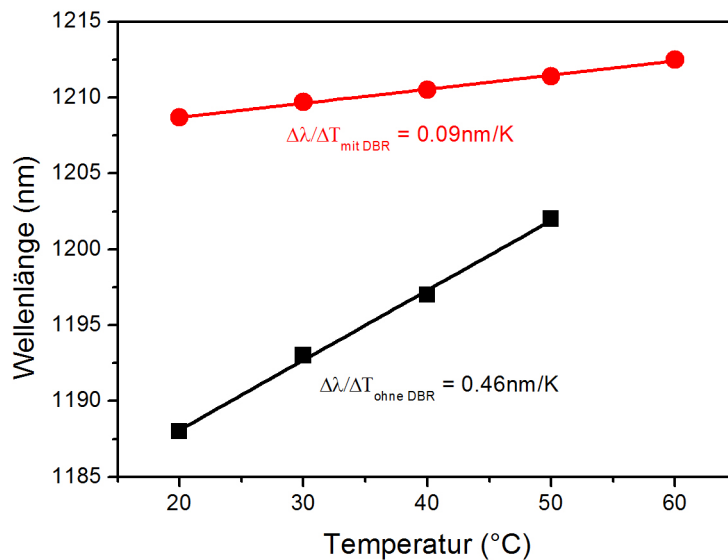


Abbildung 7.23: Emissionswellenlänge eines Bauteils mit und ohne DBR-Spiegel im gepulsten Betrieb in Abhängigkeit von der Temperatur.

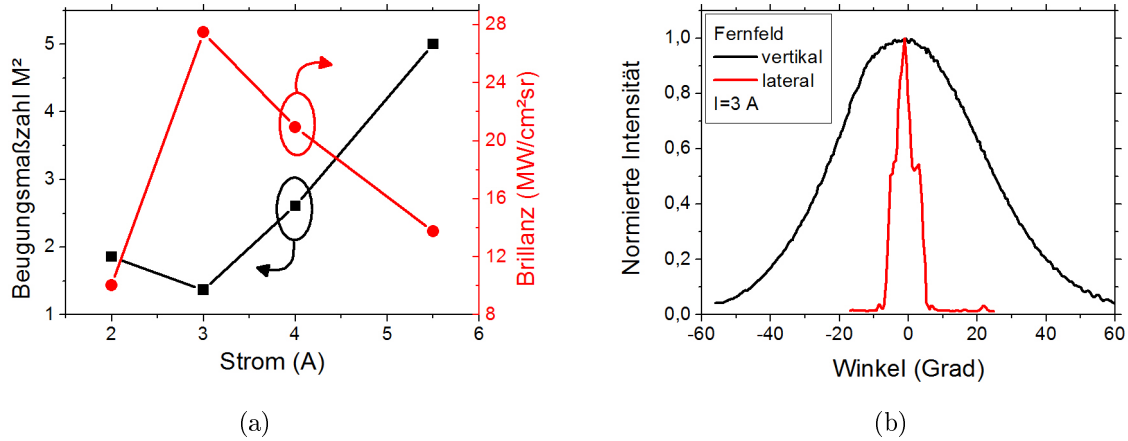


Abbildung 7.24: Strahlqualität und Fernfeld eines Taperlasers.

genverschiebung hingegen deutlich auf nur $0,09\text{ nm}/^\circ\text{C}$. Die Wellenlängenänderung auf Grund des Einflusses des DBR-Spiegels beruht nur auf der Änderung des Brechungsindex mit der Temperatur. Dieser Einfluss ist deutlich geringer als der Einfluss der Änderung der Bandlücke und erklärt somit die erhöhte Wellenlängenstabilität bei Verwendung eines DBR-Spiegels.

Abbildung 7.24(a) zeigt den M^2 -Wert des lateralen Fernfeldes eines solchen Lasers in Abhängigkeit des Betriebsstroms, der ein Maß für die Strahlqualität darstellt. Dabei gibt der M^2 -Wert die Abweichung von einem idealen beugungslimitierten, gaußförmigen Strahlprofil an, welches einem M^2 -Wert von 1 entspricht. Die Bestimmung des M^2 -wertes erfolgte über eine Analyse des Strahlradius in Abhängigkeit von dem relativen Abstand zur Laserdiode [Iso05]. Bei einem Betriebsstrom von 3 A konnte ein M^2 -Wert von nur 1,4 erreicht werden. Bei höheren Betriebsströmen erhöht sich dieser Wert bis auf 5. Dies ist vermutlich auf durch die Temperatur und Ladungsträgerinjektion verursachte Brechungsindexfluktuationen in der Tapersektion zurückzuführen [Suj03]. Außerdem ist in Abbildung 7.24(a) die Brillanz B aufgetragen, die unter der Annahme eines idealen gaußförmigen Strahlprofils in der Wachstumsrichtung gegeben ist durch [Pas08]:

$$B = \frac{P}{M^2 \cdot \lambda^2} \quad (7.4)$$

Dabei ist P die aus der Kennlinie ablesbare Ausgangsleistung des Lasers beim jeweiligen Betriebsstrom und λ die Emissionswellenlänge. Die Brillanz verknüpft so Strahlqualität und optische Leistung einer Lichtquelle. Hier wurde ein maximaler Wert von ca. $28\text{ MW}/\text{cm}^2\text{sr}$ erreicht. Abbildung 7.24(b) zeigt das laterale und vertikale Fernfeld einer solchen Struktur bei einem Betriebsstrom von 3 A. Deutlich zu sehen ist, dass das oben formulierte Ziel der lateralen und vertikalen Monomodigkeit auf Grund passender Ausgestaltung der Tapersektion (lateral) bzw. der Wellenleiterdicke (vertikal, vgl. Kapitel 7.3.4) erreicht werden konnte. Dies stellt den ersten Bericht über Taperlaser mit hoher Strahlqualität und hohen Ausgangsleistungen im Wellenlängenbereich um 1240 nm dar. Taperlaser wurden auf GaAs-Basis bisher nur bei deutlich kürzeren Wellenlängen erfolgreich demonstriert (vgl. z.B. [Sum09]).

8 Langwellige Quantenpunkte im GaInNAs-Materialsystem mit Emission bis zu 1600 nm

Quantenpunkte sind ein großes Thema in der optoelektronischen Forschung der letzten zwei Jahrzehnte gewesen. Auf Grund der weiter reduzierten Dimensionalität im Vergleich zu QFen erwartet man eine höhere Temperaturstabilität und niedrigere Schwellenstromdichten als bei QF-Lasern [Asa86]. Für mehr Details zu Vorteilen und Besonderheiten von QPen sei auf die Literatur verwiesen (z. B. [Bim99]). Allerdings ist die Emissionswellenlänge von GaAs-basierenden, kohärent verspannten, selbstorganisierten Quantenpunktlasern auf GaAs-Substrat durch Limitationen in der Verspannung und QP-Dichte bisher auf den Wellenlängenbereich um 1310 nm beschränkt [Max00; Max08]. Sehr attraktiv wäre die Erweiterung des mit QP-Lasern abdeckbaren Wellenlängenbereichs in Richtung des Telekom-Fensters bei 1550 nm. In vorangegangenen Arbeiten konnte bereits gezeigt werden, dass durch das Hinzufügen von N zu QP-Strukturen, ähnlich wie bei den zuvor diskutierten QFen, eine Rotverschiebung der Emission erreicht werden kann [Mar06; Sop00; Suz06]. Allerdings wurden auch mit diesem Ansatz bisher nur maximale Laserwellenlängen von teilweise deutlich unterhalb von 1400 nm gezeigt [Fis07; Sun04]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde deshalb neben QF-Lasern ebenfalls das Wachstum von QPen im Materialsystem GaInNAs unter dem Aspekt der Rotverschiebung der Emission untersucht.

Ausgangspunkt bilden sogenannten Dot-in-a-Well (DWELL)-Strukturen, bei denen InAs-QPe in einen asymmetrischen InGaAs-QF eingewachsen werden. Konkret wird dabei die QP-Schicht mit einer nominellen Dicke von typischerweise 2,5-3 Monolagen auf einen 1 nm dicken InGaAs-QF abgeschieden, wobei der In-Gehalt im QF im Bereich 15 bis 20 % liegt. Die QP-Schicht wird wiederum mit einem QF der gleichen Komposition und einer Dicke im Bereich von 5 nm abgeschlossen. Solche oder sehr ähnliche Strukturen sind der Standard für heutige 1,3 μm -InAs/InGaAs-QP-Laser [Kre03; Max08]. Bereits zuvor konnte gezeigt werden, dass das Hinzufügen von kleinen Mengen N zu einer solchen Struktur effektiv die Emissionswellenlänge durch die erwartete Reduktion der Bandlücke sowohl in den QPen als auch im umgebendem QF ins Rote verschiebt [Mar06]. Dieser Weg wurde nun weiter verfolgt und der N-Gehalt in den QPen und im QF für eine weitere Rotverschiebung erhöht. Abbildung 8.1 zeigt die Ergebnisse einer Serie solcher Proben, wobei der angegebene Druck jeweils den Druck in der RF-Kammer p_{RF} darstellt, der nach Kapitel 3.3 ein Maß für das durch die Plasmaquelle zur Verfügung gestellte N-Angebot und damit den zu erwartenden N-Gehalt darstellt. Wie erwartet beobachtet man in Abbildung 8.1 eine Rotverschiebung der Emission um ca. 140 nm bis zu einer Emissionswellenlänge von 1440 nm. Allerdings ist diese Rotverschiebung auch mit einer

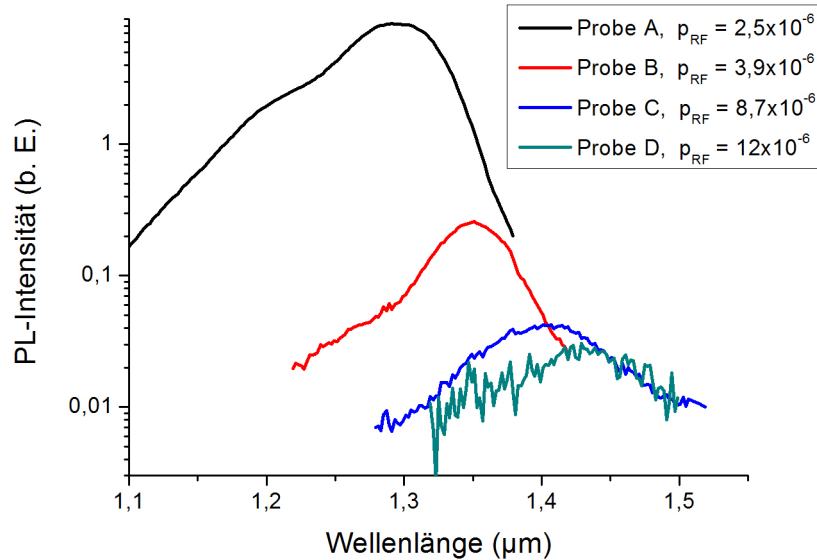


Abbildung 8.1: PL-Spektren von InAsN/GaInNAs-QP-Proben, gewachsen mit unterschiedlichem N-Angebot, welches durch den Druck in der Plasmaquellenkammer p_{RF} repräsentiert wird.

großen Reduktion der PL-Intensität um einen Faktor von ca. 300 verbunden. Berücksichtigt man, dass bei der kurzwelligsten Probe die hochenergetische Schulter im PL-Spektrum von Emission aus einem angeregten QP-Zustand stammt, so beobachtet man ebenfalls eine deutliche Verbreiterung der Spektren. Das Verschwinden der Emission aus dem angeregten Zustand bei konstanter Anregungsleistung deutet, wie die Reduktion der PL-Intensität, auf eine Zunahme nicht-strahlender Rekombinationen hin. Abbildung 8.2 zeigt REM- und AFM-Aufnahmen der Oberflächen-QPe der Proben mit der geringsten und der höchsten N-Konzentration im Vergleich. Während die QPe bei niedrigerem N-Gehalt gleichmäßig und homogen sind, erkennt man bei höherem N-Gehalt, wie die Auswertung der mit Hilfe der AFM-Aufnahmen bestimmten QP-Höhenverteilung in Abbildung 8.2 verdeutlicht, eine signifikante Inhomogenität, die sich im Auftreten zweier QP-Ensembles mit einer mittleren Höhe von einerseits 3,4 nm und andererseits 10,5 nm an Stelle eines homogenen QP-Ensembles mit einer mittleren Höhe von 6,0 nm bei der Probe mit niedrigerem N-Gehalt äußert. Ein ähnliches Verhalten wurde für N-haltige QPe auch von anderen Gruppen berichtet [Sch04]. Man beobachtet also neben der Degradation der optischen Qualität ebenso eine Veränderung der QP-Morphologie und dabei insbesondere eine Verschlechterung der Homogenität des QP-Ensembles. Durch eine Optimierung der für N-haltiges Wachstum kritischen Wachstumsparameter wie Substrattemperatur, Arsen-Fluss, etc. (vgl. Kapitel 9.1) konnte keine signifikante Verbesserung erzielt werden.

Deswegen wurde weiterhin eine andere Strategie verfolgt. Um die beobachtete Degradation der QPe zu vermeiden, wurde auf den N-Einbau in die QP-Schichten verzichtet und der Stickstoff nur in den die QPe überdeckenden QF eingebaut. Dies bedeutet theoretisch eine geringere Rotverschiebung, da sich die Bandlücke der QPe selber im Vergleich zu InAs-QPen nicht ändert. Die Rotverschiebung basiert hier nur auf dem quantenmechanischen Effekt verursacht durch die

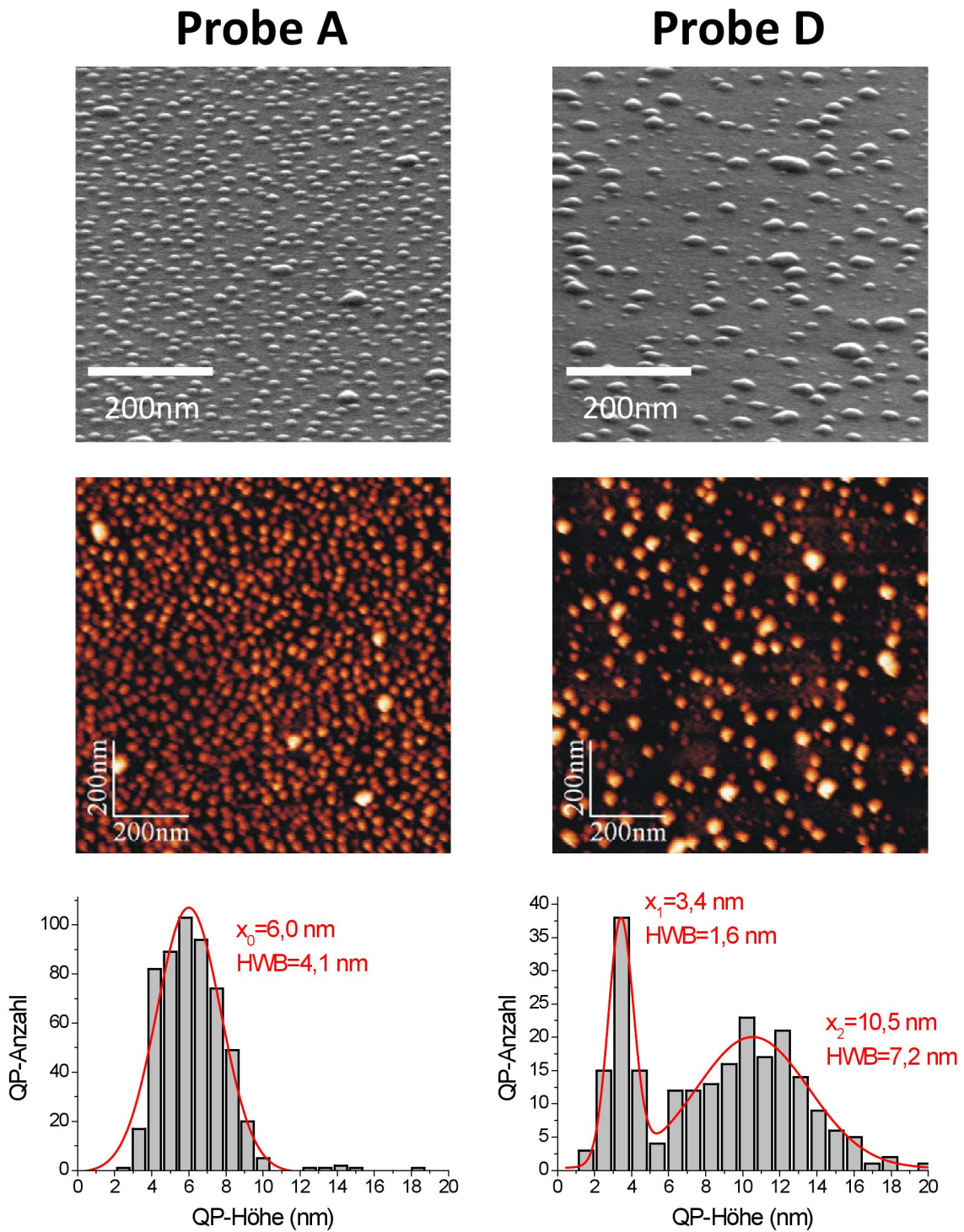


Abbildung 8.2: REM- und AFM-Aufnahmen von Oberflächen-QP'en mit wenig (Probe A) und viel (Probe D) Stickstoff.

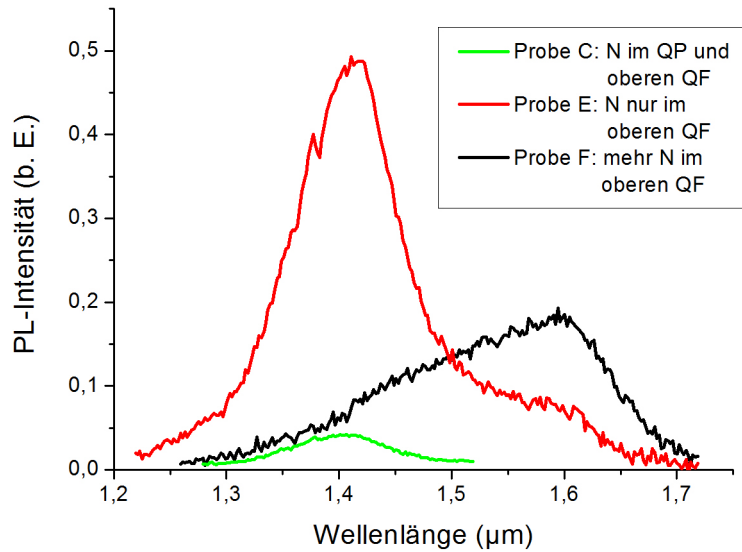


Abbildung 8.3: PL-Spektren von QP-Proben mit N in QPen und QF (Probe C) und nur im überwachenden QF (Proben E und F).

Reduktion der Barrierenhöhe des endlichen Potentialtopfes. Abbildung 8.3 zeigt PL-Spektren von Proben mit N in QPen und QF (Probe C) und einer identischen Probe mit N nur im beim Wachstum auf die QPe folgenden QF (Probe E). Deutlich erkennt man für Probe E einen signifikanten Anstieg der maximalen PL-Intensität um einen Faktor größer als 10 im Vergleich zur Probe C. Entgegen der ursprünglichen Erwartung emittieren beide Proben bei etwa gleicher Wellenlänge. Dies ist wohl auf die veränderte QP-Morphologie zurückzuführen. Abbildung 8.4 zeigt REM-Aufnahmen von Oberflächen-QPen beider Proben. Wie erwartet zeigt die Probe E ohne N-Einbau in die QPe eine gute QP-Homogenität mit ähnlichen QP-Größen wie die oben gezeigte Probe A mit dem niedrigsten N-Gehalt in den QPen (vgl. Abbildung 8.2), während die Probe C mit N-Einbau in den QPen ebenfalls analog zu obiger Beobachtung zwei unterschiedliche QP-Größenensembles erkennen lässt. Es liegt die Vermutung nahe, dass man bei dieser Probe nur Emission aus den kleineren QPen beobachtet, während die größeren QPe optisch inaktiv sind. Ein solches Verhalten wurde durch andere Untersuchungen an QPen aus diesem Materialsystem bestätigt und auf Versetzungen in den großen QPen zurückgeführt [Sch04]. Die durch die Erhöhung der Bandlücke erwartete Blauverschiebung der Emission für die Probe ohne N in den QPen wird offensichtlich durch eine Rotverschiebung, verursacht durch die Erhöhung der Potentialtopf-Breite durch eine Vergrößerung der QPe, ausgeglichen, so dass man schließlich eine Emission bei quasi identischer Wellenlänge beobachtet. Trotz einer signifikanten Verbesserung der PL-Intensität liegt diese immer noch um einen Faktor von ca. 20 unterhalb der PL-Intensität der Referenzprobe A mit sehr niedrigem N-Gehalt in Abbildung 8.1. Entsprechend konnte auf Basis solcher QP keine Lasertätigkeit gezeigt werden. Gleichzeitig beobachtet man in den PL-Spektren eine langwellige Schulter, deren Ursprung unklar bleibt.

Erhöht man den N-Gehalt im QF, so ergibt sich der Erwartung entsprechend eine weitere Rotverschiebung der Emission. Eine solche Probe ist ebenfalls in 8.3 gezeigt (Probe F).

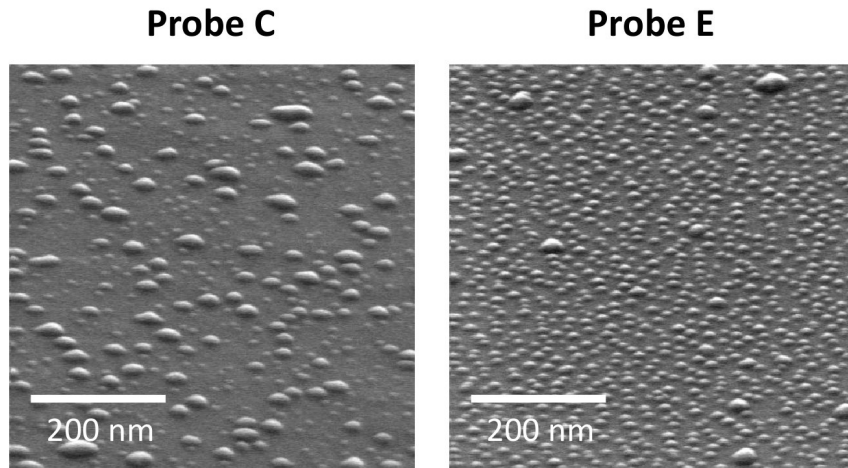


Abbildung 8.4: REM-Aufnahmen von Oberflächen-QPen mit N (Probe C) und ohne N im QF (Probe E).

Es konnte RT-PL-Emission mit einem Maximum bei einer sehr langen Wellenlänge von ca. 1600 nm gezeigt werden, allerdings bei deutlicher Verbreiterung der Emission. Auf Grund dieser Verbreiterung reicht der langwellige Teil der Emission hinauf bis zu einer Wellenlänge von knapp 1700 nm. Gleichzeitig reduziert sich jedoch die maximale PL-Intensität um einen Faktor von ca. 2,7. Parallel verringert sich die integrierte PL-Intensität auf Grund der deutlichen Verbreiterung der Emission nur um einen Faktor von ca. 1,8. Die maximale Wellenlänge, bei der RT-PL-Emission beobachtet werden konnte, lies sich allerdings mit Probe F ohne N-Einbau in die QPe selber auf 1600 nm erhöhen. Dies stellt eine der langwelligsten bisher berichteten PL-RT-Emissionswellenlängen auf GaAs-Substrat dar. Wang *et al.* berichteten Emission bei $1,71 \mu\text{m}$ Wellenlänge bei Verwendung von GaInNAs-QFen, allerdings mit einer vergleichsweise niedrigen PL-Intensität. Für kohärent verspannt auf GaAs-Substrat gewachsene QPe wurden bisher maximale Wellenlängen im Bereich unter 1600 nm berichtet [Tat01; Hsi05], teilweise unter Verwendung ähnlicher Ansätze [Ust03; Gan03; Hug08]. Längere Wellenlängen wurden nur durch Verwendung von aufwendigeren Techniken wie beispielsweise der Verwendung von GaAsSb-QFen für das Überwachsen der QP erreicht, wobei man allerdings den Übergang zu einem ineffizienten Typ-II-Heteroübergang beobachtet [Liu06]. Für die oben gezeigten Proben kann man von nahezu idealen QPen ausgehen, da ja auf den N-Einbau in die QP-Schichten verzichtet wurde. Die trotzdem vergleichsweise schlechte PL-Emission lässt sich im Wesentlichen durch zwei Punkte erklären:

- **RTA:** Wie in Kapitel 6 bereits diskutiert wurde, ist thermisches Ausheilen wichtig, um eine gute Qualität N-haltiger Schichten zu erreichen. Andererseits ist thermisches Ausheilen für die QPe schlecht, da atomare Interdiffusion in diesen hochverspannten Systemen eine größere Rolle spielt als beispielsweise bei QFen und die Morphologie der QPe ver-

ändert. Man beobachtet nicht nur eine signifikante, unerwünschte Blauverschiebung der Emission, sondern auch eine Abnahme der PL-Intensität. Das Ausheilen kann sogar zum „Auflösen“ der QPe bzw. Umwandeln der QPe in einen QF führen [Xu98]. Dieses Problem ist für alle Kombinationen aus QPen und N-haltigen Strukturen wie etwa auch Strukturen zur Tunnelinjektion in QPe [Rud09] oder QP-Quantenkaskadenlaser-Strukturen mit N-haltigem Injektor [Liu08] vorhanden und bei Überlegungen zu komplexeren Bauteilen auf Basis N-haltiger Strukturen zu berücksichtigen. Die schlechte Qualität des unausgeheilten, N-haltigen QFs reduziert also insgesamt die optische Qualität der Probe.

- **Aktivierte Phasenseparation:** Nach dem Modell der aktivierten Phasenseparation von Maximov *et al.* [Max00] führt das Überwachsen von InAs-QPen mit einem verspannten QF zu einer Art Phasenseparation. Innerhalb des Spannungsfeldes der QPe findet man im überwachsenden QF einen erhöhten In-Gehalt. Man hat also nicht mehr klar definierte InAs-QPe, sondern QPe, die sich aus dem eigentlichen QP-Material und Material aus dem umgebenden QF zusammensetzen. Bringt man nun N in den QF ein und reduziert so die Qualität des QFs, so wirkt sich dies folglich auch auf die QP selber aus und verschlechtert deren Eigenschaften.

Zusammenfassend konnte die PL-Emission von GaAs-basierenden pseudomorphen InAs(N)/-GaInNAs-QPen durch eine systematische Untersuchung von Barrierendesign und Wachstum zu längeren Wellenlängen verschoben werden und die PL-Intensität als Maß für die optische Qualität dieser Strukturen erhöht werden. Obwohl die optische Qualität zu gering war, um Laseremission im Wellenlängenbereich um $1,55 \mu\text{m}$ zu erreichen, belegen die erzielten Ergebnisse die Verwendbarkeit für langwellige Lichtemission auch bei RT aus diesen QPen auf GaAs-Substrat. Dies eröffnet neben Laserstrukturen vielfältige weitere Anwendungsmöglichkeiten. So wurde beispielsweise die Verwendung solcher QPe für im Telekom-Fenster bei $1,31 \mu\text{m}$ arbeitende Einzelphotonenquellen diskutiert [Str09], da Tieftemperaturemission herkömmlicher InAs/In(Ga)As-QPe bei dieser Wellenlänge nur mit Verwendung spezieller und aufwendiger Wachstumsverfahren zu erreichen ist [Li06; War05].

9 Diodenlaser für den Telekombereich um 1550 nm

9.1 Optimierung der Wachstumsparameter

Im vorangegangenen Kapitel wurde versucht, QPe im GaInNAs-Materialsystem für eine Anwendung als aktiver Bereich von GaAs-basierenden Halbleiterlasern mit Emissionswellenlängen bis hinauf zum dritten Telekom-Fenster herzustellen. Auf Grund der beobachteten strukturellen und optischen Verschlechterung der QPe bei höheren Emissionswellenlängen konnte allerdings kein Laserbetrieb in diesem Wellenlängenbereich gezeigt werden. Diese Degradation konterkariert die theoretischen Vorteile von QP-Lasern wie etwa die niedrigere Schwellenstromdichte. Folglich wurde im weiteren Verlauf der Arbeit, ähnlich wie bei den Hochleistungslasern in Kapitel 7, auf QFe als aktiver Bereich zur Herstellung von Laser im Wellenlängenbereich um 1550 nm gesetzt.

Wie in Kapitel 2 bereits diskutiert, ist im Wellenlängenbereich um 1550 nm das Wachstum optisch hochwertiger Schichten auf Grund des notwendigen höheren N-Gehaltes deutlich schwieriger als beispielsweise bei den deutlich kurzweilliger emittierenden QF-Lasern in Kapitel 7. Entsprechend sind umfangreichere Optimierungsarbeiten für das Wachstum des aktiven Bereichs notwendig. Diese wurden im Rahmen dieser Arbeit auf Grund des geringeren Aufwands hauptsächlich an Teststrukturen bestehend nur aus dem aktiven Bereich, also GaInNAs-QF und Barrieren eingebettet in undotiertes GaAs, durchgeführt. Die Charakterisierung dieser Teststrukturen mit Hilfe von PL liefert durch systematische Untersuchung von maximaler Intensität, HWB und Wellenlänge der PL-Emission Informationen über die optische Qualität des aktiven Bereichs. Auf Grund des signifikanten Einflusses von RTA auf die optische Qualität erfolgte jeweils eine ausführliche Charakterisierung dieser Strukturen in Abhängigkeit der verwendeten Ausheilparameter. Zunächst werden im Folgenden die wichtigsten Ergebnisse dieser Optimierungsarbeiten vorgestellt, während im Anschluss die besten erzielten Laserbauteile und die dazugehörigen Daten gezeigt werden. Auf Basis dieser Grundcharakterisierung an BA-Laserbauteilen werden vielversprechende Strukturen identifiziert, mit denen anschließend cw-Betrieb von RWG- und Distributed Feedback (DFB)-Lasern demonstriert wird.

9.1.1 Probenaufbau

In den Teststrukturen wurden 7 nm dicke $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ -QFe verwendet. Der In-Gehalt x lag dabei um die 38 %. Der N-Gehalt y variierte auf Grund der unterschiedlichen Wachstumsparameter um ca. 4,5 %. Da, wie die folgenden Ergebnisse belegen werden, das Ausheilen

bei diesen langwelligen Strukturen einen signifikanten Einfluss auf die Emissionswellenlänge von über 100 nm haben kann und sich die Blauverschiebung beim RTA durch unterschiedliche Wachstumsparameter ändert, ist hier allerdings weniger der exakte N-Gehalt, sondern die Emissionswellenlänge im Ausheiloptimum wichtig. Aus den unterschiedlichen Wachstumsraten und Parametern ergibt sich bei Verwendung von $\text{GaAs}_{1-y}\text{N}_y$ -Barrieren in diesen ein N-Gehalt y im Bereich von ca. 6 %. Der Aufbau der Laserstrukturen, in die diese QFe integriert wurden, war ähnlich zu dem der kurzwelligeren Standardlaser in Kapitel 7.3.1. Die QFe wurden jeweils in die Mitte eines 380 nm dicken hauptsächlich undotierten Wellenleiters eingebettet, der von 1500 nm dicken Mantelschichten aus $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ umgeben ist. Die Kontaktschicht besteht aus 100 nm hoch p-dotiertem GaAs. Die Bestimmung der Materialzusammensetzung erfolgt mit Hilfe von Kalibrationsproben auf Basis der in Kapitel 4.3 beschriebenen Verfahren.

9.1.2 Einfluss des Barrierenmaterials

Als erstes wird der Einfluss des den QF umgebenden Barrierenmaterials untersucht. Die Verwendung von tensil verspannten GaAsN-SCLs bietet die Möglichkeit der teilweisen Kompensation der Verspannung des kompressiv verspannten QFs (vgl. Kapitel 2.3). Gleichzeitig führt die Absenkung der Barrierenhöhe quantenmechanisch zu einer Reduktion der Energie des QF-Grundzustandes und damit zu einer Rotverschiebung der Emission. Zusätzlich wurde auch die Verwendung von quarternären Barrieren ebenfalls aus GaInNAs mit niedrigerem In-Gehalt diskutiert [Gol05; Jin08; Liu03]. Ein weiteres Absenken der Barrierenhöhe im Vergleich zu GaAsN-SCLs führt hier zu einer weiteren Rotverschiebung der Emission. Folglich ist zum Erreichen der gleichen Wellenlänge ein niedrigerer N-Gehalt notwendig und die Anzahl mit dem N-Einbau verbundener Defekte reduziert sich. Andererseits ist hier keine Verspannungskompensation mehr gewährleistet. Im Gegenteil kann sich, je nach Zusammensetzung der GaInNAs-Barrieren, die Gesamtverspannung im System sogar erhöhen. Für die Untersuchung des Einflusses der Barrieren im Rahmen dieser Arbeit wurde im Gegensatz zu den oben genannten Literaturberichten ein etwas anderer Ansatz gewählt: Untersucht wurden nicht gleiche Emissionswellenlängen, sondern identische QFe mit unterschiedlichen Barrieren. Dies erlaubt einen besseren Einblick in den Einfluss des Barrierenmaterials auf die optische Qualität und zwar entkoppelt von einem Einfluss unterschiedlicher QFe. Abbildung 9.1 zeigt die Ergebnisse der Auswertung von PL-Spektren entsprechender Proben in Abhängigkeit von der Ausheildauer. Man beobachtet eine signifikante Rotverschiebung der Emission bei Verwendung von GaAsN- bzw. GaInNAs-Barrieren. Bei unausgeheilten Proben beträgt diese 88 nm für GaAsN-Barrieren bzw. 144 nm für GaInNAs-Barrieren im Vergleich zu GaAs-Barrieren. Auf Grund einer unterschiedlichen Blauverschiebung beim Ausheilen reduziert sich die Rotverschiebung nach fünf-minütigem Ausheilen auf 62 nm bzw. 96 nm. Gleichzeitig ist die HWB für GaAsN- und GaInNAs-Barrieren vergleichbar um die 40 meV, allerdings deutlich höher als bei GaAs-Barrieren, wo je nach Ausheildauer Werte zwischen 29 und 34 meV gemessen wurden. Den wichtigsten Unterschied erkennt man bei der PL-Intensität in Abhängigkeit von der Ausheildauer. Die PL-Intensität der Proben mit GaAs- und GaAsN-Barrieren im unausgeheilten Zustand ist trotz der deutlich rot verschobenen Emission der GaAsN-Barrieren vergleichbar. Das

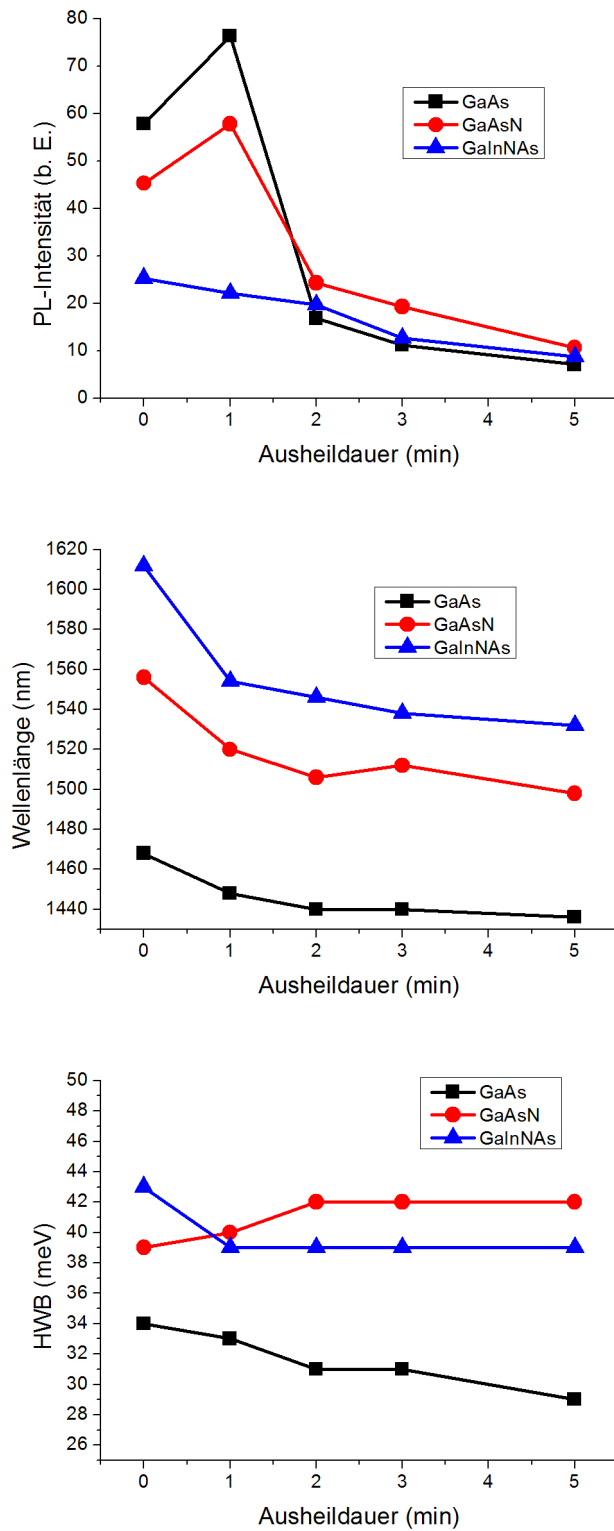


Abbildung 9.1: Einfluss der Barrieren um den GaInNAs-QF auf die optische Qualität und das Ausheilverhalten.

Maximum mit ebenfalls vergleichbarer Intensität wird jeweils nach ein-minütigem Ausheilen erreicht. Anschließend beobachtet man eine Degradation der PL-Intensität, wobei diese im Falle der GaAsN-Barrieren langsamer zu sein scheint. Die GaInNAs-Barrieren zeigen hier einen deutlichen Nachteil: Die PL-Intensität der unausgeheilten Proben ist bereits niedriger als die der beiden anderen Proben. Weiterhin beobachtet man nach Ausheilen lediglich eine Abnahme der PL-Intensität. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Probe ihr Ausheiloptimum bereits deutlich früher erreicht und in diesem Fall selbst ein kurzes Ausheilen von nur einer Minute schon zu einer Degradation der optischen Qualität führt. Vor dem Hintergrund möglicher Probleme durch das Überausheilen beim Einsatz von GaInNAs-QFen in Bauteilen (vgl. dazu die folgenden Ergebnisse in Kapitel 9.2) erscheint somit die Verwendung von GaAsN-Barrieren vorteilhaft. Sie bieten eine deutliche Rotverschiebung gegenüber GaAs-Barrieren bei gleichzeitig vergleichbarer PL-Intensität, während der QF weniger empfindlich in Bezug auf Überausheilen ist. Dies äußert sich durch eine im Vergleich zu GaAs-Barrieren langsamere Degradation bei überausgeheilten Strukturen. Bei GaInNAs-Barrieren wird im Gegensatz zu den beiden anderen untersuchten Proben nur eine Reduktion der PL-Intensität beobachtet. Ein Zusammenhang des Überausheilens mit der Gesamtverspannung der Struktur oder der lokalen Verspannung an den Grenzflächen zwischen QF und Barrieren erscheint naheliegend. Ähnliche Ergebnisse wurden von Liu *et al.* beim Vergleich von GaAs- und GaAsN-Barrieren berichtet [Liu07b]. Bank *et al.* diszierten zudem einen möglichen Zusammenhang des Ausheilverhaltens mit der Verspannung [Ban06]. Auf Grund der vorteilhaften Ergebnisse der GaAsN-Barrieren, insbesondere im Hinblick auf das Ausheilverhalten, wurden im weiteren Verlauf vorwiegend Strukturen mit GaAsN-Barrieren verwendet.

9.1.3 Substrattemperatur

Nun soll der Einfluss der Substrattemperatur während des Wachstums betrachtet werden. Abbildung 9.2 zeigt die Ergebnisse der PL-Charakterisierung einer Serie von Proben, die mit Wachstumstemperaturen zwischen 360 °C und 400 °C gewachsen wurden. Auf Grund der Ergebnisse in Kapitel 9.1.2 wurden GaAsN-Barrieren für diese Proben verwendet. Bei der Emissionswellenlänge erkennt man sowohl für die ausgeheilten als auch für die unausgeheilten Proben eine Rotverschiebung mit steigender Substrattemperatur. Die höchste PL-Intensität der unausgeheilten Proben wird bei der niedrigsten untersuchten Substrattemperatur von 360 °C gemessen. Nach dem Ausheilen ergibt sich jedoch ein abweichendes Bild: Die Verbesserung der PL-Intensität um einen Faktor von maximal ca. 1,7 nach 20-minütigem RTA ist bei der 360 °C-Probe vergleichsweise gering. Die absolut höchste PL-Intensität wurde mit der bei 380 °C gewachsenen Probe erreicht. Diese Probe zeigt einen deutlich höheren Einfluss der RTA-Behandlung. Im Vergleich zur relativ geringen PL-Intensität der unausgeheilten Probe ergibt sich eine Verbesserung um einen Faktor von über 20. Bei der Probe mit der höchsten Wachstumstemperatur beobachtet man ebenfalls einen signifikanten Einfluss des RTA. Nach 30-minütigem Ausheilen erhält man einen Anstieg der PL-Intensität um einen Faktor 10, allerdings im Vergleich zu einer extrem niedrigen Intensität der unausgeheilten Probe. Die PL-Intensität steigt mit der Ausheildauer an. Das Ausheiloptimum wurde im untersuchten Zeitraum offen-

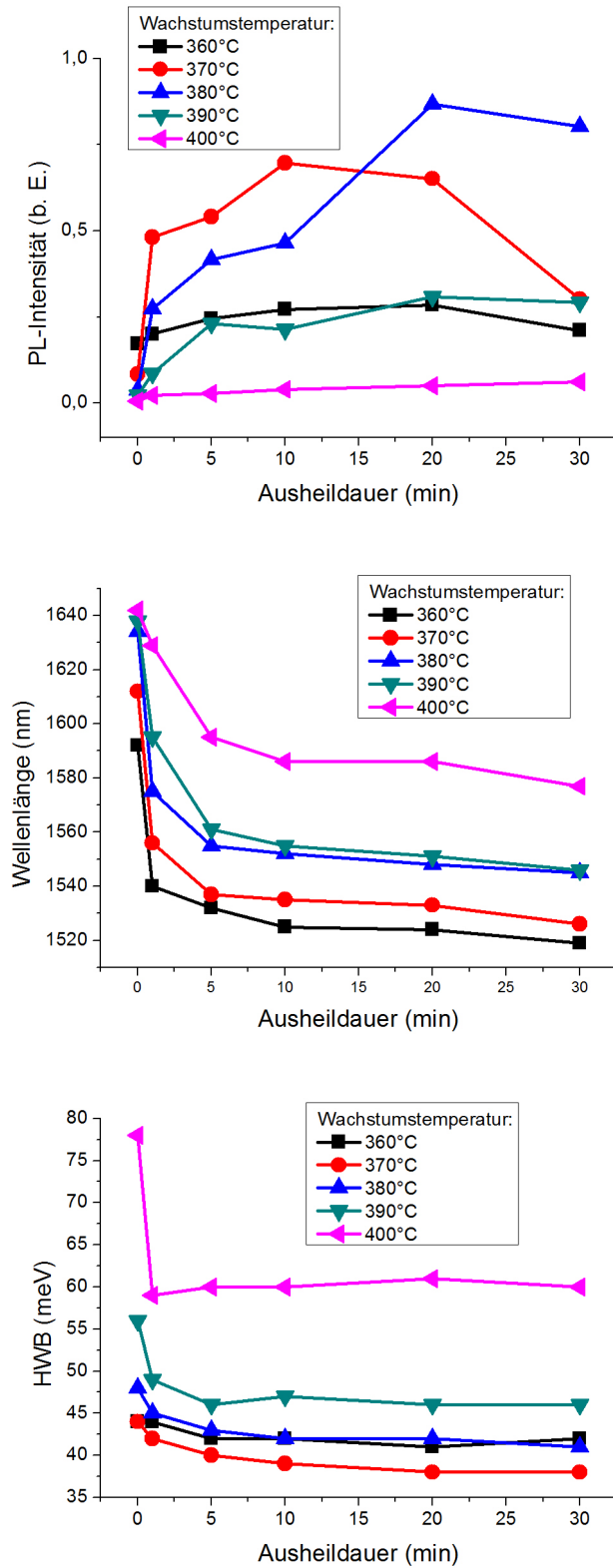


Abbildung 9.2: Einfluss der Wachstumstemperatur auf die optische Qualität von GaInNAs-QFen.

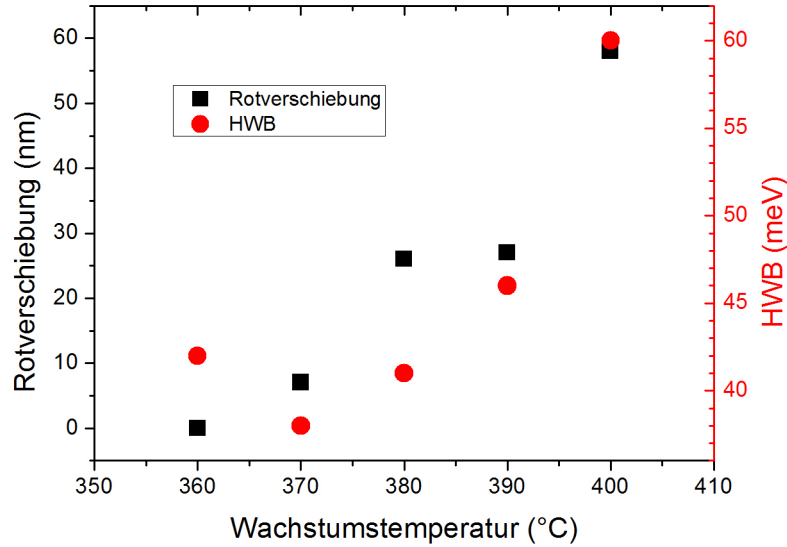


Abbildung 9.3: Wellenlänge und HWB nach 30-minütigem Ausheilen in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur.

sichtlich noch nicht erreicht. Folglich lässt sich ein höherer Einfluss des RTA für noch längere Zeiten vermuten. Dies wurde allerdings nicht weiter untersucht, da man bei dieser Probe eine signifikant höhere HWB im Bereich von 60 meV und größer auch nach dem RTA beobachtet. Dies ist, neben der geringen PL-Intensität, ein eindeutiger Beweis für eine Degradation der Schichtqualität durch Inhomogenitäten des QFs, die durch die einsetzende Phasenseparation bei der erhöhten Wachstumstemperatur verursacht wird. Die maximal erreichte PL-Intensität der bei 380 °C gewachsenen Probe liegt jeweils um einen Faktor 3 bzw. 4 über der maximalen PL-Intensität der bei 360 °C bzw. 390 °C gewachsenen Proben. Bei einer genaueren Betrachtung der HWB ergibt sich ein abweichendes Ergebnis: Die Proben zeigen umso bessere HWBen, je niedriger die Wachstumstemperatur ist. Dies erklärt sich durch die reduzierte Beweglichkeit der Adatome auf der Substratoberfläche bei niedrigeren Wachstumstemperaturen, die folglich um so effizienter die Phasenseparation zu vermeiden hilft, je niedriger die Temperatur ist. Der Anstieg der HWB mit der Substrattemperatur sowohl der unausgeheilten Proben, wie auch der Proben nach RTA ist allerdings mit 4 meV im Temperaturbereich 360 °C bis 380 °C moderat. Die beobachteten HWB liegen im Bereich 44 bis 48 meV bzw. 38 bis 42 meV für die unausgeheilten bzw. ausgeheilten Proben. Diese Ergebnisse für die HWB sind vergleichbar mit den besten in der Literatur berichteten Werten für GaInNAs-QFe in diesem Wellenlängenbereich, die um die 40 meV betragen [Gol05; Liu03]. Etwas niedrigere Werte im Bereich von 35 meV wurden bei ähnlicher Emissionswellenlänge bisher nur bei Verwendung von quinären GaInNAsSb-QFen berichtet [Gup06b; Ban07]. Für Wachstumstemperaturen über 390 °C sieht man jedoch einen deutlichen Anstieg der HWB auf knapp 80 meV (unausgeheilt) bzw. 60 meV (ausgeheilt) durch die erhöhte Phasenseparation. Bei der Emissionswellenlänge erhält man eine Rotverschiebung der Emission sowohl bei den ausgeheilten wie auch den unausgeheilten Proben mit steigender Wachstumstemperatur. Aus einer thermodynamischen Betrachtung des idealen

GaInNAs-Wachstums erwartet man bei diesen niedrigen Wachstumstemperaturen eigentlich keinen Einfluss der Substrattemperatur [Odn01]. Nicht berücksichtigt werden in diesem Modell allerdings die bei höheren Temperaturen steigenden Effekte der Phasenseparation. Diese führen schon vor dem Einsetzen von 3D-Wachstum, welches in rauen Grenzflächen resultiert [Gee06], bereits zu lateralen Fluktuationen in der QF-Komposition, die sich beispielsweise mit TEM beobachten lassen [Lun07; Kon08]. Auf dieser Basis wurde die Rotverschiebung von McGee *et al.* auf Emission aus durch die Kompositionsfluktuationen verursachten QP-ähnlichen Emittern mit lokal sehr hohen N-Gehalten zurückgeführt [McG07].

Abbildung 9.3 zeigt die Rotverschiebung der Emissionswellenlänge relativ zur kurzwelligsten, bei 360 °C gewachsenen Probe und die entsprechenden HWBen in Abhängigkeit von der Substrattemperatur nach 30-minütigem Ausheilen, also in einem Bereich, in dem diese Werte für alle Proben bereits einigermaßen konstant sind (vgl. Abbildung 9.2). Passend zur vorangegangenen Diskussion sieht man einen signifikanten Anstieg der Rotverschiebung begleitet von einer Zunahme der HWB bei steigender Temperatur. Höhere Substrattemperaturen haben eine höhere Amplitude der Kompositionsfluktuationen im QF zur Folge [Kon08]. Entsprechend erhöht sich der N-Gehalt in den QP-ähnlichen Emittern und man beobachtet eine zunehmende Rotverschiebung der Emission gemeinsam mit einem Anstieg der HWB, die als Maß für die Kompositionsfluktuationen dienen kann.

In Bezug auf das Ausheilverhalten ergibt sich, abgesehen von der bei der höchsten Temperatur gewachsenen Probe, kein signifikanter Einfluss der Substrattemperatur. Das PL-Maximum wird für alle Proben nach einer Ausheilzeit im Bereich von 10-20 min erreicht. Bei einer Betrachtung der Blauverschiebung beobachtet man nach 30-minütigem Ausheilen eine leichte Reduktion von 37 meV bei der Probe mit der niedrigsten Temperatur, auf 31 meV bei der höchsten Temperatur. Auch dies lässt sich im oben beschriebenen Bild der Kompositionsfluktuationen verstehen. Eine Struktur mit geringeren Fluktuationen lässt sich durch identisches RTA effizienter homogenisieren als eine Struktur mit großen Fluktuationen [McG07].

Zusammenfassend bleibt zu sagen, dass bereits sehr kleine Unterschiede im Bereich von einigen °C in der Substrattemperatur während des Wachstums einen signifikanten Einfluss auf die mit PL untersuchte Qualität der QFe haben. Dies rechtfertigt die in Kapitel 3.2 diskutierte Vorgehensweise für eine möglichst exakte Temperaturmessung bzw. -kontrolle. Bei sehr niedrigen Wachstumstemperaturen beobachtet man sehr gute HWBen, die mit höheren Temperaturen leicht ansteigen. Gleichzeitig können die besten PL-Intensitäten nur mit höheren Temperaturen unter Inkaufnahme eines moderaten Anstiegs der HWB erreicht werden. Zu hohe Wachstumstemperaturen führen auf Grund der Phasenseparation zu einer deutlichen Degradation der optischen Qualität. Die hier dargestellten Ergebnisse für die PL-Intensitäten und Wellenlängen der unausgeheilten Proben decken sich mit den Beobachtungen durch Jaschke *et al.* [Jas05]. Allerdings erfolgte dort keine Analyse des Ausheilverhaltens. Die vorgestellten Ergebnisse verdeutlichen die Wichtigkeit einer entsprechenden Untersuchung: Die höchsten PL-Intensitäten im ausgeheilten Zustand werden mit Proben erreicht, die im unausgeheilten Zustand eine niedrigere PL-Intensität als andere Proben aufwiesen.

9.1.4 Arsen-Fluss

Um den Einfluss des Arsen-Flusses während des QF-Wachstums zu untersuchen, wurde der Einfluss des Verhältnisses der BEPs der Gruppe-V-Elemente im Verhältnis zur Summe der Gruppe-III-BEPs betrachtet. Der Beitrag des Stickstoffs zum Gruppe-V-BEP bleibt dabei unberücksichtigt, da er nicht direkt messbar ist. Der Grund hierfür ist, dass das BFM bei der Messung des BEPs nicht zwischen aktivem, dissoziiertem N und nicht-dissoziiertem, das Wachstum nicht beeinflussendem N₂ unterscheiden kann. Das Verhältnis der Flüsse ist dann gegeben durch:

$$R_{BEP} = \frac{BEP(As)}{BEP(Ga) + BEP(In)} \quad (9.1)$$

Ein niedrigerer Arsen-Fluss hat also bei konstanten Gruppe-III-Flüssen eine Reduktion des R_{BEP} zur Folge. Abbildung 9.4 zeigt die Auswertung der PL-Charakterisierung einer Serie von Proben, die mit unterschiedlichem R_{BEP} bei konstanter Wachstumstemperatur von 380 °C gewachsen wurden. Man erkennt deutlich:

- Eine Rotverschiebung beim Wachstum mit reduziertem Arsen-Fluss und entsprechend reduziertem R_{BEP} . Diese lässt sich aus der thermodynamischen Betrachtung des GaInNAs-Wachstums erwarten [Odn01] und durch eine reduzierte Konkurrenz um die Gruppe-V-Gitterplätze bei reduziertem R_{BEP} , die einen erhöhten N-Einbau zur Folge hat, anschaulich verstehen.
- Eine Erhöhung der HWB beim Wachstum mit reduziertem R_{BEP} . Der Grund hierfür ist der leicht steigende N-Gehalt. Bei ansonsten identischen Wachstumsparametern wird bei höherem N-Gehalt eine geringere Homogenität erreicht.
- Eine Verschiebung des Ausheiloptimums (also der Ausheildauer, die zur maximalen PL-Intensität führt) mit reduziertem R_{BEP} zu längeren Zeiten. Die Effekte, die zur Degradierung der optischen Qualität bei exzessivem Ausheilen führen, sind noch nicht verstanden (vgl. Diskussion in Kapitel 6.1). Naheliegender ist die Vermutung, dass der reduzierte Arsen-Fluss zu einem effizienteren N-Einbau und damit beispielsweise zu weniger N-Atomen auf Zwischengitterplätzen führt, was sich positiv auf das Ausheilverhalten auswirken könnte. Möglich erscheint auch ein Einfluss des etwas höheren N-Gehaltes im QF und den Barrieren (vgl. Kapitel 9.1.2).

Abbildung 9.5 zeigt die PL-Intensität, die Emissionswellenlänge und die HWB jeweils im Ausheiloptimum in Abhängigkeit vom verwendeten R_{BEP} . Man erkennt eine leichte Rotverschiebung relativ zum höchsten R_{BEP} -Wert. Bei kleineren R_{BEP} -Werten ist die Wellenlänge jedoch in etwa konstant. Dies lässt sich auf zwei gegenläufige Effekte zurückführen. Während einerseits der reduzierte R_{BEP} -Wert den N-Einbau erhöht und die Blauverschiebung beim Ausheilen relativ zur unausgeheilten Probe reduziert, wird gleichzeitig die Blauverschiebung durch die längere Zeit, die notwendig ist, um das Maximum zu erreichen, erhöht. Einen nahezu konstanten Wert beobachtet man auch bei der HWB im Ausheiloptimum. Die maximal erreichbare PL-Intensität ist ebenfalls nahezu konstant und nimmt nur für den niedrigsten R_{BEP} -Wert

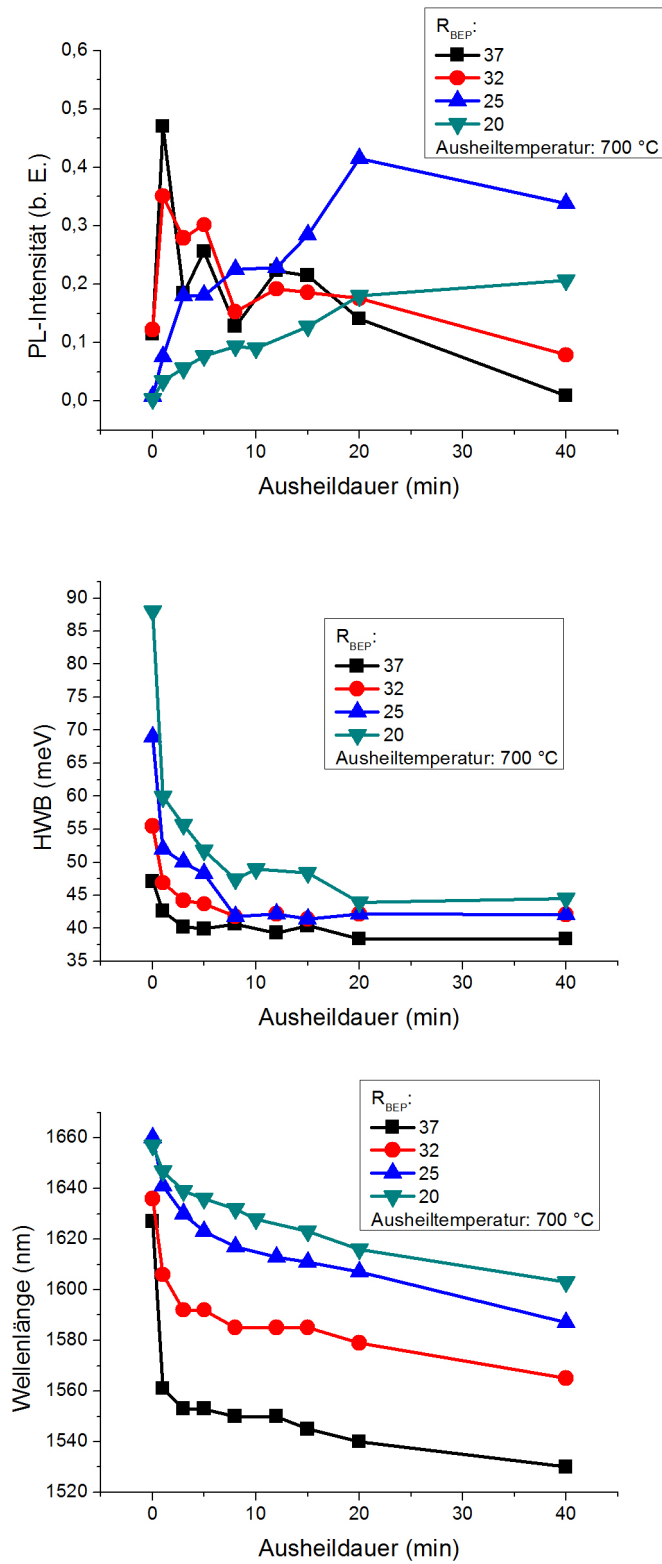


Abbildung 9.4: Einfluss unterschiedlicher Arsen-Flüsse auf das Ausheilverhalten.

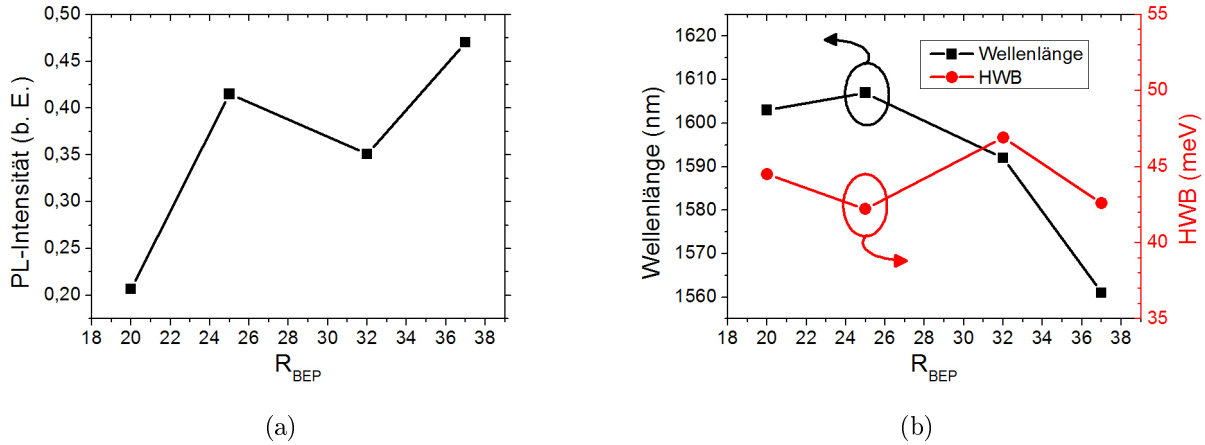


Abbildung 9.5: PL-Intensität, Emissionswellenlänge und HWB in Abhängigkeit vom verwendeten R_{BEP} unter jeweils optimalen Ausheilbedingungen.

leicht ab. Mit einer Variation des verwendeten As-Flusses hat man also einen Wachstumsparameter, der es erlaubt, relativ einfach GaInNAs-QFe mit maßgeschneidertem Ausheilverhalten herzustellen. Dies ist insbesondere im Hinblick auf die Anwendung in Lasern essentiell sein (vgl. Kapitel 9.2).

9.1.5 Einfluss des Arsen-Modus

Wie in Kapitel 3.1 diskutiert, verfügt die für das Wachstum der Strukturen verwendete MBE-Anlage über eine Arsen-Cracker-Zelle. Diese Zelle verfügt an der Zellenöffnung über eine zusätzliche Heizung in der sogenannten Cracker-Zone. Sublimiert man metallisches Arsen im UHV, so erhält man einen Molekularstrahl, der hauptsächlich aus As_4 besteht. Durch die zusätzliche Heizung der Cracker-Zone kann das As_4 thermisch weiter in As_2 aufgespalten werden, wobei sich der Anteil von As_2 über die Temperatur der Cracker-Zone einstellen lässt. Vom Hersteller werden typische Temperaturen für die Cracker-Zone von 550 bis 650 °C im As_4 -Modus für einen Molekularstrahl hauptsächlich aus As_4 bzw. 800 bis 1000 °C im As_2 -Modus für einen Molekularstrahl hauptsächlich aus As_2 angegeben [Vee00]. Abbildung 9.6 zeigt die Auswertung zweier Proben, die einmal im As_2 -Modus und einmal im As_4 -Modus gewachsen wurden. Auf das Ausheilverhalten scheint der As-Modus keinen Einfluss zu haben, die Tendenz ist ähnlich. Die PL-Intensität in Abbildung 9.6(a) ist für beide Proben vergleichbar. Die Wellenlänge der im As_2 -Modus gewachsenen Proben ist sowohl unausgeheilt als auch nach dem Ausheilen um ca. 15 nm kürzer, was allerdings im Bereich der normalen Wachstumsschwankungen in diesem Wellenlängenbereich liegt. Einen deutlicheren Einfluss beobachtet man allerdings bei der HWB. Es ergibt sich eine Reduktion der HWB von 51 meV auf 47 meV (unausgeheilt) bzw. 43 meV auf 39 meV (nach 30-minütigem Ausheilen) bei Verwendung des As_2 -Modus. Dies deutet auf eine bessere Homogenität der im As_2 -Modus gewachsenen Struktur hin. Ein ähnlicher Effekt wurde von Takata *et al.* für das Wachstum von GaAsN-Strukturen berichtet [Tak08]. Für das Wachstum von GaInNAs oder GaInNAsSb sind keine entsprechenden systematischen Untersuchungen

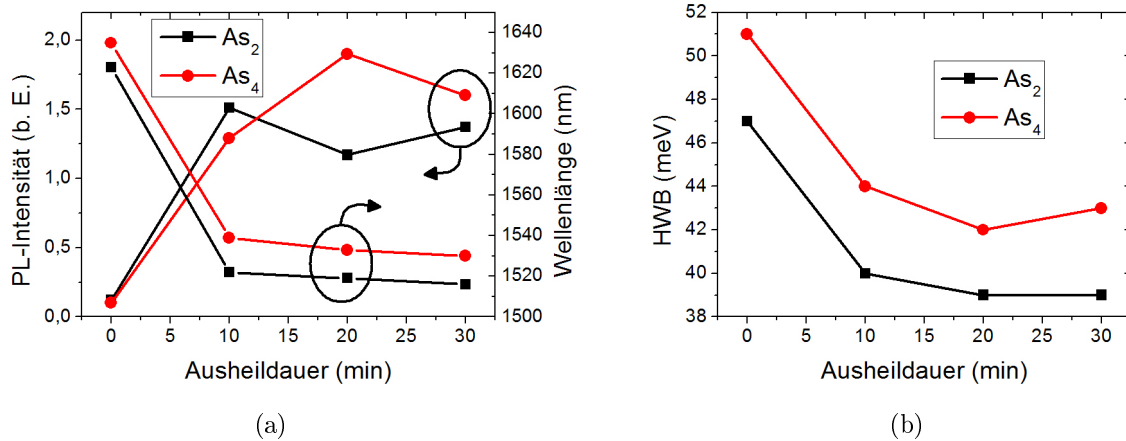


Abbildung 9.6: Ergebnisse der PL-Charakterisierung zweier im As_4 bzw. As_2 -Modus des As-Crackers gewachsener Proben.

bekannt. Es sei jedoch erwähnt, dass viele der besten Ergebnisse zu GaInNAs(Sb)-Lasern unter Verwendung von As_2 erzielt wurden (vgl. beispielsweise [Ban07]).

9.2 Ausheiloptimierung für Laserstrukturen

Die Ausheilbedingungen müssen für jede Struktur genau untersucht und optimiert werden. Dabei ist von den an Teststrukturen durchgeführten Ausheilexperimenten nicht auf die entsprechenden Ergebnisse in Laserstrukturen zu schließen, da der QF des Lasers beim Überwachsen durch die hohe Substrattemperatur bereits ein in-situ-Ausheilen erfährt (vgl. hierzu auch Kapitel 7.3.2). Entsprechend ist eine gesonderte Untersuchung im Anschluss an das Laserwachstum erforderlich. Auf Grund des hohen Prozessierungsaufwands und Materialverbrauchs ist es problematisch, diese Untersuchungen an prozessierten Laserstrukturen durchzuführen. Erschwerend kommt hinzu, dass bei nicht optimalem Ausheilen wegen der schlechten Qualität oft gar keine Lasertätigkeit beobachtet werden kann. Deswegen wurde folgendes Verfahren zur Bestimmung der optimalen Ausheilbedingungen von Laserstrukturen erarbeitet:

1. Entfernen der Kontaktschicht und eines Großteils der Mantelschicht der Laserstruktur an einem großen Probenstück mit Hilfe eines Trockenätzprozesses.
2. Spalten dieses Probenstückes in mehrere kleine Stücke.
3. Ausheilen dieser Probenstücke mit beispielsweise unterschiedlichen Zeiten zum Bestimmen der optimalen Ausheilparameter.
4. PL-Charakterisierung der ausgeheilten Probenstücke.

Das Abätzen der Proben ist notwendig, da sonst die Absorption in der hochdotierten Kontaktschicht und Mantelschicht so hoch ist, dass man kein brauchbares PL-Signal mehr messen kann. Damit einher geht allerdings eine gewisse Ungenauigkeit beim Abätzen. Prozesstechnisch

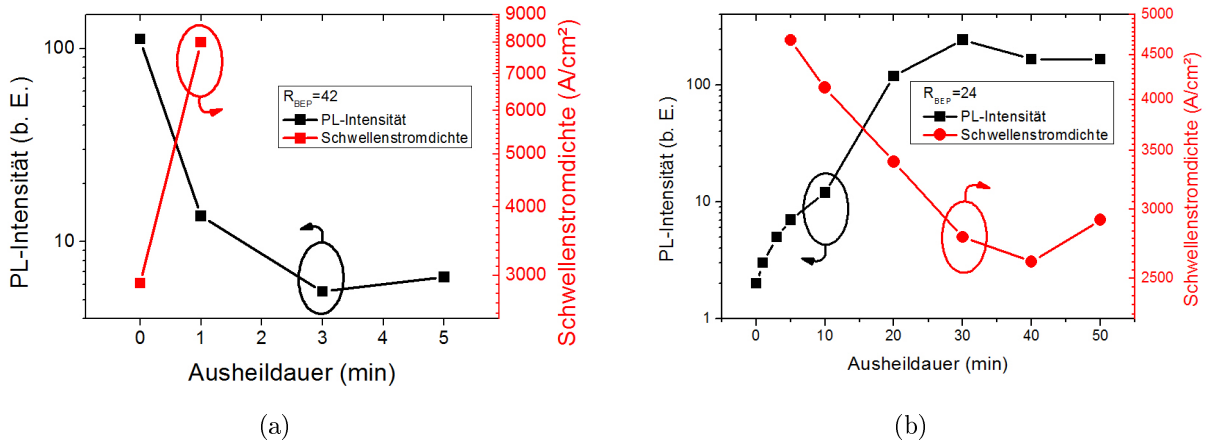


Abbildung 9.7: PL-Intensität und Schwellenstromdichten von bei hohem bzw. niedrigem R_{BEP} gewachsenen Laserstrukturen.

beschränkt lässt sich die Ätztiefe nicht genau reproduzieren. Deshalb wurde immer ein großes Probenstück abgeätzt und erst im Anschluss in kleinere Probenstücke gespalten, so dass diese kleinen Probenstücke alle eine vergleichbare Ätztiefe aufweisen und eine potentielle Verfälschung der Messung reduziert wird. Ergänzend sei allerdings erwähnt, dass wegen der variablen Ätztiefen der als Ausgangsprodukte verwendeten unterschiedlichen Probenstücke der direkte Vergleich zweier Laserstrukturen problematisch ist. Diesen liefert dann erst die Charakterisierung von prozessierten Laserbauteilen.

Abbildung 9.7(a) zeigt die an einer so behandelten und mit einem $R_{BEP} = 42$ gewachsenen Probe gemessene PL-Intensität in Abhängigkeit von der Ausheildauer. Man erkennt deutlich, dass beim Ausheilen nur eine Degradation der PL-Intensität zu beobachten ist. Untersucht man entsprechend ausgeheilte und prozessierte Laserstrukturen, so haben unausgeheilte Standardbauteile der Größe $1000 \times 100 \mu\text{m}^2$ eine Schwellenstromdichte von $2,9 \text{ kA/cm}^2$. Bereits nach kurzem Ausheilen (1 Minute) liegt die Schwellenstromdichte über 8 kA/cm^2 und damit außerhalb des mit dem Standardequipment zugänglichen Messbereichs. Es konnte kein Laserbetrieb mehr beobachtet werden. Zur Veranschaulichung ist die Schwellenstromdichte als 8 kA/cm^2 in Abbildung 9.7(a) eingezeichnet. Die beobachtete Degradation der optischen Qualität, die sich sowohl in der PL-Intensität als auch der Schwellenstromdichte der entsprechenden Laser äußert, ist auf das in-situ-Ausheilen während dem Überwachsen des Quantenfilms zurückzuführen. Das Ausheiloptimum wurde durch das in-situ-Ausheilen bereits erreicht oder überschritten. Die Laserstruktur ist bereits überausgeheilt.

Um zu bestätigen, dass das Wachstum der Mantelschicht trotz der im Vergleich zu den typischen ex-situ Ausheiltemperaturen um $700 \text{ }^\circ\text{C}$ (vgl. Kapitel 6.2) niedrigen Wachstumstemperatur von $595 \text{ }^\circ\text{C}$ problematisch in Bezug auf das Ausheilen sein kann, wurde eine Serie von Teststrukturen gewachsen, bei denen das Wachstum einer Mantelschicht durch an das Teststrukturwachstum anschließendes in-situ Ausheilen bei eben dieser Wachstumstemperatur simuliert wurde. Diese Proben wurden im Anschluss an das Wachstum weiter ex-situ ausgeheilt. Da hier nur die Frage entscheidend ist, ob durch das in-situ Ausheilen das Ausheiloptimum bereits er-

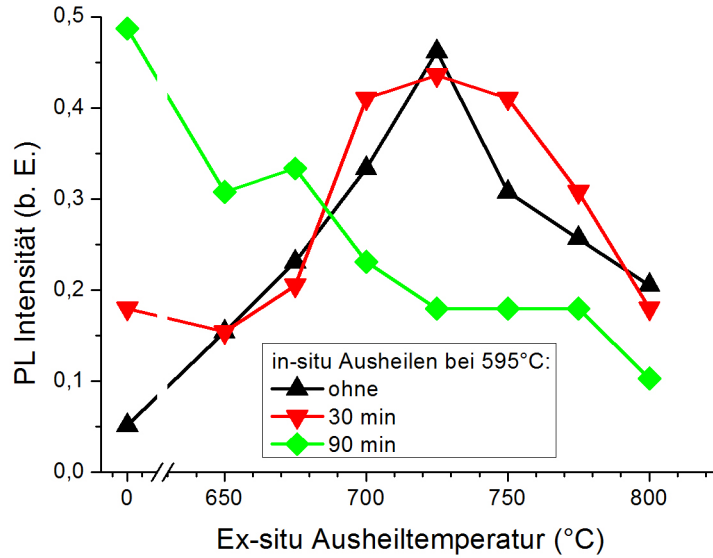


Abbildung 9.8: Ausheilverhalten einer Serie von Proben mit vorangegangenem in-situ Ausheilen unterschiedlicher Dauer.

reicht wird, wurde abweichend von den vorangegangenen Untersuchungen hier eine Serie von Ausheilexperimenten mit einer konstanten Dauer von 1 min und unterschiedlichen Ausheiltemperaturen durchgeführt. Die entsprechenden Ergebnisse sind in Abbildung 9.8 gezeigt, wobei die Punkte mit einer ex-situ Ausheiltemperatur von 0 °C den unausgeheilten Proben entsprechen. Für Proben ohne in-situ Ausheilen bzw. kurzes in-situ Ausheilen von 30 min beobachtet man einen Anstieg der PL-Intensität. Das Maximum wird jeweils im Bereich um 725 °C erreicht. Bei der Probe mit langem in-situ Ausheilen von 90 min, was in etwa der typischen Wachstumszeit einer Laserstruktur vom QF bis zum Strukturende entspricht, beobachtet man hingegen nur einen Abfall der PL-Intensität, selbst bei der niedrigsten untersuchten Ausheiltemperatur. Bei dieser Struktur wurde das Ausheiloptimum offensichtlich bereits erreicht. Selbst moderates Ausheilen von nur einer Minute und einer vergleichsweise niedrigen Temperatur von 650 °C führt bei nachfolgendem ex-situ Ausheilen nur zu einer Reduktion der PL-Intensität. Dies belegt, dass das Überwachsen in einer Laserstruktur ausreichend sein kann, um das Ausheiloptimum bereits zu erreichen bzw. zu überschreiten.

In Kapitel 9.1.4 wurde mit dem Arsen-Fluss ein Parameter identifiziert, mit dem das Ausheilverhalten eines GaInNAs-QFs angepasst werden kann. Abbildung 9.7(b) zeigt die PL-Intensität einer Laserstruktur, die mit für längere Ausheilzeiten optimiertem $R_{BEP} = 24$ gewachsen wurde. Im Gegensatz zu der eben vorgestellten Struktur beobachtet man hier nur einen deutlichen Anstieg der PL-Intensität beim Ausheilen bis zu einem Maximum, das bei ca. 30 min erreicht wird. Ein Vergleich mit der Schwellenstromdichte an entsprechend ausgeheilten Laserproben ergibt eine gute Übereinstimmung: Die niedrigsten Schwellenstromdichten werden bei Ausheilzeiten erreicht, bei denen man auch die höchsten PL-Intensitäten misst. Zusammenfassend lässt sich feststellen:

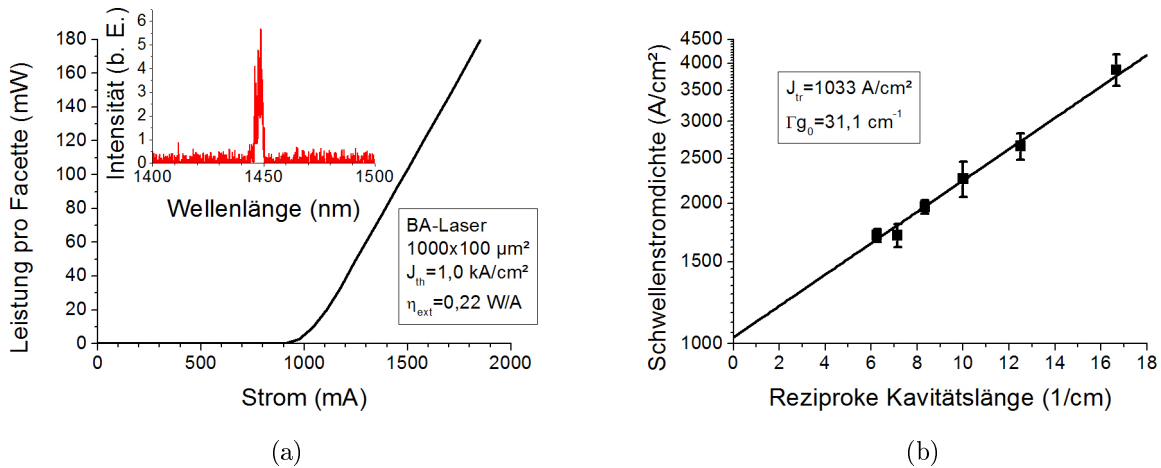


Abbildung 9.9: Kennlinie, Spektrum und kavitätslängenabhängige Auswertung der Schwellenstromdichte eines langwelligen Lasers mit GaAs-Barrieren.

- In-situ-Ausheilen während dem Überwachsen des aktiven Bereichs in einer Laserstruktur mit Mantel- und Kontaktschicht kann bereits zum Überausheilen des QFs führen, was mit einer Degradation der optischen Qualität einhergeht. Dies ist insbesondere vor dem Hintergrund einer möglichen Anwendung von GaInNAs-QFen in VCSELn problematisch, da hier das Überwachsen mit den DBR-Spiegeln auf Grund der höheren Schichtdicke deutlich länger dauert. Es ist also notwendig, das Ausheilverhalten des QFs entsprechend anzupassen, so das auch längere in-situ-Ausheilzeiten ohne zu starke Degradation der optischen Qualität möglich sind.
- Wie gezeigt lässt sich mit dem As-Fluss das Ausheilverhalten anpassen. Mit optimiertem As-Fluss konnten Laserstrukturen hergestellt werden, die ihr Ausheiloptimum nach dem Wachstum der Mantel- und Kontaktschicht noch nicht erreicht haben. Hier konnte das Ausheiloptimum durch PL-Untersuchungen an abgeätzten Laserstrukturen durch ex-situ Ausheilen erreicht werden.
- Eine Analyse der PL-Intensität an abgeätzten Laserstrukturen nach ex-situ Ausheilen liefert im Vergleich mit der Schwellenstromdichte an entsprechend ausgeheilten Laserstrukturen eine gute Übereinstimmung. Die PL-Charakterisierung abgeätzter Laserstrukturen bietet folglich ein wertvolles Werkzeug zur Analyse der optimalen Ausheilbedingungen einer Laserstruktur.

9.3 Gepulster Betrieb von langwelligen Lasern

Im Folgenden werden die Daten der gepulsten Grundcharakterisierung von Breitstreifenlasern aus dem langwelligen Bereich vorgestellt. Gezeigt werden exemplarisch die besten erzielten Laserresultate mit unterschiedlichen Emissionswellenlängen im Bereich 1450 nm bis 1600 nm. Die Laser wurden jeweils analog zum zuvor vorgestellten Verfahren mit PL untersucht und bis zu ihrem Ausheiloptimum ausgeheilt.

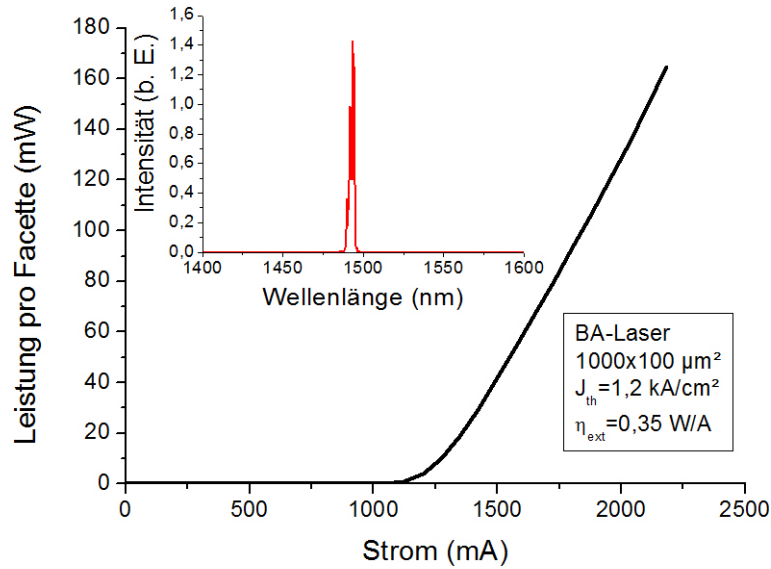


Abbildung 9.10: Kennlinie und Spektrum eines BA-Laser mit GaAsN-Barrieren.

Abbildung 9.9(a) zeigt exemplarisch die Kennlinie mit der niedrigsten Schwellenstromdichte und das Emissionsspektrum des langwelligsten Lasers, der ohne Verwendung von GaAsN-Barrieren hergestellt werden konnte. Bei einer Emissionswellenlänge im Bereich 1450 nm zeigt das Bauteil eine Schwellenstromdichte von $1,0 \text{ kA/cm}^2$ und eine externe Effizienz von $0,22 \text{ W/A}$ bei der Standardbauteilgröße von $1000 \times 100 \text{ }\mu\text{m}^2$. Abbildung 9.9(b) stellt die Schwellenstromdichte in Abhängigkeit von der reziproken Kavitätslänge dieses Bauteils dar. Die Untersuchung fand an BA-Lasern mit einer Breite von nur $50 \text{ }\mu\text{m}$ statt, da hier auf Grund der niedrigeren Werte für den absoluten Schwellenstrom ein weiterer Messbereich mit dem zur Verfügung stehenden Standardequipment untersucht werden konnte. Auf Grund des höheren Einflusses der lateralen Aufweitung des Strompfades bei diesen einfachen BA-Lasern (vgl. Kapitel 5.2) wurden hier allerdings deutlich höhere Schwellenstromdichten als bei dem in Abbildung 9.9(a) gezeigten $100 \text{ }\mu\text{m}$ breiten Bauteil beobachtet. Die Transparenzstromdichte und die modale Verstärkung ergeben sich unter Verwendung einer Anpassung von Formel 5.12 an die Daten zu $J_{tr} = 1,0 \text{ kA/cm}^2$ bzw. $\Gamma g_0 = 31,1 \text{ cm}^{-1}$. Ein Vergleich des Mittelwertes der Schwellenstromdichte von $100 \text{ }\mu\text{m}$ breiten mit den $50 \text{ }\mu\text{m}$ breiten Bauteilen der selben Struktur ergibt einen Anstieg der Schwellenstromdichte bei den schmaleren Lasern um einen Faktor von ca. 1,6. Daraus lässt sich die Transparenzstromdichte für die übliche Standardbreite von $100 \text{ }\mu\text{m}$ zu ca. 650 A/cm^2 abschätzen. Eine Untersuchung der internen Quanteneffizienz und der internen Verluste aus einer Auswertung der differentiellen Effizienz mit Hilfe von Formel 5.7 war bei dieser Struktur nicht möglich, da die Kennlinien vor allem bei längeren Kavitätslängen teilweise keine konstante Steigung aufwiesen, was auf ein nicht-lineares Verhalten in diesen defektreichen Strukturen hindeutet.

Noch langwelligere Laser mit niedrigen Schwellenstromdichten wurden unter Verwendung von GaAsN-Barrieren erreicht. Abbildung 9.10 zeigt Kennlinie und Spektrum eines solchen Lasers. Bei einer Emissionswellenlänge von knapp 1500 nm beträgt die Schwellenstromdichte

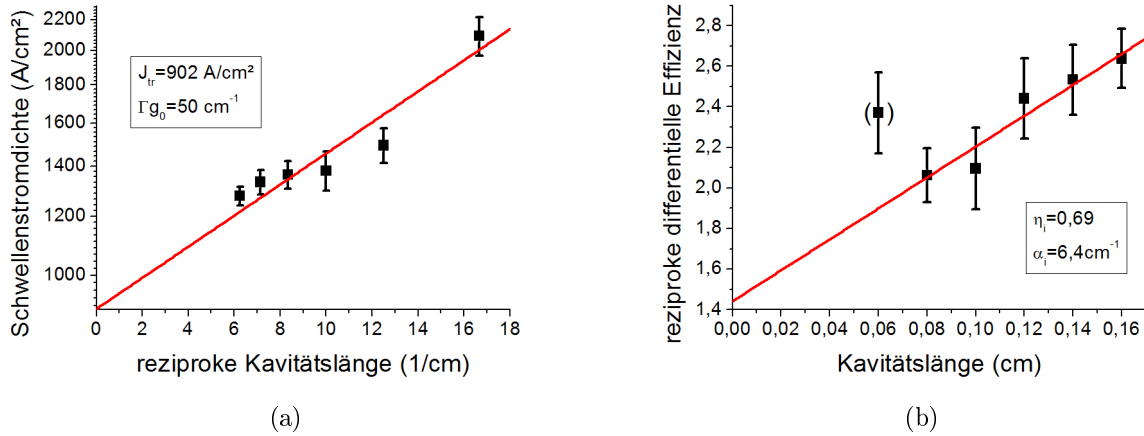


Abbildung 9.11: Von der Kavitätslänge abhängige Grundcharakterisierung eines langwelligen BA-Lasers mit GaAsN-Barrieren.

bei der Standardbauteilgröße $1,2 \text{ kA/cm}^2$. Die externe Effizienz erreicht $0,35 \text{ W/A}$. Aus der Auswertung der Schwellenstromdichte in Abhängigkeit von der reziproken Resonatorlänge in Abbildung 9.11(a) ergibt sich eine Transparenzstromdichte von 902 A/cm^2 bei einer modalen Verstärkung von 50 cm^{-1} . Damit liegen die Schwellenstromdichte und Transparenzstromdichte leicht oberhalb der Werte des zuvor vorgestellten Lasers ohne GaAsN-Barrieren, allerdings bei einer ca. 50 nm längeren Emissionswellenlänge. Die Werte für die modale Verstärkung liegen wiederum etwas über der des kurzwelligeren Lasers und bestätigen die bessere Qualität bei Verwendung von GaAsN-Barrieren. Abbildung 9.11(b) zeigt die Auswertung der differentiellen Effizienz in Abhängigkeit von der Resonatorlänge. Unter Verwendung von Formel 5.6 erhält man hieraus eine interne Quanteneffizienz von $\eta_i = 0,69$ und interne Verluste von $\alpha_i = 6,4 \text{ cm}^{-1}$.

Bei einer weiteren Rotverschiebung der Emissionswellenlänge Richtung 1550 nm und darüber hinaus beobachtet man eine Verschlechterung der Laserkenndaten. Abbildung 9.12 zeigt Kennlinien und Spektren dreier Laser mit langwelligerer Emission. Man erkennt einen Anstieg der Schwellenstromdichte mit der Wellenlänge von $2,3 \text{ kA/cm}^2$ über $2,6 \text{ kA/cm}^2$ auf $3,2 \text{ kA/cm}^2$ für die Wellenlängen 1516 nm , 1555 nm und 1587 nm . Ebenso beobachtet man eine Abnahme der externen Effizienz von $0,22 \text{ W/A}$ über $0,18 \text{ W/A}$ auf $0,13 \text{ W/A}$. Abbildung 9.13 zeigt beispielsweise die Ergebnisse der von der Kavitätslänge abhängigen Charakterisierung des Lasers A von Bauteilen mit einer Breite von $50 \mu\text{m}$. Es ergibt sich eine Transparenzstromdichte von $J_{tr} = 1,8 \text{ kA/cm}^2$ und eine modale Verstärkung von $\Gamma g_0 = 33 \text{ cm}^{-1}$. Die interne Quanteneffizienz η_i beträgt nur noch $0,36$ bei internen Verlusten in der Höhe von $\alpha_i = 14,0 \text{ cm}^{-1}$. Im Vergleich zu den oben gezeigten Daten beobachtet man also bei dieser etwas längeren Wellenlänge einen deutlichen Anstieg von Transparenzstromdichte und internen Verlusten bei einer gleichzeitigen Reduktion der modalen Verstärkung und der internen Quanteneffizienz.

Mit RWG-Lasern konnte eine noch etwas langwelligere Emission erreicht werden. Abbildung 9.14(a) zeigt Kennlinie und Spektrum eines solchen RWG-Lasers. Die Schwellenstromdichte eines $1800 \mu\text{m}$ langen und $5 \mu\text{m}$ breiten RWG-Lasers beträgt bei einer externen Effizienz von $0,20 \text{ W/A}$ und einer Emissionswellenlänge von 1600 nm nur $3,1 \text{ kA/cm}^2$.

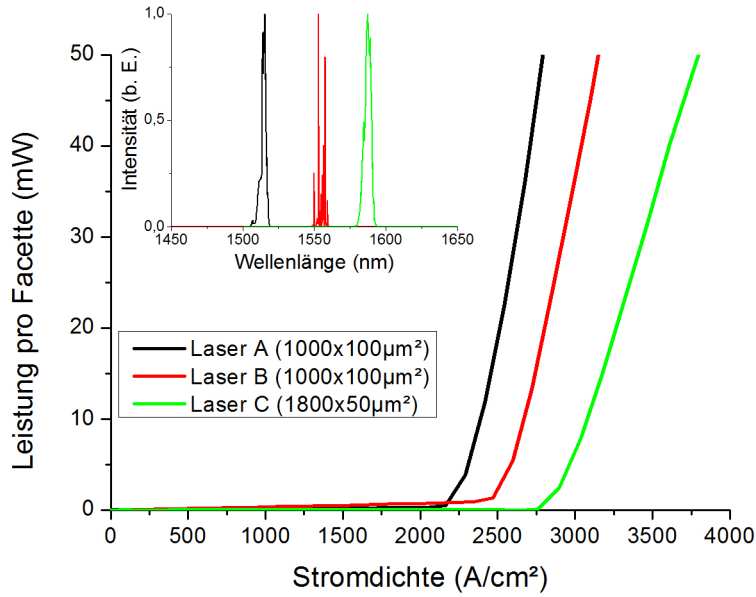


Abbildung 9.12: Kennlinien und Spektren von BA-Laser mit $\lambda > 1,5 \mu\text{m}$.

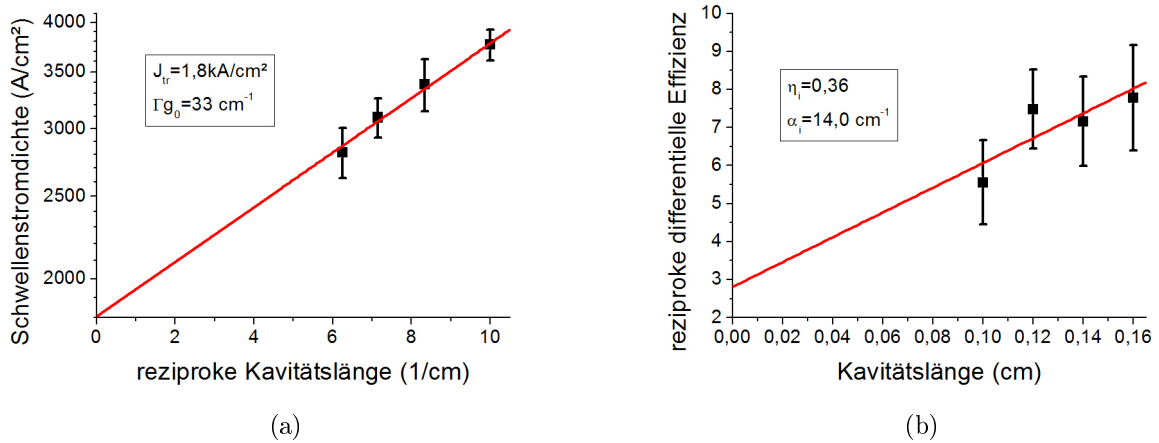


Abbildung 9.13: Von der Kavitätslänge abhängige Charakterisierung einer Laserprobe mit $\lambda > 1,5 \mu\text{m}$ und einer BA-Laserbreite von $50 \mu\text{m}$.

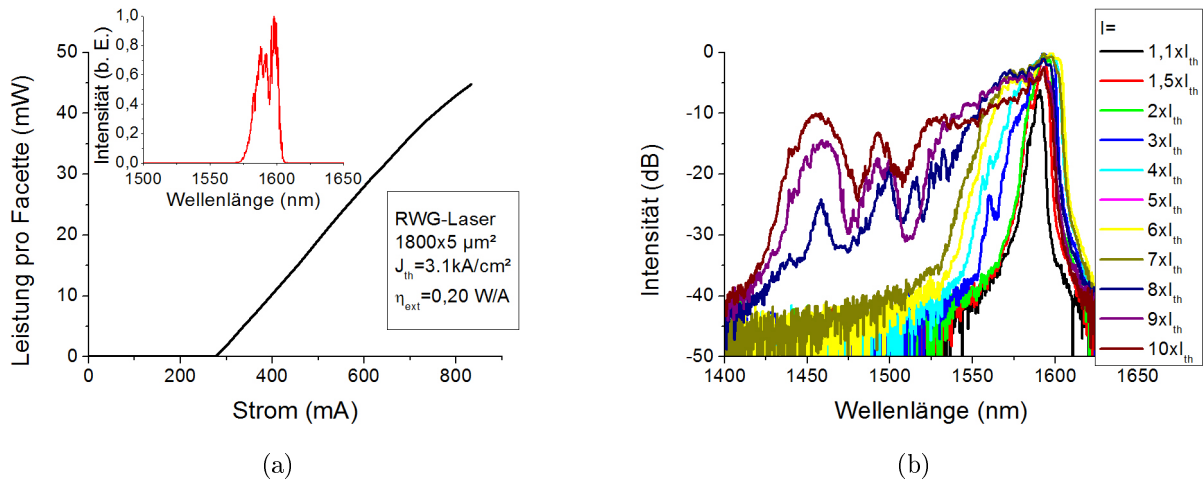


Abbildung 9.14: Kennlinie und Spektren eines langwelligen RWG-Lasers.

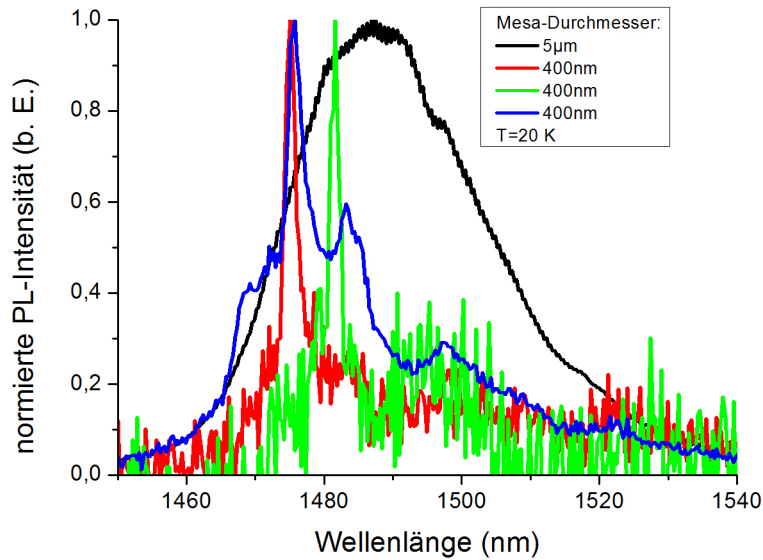


Abbildung 9.15: Mikrophotolumineszenz-Messung verschiedener Mesen des langwelligsten Lasers bei 20 K.

Bei diesem Laser konnte ein besonderer Effekt bei der Untersuchung der Emissionsspektren in Abhängigkeit vom Pumpstrom beobachtet werden. Abbildung 9.14(b) zeigt in logarithmischer Auftragung Spektren eines $1500 \times 4 \mu\text{m}^2$ großen RWG-Lasers für verschiedene Ströme bis zu sehr hohen Stromdichten von $10 \cdot I_{th}$. Man sieht mit steigendem Betriebsstrom eine deutliche Verbreiterung der Emission zu kürzeren Wellenlängen. Beim maximalen Pumpstrom wird so ein Bereich von über 150 nm Breite mit Grenzen bei ca. 1450 nm und ca. 1600 nm abgedeckt. Diese Beobachtung passt hervorragend in das in Kapitel 9.1.3 diskutierte Bild der QP-ähnlichen Emitter, die bei diesen sehr hohen N-Gehalten durch laterale Fluktuationen in der QF-Komposition verursacht werden. An dieser Laserstruktur wurden sogenannte Mikro-PL-Messungen durchgeführt. Dafür wurden analog zu den PL-Untersuchungen der Laserstrukturen Kontakt- und Mantelschicht mit einem Ätzprozess entfernt, um Absorption in diesen hochdotierten Schichten zu vermeiden. Anschließend wurden runde Mesen auf die Probe strukturiert, wobei die Äzttiefe so gewählt wurde, dass der QF neben den Mesen komplett entfernt wird. So wird die Charakterisierung lokal begrenzter Bereiche möglich. Für die Messung wurde ein leicht modifizierter PL-Messplatz verwendet. Der Einbau der Probe in einen vibrationsfreien Kryostat mit Piezostellelemente zur Probenpositionierung und eine optimierte Optik ermöglicht es einzelne Mesen zur Charakterisierung auszuwählen und die Messung bei Temperaturen bis 5 K durchzuführen. Abbildung 9.15 zeigt solche Messungen an unterschiedlichen Mesen bei einer Temperatur von 20 K. Während man bei der großen Mesa mit einem Durchmesser von $5 \mu\text{m}$ die breite Emission des QFs beobachtet, ist bei einer kleineren Mesa mit einem Durchmesser von 400 nm eine Überlagerung einzelner im Vergleich zur QF-Emission aus der großen Mesa extrem schmaler Linien zu erkennen (blaue Kurve). Mit reduzierter Anregungsleistung beobachtet man weiterhin sogar nur einzelne vergleichsweise schmale Emissionslinien (grüne bzw. rote Kurve). Dies kann als Beleg für die Anwesenheit von lokalen QP-ähnlichen Zuständen verstanden werden und bestätigt somit das diskutierte Modell der QP-artigen Emitter in diesen Strukturen. In Halbleiterlasern ist die Ladungsträgerdichte idealerweise oberhalb der Schwellenstromdichte konstant und identisch der Schwellenladungsträgerdichte, da alle bei hohen Strömen zusätzlich eingebrachten Ladungsträger zur stimulierten Emission beitragen. Die hohen Schwellenstromdichten dieser Laser weisen auf eine sehr defektreiche Struktur mit einem hohen Anteil von in diesem Idealbild nicht berücksichtigter nicht-strahlender Rekombination hin. Vor diesem Hintergrund ist es naheliegend, dass sich auch für die Ladungsträgerdichte eine Abweichung vom idealen Verhalten ergibt. Geht man von einer mit dem Pumpstrom ansteigenden Ladungsträgerdichte auch oberhalb der Laserschwelle aus, ist dies auch im bereits diskutierten Bild der QP-ähnlichen Emitter zu berücksichtigen. In QPEn können durch den 3-dimensionalen Einschluss auf Grund des Pauli-Prinzips die Energieniveaus jeweils nur mit zwei Ladungsträgern mit unterschiedlichem Spin besetzt werden. Sind die energetisch niedrigsten Zustände alle besetzt, so führt das Hinzufügen von weiteren Ladungsträgern zu einer Besetzung von energetisch höheren Zuständen. Offensichtlich verursachen diese Zustände ausreichende Verstärkung und man beobachtet nun in Abbildung 9.14(b) auch Laseremission aus diesen energetisch höheren und damit kurzwelligeren Zuständen.

Dieses durch die Inhomogenitäten verursachte, allerdings für Bauteile mit niedrigen Schwellenstromdichten und guten Laserkennwerten eigentlich unerwünschte Verhalten lässt sich auf der

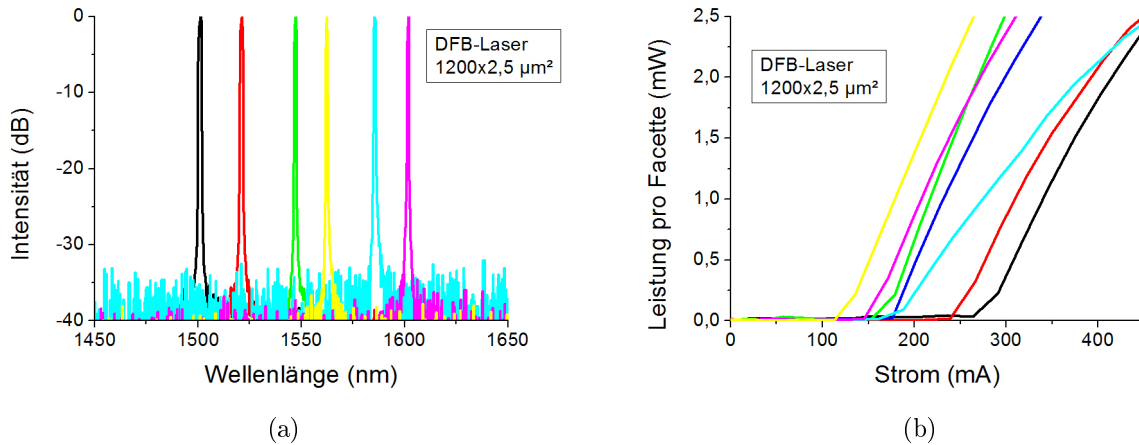


Abbildung 9.16: Spektren und Kennlinien von auf identischem Epitaxiematerial prozessierten DFB-Lasern.

anderen Seite auch gezielt ausnutzen. Abbildung 9.16 zeigt die Spektren und Kennlinien von auf derselben Laserstruktur prozessierten DFB-Lasern der Bauteilgröße $1200 \times 2,5 \mu\text{m}^2$. Bei diesen Bauteilen wurden die Facetten jeweils durch eine Abscheidung von amorphen, dielektrischen Schichtfolgen aus Si und SiO_2 einfach bzw. doppelt verspiegelt, um die Spiegelverluste zu reduzieren und damit Laseremission im gesamten Wellenlängenbereich auch bei Strömen niedriger als den in Abbildung 9.14(b) verwendeten (bis zu $10 \cdot I_{th}$) zu erreichen. Die verschiedenen Bauteile unterscheiden sich ausschließlich durch die Gitterperiode des DFB-Gitters (vgl. Kapitel 5.2). Wie in Abbildung 9.16 zu sehen ist, konnten so auf derselben Epitaxie-Struktur monomodige DFB-Laser mit Emissionswellenlängen von 1500 nm bis 1600 nm hergestellt und somit ein Wellenlängenbereich von 100 nm abgedeckt werden. Die Bauteile zeigen jeweils eine SMSR von mindestens 33 dB. Die aus Abbildung 9.16(b) bestimmten Schwellenstromdichten liegen hier allerdings relativ hoch, nämlich im Bereich von 5 bis 9 kA/cm^2 . Gleichzeitig werden, bedingt durch die zusätzlichen internen Verluste des DFB-Gitters und die Facettenverspiegelung, nur sehr geringe externe Effizienzen im Bereich von 0,01 bis 0,02 W/A erreicht.

Abbildung 9.17 zeigt eine Übersicht der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Bestwerte für die Schwellenstromdichten in Abhängigkeit von der Emissionswellenlänge. Trotz der vorgestellten erfolgreichen Optimierung auch der langwelligen Strukturen beobachtet man immer noch einen deutlichen, nahezu exponentiellen Anstieg der Schwellenstromdichte mit der Wellenlänge. Dies ist auf den steigenden N-Gehalt und die trotz der Optimierung noch sinkende Qualität der Strukturen mit höherem N-Gehalt zurückzuführen.

Abbildung 9.18 liefert eine Gegenüberstellung der im Rahmen dieser Arbeit im Wellenlängenbereich von 1500 nm bis 1600 nm erzielten Schwellenstromdichten mit in der Literatur berichteten Werten. Aufgetragen sind die jeweils erreichten Schwellenstromdichten pro QF in Abhängigkeit von der Wellenlänge. Für den Literaturvergleich wurden Werte von reinen GaInNAs-Lasern und auch die Werte, die mit dem quinären Materialsystem GaInNAsSb erzielt wurden, aufgenommen. Man erkennt in Abbildung 9.18, dass die bisher besten Ergebnisse im Wellenlängenbereich um 1550 nm mit Hilfe des quinären GaInNAsSb-Materials erreicht wur-

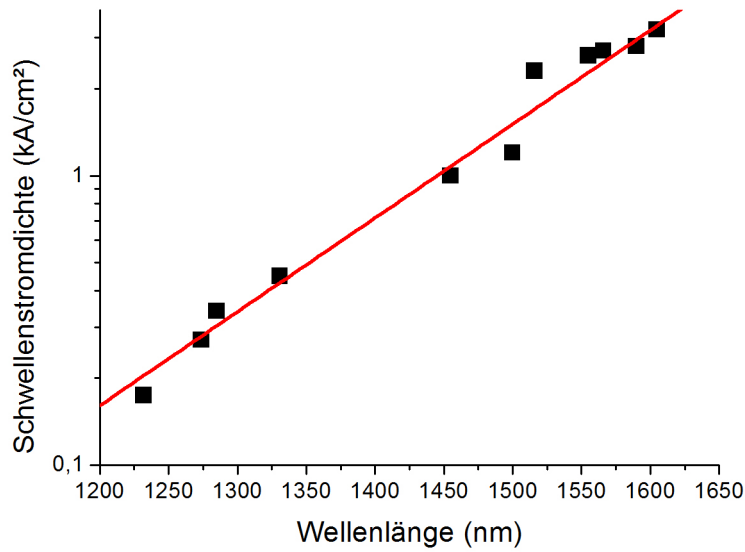


Abbildung 9.17: Übersicht der im Rahmen dieser Arbeit erreichten Schwellenstromdichten.

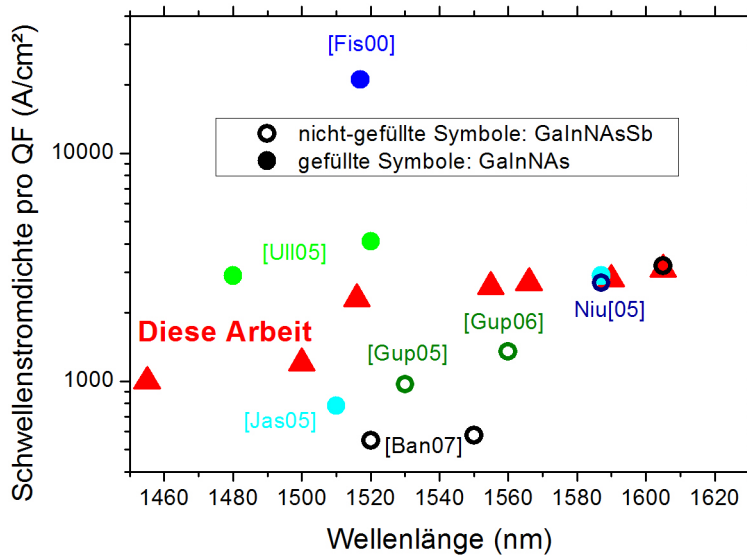


Abbildung 9.18: Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Schwellenstromdichten bei langwelligen GaInNAs-Laser mit den Literaturberichten von sowohl GaInNAs-Lasern (gefüllte Symbole) als auch GaInNAsSb-Lasern (nicht-gefüllte Symbole). Die Literaturwerte stammen aus [Fis00], [Ull05], [Niu05], [Jas05], [Ban07], [Gup05] und [Gup06a].

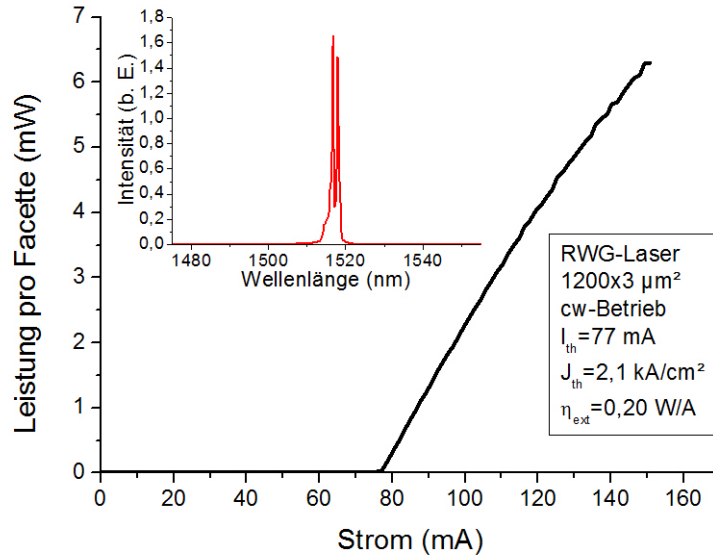


Abbildung 9.19: Kennlinie und Spektrum eines langwelligeren GaInNAs-QF-Lasers im cw-Betrieb.

den. So zeigten Bank *et al.* eine Schwellenstromdichte von nur 579 A/cm^2 bei einer Wellenlänge von 1550 nm . Gupta *et al.* demonstrierten etwas höhere Schwellenstromdichten von $1,0$ bzw. $1,3 \text{ kA/cm}^2$ bei Wellenlängen von 1530 nm bzw. 1560 nm [Gup05; Gup06a]. Dies bedeutet einen riesigen Fortschritt seit der ersten Veröffentlichung von GaInNAs-Lasern mit Emission über 1500 nm von Fischer *et al.*, die eine Schwellenstromdichte von 20 kA/cm^2 berichteten [Fis00]. Durch die Weiterentwicklung des Wachstums konnte auch die Schwellenstromdichte von GaInNAs-Lasern ohne Sb deutlich reduziert werden [Ull05; Fis03]. Jaschke *et al.* zeigten auch ohne Sb niedrige Schwellenstromdichten von 780 A/cm^2 bei einer Wellenlänge von 1510 nm [Jas05]. Die Fortschritte waren bei Verwendung von GaInNAsSb allerdings deutlich größer. Die Ergebnisse dieser Arbeit liegen mit $1,2 \text{ kA/cm}^2$ bei 1500 nm in einer ähnlichen Größenordnung wie die besten berichteten Ergebnisse für GaInNAs (vgl. [Jas05]). Zusätzlich wurden auch Laser mit Emission um 1550 nm gezeigt. In dem Bereich nahe um 1550 nm sind keine Veröffentlichungen zu GaInNAs-Lasern ohne Sb bekannt. Die in dieser Arbeit erzielten Schwellenstromdichten liegen allerdings im Bereich 2 bis 3 kA/cm^2 und damit deutlich über den mit GaInNAsSb erzielten Bestwerten. Bemerkenswert sind allerdings die Ergebnisse im langwelligeren Bereich. Bei Emissionswellenlängen um 1600 nm sind die Ergebnisse mit Schwellenstromdichten um die 3 kA/cm^2 identisch oder besser als die sowohl mit GaInNAs als auch mit GaInNAsSb von Anderen berichteten [Jas05; Ban07; Niu05]. Gleichzeitig konnte in dieser Arbeit die bisher langwelligste Emission für Sb-freie Laser gezeigt werden.

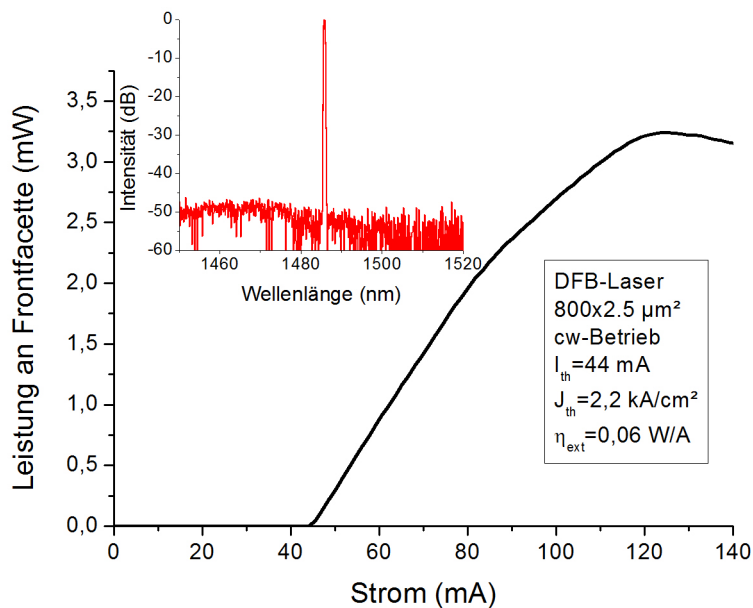


Abbildung 9.20: Kennlinie und Spektrum eines DFB-Lasers mit Emission bei 1486 nm im cw-Betrieb.

9.4 Dauerstrichbetrieb von multi- und monomodigen Lasern

Auf Basis der in Kapitel 9.3 vorgestellten Laser konnte erstmals cw-Betrieb von GaInNAs-QF-Lasern mit Emission oberhalb von 1500 nm gezeigt werden. Abbildung 9.19 zeigt Kennlinie und Spektrum eines RWG-Laser der Dimension $1200 \times 3 \mu\text{m}^2$ im cw-Betrieb. Der Schwellenstrom beträgt 77 mA bei einer externen Effizienz von 0,20 W/A. Das bei einem Strom von $I = 2 \cdot I_{th}$ aufgenommen Spektrum zeigt Emission bei einer Wellenlänge von 1517 nm. Zuvor konnte cw-Betrieb über 1500 nm nur mit auf GaInNAsSb-basierenden Bauteilen gezeigt werden [Gup06a; Ban07].

Ebenso konnte erstmals cw-Betrieb eines monomodig-emittierenden, Sb-freien DFB-Lasers im Wellenlängenbereich um 1500 nm gezeigt werden. Abbildung 9.20 zeigt Kennlinie und Spektrum eines solchen Lasers mit einer bzw. zwei Hochreflektivitätsverspiegelungen auf den Facetten und einer Bauteilgröße von $800 \times 2,5 \mu\text{m}^2$ im cw-Betrieb. Der Schwellenstrom beträgt nur 44 mA, was einer Schwellenstromdichte von ca. $2,2 \text{ kA/cm}^2$ entspricht. Auf Grund der Verspiegelung wird eine relativ geringe externe Effizienz von 0,06 W/A gemessen. Die Emissionswellenlänge liegt mit 1486 nm knapp unterhalb von 1500 nm. Aus dem bei einem Strom von $I = 1,2 \cdot I_{th}$ gemessenen Spektrum in Abbildung 9.20 erkennt man einen sehr hohen Wert für die SMSR von über 45 dB. Dies ist bisher der einzige Bericht über cw-Betrieb von Sb-freien GaInNAs-DFB-Lasern im Wellenlängenbereich um 1500 nm. Gollub *et al.* konnten zuvor nur gepulsten Betrieb im Wellenlängenbereich um 1500 nm demonstrieren [Gol04b]. Die Herstellung von DFB-Lasern in diesem Wellenlängenbereich, die auch im Dauerstrichbetrieb arbeiten, war nur mit GaInNAsSb-QF-Lasern möglich [Gol04a; Gup08].

10 Zusammenfassung

Die steigenden Anforderungen an die Bandbreite erfordern zunehmend den Einsatz optischer Datenübertragung in der Telekommunikation. Für einen weiteren Ausbau der optischen Datenübertragung ist die Verfügbarkeit adäquater Halbleiterlaser als Lichtquelle obligatorisch. Dabei wird zunehmend, insbesondere für die Telekomfenster im Wellenlängenbereich um $1,31\ \mu\text{m}$ und $1,55\ \mu\text{m}$, an auf GaAs-Substrat basierenden Alternativen zu den im Moment kommerziell verwendeten, auf InP-Substrat basierenden Halbleiterlasern gearbeitet. Von auf GaAs-Substrat basierenden Lasern erwartet man eine bessere Temperaturstabilität durch einen verbesserten Ladungsträgereinschluss, einen höheren Wirkungsgrad auf Grund einer reduzierten Auger-Rekombination sowie kommerzielle Vorteile durch die Verwendung von kostengünstigeren und in größeren Dimensionen verfügbaren GaAs-Substraten. Zusätzlich bietet sich die Möglichkeit zur Herstellung vertikal-emittierender Laser durch Kompatibilität mit dem etablierten AlAs/GaAs-Spiegelsystem. Ein vielversprechender Kandidat für auf GaAs-Substrat basierende Laser in dem genannten Wellenlängenbereich ist das Materialsystem GaInNAs.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mit Molekularstrahlepitaxie GaInNAs-Strukturen hergestellt und untersucht. Dafür wurden zunächst von Seiten der Epitaxie die Voraussetzung für qualitativ hochwertiges und reproduzierbares Wachstum geschaffen. Das metastabile GaInNAs-Material muss typischerweise bei vergleichsweise niedrigen Substrattemperaturen bis hinunter zu $350\ ^\circ\text{C}$ gewachsen werden, um eine mit Defekten behaftete Phasenseparation zu vermeiden. Gleichzeitig reagiert GaInNAs relativ empfindlich auf geringe Schwankungen der Wachstumsparameter, insbesondere der Substrattemperatur. Durch die Verwendung eines speziellen Pyrometers mit kürzerer Wellenlänge wurde der Abstand des Messpunktes zur Bandkante des GaAs-Substrates erhöht und damit die Voraussetzung für eine genaue Messung der Substrattemperatur auch bei diesen niedrigen Temperaturen geschaffen. Weiterhin wurde ein spezielles Verfahren entwickelt, dass die bei der kürzeren Wellenlänge und niedrigeren Temperatur vorhandenen Störeinflüsse effizient reduziert. So konnte Temperaturmessung bis unterhalb von $350\ ^\circ\text{C}$ demonstriert werden. Zusätzlich wurden Ablenkplatten an der Radiofrequenzplasmaquelle für Stickstoff installiert, die elektrostatisch durch das Anlegen einer Gleichspannung im Molekularstrahl vorhandene Ionen vom Substrat ablenken. Eine entsprechende Reduktion des Ionenstroms auf das Substrat konnte durch Messungen, bei denen die Flussmessröhre als Langmuir-Sonde verwendet wurde, nachgewiesen werden.

Thermisches Ausheilen ist essentiell, um eine gute optische Qualität von GaInNAs-Strukturen zu erzielen. Nach einer Diskussion der beim Ausheilen stattfindenden Prozesse, wurde der Einfluss der Ausheilparameter untersucht. Man beobachtet einen signifikanten Einfluss von Ausheildauer und -temperatur. Exzessives Ausheilen bei zu hohen Temperaturen bzw. zu langen Zeiten führt, neben einer ebenso unerwünschten Blauverschiebung der Emission, wieder-

um zu einer Degradation der optischen Qualität, die sich in einer deutlichen Reduktion der Photolumineszenz(PL)-Intensität äußert.

Für Datenübertragung im Telekomfenster um $1,31 \mu\text{m}$ sind herkömmlich verwendete Faserverstärker wie EDFAs nicht geeignet. Eine Alternative stellen hier Raman-Verstärker dar. Für Raman-Verstärkung in diesem Wellenlängenbereich werden Hochleistungspumplaser in einem Wellenlängenbereich um 1240 nm benötigt. Auf Grund der oben genannten Vorteile sind auf GaAs-basierende Hochleistungslaser prädestiniert für eine solche Anwendung. Entsprechend wurden GaInNAs-Quantenfilm(QF)-Laser in diesem Wellenlängenbereich hergestellt und charakterisiert. Durch eine Optimierung des in-situ-Ausheilens dieser Laserstrukturen konnten Laser mit sehr niedrigen Schwellenstromdichten von deutlich unter 200 A/cm^2 hergestellt werden. Für eine möglichst hohe Ausgangsleistung wurde der Wirkungsgrad der Bauteile durch eine Optimierung der internen Verluste erhöht. Eine Reduktion der internen Verluste konnte durch eine Anpassung des Dotierprofils und die Verwendung von sogenannten Large-Optical-Cavities (LOCs) erreicht werden. Die Vor- und Nachteile des LOC-Designs wurden diskutiert und auf Basis der experimentellen Daten erläutert. Mit Hilfe des LOC-Designs konnten sehr niedrige interne Verluste von nur $0,5 \text{ cm}^{-1}$ bei einer internen Quanteneffizienz von nahezu 80% erreicht werden. Eine detaillierte Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Laserdaten zeigt zwar Nachteile des LOC-Designs bei kurzen Kavitätslängen, insgesamt konnten die erwarteten, im Vergleich zu auf InP-Substrat basierenden Lasern höheren Werte für die charakteristischen Temperaturen T_0 und T_1 aber bestätigt werden. Die schlechtere Temperaturstabilität kurzer LOC-Strukturen konnte auf die charakteristische Temperatur der modalen Verstärkung zurückgeführt werden. Die hier gemessene Reduktion wird mit dem unbekanntem Einfluss von nicht-strahlender und Auger-Rekombination in Verbindung gebracht, der bei den auf Grund des reduzierten Überlapps der optischen Mode mit dem QF höheren Schwellenstromdichten der LOC-Struktur eine größere Rolle spielt. Bei der Untersuchung des Dauerstrichbetriebs dieser Laser wurde zunächst das Verhalten über längere Betriebszeiten untersucht. Nachdem die Substrattemperatur hier als kritischer Parameter identifiziert werden konnte, wurde mit optimierten Strukturen stabiler Laserbetrieb bei Ausgangsleistungen von mehreren Watt über 1000 h ohne sichtbare Degradation demonstriert. Mit auf dem LOC-Design basierenden Lasern konnte schließlich eine sehr hohe Ausgangsleistung von ca. 9 W gezeigt werden. Eine Untersuchung der Temperaturabhängigkeit im Dauerstrichbetrieb bestätigte die hohe Temperaturstabilität und erlaubte auch bei erhöhten Temperaturen von $60 \text{ }^\circ\text{C}$ bzw. $120 \text{ }^\circ\text{C}$ immer noch maximale Ausgangsleistungen von über 6 W bzw. 2 W . Ein Vergleich mit Simulationen auf Basis der Daten der Lasercharakterisierung bekräftigt insbesondere für lange Laserkavitäten die Vorteile des LOC-Konzeptes.

Anschließend wurden Untersuchungen zu Quantenpunkten (QPen) im Materialsystem GaInNAs vorgestellt. Ausgehend von N-freien QPen in einen üblichen InAs/InGaAs-Dots-in-a-well-System, wie es typischerweise für bei $1,3 \mu\text{m}$ emittierende QP-Laser verwendet wird, wurde zunehmend Stickstoff hinzugefügt. Mit steigendem Stickstoffgehalt beobachtet man eine Rotverschiebung der Emission bis auf $1,43 \mu\text{m}$, allerdings gleichzeitig eine deutliche Degradation der optischen Qualität. Eine Untersuchung der QP-Morphologie ergibt eine Reduktion der Homogenität der QP-Größenverteilung, die sich im Auftreten zweier unterschiedlich

großer QP-Ensembles äußert. Um diese Degradation der QPe zu vermeiden, wurde weiterhin auf den N-Einbau in den QPen verzichtet. Wider Erwarten führt der Verzicht auf N in den QPen nicht zu einer Blauverschiebung der Emission. Dieses Resultat konnte auf die veränderte QP-Morphologie zurückgeführt werden. Durch eine Erhöhung des N-Gehaltes im die QP überwachsenden QF wurde eine weitere deutliche Rotverschiebung der Emission erreicht. So konnte PL-Emission bei Raumtemperatur mit einem Emissionsmaximum bei 1600 nm demonstriert werden. Außerdem wurden Anwendungsmöglichkeiten und grundsätzliche Limitationen von Systemen basierend auf einer Kombination aus QPen und N-haltigen Schichten diskutiert.

Weiterhin wurden GaInNAs-QF-Strukturen für Laser im Wellenlängenbereich um 1550 nm untersucht. Da das Wachstum hier auf Grund des deutlich höheren, notwendigen N-Gehaltes wesentlich schwieriger wird, erfolgte zunächst eine detaillierte Untersuchung der wesentlichen Wachstumsparameter. Hierbei ist es essentiell, auch das Ausheilverhalten der jeweiligen Strukturen genau zu betrachten. Der Vergleich unterschiedlicher Barrieren offenbart vor allem in Bezug auf mögliches Überausheilen Vorteile für ternäre Barrieren aus GaAsN. Bei einer Untersuchung des Einflusses der Wachstumstemperatur auf GaInNAs-Teststrukturen wurden signifikante Unterschiede auch bei nur sehr geringen Änderungen in der Substrattemperatur von nur 10 °C festgestellt. Für ein gutes und reproduzierbares Wachstum ist eine möglichst exakte Kontrolle der Wachstumstemperatur folglich entscheidend. Die beobachteten Effekte wurden vor dem Hintergrund des Modells der QP-ähnlichen Emitter diskutiert. Eine Variation des Arsen-Flusses zeigte einen deutlichen Einfluss auf die PL-Emission und vor allem auf das Ausheilverhalten. Das Ausheilverhalten lässt sich durch eine Anpassung des Arsen-Flusses maßgeschneidert anpassen. Durch die Verwendung von As₂ an Stelle von As₄ während des Wachstums konnte die Homogenität erhöht werden, was sich in einer Reduktion der Halbwertsbreite der PL-Emission äußerte. Für die Optimierung des Ausheilens von kompletten Laserstrukturen wurde ein einfaches Verfahren basierend auf einem Ätzprozess und einer anschließenden Charakterisierung unterschiedlich ausgeheilten Probenstück mit Hilfe von PL entwickelt. Auf Basis der Ergebnisse dieses Verfahrens und durch eine Simulation des Laserwachstums durch in-situ-Ausheilen von Teststrukturen konnte gezeigt werden, dass es während dem Überwachsen der aktiven Schicht mit Mantel- und Kontaktschicht bereits zu einem Überausheilen der Strukturen kommen kann. Durch eine Anpassung des Ausheilverhaltens mit Hilfe eines optimierten Arsen-Flusses konnte ein Überausheilen der Laserstrukturen vermieden werden. Mit diesen Optimierungen wurden Laser mit niedrigen Schwellenstromdichten um 1 kA/cm² bis zu einer Wellenlänge von 1500 nm hergestellt. Für höhere Wellenlängen steigt die Schwellenstromdichte in den Bereich von 2 bis 3 kA/cm². Maximal wurde Laseremission bei über 1600 nm erreicht. Bei der Untersuchung der bei 1600 nm emittierenden Laserdioden wurde eine Verbreiterung der Laseremission zur hochenergetischen Seite auf bis zu 150 nm Bandbreite bei steigendem Betriebsstrom beobachtet. Dieser Effekt kann mit Hilfe des Modells der QP-ähnlichen Emitter verstanden werden. Gleichzeitig wurde die Anwesenheit von QP-ähnlichen Emittern durch das Auftreten scharfer Einzellinien bei Untersuchungen mit Mikro-PL nachgewiesen. Unter Ausnutzung dieses Effekts wurden auf dem selben epitaktischen Material monomodige Distributed-Feedback(DFB)-Laser über einen Wellenlängenbereich von ca. 1500 nm bis 1600 nm gezeigt. Auf Basis der zuvor vorgestellten langwelligen Laserstrukturen mit niedrigen Schwellenstromdichten wurde erstmals

10 Zusammenfassung

Dauerstrichbetrieb von monomodigen DFB-Lasern im Bereich um 1500 nm und von multimodigen StegwellenleiterLasern über 1500 nm im Materialsystems GaInNAs gezeigt.

11 Summary

The increasing demand for bandwidth more often requires the use of optical data transmission in telecommunication. The availability of appropriate semiconductor laser diodes as light sources is mandatory for the extension of optical data transmission. Increasing effort is spent on the development of laser diodes based on GaAs substrate emitting in the wavelength ranges of the second and third telecom windows around $1.31 \mu\text{m}$ and $1.55 \mu\text{m}$ as an alternative candidate to commercialized laser diodes based on InP substrate. GaAs based laser diodes have the potential to show an improved temperature stability caused by an increased carrier confinement and higher wallplug efficiencies due to reduced Auger recombination. In addition, commercial advantages can be expected due to much cheaper substrates available in bigger dimensions. The compatibility to the established AlAs/GaAs-distributed bragg reflector system allows for the realization of vertical cavity surface emitting lasers. A promising candidate for laser diodes based on GaAs substrate in this wavelength range is the material system GaInNAs.

In this work, GaInNAs structures have been grown by molecular beam epitaxy and subsequently characterized. First, epitaxial requirements for reproducible growth of these structures with high quality have been established. The metastable GaInNAs material is typically grown at comparatively low substrate temperatures as low as $350 \text{ }^\circ\text{C}$ to avoid or reduce phase separation effects in the material, which are always connected with an increasing concentration of crystal defects. At the same time, GaInNAs growth is very sensitive to small variations of growth parameters, especially concerning substrate temperature. Using a special pyrometer with a shorter wavelength, the distance of the working point to the bandgap of the GaAs substrate was increased to gain the possibility of exact temperature measurements also at these low temperatures. A special process was developed to reduce measurement background and noise at shorter wavelengths and low temperatures. Using this process, temperature control below $350 \text{ }^\circ\text{C}$ was realized. In addition, deflector plates have been incorporated into the radio frequency plasma source for nitrogen to reduce the number of ions impinging on the substrate surface using the electrical field of a DC voltage. A reduction of the ion current to the substrate was verified by measurements with the beam flux monitor used as langmuir probe.

Thermal annealing is crucial to achieve high optical quality of GaInNAs structures. After a discussion of the microscopic processes during annealing, the influence of annealing parameters was examined. A significant influence of annealing time and temperature was noticed. Excessive annealing with too high temperatures or too long times can, besides the typical blue-shift of the emission, also result in a decrease of the optical quality leading to a considerable reduction of the photoluminescence intensity.

Commonly used fiber amplifiers like EDFAs are not suitable for data transmission in the telecom windows around $1.31 \mu\text{m}$. An alternative solution are Raman amplifiers. For Raman

amplification in this wavelength range, high power lasers for pumping with an emission wavelength of 1240 nm are required. According to the advantages mentioned above, GaAs based high power laser diodes are predestinated for this application. Laser diodes based on GaInNAs quantum wells emitting in this wavelength range have been grown and characterized. Using an optimization of the in-situ annealing during growth of these structures, laser diodes with very low threshold current densities well below 200 A/cm² have been realized. To achieve maximum output powers, the wallplug efficiencies of these devices have been increased by reducing the internal losses. Low internal losses have been achieved using an optimized doping profile or large optical cavities (LOCs). Advantages and disadvantages of LOCs have been discussed based on the experimental results. Using a LOC, very low internal losses of only 0.5 cm⁻¹ together with a high internal quantum efficiency of almost 80 % have been achieved. A detailed examination of the temperature sensitivity of these laser structures revealed some disadvantages for the LOC design especially if using short cavity lengths. However, improved characteristic temperatures T_0 and T_1 could be confirmed compared to InP based laser diodes. The reduced temperature stability of short LOC structures was traced back to the characteristic temperature of the modal gain. The reduction of this characteristic temperature was connected to the unknown influence of non-radiative and Auger recombination having a higher influence in the large optical cavity structure due to the increased threshold current density, which is caused by the reduced overlap of the optical mode with the quantum well. During examination of these lasers' continuous-wave operation, first focus was on the performance during operation over longer times. Here, the substrate temperature during growth of the active layer was identified as key parameter. Using an optimized substrate temperature, stable performance for 1.000 h without degradation was achieved. Using lasers with a LOC design, high maximum output powers of about 9 W have been demonstrated in continuous-wave operation. The high temperature stability was verified also in continuous-wave operation and also allowed for high output powers of more than 6 W and 2 W at elevated temperatures of 60 °C and 120 °C, respectively. A comparison of the experimental results with theoretical simulations based on the data of the laser diodes' basic characterization confirms the advantages of the large optical cavity design especially for long cavity lengths.

Afterwards, studies concerning quantum dots based on the GaInNAs material system have been shown. Starting with N-free quantum dots in a InAs/InGaAs-Dots-in-a-well-system like commonly used for 1.3 μm-emitting quantum dot lasers, an increasing amount of N was added to the structure. Increasing N-content leads to a redshift of the emissions wavelength up to 1.43 μm, but accompanied by a significant reduction of the optical quality. An examination of the quantum dot morphology also reveals a reduction in homogeneity of the quantum dot size distribution resulting in the occurrence of quantum dot ensembles with two different sizes. To avoid this degradation of the quantum dots, N was not incorporated in the quantum dots, but only in the quantum well on top of the quantum dots. Unlike expectations, this doesn't involve a blueshift of the emission wavelength. This result could be explained by the different quantum dot morphology. By increasing the N-content in the quantum well the emission wavelength at room temperature was redshifted to 1600 nm. Potential applications and basic limitations of combinations of quantum dots with N-containing layers have been discussed.

In addition, GaInNAs quantum well structures for laser diodes in the wavelength range around 1550 nm have been examined. Due to the more difficult growth resulting from the necessary higher N-content, a detailed examination of the growth parameters was required. Doing that, it is obligatory to take the annealing behaviour into account. The comparison of different barrier material reveals advantages for the use of ternary GaAsN barriers especially in matters of over-annealing. A study of the influence of the substrate temperature showed a significant influence of very small differences in the range of 10 °C. Hence, an exact control of the substrate temperature is crucial for reproducible high quality growth. Results have been discussed based on the model of quantum dot like emitters. A variation of the arsenic flux during growth showed strong impact on photoluminescence emission and particularly annealing behaviour. The annealing behaviour can be tailored by changing the arsenic flux. The use of As₂ instead of As₄ during growth leads to an increase of the quantum well homogeneity resulting in a reduced full width at half maximum of the photoluminescence emission. A simple method was developed for the annealing optimization of complete laser structures based on a dry etching process and subsequent photoluminescence characterization of samples annealed with different parameters. Based on results achieved with this method and a simulation of laser growth with in-situ annealing it was shown that overgrowth of the quantum well with cladding and contact layers in complete laser structures can already result in over-annealing of the quantum well. This could be avoided by tailoring the annealing behaviour of the quantum well using an optimized arsenic flux. After these improvements it was possible to realize laser diodes with low threshold current densities in the range of 1 kA/cm² with emission wavelengths up to 1500 nm. For longer wavelengths, threshold current densities increase into the range of 2 to 3 kA/cm². The longest laser emission wavelength achieved was slightly above 1600 nm. Detailed examination of laser diodes emitting at 1600 nm revealed a huge broadening of the laser emission to higher energies resulting in an emission bandwidth of up to 150 nm under increasing drive current. This effect is explained using the model of quantum dot like emitters. The presence of quantum dot like emitters was proven by the occurrence of sharp single emission lines in micro photoluminescence studies. Making use of this effect, single mode emitting distributed feedback lasers with emission wavelengths covering the whole wavelength range from 1500 to 1600 nm have been demonstrated. Based on the described long-wavelength laser diodes with low threshold current densities, continuous-wave operation of single-mode distributed feedback laser near 1500 nm and multimode ridge-waveguide lasers above 1500 nm have been shown for the first time using the GaInNAs material system.

Literatur

- [Ada06] Adachi K., Nakahara K., Kasai J., Kitatani I., Tsuchiya I., Aoki M., Kondow M., „Low-threshold GaInNAs single-quantum-well lasers with emission wavelength over 1.3 μm “, in: *Electronics Letters* **42** (23), 2006, S. 1354–1355.
- [Ado07] Adolfsson G., Wang S. M., Sadeghi M., Larrson A., „High performance long-wavelength InGaAs/GaAs multiple quantum-well lasers grown by molecular beam epitaxy“, in: *Electronics Letters* **43** (8), 2007, S. 279–280.
- [Ado08] Adolfsson G., Wang S. M., Sadeghi M., Bengtsson J., Larrson A., Lim J. J., Vilokinen V., Melanen P., „Effects of lateral diffusion on the temperature sensitivity of the threshold current for 1.3- μm double quantum-well GaInNAs-GaAs lasers“, in: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **44** (7), 2008, S. 607–616.
- [Alb02] Albrecht M., Grillo V., Remmele T., Strunk H. P., Egorov A. Y., Dumitras G., Riechert H., Kaschner A., Heitz R., Hoffmann A., „Effect of annealing on the In and N distribution in InGaAsN quantum wells“, in: *Applied Physics Letters* **81** (15), 2002, S. 2719–2721.
- [Ans07] Anscombe N., „Join up the quantum dots“, in: *Nature Photonics* **1** (7), 2007, S. 360–361.
- [Ara09] Arai M., Tadokoro T., Fujisawa T., Kobayashi W., Nakashima K., Yuda M., Kondo Y., „10-Gb/s direct modulation up to 100 degrees C using 1.3- μm -range metamorphically grown strain compensated InGaAs-GaAs MQW laser on GaAs substrate“, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **21** (18), 2009, S. 1344–1346.
- [Asa86] Asada M., Miyamoto Y., Suematsu Y., „Gain and the threshold of 3-dimensional quantum-box lasers“, in: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **22** (9), 1986, S. 1915–1921.
- [Bab95] Babic D. I., *Double-fused long-wavelength vertical-cavity lasers*, 1995, URL: <http://www.ece.ucsb.edu/uog/dissertations/theses/babic95thesis.pdf> (besucht am 11. 11. 2009).
- [Bae07] Bae H. P., Bank S. R., Yuen H. B., Sarmiento T., Pickett E. R., Wistey M. A., Harris J. S., „Temperature dependencies of annealing behaviors of GaInNAsSb/GaNAs quantum wells for long-wavelength dilute-nitride lasers“, in: *Applied Physics Letters* **90** (23), 2007, S. 231119.
- [Ban06] Bank S. R., Yuen H. B., Bae H., Wistey M. A., Harris J. S., „Overannealing effects in GaInNAs(Sb) alloy and their importance to laser applications“, in: *Applied Physics Letters* **88** (22), 2006, S. 221115.

- [Ban07] Bank S. R., Bae H., Goddard L. L., Yuen H. B., Wistey M. A., Kudrawiec R., Harris J. S., „Recent progress on 1.55- μm dilute nitride lasers“, in: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **43** (9), 2007, S. 773–785.
- [Ber94] Bertness K. A., Kurtz S. R., Friedman D. J., Kibbler A. E., Kramer C., Olson J. M., „29.5%-efficient GaInP/GaAs tandem solar cells“, in: *Applied Physics Letters* **65** (8), 1994, S. 989–991.
- [Bim99] Bimberg D., *Quantum dot heterostructures*, John Wiley & Sons, 1999.
- [Bis07] Bisping D., Schneider S., Höfling S., Habermann S., Fischer M., Koeth J., Forchel A., „1240nm high-power GaInNAs laser diodes“, in: *Optics Express* **15** (23), 2007, S. 15187–15192.
- [Bis08] Bisping D., Höfling S., Pucicki D., Fischer M., Forchel A., „Room-temperature singlemode continuous-wave operation of distributed feedback GaInNAs laser diodes at 1.5 μm “, in: *Electronics Letter* **44** (12), 2008, S. 737–738.
- [Bug01] Bugge F., Erbert G., Fricke J., Gramlich S., Staske R., Wenzel H., Zeimer U., Weyers M., „12 W continous-wave diode lasers at 1120nm with InGaAs quantum wells“, in: *Applied Physics Letters* **79** (13), 2001, S. 1965–1967.
- [Bug03] Bugge F., Zorn M., Zeimer U., Sharma T., Kissel H., Hülswede R., Erbert G., Weyers M., „Highly strained very high-power laser diodes with InGaAs QWs“, in: *Journal of Crystal Growth* **248** (1), 2003, S. 354–358.
- [Buy00] Buyanova I. A., Pozina G., Hai P. N., Thinh N. Q., Bergman J. P., Chen W. M., Xin H. P., Tu C. W., „Mechanism for rapid thermal annealing improvements in undoped GaN_xAs_{1-x}/GaAs structures grown by molecular beam epitaxy“, in: *Applied Physics Letters* **77** (15), 2000, S. 2325–2327.
- [Car04] Carrère H., Arnoult A., Bedel-Pereire E., Ricard A., „Influence of radio frequency plasma cell conditions on the incorporation of nitrogen into GaAsN and GaInAsN“, in: *Journal of Vacuum Science & Technology B* **22** (5), 2004, S. 2448–2453.
- [Cha01] Chan M. C. Y., Surya C., Wai P. K. A., „The effects of interdiffusion on the subbands in Ga_xIn_{1-x}N_{0.04}As_{0.96}/GaAs quantum well for 1.3 and 1.55 μm operation wavelengths“, in: *Journal of Applied Physics* **90** (1), 2001, S. 197–201.
- [Chi05] Chilla J. L. A., Zhou H., Weiss E., Caprara A. L., Shou Q.-Z., Govorkov S. V., Reed M. K., Spinelli L., „Blue and green optically-pumped semiconductor lasers for display“, in: *Proceedings of SPIE* **5740** (1), 2005, S. 41–47.
- [Cis09] Cisco Systems Inc., *Cisco visual networking index*, 2009, URL: http://www.cisco.com/en/US/netsol/ns827/networking_solutions_sub_solution.html (besucht am 07.08.2009).
- [Col95] Coldren L. A., *Diode lasers and photonic integrated circuits*, John Wiley & Sons, 1995.

- [Dep09] Deppe D. G., Shavritranuruk K., Ozgur G., Chen H., Freisem S., „Quantum dot laser diode with low threshold and low internal loss“, in: *Electronics Letters* **45** (1), 2009, S. 54–55.
- [Eri83] Erickson L. P., Mattord T. J., Palmberg P. W., Fischer R., Morkoc H., „Growth of $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ by molecular beam epitaxy in the forbidden temperature-range using As_2 “, in: *Electronics Letters* **19** (16), 1983, S. 632–633.
- [Ewe08] Ewert D., *Wellenlängenstabilisierte 1240 nm Trapezlaser hoher Ausgangsleistung auf Basis von GaIn(N)As-Halbleiterheterostrukturen*, Diplomarbeit bei der nanoplus Nanosystems & Technologies GmbH, Gerbrunn und am Lehrstuhl für Technische Physik der Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2008.
- [Far95] Farrow R. F., *Molecular Beam Epitaxy - Applications to key materials*, Noyes Publishing, 1995.
- [Fib10] Fiber to the Home Council Europe, *G-20 needs to speed up on Fiber to the Home - Press Release*, 2010, URL: http://www.ftthcouncil.eu/documents/press_release/2010/PR2010_Global_Ranking_February_Final.pdf (besucht am 20.08.2010).
- [Fis00] Fischer M., Reinhardt M., Forchel A., „GaInAsN/GaAs laser diodes operating at $1.52\ \mu\text{m}$ “, in: *Electronics Letters* **36** (14), 2000, S. 1208–1209.
- [Fis02] Fischer M., *Wachstum und Charakterisierung von kanten- und vertikalemittierenden Laserstrukturen im GaInAsN-Materialsystem*, Dissertation am Lehrstuhl für Technische Physik der Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2002.
- [Fis03] Fischer M., Gollub D., Reinhardt M., Kamp M., Forchel A., „GaInNAs for GaAs based lasers for the 1.3 to $1.5\ \mu\text{m}$ range“, in: *Journal of Crystal Growth* **251** (1-4), 2003, S. 353–359.
- [Fis07] Fischer M., Bisping D., Marquardt B., Forchel A., „High-temperature continuous-wave operation of GaInAsN-GaAs quantum-dot laser diodes beyond $1.3\ \mu\text{m}$ “, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **19** (14), 2007, S. 1030–1032.
- [Fri98] Friedman D. J., Geisz J. F., Kurtz S. R., Olson J. M., „1-eV solar cells with GaInNAs active layer“, in: *Journal of Crystal Growth* **195** (1-4), 1998, S. 409–415.
- [Gal05] Galluppi M., Geelhaar L., Riechert H., „Nitrogen and indium dependence of the band offsets in InGaAsN quantum wells“, in: *Applied Physics Letters* **86** (13), 2005, S. 131925.
- [Gan03] Ganapathy S., Zhang X. Q., Suemune I., Uesugi K., Kumano H., Kim B. J., Seong T. Y., „GaNAs as strain compensating layer for $1.55\ \mu\text{m}$ light emission from InAs quantum dots“, in: *Japanese Journal of Applied Physics* **42** (9A), 2003, S. 5598–5601.

- [Gee06] Geelhaar L., Galluppi M., Jaschke G., Averbeck R., Riechert H., Remmele T., Albrecht M., Dworzak M., Hildebrant R., Hoffmann A., „Influence of structural non-uniformity and nonradiative processes on the luminescence efficiency of InGaAsN quantum wells“, in: *Applied Physics Letters* **88** (1), 2006, S. 011903.
- [Geh00] Gehrsitz S., Reinhart F. K., Gourgon C., Herres N., Vonlanthen A., Sigg H., „The refractive index of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ below the band gap: Accurate determination and empirical modeling“, in: *Journal of Applied Physics* **87** (11), 2000, S. 7825–7837.
- [Gil01] Gilet P., Grenouillet L., Duvaut P., Ballet P., Rolland R., Vannuffel C., Million A., „Growth and characterization of GaInNAs/GaAs multiquantum wells“, in: *Journal of Vacuum Science & Technology B* **19** (4), 2001, S. 1422–1425.
- [God05] Goddard L. L., Bank S. R., Wistey M. A., Yuen H. B., Rao Z. L., Harris J. S., „Recombination, gain, band structure, efficiency, and reliability of 1.5- μm GaInNAsSb/GaAs lasers“, in: *Journal of Applied Physics* **97** (8), 2005, S. 083101.
- [Gof03] Goff D. R., *Fiber Optic Video Transmission: The Complete Guide*, Focal Press Elsevier Science, 2003, S. 24.
- [Gol04a] Gollub D., Kamp M., Forchel A., Seufert J., Bank S. R., Wistey M. A., Yuen H. B., Goddard L. L., Harris J. S., „Continuous-wave operation of GaInNAsSb distributed feedback lasers at 1.5 μm “, in: *Electronics Letters* **40** (23), 2004, S. 1487–1488.
- [Gol04b] Gollub D., Moses S., Fischer A., Kamp M., Forchel A., „GaInNAs-based distributed feedback laser diodes emitting at 1.5 μm “, in: *Electronics Letters* **40** (7), 2004, S. 427–428.
- [Gol05] Gollub D., *Das Materialsystem GaInNAs für langwellige Emission im 1.3 bis 1.5 Mikrometer-Bereich auf GaAs-Substrat*, Mensch- & Buch-Verlag, 2005.
- [Gov04] Govindaraju S., Reifsnider J. M., Oye M. M., Holmes A. L., „Rapid thermal annealing effects on the photoluminescence properties of molecular beam epitaxy-grown GaIn(N)As quantum wells with Ga(N)As spacers and barriers“, in: *Journal of Electronic Materials* **33** (6), 2004, S. 851–860.
- [Gup05] Gupta J. A., Barrios P. J., Zhang X., Pakulski G., Wu X., „1.53 μm GaInNAsSb laser diodes grown on GaAs(100)“, in: *Electronics Letters* **41** (2), 2005, S. 71–72.
- [Gup06a] Gupta J. A., Barrios P. J., Caballero J. A., Poitras D., Aers G. C., Pakulski G., Wu X., „Gain and lifetime of GaInNAsSb narrow ridge waveguide laser diodes in continuous-wave operation at 1.56 μm “, in: *Applied Physics Letters* **89** (15), 2006, S. 151119.
- [Gup06b] Gupta J. A., Sproule G. I., Wu X., Wasilewski Z. R., „Molecular beam epitaxy growth of 1.55 μm GaInNAs(Sb) double quantum wells with bright and narrow luminescence“, in: *Journal of Crystal Growth* **291** (1), 2006, S. 86–93.
- [Gup08] Gupta J. A., Barrios P. J., Aers G. C., Lapointe J., „1550 nm GaInNAsSb distributed feedback laser diodes on GaAs“, in: *Electronics Letters* **44** (9), 2008, S. 578–579.

- [Guz09] Guzmán A., Luna E., Ishikawa F., Trampert A., „The role of Sb and N ions on the morphology and localization of (Ga,In)(N,As) quantum wells“, in: *Journal of Crystal Growth* **311** (7), 2009, S. 1782–1732.
- [Ha02] Ha W. N., Gambin V., Bank S., Wistey M., Yuen H., Kim S., Harris J. S., „Long-wavelength GaInNAs(Sb) lasers on GaAs“, in: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28** (9), 2002, S. 1260–1267.
- [Hai00] Hai P. N., Chen W. M., Buyanova I. A., Xin H. P., Tu C. W., „Direct determination of electron effective mass in GaNAs/GaAs quantum wells“, in: *Applied Physics Letters* **77** (12), 2000, S. 1843–1845.
- [Har02] Harris J. S., „GaInNAs long-wavelength lasers: progress and challenges“, in: *Semiconductor Science and Technology* **17** (8), 2002, S. 880–891.
- [Har05] Harris J. S., „The opportunities, successes and challenges for GaInNAsSb“, in: *Journal of Crystal Growth* **278** (1-4), 2005, S. 3–17.
- [Har07] Harris J. S., Kudrawiec R., Yuen H. B., Bank S. R., Bae H. P., Wistey M. A., Jackrel D., Pickett E. R., Sarmiento T., Goddard L. L., Lordi V., Gugov T., „Development of GaInNAsSb alloys: Growth, band structure, optical properties and applications“, in: *Physica Status Solidi B* **244** (8), 2007, S. 2707–2729.
- [Hay91] Hayakawa T., Morishima M., Nagai M., Horie H., Matsumoto K., „Comparison of As species (As₄ and As₂) in molecular beam epitaxial growth of Al_xGa_{1-x}As (x=0.2-0.7) on (100) GaAs“, in: *Applied Physics Letters* **59** (19), 1991, S. 2415–2417.
- [Hen78] Henry C. H., Petroff P.M., Logan R. A., Merritt F. R., „Catastrophic Damage of Al_xGa_{1-x}As double-heterostructure material“, in: *Journal of Applied Physics* **50** (5), 1978, S. 3721–3732.
- [Heo04] Heo D., Han I. K., Lee J. I., Jeong J., „Study on InGaAsP-InGaAs-MQW-LD with symmetric and asymmetric separate confinement heterostructure“, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **16** (8), 2004, S. 1801–1803.
- [Her96] Herman M. A., *Molecular Beam Epitaxy - Fundamentals and current Status*, Springer, 1996.
- [Hie03] Hierro A., Ulloa J. M., Chauveau J. M., Trampert A., Pinault M. A., Tournié E., Guzmán A., Sánchez-Rojas J. L., Calleja E., „Annealing effects on the crystal structure of GaInNAs quantum wells with large In and N content grown by molecular beam epitaxy“, in: *Journal of Applied Physics* **94** (4), 2003, S. 2319–2324.
- [Hsi05] Hsieh T. P., Chiu P. C., Chyi J. I., Yeh N. T., Ho W. J., Chang W. H., Hsu T. M., „1.55 μm emission from InAs quantum dots grown on GaAs“, in: *Applied Physics Letters* **87** (15), 2005, S. 151903.
- [Hua90] Huang H. C., Yee S., Soma M., „The carrier effects on the change of refractive-index for n-type GaAs at $\lambda = 1.06, 1.3, \text{ AND } 1.55\text{-}\mu\text{m}$ “, in: *Journal of Applied Physics* **67** (3), 1990, S. 1497–1503.

- [Hua91] Huang H. C., Yee S., „Change in refractive-index for p-type GaAs at $\lambda = 1.06$, 1.3 , and $1.55\text{-}\mu\text{m}$ due to free-carriers“, in: *Journal of Applied Physics* **70** (2), 1991, S. 925–929.
- [Hug06] Hugues M., Damilano B., Duboz J.-Y., Massies J., „Optimum Indium composition for (Ga,In)(N,As)/GaAs quantum wells emitting beyond $1.5\ \mu\text{m}$ “, in: *Applied Physics Letters* **88** (9), 2006, S. 091111.
- [Hug08] Hugues M., Damilano B., Al Khalfioui M., Duboz J. Y., Massies J., Richter M., Wieck A. D., „Optimum annealing temperature versus nitrogen composition in In-As/(Ga,In)(N,As) quantum dots“, in: *Semiconductor Science & Technology* **23** (3), 2008, S. 035020.
- [Hug95] Hughes W. C., Rowland W. H., Johnson M. A. L., Fujita S., Cook J. W., Schetzina J. F., Ren J., Edmond J. A., „Molecular beam epitaxy growth and properties of GaN films on GaN/SiC substrates“, in: *Journal of Vacuum Science & Technology B* **13** (4), 1995, S. 1571–1577.
- [Irc98] Ircon, *Modline 3 User Manual*, 1998.
- [Isl02] Islam M. N., „Raman amplifiers for telecommunications“, in: *IEEE Journal of selected Topics in Quantum Electronics* **8** (3), 2002, S. 548–559.
- [Iso05] International Organization for Standardization (ISO), *ISO Standard 11146: Lasers and laser-related equipment - Test methods for laser beam widths, divergence angles and beam propagation ratios*, 2005.
- [Jac07] Jackrel D. B., Bank S. R., Yuen H. B., Wistey M. A., Harris J. S., Ptak A. J., Johnston S. W., Friedman D. J., Kurtz S. R., „Dilute nitride GaInNAs and GaInNAsSb solar cells by molecular beam epitaxy“, in: *Journal of Applied Physics* **101** (11), 2007, S. 114916.
- [Jas05] Jaschke G., Averbek R., Geelhaar L., Riechert H., „Low threshold InGaAsN/GaAs lasers beyond 1500nm “, in: *Journal of Crystal Growth* **278** (1-4), 2005, S. 224–228.
- [Jin08] Jin C. Y., Liu H. Y., Zhang S. Y., Hopkinson M., „Low-threshold $1.3\ \mu\text{m}$ GaInNAs quantum-well lasers using quaternary barrier structures“, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **20** (11), 2008, S. 942–944.
- [Jon99] Jones E. D., Modine N. A., Allerman A. A., Kurtz S. R., Wright A. F., Tozer S. T., Wei X., „Band structure of $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{As}_y$ “, in: *Physical Review B* **60** (7), 1999, S. 4430–4433.
- [Kag99] Kageyama T., Miyamoto T., Makino S., Koyama F., Iga K., „Thermal annealing of GaInNAs/GaAs quantum wells grown by chemical beam epitaxy and its effect on photoluminescence“, in: *Japanese Journal of Applied Physics* **38** (3B), 1999, S. L298–L300.
- [Kam99] Kamp M., Hofmann J., Forchel A., Schäfer F., Reithmaier J. P., „Low-threshold high-quantum-efficiency laterally gain-coupled InGaAs/AlGaAs distributed feedback lasers“, in: *Applied Physics Letters* **74** (4), 1999, S. 483–485.

- [Kit00] Kitatani T., Nakahara K., Kondow M., Uomi K., Tanaka T., „Mechanism analysis of improved GaInNAs optical properties through thermal annealing“, in: *Journal of Crystal Growth* **209** (2-3), 2000, S. 345–349.
- [Kit98] Kitatani T., Kondow M., Shinoda K., Yazawa Y., Okai M., „Characterization of the refractive index of strained GaInNAs layers by spectroscopic ellipsometry“, in: *Japanese Journal of Applied Physics* **37** (3A), 1998, S. 753–757.
- [Kon08] Kong X., Trampert A., Ploog K. H., „Composition fluctuations and clustering in (Ga,In)(N,As)/GaAs(001) heterostructures by analytical transmission electron microscopy“, in: *Journal of Physics and Chemistry of Solids* **69** (2-3), 2008, S. 335–342.
- [Kon96] Kondow M., Uomi K., Niwa A., Kitatani T., Watahiki S., Yazawa Y., „GaInNAs: A novel material for long-wavelength-range laser diodes with excellent high-temperature performance“, in: *Japanese Journal of Applied Physics* **35** (2B), 1996, S. 1273–1275.
- [Kon99] Kondow M., Kitatani T., Nakahara K., Tanaka T., „A 1.3- μm GaInNAs laser diode with a lifetime of over 1000 hours“, in: *Japanese Journal of Applied Physics* **38** (12A), 1999, S. L1355–L1356.
- [Kre03] Krebs R., Deubert S., Reithmaier J. P., Forchel A., „Improved performance of MBE grown quantum-dot lasers with asymmetric dots in a well design emitting near 1.3 μm “, in: *Journal of Crystal Growth* **251** (1-4), 2003, S. 742–747.
- [Kur01] Kurtz S., Webb J., Gedvilas L., Friedman D., Geisz J., Olson J., King R., Joslin D., Karam N., „Structural changes during annealing of GaInAsN“, in: *Applied Physics Letters* **78** (6), 2001, S. 748–750.
- [Kur02] Kurtz S. R., Klem J. F., Allerman A. A., Sieg R. M., Saeger C. H., Jones E. D., „Minority carrier diffusion and defects in InGaAsN grown by molecular beam epitaxy“, in: *Applied Physics Letters* **80** (8), 2002, S. 1379–1381.
- [Kur97] Kurtz S. R., Myers D., Olson J. M., „Projected performance of three- and four-junction devices using GaAs and GaInP“, in: *Conference Record of the 26th IEEE Photovoltaic Specialists Conference* (1), 1997, S. 875–878.
- [Led03] Ledentsov N. N., Kovsh A. R., Zhukov A. E., Maleev N. A., Mikhrin S. S., Vasil'ev A. P., Sernenova E. S., Maximov M. V., Shernyakov Y. M., Kryzhanovskaya N., Ustinov V., Bimberg D., „High performance quantum dot lasers on GaAs substrates operating in 1.5 μm range“, in: *Electronics Letters* **39** (15), 2003, S. 1126–1128.
- [Li06] Li L. H., Rossetti M., Fiore A., Patriarche G., „1.43 μm InAs bilayer quantum dot lasers on GaAs substrate“, in: *Electronics Letters* **42** (11), 2006, S. 638–640.
- [Lin04] Lindsay A., O'Reilly E. P., „Unification of the band anticrossing and cluster-state models of dilute nitride semiconductor alloys“, in: *Physical Review Letters* **93** (19), 2004, S. 196402.

- [Lin99] Lindsay A., O'Reilly E. P., „Theory of enhanced bandgap non-parabolicity in $\text{GaN}_x\text{As}_{1-x}$ and related alloys“, in: *Solid State Communications* **112** (8), 1999, S. 443–447.
- [Liu03] Liu H. Y., Hopkinson M., Navaretti P., Gutierrez M., Ng J. S., David J. P. R., „Improving optical properties of $1.55 \mu\text{m}$ GaInNAs/GaAs multiple quantum wells with Ga(In)NAs barrier and space layer“, in: *Applied Physics Letters* **83** (24), 2003, S. 4951–4953.
- [Liu04] Liu H. F., Peng C. S., Pavelescu E.-M., Jouhti T., Karirinne S., Konttinen J., Pessa M., „Annealing effects on optical and structural properties of $1.3\text{-}\mu\text{m}$ GaInNAs/GaAs quantum-well samples capped with dielectric layers“, in: *Applied Physics Letters* **84** (4), 2004, S. 478–480.
- [Liu06] Liu H. Y., Steer M. J., Badcock T. J., Mowbray D. J., Skolnick M. S., Suarez F., Ng J. S., Hopkinson M., David J. P. R., „Room-temperature $1.6 \mu\text{m}$ light emission from InAs/GaAs quantum dots with a thin GaAsSb cap layer“, in: *Journal of Applied Physics* **99** (4), 2006, S. 046104.
- [Liu07a] Liu H. F., Chua S. J., Xiang N., „On overannealing of GaIn(N)As/Ga(N)As multiple quantum wells grown by molecular beam epitaxy“, in: *Journal of Applied Physics* **102** (1), 2007, S. 013504.
- [Liu07b] Liu H. F., Xiang N., „Influence of GaNAs strain compensation layers upon annealing of GaIn(N)As/GaAs quantum wells“, in: *Thin Solid Films* **515** (10), 2007, S. 4462–4466.
- [Liu08] Liu H. C., Aslan B., Gupta J. A., Wasilewski Z. R., Aers G. C., SpringThorpe A. J., Buchanan M., „Quantum dots for terahertz generation“, in: *Journal of Physics - Condensed Matter* **20** (38), 2008, S. 384211.
- [Liv00] Livshits D. A., Egorov A. Y., Riechert H., „8 W continuous-wave operation of InGaAsN lasers at $1.3 \mu\text{m}$ “, in: *Electronics Letters* **36** (16), 2000, S. 1381–1382.
- [Lor03] Lordi V., Gambin V., Friedrich S., Funk T., Takizawa T., Uno K., Harris, J. S., „Nearest-neighbor configuration in (GaIn)(NAs) probed by X-ray absorption spectroscopy“, in: *Physical Review Letters* **90** (14), 2003, S. 145505.
- [Lun07] Luna E., Trampert A., Pavelescu E. M., Pessa M., „Nitrogen-enhanced indium segregation in (Ga, In)(N,As)/GaAs multiple quantum wells grown by molecular-beam epitaxy“, in: *New Journal of Physics* **9** (11), 2007, S. 405.
- [Mar06] Marquardt B., Bisping D., Forchel A., Fischer M., „GaInAsN/GaAs quantum dot laser diodes operating in $1.36 \mu\text{m}$ wavelength range“, in: *Electronics Letters* **42** (14), 2006, S. 806–808.
- [Maw96] Mawst L. J., Bhattacharya A., Lopez J., Botez D., Garbuzov D. Z., DeMarco L., Conolly J. C., Jansen M., Fang F., Nabiev R. F., „8 W continuous wave front-facet power from broad-waveguide Al-free 980 nm diode lasers“, in: *Applied Physics Letters* **69** (11), 1996, S. 1532–1534.

- [Max00] Maximov M. V., Tsatruľ'nikov A. F., Volovik B. V., Shernyakov Y. M., Kaiander I. N., Zhukov A. E., Kovsh A. R., Mikhrin S. S., Ustinov V. M., Alferov Z. I., Heitz R., Shchukin V. A., Ledentsov N. N., Bimberg D., Musikhin Y. G., Neumann W., „Tuning quantum dot properties by activated phase separation of InGa(Al)As alloy grown on InAs stressors“, in: *Physical Review B* **62** (24), 2000, S. 16671–16680.
- [Max08] Maximov M. V., Ustinov V. M., Zhukov A. E., Kryzhanovskaya N. V., Payusov A. S., Novikov I. I., Gordeev N. Y., Shernyakov Y. M., Krestnikov I., Livshits D., Mikhrin S., Kovsh A., „A 1.33 μm InAs/GaAs quantum dot laser with a 46 cm^{-1} modal gain“, in: *Semiconductor Science & Technology* **23** (10), 2008, S. 105004.
- [McG07] McGee W. M., Williams R. S., Ashwin M. J., Jones T. S., Clarke E., Zhang J., Tomic S., „Structure, Morphology, and optical properties of $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{N}_{0.05}\text{As}_{0.95}$ quantum wells: Influence of the growth mechanism“, in: *Physical Review B* **76** (8), 2007, S. 085309.
- [Mer07] Merlino R. L., „Understanding Langmuir probe current-voltage characteristics“, in: *American Journal of Physics* **75** (12), 2007, S. 1078–1085.
- [Mi08] Mi Z., Bhattacharya P., „Pseudomorphic and metamorphic quantum dot heterostructures for long-wavelength lasers on GaAs and Si“, in: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **14** (4), 2008, S. 1171–1179.
- [Mig04] Miguel-Sánchez J., Guzmán A., Muñoz E., „Role of N ions on the optical and morphological properties of InGaAsN quantum wells for 1.3–1.5 μm applications“, in: *Applied Physics Letters* **85** (11), 2004, S. 1940–1942.
- [Mik00] M. Mikulla, „Tapered High-Power, High-Brightness Diode Lasers: Design and Performance“, in: *Topics in Applied Physics 78: High-Power Diode Lasers*, Springer Verlag, 2000, S. 265–288.
- [Mik05] Mikhrin S. S., Kovsh A. R., Krestnikov I. L., Kozhukhov A. V., Novikov I. I., Livshits D. A., Ledentsov N. N., Shernyakov Y. M., Ustinov V. M., Alferov Z. I., „High power temperature-insensitive 1.3 μm InAs/InGaAs/GaAs quantum dot lasers“, in: *Semiconductor Science & Technology* **20** (5), 2005, S. 340–342.
- [Mit05] Mitomo J. O., Yokozeki M., Sato Y., Hirano Y., Hino T., Narui H., „1.30 μm GaInNAs laser diode with lifetime over 1000 hours grown by MOCVD“, in: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **11** (5), 2005, S. 1099–1102.
- [Mon09] Montagne R., Berg R., *FTTx: global operator rankings*, 2009, URL: http://www.sigtech.com.my/images/ftth/fttx_ranking~2009.pdf (besucht am 20.08.2010).
- [Mos91] Moser A., Oosenbrug A., Latta E. E., Forster Th., Gasser M., „High-power operation of strained InGaAs/AlGaAs single quantum well lasers“, in: *Applied Physics Letters* **59** (21), 1991, S. 2642–2644.

- [Mos92] Moser A., Latta E. E., „Arrhenius parameters for the rate process leading to catastrophic damage of AlGaAs-GaAs laser facets“, in: *Journal of Applied Physics* **71** (10), 1992, S. 4848–4853.
- [Mou99] T. D. Moustakas, „Growth of III-V nitrides by molecular beam epitaxy“, in: Pankove J. I., Moustakas T. D., Willardson R. K., *Gallium nitride (GaN) Part*, Academic Press, 1999, S. 41–49.
- [Muh98] Al-Muhanna A., Mawst L. J., Botez D., Garbuzov D. Z., Martinelli R. U., Connolly J. C., „High-power (> 10 W) continuous-wave operation from 100- μm -aperture 0.97- μm -emitting Al-free diode lasers“, in: *Applied Physics Letters* **73** (9), 1998, S. 1182–1184.
- [Mus04] Mussler G., Chauveau J. M., Trampert A., Ramsteiner M., Daweritz L., Ploog K. H., „Nitrogen-dependent optimum annealing temperature of Ga(As,N)“, in: *Journal of Crystal Growth* **267** (1-2), 2004, S. 60–66.
- [Niu05] Niu Z. C., Zhang S. Y., Wu D. H., Zhao H., Peng H. L., Xu Y. Q., Li S. Y., He Z. H., Ren Z. W., Han Q., Yang X. H., Du Y., Wu R. H., „GaAs-based room-temperature continuous-wave 1.59 μm GaInNAsSb single-quantum-well laser diode grown by molecular-beam epitaxy“, in: *Applied Physics Letters* **87** (23), 2005, S. 231121.
- [Niu06] Niu Z., Zhang S., Ni H., Wu D., He Z., Sun Z., Han Q., Wu R., „1.3 μm high indium content (42.5%) GaInNAs/GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy“, in: *Physica Status Solidi C* **3** (3), 2006, S. 631–634.
- [Odn01] Odnoblyudov V. A., Egorov A. Y., Kovsh A. R., Zhukov A. E., Maleev N. A., Semenova E. S., Ustinov V. M., „Thermodynamic analysis of the MBE growth of GaInAsN“, in: *Semiconductor Science & Technology* **16** (10), 2001, S. 831–835.
- [Ohi91] Ohishi Y., Kanamori T., Nishi T., Takahashi S., „A high gain, high output saturation power Pr³⁺-doped fluoride fiber amplifier operating at 1.3 μm “, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **3** (8), 1991, S. 715–717.
- [Oye05] Oye M. M., Wistey M. A., Reifsnider J. M., Agarwal S., Mattord T. J., Govindaraju S., Hallock G. A., Holmes A. L., Bank S. R., Yuen H. B., Harris J. S., „Ion damage effects from negative deflector plate voltages during the plasma-assisted molecular-beam epitaxy growth of dilute nitrides“, in: *Applied Physics Letters* **86** (22), 2005, S. 221902.
- [Pak08] Pakarinen J., Peng C. S., Puustinen J., Laukkanen P., Korpijärvi V.-M., Tukiainen A., Pessa M., „Postgrowth annealing of GaInAs/GaAs and GaInAsN/GaAs quantum well samples placed in a proximity GaAs box: A simple method to improve the crystalline quality“, in: *Applied Physics Letters* **92** (23), 2008, S. 232105.
- [Pan00] Pan Z., Li L. H., Zhang W., Lin Y. W., Wu R. H., Ge W., „Effect of rapid thermal annealing on GaInNAs/GaAs quantum wells grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy“, in: *Applied Physics Letters* **77** (9), 2000, S. 1280–1282.

- [Pan01] Pan Z., Li L., Zhang W., Wang X., Lin Y., Wu R., „Growth and characterization of GaInNAs/GaAs by plasma-assisted molecular beam epitaxy“, in: *Journal of Crystal Growth* **227-228** (1), 2001, S. 516–520.
- [Pan71] Pankove J. I., *Optical Processes in Semiconductors*, Prentice-Hall, 1971.
- [Par98] Park K. H., Lee J. K., Jang D. H., Cho H. S., Park C. S., Pyun K. E., Jeong J. Y., Nahm S., Jeong, J., „Characterization of catastrophic optical damage in Al-free InGaAs/InGaP 0.98 μm high-power lasers“, in: *Applied Physics Letters* **73** (18), 1998, S. 2567–2569.
- [Pas08] Paschotta R., *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, Wiley-VCH, 2008.
- [Pen06] Peng T. C., Huang Y. H., Yang C. C., Huang K. F., Lee F. M., Hu C. W., Wu M. C., Ho C. L., „Low-cost and high-performance 1.3- μm AlGaInAs-InP uncooled laser diodes“, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **18** (12), 2006, S. 1380–1382.
- [Pta07] Ptak A. J., Friedman D. J., Kurtz S., „Effects of temperature, nitrogen ions and antimony on wide depletion width of GaInNAs“, in: *Journal of Vacuum Science & Technology B* **25** (3), 2007, S. 955–959.
- [Ram05] Ramsteiner M., Mussler G., Kleinert P., Ploog K. H., „Mismatch strain as a driving force for the annealing-induced formation of In-N bonds in (In,Ga)(As,N)“, in: *Applied Physics Letters* **87** (11), 2005, S. 111907.
- [Rei99] O'Reilly E. P., Lindsay A., „ $k \cdot p$ model of ordered $\text{GaN}_x\text{As}_{1-x}$ “, in: *Physica status solidi B* **216** (1), 1999, S. 131–134.
- [Rud09] Rudno-Rudzinski W., Sek G., Ryczko K., Syperek M., Misiewicz J., Semenova E. S., Lemaitre A., Ramdane A., „Room temperature free carrier tunneling in dilute nitride based quantum well - quantum dot tunnel injection systems for 1.3 μm “, in: *Applied Physics Letters* **94** (17), 2009, S. 171906.
- [Sat95] Sato M., Kawaguchi T., Nishi S., „Precise thickness measurement within a few monolayers by X-ray diffraction from InGaAs/GaAs strained-layer superlattices“, in: *Journal of Crystal Growth* **150** (1-4), 1995, S. 508–512.
- [Sch04] Schumann O., Geelhaar L., Riechert H., Cerva H., Abstreiter G., „Morphology and optical properties of InAs(N) quantum dots“, in: *Journal of Applied Physics* **96** (5), 2004, S. 2832–2840.
- [Sch08] Schulz N., Hopkins J.-M., Rattunde M., Burns D., Wagner J., „High-brightness long-wavelength semiconductor disk lasers“, in: *Laser & Photonics Reviews* **2** (3), 2008, S. 160–181.
- [Sch89] Schlom D. G., Lee W. S., Ma T., Harris J. S., „Reduction of gallium-related oval defects“, in: *Journal of Vacuum Science & Technology B* **7** (2), 1989, S. 296–298.
- [Sel01] Selmic S. R., Chou T. M., Sih J. P., Kirk J. B., Mantie A., Butler J. K., Bour D., Evans G. A., „Design and characterization of 1.3- μm AlGaInAs-InP multiple quantum-well lasers“, in: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **7** (2), 2001, S. 340–349.

- [Sha02] Sharma T. K., Zorn M., Bugge F., Hülsewede R., Erbert G., Weyers M., „High-power highly strained InGaAs quantum-well lasers operating at 1.2 μm “, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **14** (7), 2002, S. 887–889.
- [Sha99] Shan W., Walukiewicz W., Ager J. W., Haller E. E., Geisz J. F., Friedman D. J., Olson J. M., Kurtz S. R., „Band anticrossing in GaInNAs alloys“, in: *Physical Review Letters* **82** (6), 1999, S. 1221–1224.
- [Sop00] Sopian M., Xin H. P., Tu C. W., „Self-assembled GaInNAs quantum dots for 1.3 and 1.55 μm emission on GaAs“, in: *Applied Physics Letters* **76** (8), 2000, S. 994–996.
- [Spr01] Spruyette S. G., Coldren C. W., Harris J. S., Wampler W., Krispin P., Ploog K., Larson M. C., „Incorporation of nitrogen in nitride-arsenides: Origin of improved luminescence efficiency after anneal“, in: *Journal of Applied Physics* **89** (8), 2001, S. 4401–4406.
- [Str09] Strauss M., Höfling S., Forchel A., „InAs/GaInAs(N) quantum dots on GaAs substrate for single photon emitters above 1300nm“, in: *Nanotechnology* **20** (50), 2009, S. 505601.
- [Su08] Su Y. K., Chen W. C., Wan C. T., Yu H. C., Chuang R. W., Tsai M. C., Cheng K. Y., Hu C., Tsau S., „Optimization of the highly strained InGaAs/GaAs quantum well lasers grown by MOVPE“, in: *Journal of Crystal Growth* **310** (15), 2008, S. 3614–3620.
- [Sug05] Sugawara M., Hatori N., Ishida M., Ebe H., Arakawa Y., Otsubo K., Yamamoto T., Nakata Y., „Recent progress in self-assembled quantum-dot optical devices for optical telecommunication: temperature-insensitive 10 Gbs⁻¹ directly modulated lasers and 40Gbs⁻¹ signal-regenerative amplifiers“, in: *Journal of Physics D - Applied Physics* **38** (13), 2005, S. 2126–2134.
- [Suj03] Sujecki S., Borruel L., Wykes J., Moreno P., Sumpf B., Sewell P., Wenzel H., Benson T. A., Erbert G., Esquivias I., Larkins E. C., „Non-linear properties of tapered laser cavities“, in: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **9** (3), 2003, S. 823–834.
- [Sum09] Sumpf B., Hasler K. H., Adamiec P., Bugge F., Dittmar F., Fricke J., Wenzel H., Zorn M., Erbert G., Tränkle G., „High-brightness quantum well tapered lasers“, in: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15** (3), 2009, S. 1009–1020.
- [Sun03] Sung L. W., Lin H. H., „Highly strained 1.24- μm InGaAs/GaAs quantum-well lasers“, in: *Applied Physics Letters* **83** (6), 2003, S. 1107–1109.
- [Sun04] Sun Z. Z., Yoon S. F., Yew K. C., Bo B. X., Yan D. A., Chih-Hang T., „Room-temperature continuous-wave operation of GaInNAs/GaAs quantum dot laser with GaAsN barrier grown by solid source molecular beam epitaxy“, in: *Applied Physics Letters* **85** (9), 2004, S. 1469–1471.

- [Suz06] Suzuki R., Miyamoto T., Matsuura T., Koyama F., „Photoluminescence characterization of InAs quantum dots on GaNAs buffer layer by metalorganic chemical vapor deposition“, in: *Japanese Journal of Applied Physics* **45** (20-23), 2006, S. L585–L587.
- [Tak02] Takeuchi T., Chang Y.-L., Tandon A., Bour D., Corzine S., Twist R., Tan M., Luan H.-C., „Low threshold 1.2 μm InGaAs quantum well lasers grown under low As/III ratio“, in: *Applied Physics Letters* **80** (14), 2002, S. 2445–2447.
- [Tak08] Takata A., Oshima R., Shigekawa H., Okada Y., „Growth of GaNAs films with As₂ source in atomic hydrogen-assisted molecular beam epitaxy“, in: *Journal of Crystal Growth* **310** (16), 2008, S. 3710–3713.
- [Tan02a] Tansu N., Chang Y. L., Takeuchi, T., Bour D. P., Corzine S. W., Tan M. R. T., Mawst L. J., „Temperature analysis and characteristics of highly-strained InGaAs(N)-GaAsP-GaAs ($\lambda > 1.17 \mu\text{m}$ quantum well lasers“, in: *IEEE Journal of Quantum Electronics* **38** (6), 2002, S. 640–651.
- [Tan02b] Tansu N., Mawst L. J., „Temperature Sensitivity of 1300-nm InGaAsN Quantum-Well Lasers“, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **14** (8), 2002, S. 1052–1054.
- [Tan03a] Tansu N., Yeh J.-Y., Mawst L. J., „Extremely low threshold-current-density InGaAs quantum-well lasers with emission wavelength of 1215-1233nm“, in: *Applied Physics Letters* **82** (23), 2003, S. 4038–4040.
- [Tan03b] Tansu N., Yeh J. Y., Mawst L. J., „High-performance 1200-nm InGaAs and 1300-nm InGaAsN quantum-well lasers by metalorganic chemical vapor deposition“, in: *IEEE Journal on Selected Topics in Quantum Electronics* **9** (5), 2003, S. 1220–1227.
- [Tan06] Tangring I., Wang S., Sadeghi A., Larsson A., „1.27 μm metamorphic InGaAs quantum well lasers on GaAs substrates“, in: *Electronics Letters* **42** (12), 2006, S. 691–693.
- [Tar07] Tarasov I. S., Pikthin N. A., Slipchenko S. O., Sokolova Z. N., Vinokurov D. A., Borschev K. S., Kapitonov V. A., Khomylev M. A., Leshko A. Y., Lyutetskiy A. V., Stankevich A. L., „High Power CW (16 W) and pulse (145 W) laser diodes based on quantum well heterostructures“, in: *Spectrochimica Acta Part A. Molecular and Biomolecular Spectroscopy* **66** (4-5), 2007, S. 819–823.
- [Tat01] Tatebayashi J., Nishioka M., Arakawa Y., „Over 1.5 μm light emission from InAs quantum dots embedded in InGaAs strain-reducing layer grown by metalorganic chemical vapor deposition“, in: *Applied Physics Letters* **78** (22), 2001, S. 3469–3471.
- [Tie07] Tierno A., Ackemann T., „Tunable, narrow-band light source in the 1.25 μm region based on broad-area quantum dot lasers with feedback“, in: *Applied Physics B* **89** (4), 2007, S. 585–588.
- [Tou02] Tournié E., Pinault M. A., Guzmán A., „Mechanisms affecting the photoluminescence spectra of GaInNAs after post-growth annealing“, in: *Applied Physics Letters* **80** (22), 2002, S. 4148–4150.

- [Ull05] Ulloa J. M., Hierro A., Montes M., Damilano B., Hugues M., Barjon J., Duboz J.-Y., Massies J., „Impact of N on the lasing characteristics of GaInNAs/GaAs quantum well lasers emitting from 1.29 to 1.52 μm “, in: *Applied Physics Letters* **87** (25), 2005, S. 251109.
- [Ust03] Ustinov V. M., Egorov A. Y., Odnoblyudov V. A., Kryzhanovskaya N. V., Musikhin Y. G., Tsatsul'nikov A. F., Alferov Z. I., „InAs/InGaAsN quantum dots emitting at 1.55 μm grown by molecular beam epitaxy“, in: *Journal of Crystal Growth* **251** (1-4), 2003, S. 388–391.
- [Vee00] Veeco Instruments, *500V As Mark IV Valved Cracker User's Guide - 11/00*, 2000.
- [Vur03] Vurgaftman I., Meyer J. R., „Band parameters for nitrogen-containing semiconductors“, in: *Journal of Applied Physics* **94** (6), 2003, S. 3675–3696.
- [Wan09] Wang S. M., Adolfsson G., Zhao H., Wei Y. Q., Gustavsson J., Zhao Q. X., Sadeghi M., Larsson A., „Growth of GaInNAs and 1.3 μm edge emitting lasers by molecular beam epitaxy“, in: *Journal of Crystal Growth* **311** (7), 2009, S. 1863–1867.
- [War05] Ward M. B., Karimov O. Z., Unitt D. C., Yuan Z. L., See P., Gevaux D. G., Shields A. J., Atkinson P., Ritchie D. A., „On-demand single-photon source for 1.3 μm telecom fiber“, in: *Applied Physics Letters* **86** (20), 2005, S. 201111.
- [Whi95] Whitley T. J., „A review of recent system demonstrations incorporating 1.3- μm praseodymium-doped fluoride fiber amplifiers“, in: *Journal of Lightwave Technology* **13** (5), 1995, S. 744–760.
- [Wil05] Wilk A., Kovsh A. R., Mikhlin S. S., Chaix C., Novikov I. I., Maximov M. V., Shernyakov Y. M., Ustinov V. M., Ledentsov N. N., „High-power 1.3 μm InAs/GaInAs/GaAs QD lasers grown in a multiwafer MBE production system“, in: *Journal of Crystal Growth* **278** (1-4), 2005, S. 335–341.
- [Wis05a] Wistey M. A., Bank S. R., Yuen H. B., Bae H., Harris J. S., „Nitrogen plasma optimization for high-quality dilute nitrides“, in: *Journal of Crystal Growth* **278** (1-4), 2005, S. 229–233.
- [Wis05b] Wistey M. A., Bank S. R., Yuen H. B., Harris J. S., Oye M. M., Holmes A. L., „Using beam-flux monitor as Langmuir probe for plasma-assisted molecular beam epitaxy“, in: *Journal of Vacuum Science & Technology A* **23** (3), 2005, S. 460–464.
- [Wit08] Witzki A., „FTTX-Architekturen im Wettbewerb“, in: *Funkschau* **2008** (11), 2008, S. 26–28.
- [Xin99] Xin H. P., Kavanagh K. L., Kondow M., Tu C. W., „Effect of rapid thermal annealing on GaInNAs/GaAs multiple quantum wells“, in: *Journal of Crystal Growth* **201-202** (1), 1999, S. 419–422.
- [Xu98] Xu S. J., Wang X. C., Chua S. J., Wang C. H., Fan W. J., Jiang J., Xie X. G., „Effects of rapid thermal annealing on structure and luminescence of self-assembled InAs/GaAs quantum dots“, in: *Applied Physics Letters* **72** (25), 1998, S. 3335–3337.

- [Yam00] Yamada M., Anan T., Tokutome K., Kamei A., Nishi K., Sugou S., „Low-threshold operation of 1.3- μm GaAsSb quantum-well lasers directly grown on GaAs substrates“, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **12** (7), 2000, S. 775–776.
- [Yan01] Yang X., Héroux J. B., Mei L. F., Wang W. I., „InGaAsNSb/GaAs quantum wells for 1.55 μm lasers grown by molecular-beam epitaxy“, in: *Applied Physics Letters* **78** (26), 2001, S. 4068–4070.
- [Yu03] Yu S. F., *Analysis and Design of Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*, John Wiley & Sons, 2003.
- [Yu07] Yu S. Q., Ding D., Wang J. B., Samal N., Jin X., Cao Y., Johnson S. R., Zhang Y. H., „High performance GaAsSb/GaAs quantum well lasers“, in: *Journal of Vacuum Science & Technology B* **25** (5), 2007, S. 1658–1663.
- [Zie08] Ziegler M., Tomm J. W., Elsaesser T., Matthiesen C., Sanayeh M. B., Brick P., „Real-time thermal imaging of catastrophic optical damage in red-emitting high-power diode lasers“, in: *Applied Physics Letters* **92** (10), 2008, S. 103514.
- [Zie09] Ziegler M., *Thermography of Semiconductor Lasers - From Thermal Emission of Semiconductors towards a Novel Analytical Tool for Optoelectronic Devices*, Doktorarbeit an der Humboldt Universität zu Berlin, 2009, S. 101.
- [Zim08] Zimmermann C., *GaAs-basierte monomodige Trapezlaser*, Diplomarbeit am Lehrstuhl für Technische Physik der Julius-Maximilians-Universität Würzburg, 2008.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Entwicklung der Verluste in Glasfasern in Abhängigkeit von der Wellenlänge nach [Gof03].	8
2.2	Bandlücke über Gitterkonstante von GaAs, AlAs, GaN und InAs. Die Linien geben die Werte für die entsprechenden ternären Verbindungshalbleiter $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ und $\text{GaAs}_{1-y}\text{N}_y$ an. Die blaue Schraffur markiert in etwa den mit dem quarternären $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{N}_y\text{As}_{1-y}$ auf GaAs-Substrat abdeckbaren Bereich.	8
2.3	Dunkelfeld-TEM-Aufnahmen von bei unterschiedlicher Substrattemperatur gewachsenen GaInNAs-QFen nach [Gee06]. Bei höheren Substrattemperaturen erkennt man deutlich wellige QF-Grenzflächen auf Grund des einsetzenden 3D-Wachstums.	11
3.1	Schematischer Aufbau der verwendeten MBE-Anlage.	18
3.2	Planck'sches Strahlungsgesetz für schwarze Strahler bei unterschiedlichen Temperaturen. Vergrößert ist im rechten Graph der interessante Bereich, in dem typischerweise beim MBE-Wachstum die Temperaturmessung mittels Pyrometern stattfindet.	20
3.3	Bandlücke von GaAs in Abhängigkeit von der Temperatur. Eingezeichnet sind die Messbereiche von Standardpyrometern und des verwendeten Spezialpyrometers.	21
3.4	Mit dem Pyrometer gemessene Substrattemperatur in Abhängigkeit vom Heizstrom des Heizfilamentes mit verschiedenen Effusionszellen für Ga auf Wachstumstemperatur sowie mit entsprechenden Maßnahmen zur Reduktion des Hintergrundes.	22
3.5	Schematischer Messaufbau zur Analyse des Plasmas der RF-Plasmaquelle mit der Flussmessröhre als Langmuir-Sonde.	24
3.6	Plasmacharakteristik der RF-Plasmaquelle für N bei unterschiedlichen RF-Leistungen aber identischem N_2 -Fluss in linearer Darstellung (a) bzw. logarithmischer Darstellung des absoluten Betrags (b).	26
3.7	Gemessener Ionenstrom für unterschiedliche Plasmaleistungen bei identischem N_2 -Fluss in Abhängigkeit von der an die Ablenkplatten angelegten Spannung.	27
4.1	Typisches XRD-Spektrum einer Struktur mit $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Übergitter zur Bestimmung der Wachstumsraten (WTR). Blau eingezeichnet sind die gemessenen Daten, rot eine entsprechende Simulation.	30

5.1	Schematische Darstellung einer SCH-Laserstruktur an Hand eines REM-Bildes. Der angefügte Graph zeigt den Verlauf von Brechungsindex und Leitungsbandkante innerhalb der Struktur sowie das simulierte Modenprofil einer im Wellenleiter geführten Welle.	35
5.2	Schematische Kennlinie eines Halbleiterlasers.	36
5.3	Simulierte Kennlinie eines Hochleistungslasers unter Berücksichtigung der Bauteilerwärmung, dessen maximale Ausgangsleistung durch thermisches Überrollen limitiert ist.	39
5.4	Schematische, nicht maßstabsgetreue Darstellung eines Breitstreifenlaser-Barrens für die gepulste Charakterisierung.	41
5.5	Auf eine Kupferwärmesenke aufgebauter High-Power-BA-Laser mit Bonddrähten und Kontaktpad.	42
5.6	Schematische, nicht maßstabsgetreue Darstellung eines RWG-Lasers mit anschaulich angedeutetem Feldverlauf der geführten Lichtwelle.	43
5.7	REM-Aufnahme und schematische Darstellung eines DFB-Lasers mit an den Stegwellenleiter definiertem Chrom-Gitter (REM-Bild nach [Kam99]).	43
6.1	Typische PL-Spektren eines GaInNAs-QF vor und nach dem Ausheilen mit unterschiedlichen Zeiten.	46
6.2	Maximalintensität, Wellenlänge und HWB der PL-Spektren eines GaInNAs-QFs in Abhängigkeit von der Ausheildauer.	47
6.3	Einfluss unterschiedlicher Ausheilparameter auf das Ausheilverhalten.	48
7.1	Der Prozess der Ramanstreuung.	50
7.2	Typisches Verstärkungsspektrum eines Ramanverstärkers gemessen bei einer Pumpwellenlänge von $1,5 \mu\text{m}$ nach [Isl02].	51
7.3	Einfluss der Wachstumstemperatur der Mantelschicht auf die Schwellenstromdichte und die externe Effizienz der Laser.	54
7.4	Einfluss von zusätzlichem ex-situ Ausheilen auf die Schwellenstromdichte von mit unterschiedlicher Wachstumstemperatur in der Mantelschicht hergestellten Laserstrukturen.	55
7.5	Gepulste Kennlinie eines bei optimierter Substrattemperatur für das Wachstum der Mantelschicht gewachsenen Lasers mit Spektrum.	56
7.6	Längenabhängige Charakterisierung einer bei optimierter Substrattemperatur für das Wachstum der Mantelschicht gewachsenen Laserstruktur.	57
7.7	Nominales Dotierprofil der Proben einer Dotiervariation.	58
7.8	Aus der Grundcharakterisierung bestimmte interne Verluste, differentielle Effizienz von $1600 \mu\text{m}$ langen Bauteilen und Serienwiderstand von $700 \mu\text{m}$ langen Bauteilen. Die durchgezogenen Linien sind eine lineare Anpassung an die Meßdaten und dienen zur Augenführung.	59
7.9	Modenprofil eines Standardlasers bei 1240 nm mit Brechungsindexverlauf der SCH-Struktur.	60

7.10	Überlappfaktoren von Quantenfilm und Mantelschicht der Grundmode eines bei 1240 nm emittierenden Lasers in Abhängigkeit von der Kavitätsdicke.	61
7.11	Modenprofil der geführten Moden in einem LOC-Laser mit einer Kavitätsdicke von 1200 nm.	62
7.12	Längenabhängige Grundcharakterisierung zweier vergleichbarer Laserdioden mit Standard-Kavität bzw. LOC.	63
7.13	Charakteristische Temperaturen T_0 und T_1 des Lasers mit LOC und Standard-Kavität in Abhängigkeit der Kavitätslänge.	65
7.14	Bestimmung der charakteristischen Temperaturen für die internen Laserparameter einer Struktur mit LOC und einer mit Standard-Kavität.	66
7.15	Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung von Lasern mit unterschiedlichen Wachstumstemperaturen für den aktiven Bereich im Dauerstrichbetrieb bei konstantem Betriebsstrom.	70
7.16	Zeitlicher Verlauf der Ausgangsleistung eines Hochleistungslasers mit optimierter Wachstumstemperatur für den aktiven Bereich bei konstantem Betriebsstrom. Die Diskontinuität bei 110h ist einer gewollten Erhöhung des Betriebsstroms geschuldet.	70
7.17	Lichtleistungskennlinien zweier BA-Hochleistungslaser mit Standard-Kavität und LOC bei RT im cw-Betrieb.	71
7.18	Kennlinien des LOC-Lasers für verschiedene Temperaturen im cw-Betrieb. . . .	72
7.19	Auswertung der Temperaturabhängigkeit des LOC-Lasers für die Bestimmung der charakteristischen Temperaturen T_0 und T_1 im cw-Betrieb.	73
7.20	cw-Kennlinie des LOC-Lasers und Simulationen der Kennlinie für verschiedene Kavitätslängen sowie maximal erreichbare Ausgangsleistung von LOC- und Standardlaser in Abhängigkeit von der Kavitätslänge laut Simulation.	74
7.21	Schematischer Aufbau eines hergestellten Taperlasers vor der Planarisierung. . .	76
7.22	Lichtleistungskennlinie eines prozessierten Taperlasers im Dauerstrichbetrieb. Das gezeigte Spektrum wurde bei maximaler Ausgangsleistung aufgenommen. .	77
7.23	Emissionswellenlänge eines Bauteils mit und ohne DBR-Spiegel im gepulsten Betrieb in Abhängigkeit von der Temperatur.	77
7.24	Strahlqualität und Fernfeld eines Taperlasers.	78
8.1	PL-Spektren von InAsN/GaInNAs-QP-Proben, gewachsen mit unterschiedlichem N-Angebot, welches durch den Druck in der Plasmaquellenkammer p_{RF} repräsentiert wird.	80
8.2	REM- und AFM-Aufnahmen von Oberflächen-QPEn mit wenig (Probe A) und viel (Probe D) Stickstoff.	81
8.3	PL-Spektren von QP-Proben mit N in QPEn und QF (Probe C) und nur im überwachsenden QF (Proben E und F).	82
8.4	REM-Aufnahmen von Oberflächen-QPEn mit N (Probe C) und ohne N im QF (Probe E).	83

9.1	Einfluss der Barrieren um den GaInNAs-QF auf die optische Qualität und das Ausheilverhalten.	87
9.2	Einfluss der Wachstumstemperatur auf die optische Qualität von GaInNAs-QFen.	89
9.3	Wellenlänge und HWB nach 30-minütigem Ausheilen in Abhängigkeit von der Wachstumstemperatur.	90
9.4	Einfluss unterschiedlicher Arsen-Flüsse auf das Ausheilverhalten.	93
9.5	PL-Intensität, Emissionswellenlänge und HWB in Abhängigkeit vom verwendeten R_{BEP} unter jeweils optimalen Ausheilbedingungen.	94
9.6	Ergebnisse der PL-Charakterisierung zweier im As_4 bzw. As_2 -Modus des As-Crackers gewachsener Proben.	95
9.7	PL-Intensität und Schwellenstromdichten von bei hohem bzw. niedrigem R_{BEP} gewachsenen Laserstrukturen.	96
9.8	Ausheilverhalten einer Serie von Proben mit vorangegangenem in-situ Ausheilen unterschiedlicher Dauer.	97
9.9	Kennlinie, Spektrum und kavitätslängenabhängige Auswertung der Schwellenstromdichte eines langwelligen Lasers mit GaAs-Barrieren.	98
9.10	Kennlinie und Spektrum eines BA-Laser mit GaAsN-Barrieren.	99
9.11	Von der Kavitätslänge abhängige Grundcharakterisierung eines langwelligen BA-Lasers mit GaAsN-Barrieren.	100
9.12	Kennlinien und Spektren von BA-Laser mit $\lambda > 1,5 \mu\text{m}$	101
9.13	Von der Kavitätslänge abhängige Charakterisierung einer Laserprobe mit $\lambda > 1,5 \mu\text{m}$ und einer BA-Laserbreite von $50 \mu\text{m}$	101
9.14	Kennlinie und Spektren eines langwelligen RWG-Lasers.	102
9.15	Mikrophotolumineszenz-Messung verschiedener Mesen des langwelligsten Lasers bei 20 K.	102
9.16	Spektren und Kennlinien von auf identischem Epitaxiematerial prozessierten DFB-Lasern.	104
9.17	Übersicht der im Rahmen dieser Arbeit erreichten Schwellenstromdichten.	105
9.18	Vergleich der im Rahmen dieser Arbeit erzielten Schwellenstromdichten bei langwelligen GaInNAs-Laser mit den Literaturberichten von sowohl GaInNAs-Lasern (gefüllte Symbole) als auch GaInNAsSb-Lasern (nicht-gefüllte Symbole). Die Literaturwerte stammen aus [Fis00], [Ull05], [Niu05], [Jas05], [Ban07], [Gup05] und [Gup06a].	105
9.19	Kennlinie und Spektrum eines langwelligen GaInNAs-QF-Lasers im cw-Betrieb.	106
9.20	Kennlinie und Spektrum eines DFB-Lasers mit Emission bei 1486 nm im cw-Betrieb.	107

Tabellenverzeichnis

7.1	Zusammenfassung der Laserdaten der Dotierserie.	59
7.2	Aus den experimentellen Daten bestimmte charakteristische Temperaturen für die internen Laserparameter.	67

Abkürzungen

AFM Atomic Force Microscopy

Al Aluminium

AlAs Aluminium-Arsenid

As Arsen

BAC Band-Anti-Crossing

BA Broad Area

BEP Beam-equivalent Pressure

BFM Beam Flux Monitor

C Kohlenstoff

CL Cathodolumineszenz

COMD Catastrophic Optical Mirror Damage

cw Continuous-Wave

DBR Distributed Bragg Reflector

DFB Distributed Feedback

DWDM Dense Wavelength De-Multiplexing

DWELL Dot-in-a-Well

ECR Electron-Cyclotron Resonance

EDFA Erbium-doped Fiber Amplifier

FTIR Fourier Transform Infrared

FTTB Fiber to the Building

FTTH Fiber to the Home

FTTN Fiber to the Node

Ga Gallium

GaAs	Gallium-Arsenid
GaAsN	Gallium-Arsenid-Nitrid
GaInNAs	Gallium-Indium-Nitrid-Arsenid
GaN	Gallium-Nitrid
Ge	Germanium
HR-XRD	High-Resolution X-Ray Diffraction
HWB	Halbwertsbreite
IGP	Ionengetterpumpe
In	Indium
InAs	Indium-Arsenid
InAlGaAs	Indium-Aluminium-Gallium-Arsenid
InGaAs	Indium-Gallium-Arsenid
InGaAsP	Indium-Gallium-Arsenid-Phosphid
InP	Indium-Phosphid
LDA	Local Density Approximation
LOC	Large Optical Cavity
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MgO	Magnesium-Oxid
MOVPE	Metall-Organic Vapour Phase Epitaxy
N	Stickstoff
NRA	Nuclear Reaction Analysis
OSA	Optical Spectrum Analyzer
PDFA	Praseodymium-doped Fluoride Fiber Amplifier
PL	Photolumineszenz
QF	Quantenfilm
QP	Quantenpunkt
REM	Rasterelektronenmikroskop

Abkürzungen

RBS Rutherford Backscattering

RF Radiofrequenz

RT Raumtemperatur

RTA Rapid Thermal Annealing

RWG Ridge-Waveguide

Sb Antimon

SCH Separate Confinement Heterostructure

SCL Strain-compensating Layer

SMSR Side-Mode Suppression Ratio

Si Silizium

TEM Transmissionselektronenmikroskop

TMP Turbomolekularpumpe

UHV Ultra-Hoch-Vakuum

VCSEL Vertical Cavity Surface Emitting Laser

VDSL2 Very High Speed Digital Subscriber Line 2

Publikationsliste

Publikationen in Fachzeitschriften:

- Marquardt B., **Bisping D.**, Forchel A., Fischer M., „GaInAsN/GaAs quantum dot laser diodes operating in 1.36 μm wavelength range“, in: *Electronics Letters* **42** (14), 2006, S. 806-808.
- Motyka M., Kudrawiec R., Sek G., Misiewicz J., **Bisping D.**, Marquardt B., Forchel A., Fischer M., „Contactless electroreflectance investigation of energy levels in a 1.3 μm emitting laser structure with the gain medium composed of InAsN quantum dots embedded in GaInNAs/GaAs quantum wells“, in: *Applied Physics Letters* **90** (22), 2007, S. 221112.
- Motyka M., Kudrawiec R., Sek G., Misiewicz J., **Bisping D.**, Marquardt B., Forchel A., Fischer M., „Photoluminescence from InAsN quantum dots embedded in GaInNAs/GaAs quantum wells“, in: *Journal of Applied Physics* **101** (11), 2007, S. 113539.
- Fischer M., **Bisping D.**, Marquardt B., Forchel A., „High-temperature continuous-wave operation of GaInAsN-GaAs quantum-dot laser diodes beyond 1.3 μm “, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **19** (14), 2007, S. 1030-1032.
- **Bisping D.**, Schneider S., Höfling S., Habermann S., Fischer M., Koeth J., Forchel A., „1240nm high-power GaInNAs laser diodes“, in: *Optics Express* **15** (23), 2007, S. 15187-15192.
- **Bisping D.**, Höfling S., Pucicki D., Fischer M., Forchel A., „Room-temperature single-mode continuous-wave operation of distributed feedback GaInNAs laser diodes at 1.5 μm “, in: *Electronics Letters* **44** (12), 2008, S. 737-738
- **Bisping D.**, Pucicki D., Höfling S., Habermann S., Ewert D., Fischer M., Koeth J., Forchel A., „High-Temperature High-Power Operation of GaInNAs Laser Diodes in the 1220-1240-nm Wavelength Range“, in: *IEEE Photonics Technology Letters* **20** (21), 2008, S. 1766-1768.
- **Bisping D.**, Pucicki D., Fischer M., Höfling S., Forchel A., „Influence of arsenic flux on the annealing properties of GaInNAs quantum wells for long wavelength laser applications around 1.6 μm “, in: *Journal of Crystal Growth* **311** (7), 2009, S. 1715-1718.
- **Bisping D.**, Pucicki D., Fischer M., Koeth J., Zimmermann C., Weinmann P., Höfling S., Kamp M., Forchel A. „GaInNAs-Based High-Power and Tapered Laser Diodes for Pumping Applications“, in: *IEEE Journal of selected Topics in Quantum Electronics* **15** (3), 2009, S. 968-972.

- Syperek M., Kudrawiec R., Baranowski M., Sek G., Misiewicz J., **Bisping D.**, Marquardt B., Forchel A., Fischer M., „Time resolved photoluminescence of In(N)As quantum dots embedded in GaIn(N)As/GaAs quantum well“, in *Applied Physics Letters* **96** (4), 2010, S. 041911.

Konferenzbeiträge:

- Marquardt B., **Bisping D.**, Fischer M., Forchel A., „GaInNAs-Quantum-Dot-Lasers grown by RF-MBE“, Vortrag auf dem *DPG Frühjahrstreffen*, Dresden, 2006
- Fischer M., **Bisping D.**, Marquardt B., Forchel A., „InGaNAs Quantum Dot Lasers at 1.36 μm “, Vortrag auf der *International Semiconductor Laser Conference*, Kohala Coast, Hawaii, USA, 2006
- **Bisping D.**, Pucicki D., Fischer M., Höfling S., Forchel A., „Influence of arsenic-flux on the annealing properties of GaInNAs quantum wells for long-wavelength laser applications around 1.6 μm “, Vortrag auf der *International Conference on Molecular Beam Epitaxy*, Vancouver, Kanada, 2008
- **Bisping D.**, Pucicki D., Fischer M., Höfling S., Forchel A., „Growth optimization of 1.5-1.6 μm GaInNAs quantum wells for telecommunication lasers“, Vortrag beim *Deutschen MBE-Workshop*, Zürich, Schweiz, 2008
- **Bisping D.**, Pucicki D., Habermann S., Ewert D., Fischer M., Koeth J., Zimmermann C., Weinmann P., Kamp M., Höfling S., Forchel A., „High Power and High Brightness 1240 nm GaInNAs Diode Lasers“, Vortrag beim *European Semiconductor Laser Workshop*, Eindhoven, Niederlande, 2008
- **Bisping D.**, Pucicki D., Habermann S., Ewert D., Fischer M., Koeth J., Zimmermann C., Weinmann P., Kamp M., Höfling S., Forchel A., „1240nm GaInNAs High Power Laser Diodes“, Vortrag auf der *International Semiconductor Laser Conference*, Sorrent, Italien, 2008
- Kudrawiec R., Pucicki D., Latkowska M., Baranowski M., Syperek M., Motyka M., Sek G., Misiewicz J., **Bisping D.**, Marquardt B., Fischer M., Forchel A., „Photoreflectance and micro-photoluminescence of GaInNAs quantum wells and InNAs quantum dots embedded in GaInNAs quantum wells“, Posterpräsentation beim *European Molecular Beam Epitaxy Workshop*, Zakopane, Polen, 2009
- Pucicki D., **Bisping D.**, „Influence of arsenic-flux on the annealing properties of GaInNAs quantum wells for long-wavelength laser applications around 1.6 μm “, Vortrag beim *3rd Workshop on Physics and Technology of Semiconductor Lasers*, Goldapiwo Lake, Polen, 2009

Danksagung

Ich bedanke mich recht herzlich bei allen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Alfred Forchel für die Aufnahme am Lehrstuhl für technische Physik mit seinen hervorragenden Möglichkeiten.
- Herrn Sven Höfling für die angenehme und fruchtbare Zusammenarbeit.
- Herrn Dr. Martin Kamp für die ständige Diskussionsbereitschaft zu allen Fragestellungen rund um Halbleiterlaser und die angenehme Zusammenarbeit.
- Meinen MBE-Kollegen Dr. Damian Pucicki, Micha Strauss und Sebastian Habermann für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung.
- Herrn Dr. Marc Fischer für seine Hilfe.
- Simon Schneider, Martin Melle, Maximilian Schurade, Julian Aulbach und Simon Moser für ihre größeren und kleineren Beiträge zu dieser Arbeit während ihrer Diplom-, Bachelor- und Praktikumsarbeiten.
- Unseren Assistenten und Assistentinnen Margit Wagenbrenner, Silke Kuhn, Monika Emmerling, Adriana Wolf, Theresa Steinl, Selina Handel, Christian Kraft, Heiko Fritsche, André Thiem-Riebe und Sonja Maak für die hervorragende Unterstützung.
- Herrn Gerhard Heller für die Unterstützung bei der Lösung unzähliger technischer Probleme.
- Allen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Technische Physik für das tolle Arbeitsklima, die offenen Türen für Diskussionen aller Art und die ständige Bereitschaft, einem bei allen auftauchenden Problemen zur Hand zu gehen. Insbesondere gilt mein Dank den MBE-Kollegen für die permanente Hilfsbereitschaft, anregenden Diskussionen und natürlich die tatkräftige Unterstützung bei so manchen MBE-Öffnungen.
- Meinen Bürogenossinnen Margit Wagenbrenner und Silke Kuhn für die angenehme Atmosphäre.
- Der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) und dem Bundesministerium für Bildung und Forschung (BMBF) für die finanzielle Unterstützung von Teilen dieser Arbeit im Rahmen der Projekte „Long-wavelength GaInNAs“ (Fo146/12-2) und „HOPTRA: Wellenlängenstabilisierte GaIn(N)As Hochleistungslaser für die optische Übertragungstechnik“ (FKZ: 13N8696).

Danksagung

- Meinen Kollegen Christian Zimmermann, Daniel Ewert, Andreas Heger und Sebastian Habermann vom Projektpartner nanoplus Nanosystems & Technologies GmbH für die angenehme Zusammenarbeit.
- Besonderer Dank gilt meiner Freundin Rebekka Hülswitt für die Unterstützung und das Ertragen meiner schlechten Laune in schwierigen Phasen dieser Arbeit.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Dirk Bisping
Geburtstag/-ort: 09.10.1980, Rosenheim
Staatsangehörigkeit: Deutsch
Familienstand: ledig

Schulausbildung:

09/1987-07/1991 St.-Georgs-Volksschule Bad Aibling
09/1991-06/2000 Gymnasium Bad Aibling
Abschluss: Abitur

Zivildienst:

09/2000-08/2001 Neurologische Klinik Bad Aibling

Studium:

10/2001-07/2006 Studium der Nanostrukturtechnik an der Julius-Maximilians-Universität Würzburg
Abschluss: Diplom-Ingenieur (Univ.)

Berufliche Tätigkeiten:

12/1996-04/2002 MMI Martin Maier Ingenieurbüro, Bad Aibling
Projektassistent
06/1999-09/1999 IABG, Ottobrunn
freiberuflicher Mitarbeiter
02/2004-04/2004 Infineon Technologies AG, Corporate Research Photonics, München
Praktikum
10/2006-heute Universität Würzburg, Lehrstuhl für Technische Physik
wissenschaftlicher Angestellter

Eidesstattliche Versicherung

gemäß Paragraph 5, Absatz 2, Ziffer 2 der Promotionsordnung der Fakultät für Physik und Astronomie der Julius-Maximilians-Universität Würzburg:

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

Würzburg, 30.09.2010

Dirk Bisping

Erklärung

gemäß Paragraph 5, Absatz 2, Ziffer 5 der Promotionsordnung der Fakultät für Physik und Astronomie der Julius-Maximilians-Universität Würzburg:

Die vorliegende Arbeit wurde bisher weder in gleicher noch in anderer Form in einem anderen Prüfungsfach vorgelegt.

Würzburg, 30.09.2010

Dirk Bisping