

Epitaxie von
InAs-Quanten-Dash-Strukturen auf InP
und ihre Anwendung in
Telekommunikationslasern

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



vorgelegt von
Ruth Schwertberger
aus Augsburg

Würzburg 2005

Eingereicht am: 15.11.2004
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. J.P. Reithmaier
2. Gutachter: Prof. Dr. K. Brunner
der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. J.P. Reithmaier
2. Prüfer: Prof. Dr. W. Kinzel
der mündlichen Prüfung

Tag der mündlichen Prüfung: 16.12.2004

Doktorurkunde ausgehändigt am:

*So eine Arbeit wird eigentlich nie fertig,
man muss sie für fertig erklären,
wenn man nach Zeit und Umständen
das Möglichste getan hat.*

J. W. v. Goethe

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung — Summary	4
1 Einleitung	10
2 Das InP–Materialsystem	13
3 Grundlagen der Epitaxie	17
3.1 Epitaktisches Wachstum	17
3.2 Die Gasquellen-MBE	21
3.2.1 Aufbau der GS-MBE	21
3.2.2 Betrieb der Gasquellen	23
3.2.3 Besonderheiten beim Wachstum mit Gasquellen	25
4 Untersuchungen an InAs-Quanten-Dashes	31
4.1 Wachstum von InAs-Dashes	31
4.1.1 Probenaufbau und Charakterisierung von Teststrukturen . . .	31
4.1.2 Entstehung von Quanten-Dashes	33
4.1.3 Optimierung der Wachstumsparameter	35
4.2 Variation der Emissionseigenschaften	40
4.2.1 Kontrolle der Emissionswellenlänge	40

4.2.2	Verbreiterung des Verstärkungsspektrums	42
4.2.3	Realisierung langwelliger Emission	44
4.2.4	Stapelung mehrerer Dash-Schichten	49
4.3	Einzelpunktspektroskopie an InAs-Dashes	51
5	Grundlagen von Halbleiterlasern	54
5.1	Lasertheorie und wichtige Kenngrößen	54
5.2	Quantenpunkte als aktives Lasermedium	57
5.3	Schichtaufbau und Wellenleiterdesign der Laserstrukturen	60
5.4	Einfluss der Substrattemperatur	64
5.4.1	Variation der Wachstumstemperatur	64
5.4.2	Ausheilversuche an Laserstrukturen	66
5.5	Prozessierung und Charakterisierung von Halbleiterlasern	69
5.5.1	Herstellung von Breitstreifen- und RWG-Lasern	69
5.5.2	Orientierung der Laserkavität	71
6	Untersuchungen an Quanten-Dash-Lasern	74
6.1	Grunddaten im Vergleich zu Quantenfilmlasern	74
6.1.1	Auswertung der Laserkennlinien	75
6.1.2	Untersuchung der Emissionsspektren	82
6.2	Spezielle Eigenschaften von Quanten-Dash-Lasern	85
6.2.1	Kontrolle der Emissionswellenlänge	86
6.2.2	Verbreiterung des Verstärkungsspektrums	87
6.2.3	Einfluss der Anzahl der aktiven Schichten	90
6.3	Ergebnisse von RWG-Lasern	92

Inhaltsverzeichnis	3
Anhang A: Probenaufbau	97
Literaturverzeichnis	99
Danksagung	109
Lebenslauf	110
Veröffentlichungen der Autorin	111

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Herstellung und Charakterisierung von niedrigdimensionalen Strukturen für den Einsatz als aktive Schicht in InP-Halbleiterlasern. Quantenpunktstrukturen als Lasermedium weisen gegenüber herkömmlichen Quantenfilmlasern einige Vorteile auf, wie beispielsweise geringe Schwellenstromdichten, breites Verstärkungsspektrum und geringe Temperatursensitivität der Emissionswellenlänge. Ziel dieser Arbeit ist es, diese speziellen Vorteile, die im GaAs-System größtenteils nachgewiesen sind, auch auf das InP-System zu übertragen, da dieses für die Telekommunikationswellenlänge $1.55\ \mu\text{m}$ prädestiniert ist.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Strukturen wurden mittels einer Gasquellen-Molekularstrahlepitaxie-Anlage hergestellt. Die dabei verwendeten alternativen Gruppe-V-Precursor Tertiärbutylphosphin (TBP) und -arsin (TBA) haben spezielle Wachstumsvorgaben und Einschränkungen zur Folge, die eine Optimierung der Wachstumsparameter in eigenen Teststrukturen nötig machen. Durch die Zerlegung der organischen Ausgangsmaterialien besteht zudem die Gefahr einer ungewollten Hintergrunddotierung mit Kohlenstoff, die durch ein geeignetes Wachstumskonzept verhindert werden muss.

Auch die Bildung der Quantenpunktstrukturen wurde zunächst an Hand von Teststrukturen optimiert. Scheidet man InAs auf einem InP(100)-Substrat ab, so bilden sich — anders als auf GaAs — keine runden InAs-Quantenpunkte, sondern unregelmäßige, strichförmige Strukturen mit einer klaren Vorzugsorientierung, sogenannte Dashes. Verschiedene Wachstumsparameter, wie die Menge an deponiertem InAs, der Strukturaufbau oder der Wachstumsmodus, lassen eine Beeinflussung der Emissionseigenschaften zu, die mittels Photolumineszenz (PL)-Spektroskopie untersucht wurden. So kann die Emissionswellenlänge der Dashes sehr genau und über einen großen Bereich zwischen 1.2 und $2.0\ \mu\text{m}$ über die nominelle Dicke der Dash-Schicht festgelegt werden. Dieser Zusammenhang lässt sich auch nutzen, um durch die Kombination von Schichten unterschiedlicher Dash-Größe eine extreme Verbrei-

terung des Verstärkungsspektrums auf über 300 nm zu erzielen.

Neben der Hauptanwendung als Telekommunikationslaser sind auch Einsatzmöglichkeiten in der Gassensorik denkbar. Die Absorptionslinien wichtiger Gase liegen in einem Wellenlängenbereich zwischen 1.8 und 2.0 μm . Dieser ist neben der Verwendung extrem dicker Schichten mit Hilfe der Dashes auf zweierlei Arten realisierbar. Zum einen kann das Prinzip des migrationsunterstützten Wachstums (engl. migration enhanced epitaxy) angewandt werden, das recht breite asymmetrische PL-Spektren zur Folge hat, wobei der erreichbare Wellenlängenbereich begrenzt ist; die bessere Alternative jedoch ist die Einbettung der Dash-Schichten in einen InGaAs-Quantenfilm („Dash-in-a-Well“-Struktur), was eine starke Rotverschiebung um etwa 130 meV bei gleichzeitiger schmaler und intensiver Emission nach sich zieht.

Nachdem die Dashes einige sehr interessante Eigenschaften aufweisen, wurde ihre Eignung als aktive Schicht eines InP-Halbleiterlasers untersucht. Der genaue Schichtaufbau der Laserstrukturen musste dafür an die aktive Zone und die gewünschten Eigenschaften angepasst werden. Speziell die Fernfeldcharakteristik der Laser hängt stark vom Design des Wellenleiters ab. Eine Optimierung der Wachstums- und Designparameter an kompletten Laserstrukturen ist deswegen für die Realisierung von guten Lasern unerlässlich.

Da die Substrattemperatur während der Materialabscheidung der Quanten-Dash-Schicht einen signifikanten Einfluss auf das Emissionsverhalten hatte, wurde auch der Effekt eines nachträglichen Ausheilschritts untersucht. Dieser zeigt einen deutlichen Anstieg der PL-Intensität, gekoppelt mit einer Blauverschiebung der Emission, die sich über die Diffusionsprozesse zwischen den Dashes und dem umgebenden Barrierenmaterial erklären lässt. Auch für komplette Laserstrukturen ist ein positiver Effekt eines nachträglichen Ausheilschritts zu erwarten.

Da die speziellen Vorteile der Quanten-Dash(QD)-Strukturen nur Relevanz haben, wenn auch ihre Grunddaten einem Quantenfilmlaser (QW-Laser) auf InP ebenbürtig sind, wurde besonderer Wert auf einen entsprechenden Vergleich gelegt. Dabei zeigt sich, dass die Effizienzen ebenso wie die Absorption der QD-Laser nahezu identisch mit QW-Lasern sind. Die Schwellenstromdichten weisen eine stärkere Abhängigkeit von der Länge des Laserresonators auf, was dazu führt, dass ab einer Länge von 1.2 mm QD-Laser geringere Werte zeigen. Die Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte, die sich in der charakteristischen Temperatur T_0 äussert, zeigt dagegen für QD-Laser eine stärkere Sensitivität mit maximalen T_0 -Werten von knapp über 100 K. Betrachtet man das Emissionsspektrum der QD-Laser, so fällt die starke Blauverschiebung mit abnehmender Bauteillänge auf. Gleichzeitig zeigen diese Laser im Vergleich zu QW-Lasern eine deutlich größere Temperaturstabilität

der Emissionswellenlänge, was die Realisierung von Lasern unterschiedlicher Wellenlänge auf dem gleichen Probenmaterial ermöglicht. Beide Eigenschaften haben ihre Ursache in der flachen Form des Verstärkungsspektrums.

Einige der an Hand der Teststrukturen gezeigten Dash-Eigenschaften wurden auch an Laserstrukturen nachgewiesen. So lässt sich durch Variation der Dash-Schichtdicke von 5 auf 7.5 ML eine Verschiebung der Emissionswellenlänge um bis zu 230 nm realisieren, wobei dieses Verfahren damit noch nicht ausgereizt ist. Ebenso wurde auch ein Überlapp aus sechs jeweils verschieden dicken Dash-Schichten in eine Laserstruktur eingebaut. An Hand von Subschwellspektren wurde eine Verstärkungsbreite von etwa 220 nm nachgewiesen, die eine Abdeckung des gesamten Telekommunikationsbandes durch eine einzige Laserstruktur erlauben würde.

Die bisher vorgestellten Breitstreifenlaser sind in der Praxis wenig anwendungsrelevant, deswegen wurden auch einige Stegwellenleiter (RWG)-Laser prozessiert und untersucht. Diese weisen sehr vielversprechende Daten mit hohen Ausgangsleistungen bis 15 mW pro Facette und niedrigen Schwellenströmen auf. Besonders ein $300\ \mu\text{m}$ kurzes Bauteil, dessen Facetten vergütet wurden, zeigte im Dauerstrichbetrieb sehr gute Werte mit einer Raumtemperatur-Schwelle von 20 mA und einer maximalen Betriebstemperatur von 60 °C. Bei gepulster Anregung konnte dieser Laser sogar bis 130 °C betrieben werden.

Damit schafft diese Arbeit die Grundvoraussetzungen, um InAs-Quanten-Dashes als echte Alternative zu herkömmlichen Quantenfilmen in InP-Halbleiterlasern zu etablieren. Besonders das breite Verstärkungsspektrum und die hohe Temperaturstabilität der Emissionswellenlänge zeichnen dieses Material aus.

Summary

In this work the fabrication and characterisation of low-dimensional structures that can be used as active regions in InP semiconductor lasers are presented. Compared to conventional quantum well lasers quantum dot material shows some advantages like low threshold current density, broad gain spectrum and low temperature sensitivity of the emission wavelength. Most of these special advantages have already been demonstrated in the GaAs system and should be transferred to the InP system which is the material of choice for the telecommunication wavelength $1.55 \mu\text{m}$.

The presented structures were grown in a gas source molecular beam epitaxy system. The alternative group-V-precursors tertiarybutylphosphine (TBP) and tertiarybutylarsine (TBA) used imply certain growth conditions and restrictions. Therefore special test structures were grown to optimise the growth parameters. Additionally, the cracking of the organic precursors may result in an unintended background doping which has to be inhibited by a certain growth concept.

The formation of the quantum dot-like structures was also optimised in test samples. If InAs is deposited on an InP(100) substrate unlike on GaAs there are no circular InAs quantum dots formed, but irregular dash-like structures with a preferred orientation. Growth parameters like the amount of InAs deposited, the design of the structure or the growth mode allow an influence on the emission properties which were investigated by photoluminescence (PL) spectroscopy. Thus the emission wavelength of the dashes can be defined very accurately over a large region between 1.2 and $2.0 \mu\text{m}$ by varying the thickness of the dash layer. This dependence can be used to achieve an extreme broadening of the gain spectrum of over 300 nm by overlapping layers with different thicknesses.

Beside the major application in telecommunication lasers the usage for gas sensing detectors is also possible. Absorption lines of typical gases are in the wavelength range between 1.8 and $2.0 \mu\text{m}$. In addition to the employment of extremely thick dash layers this region can be reached by two different ways. The growth principle

of migration enhanced epitaxy results in broad and asymmetric PL spectra with a limited wavelength region. Better results are obtained by embedding the dash layers in an InGaAs quantum well in a so-called DWell structure. This involves a large red-shift of about 130 meV accompanied by a small and intense emission.

With the dashes showing a very interesting behaviour their suitability as an active layer of an InP semiconductor laser needs to be discussed. The exact layer design had to be adjusted to the active region and the desired specifications. Mainly the farfield characteristic depends very critically on the waveguide design. For this reason an optimisation of growth and design parameters on complete laser structures is indispensable in order to guarantee a good performance of the resulting lasers. As the substrate temperature during dash deposition had a significant influence on the emission the effect of a subsequent annealing procedure was investigated showing a strong increase in PL intensity in combination with a blue-shift of the emission. This shift can be explained by diffusion processes between dashes and surrounding barrier material. For laser structures a positive effect of a subsequent annealing step is likely, too.

As the special advantages of quantum dash (QD) lasers are only of importance if their basic data are comparable to a quantum well (QW) laser on InP much attention was paid to a corresponding comparison. It can be shown that the efficiencies and the absorption of the QD lasers are nearly similar to QW lasers. The threshold current densities have a stronger dependence on the resonator length resulting in lower values for quantum dash lasers above 1.2 mm cavity length. The temperature dependence of the threshold current density corresponding to the characteristic temperature T_0 shows a stronger sensitivity for QD lasers with maximum T_0 values of about 100 K. In the emission spectra of the dash lasers a strong blue-shift with decreasing device length is recognised. At the same time these lasers have a much larger temperature stability of the emission wavelength allowing the realisation of lasers with different wavelength on the same sample. Both effects have their reason in the smaller slope of the gain spectrum.

Some of the dash properties shown for test structures were also demonstrated for laser structures. By varying the thickness of the dash layers from 5 to 7.5 MLs a shift of the emission wavelength of about 230 nm was realised bearing potential for an even further extension of this method. Also a stack of six dash layers all slightly different in thickness was embedded in a laser structure. Using subthreshold spectra a gain width of 220 nm was measured giving the opportunity to cover the whole telecommunication band with a single device.

The relevance of the discussed broad area lasers for real applications is not very

high. Therefore also some ridge waveguide lasers were processed and analysed. These lasers show promising results with high maximum output powers of up to 15 mW per facet and low threshold currents. Especially a 300 μm long device with coated facets exhibited a very good threshold current of 20 mA at room temperature and a maximum operation temperature of 60 $^{\circ}\text{C}$ under cw operation. In pulsed mode this laser could be operated up to 130 $^{\circ}\text{C}$.

This work creates the basis for establishing InAs quantum dash lasers as an alternative for conventional quantum well lasers in the InP system. Especially the broad gain spectrum and the high temperature stability of the emission wavelength distinguish this material.

Kapitel 1

Einleitung

In den letzten Jahrzehnten hat sich unsere Gesellschaft stark verändert; das sogenannte Kommunikationszeitalter ist angebrochen und mit ihm ein ständig steigender Bedarf an Speicherkapazität, Übertragungsgeschwindigkeit und -bandbreite. Die breite Verfügbarkeit immer neuer Anwendungen angefangen von Internet über Digitalkameras bis hin zu Videokonferenzen stellt hohe Anforderungen an die Entwicklung hochoptimierter Halbleiterbauelemente. Halbleiterelektronik beruht meist auf dem günstigen Material Silizium, dessen technologische Entwicklung daher am weitesten fortgeschritten ist und hochintegrierte Bauteile erlaubt. Der Ruf nach hohen Übertragungsraten kann jedoch nicht durch höhere Packungsdichten und Ausbau der Vernetzung durch Kupferkabel befriedigt werden. Bereits seit vielen Jahren geht der Trend zu opto-elektronischen Bauteilen und Glasfasernetzwerken, da diese nicht nur eine hohe Geschwindigkeit, sondern auch steigende Bandbreite durch eine große Anzahl paralleler Kanäle bereitstellen können. Für opto-elektronische Anwendungen kommen vor allem III/V-Halbleiter, besonders das gut etablierte GaAs-System und das InP-System zum Einsatz. Ein prinzipielles Problem, das diesen Bauteilen jedoch nach wie vor anhaftet, ist die — verglichen mit Elektronik auf Si-Basis — schlechte Integrierbarkeit und die dadurch anfallenden Schnittstellen zwischen optischem Bauteil und elektronischer Ansteuerung und Vernetzung.

Halbleiterlaserdioden werden heutzutage sehr vielfältig eingesetzt. Aus alltäglichen technischen Anwendungen wie in CD- und DVD-Playern oder als Laserpointer sind sie nicht mehr wegzudenken. Einen zunehmenden Markt finden sie auch in Medizin, Zahnmedizin und Kosmetik, da sie durch ihre geringe Größe minimalinvasive Behandlungen ermöglichen können wie beispielsweise in der Augenmedizin als Laserskalpell. Industrielle Anwendungen wie Schweißen, Lötten und Gravieren sind

meist auf hohe Leistungsdichten angewiesen und verwenden daher Festkörperlaser wie den Nd-YAG-Laser, der mit Hilfe von Halbleiterlasern gepumpt werden kann. Hochleistungslaser auf GaAs haben aber durchaus das Potential, direkt zur Materialbearbeitung eingesetzt zu werden. Eine der wichtigsten Anwendungen ist jedoch die Datenübertragung in der Telekommunikationsbranche. Halbleiterlaser werden dabei vor allem zur Einkopplung und Verstärkung bei Erbium-dotierten Glasfasern benötigt. Hierfür ist besonders die Wellenlänge 980 nm gebräuchlich, die durch Quantenfilmlaser auf GaAs realisiert wird.

Glasfasernetze unterteilt man je nach Anwendung und Größe in mehrere Bereiche. Die Kurzstrecke, die bis zu einigen 100 m umfasst, wird LAN (local area network) genannt und üblicherweise durch preiswerte oberflächenemittierende Laserdioden (VCSEL) abgedeckt. Die mittleren Netzwerke oder MANs (metropolitan access network) decken beispielsweise eine gesamte Stadt ab, während die großen Entfernungen durch sogenannte WANs oder GANs (wide bzw. global area network) überbrückt werden. Für die beiden letztgenannten ist eine gute Übertragungsleistung und damit geringe Verluste in der Glasfaser besonders wichtig. Diese Transmissionsverluste zeigen im Infraroten zwei deutlich Minima, wie in Abb. 1.1 zu sehen ist. Zum einen liegt das sogenannte O-Band (original), das für MANs zum Einsatz

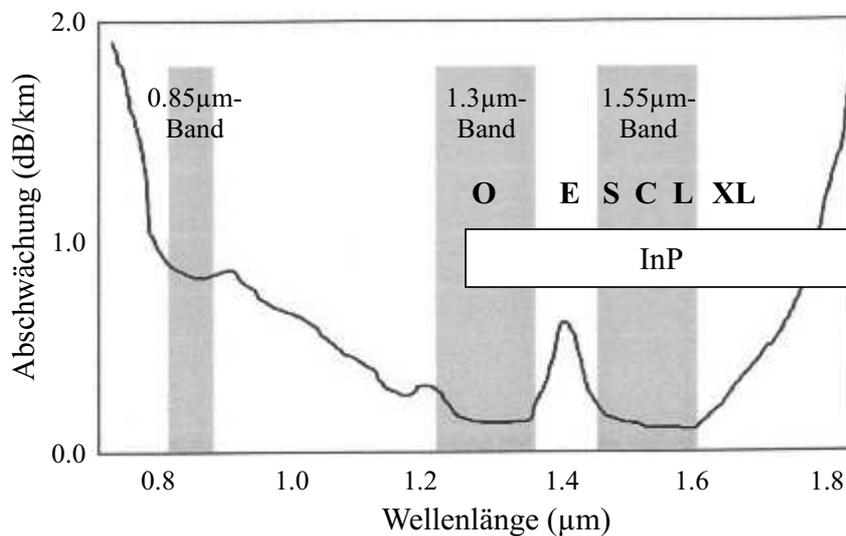


Abb. 1.1: Abschwächung des Lichts in der Glasfaser.

kommt, bei 1.26 - 1.36 μm , während der Wellenlängenbereich um 1.55 μm , der S-, C- und L-Band (short: 1.46 - 1.53 μm , common: 1.53 - 1.565 μm , long: 1.565 - 1.625 μm) vereint, für lange Übertragungsstrecken verwendet wird. Emission bei 1.3 μm kann heutzutage gut auf dem kostengünstigeren und verbreiteten GaAs-System durch

Verwendung von Quantenpunktstrukturen als aktives Medium oder durch Zugabe von Stickstoff in InGaNaNs-Quantenfilmen realisiert werden; das etablierte Materialsystem für Anwendungen bei $1.55\ \mu\text{m}$ ist jedoch InP. Auf diesem Material kommen dabei gitterangepasste Heterostrukturen aus InGaAs, InAlAs und InGaAsP in Quantenfilmlasern zum Einsatz.

Wie bereits erwähnt werden InAs-Quantenpunktstrukturen auf GaAs für die Realisierung großer Wellenlängen verwendet und sind deswegen bereits gut untersucht. Im Vergleich zu herkömmlichen Quantenfilmlasern offenbaren sie einige Vorteile, die in dem geringen aktiven Bereich und der höheren Quantisierung begründet sind. So wurde theoretisch vorhergesagt, dass die Schwellenstromdichten bei QD-Bauteilen geringer sind [Asa86], die Temperaturstabilität der Emissionswellenlänge besser ist [Ara82] und bessere Hochfrequenzeigenschaften zu erwarten sind [New99]. Diese Eigenschaften sind auf dem GaAs-System bereits größtenteils nachgewiesen worden. Natürlich wäre eine direkte Übertragung dieser Vorteile auf das InP-System und damit auf die Zielwellenlänge $1.55\ \mu\text{m}$ ebenfalls wünschenswert. Bis vor kurzem scheiterten jedoch alle Versuche elektrisch gepumpte Quantenpunktlaser auf InP zu realisieren. Meist konnte Laserbetrieb nur auf hochindizierten Substraten und bei tiefen Temperaturen erreicht werden. Erstmals konnten im Rahmen dieser Arbeit, zeitgleich mit einer weiteren Forschungsgruppe [Wan01], Halbleiterlaser auf der Basis von quantenpunktartigen Strukturen im InP-System realisiert werden, die Laseremission bei Raumtemperatur zeigten. Ziel war es, die besonderen Eigenschaften und Vorteile dieser niedrigdimensionalen Strukturen zu untersuchen und auf dieser Grundlage Quantenpunktlaser zu entwickeln.

Nach einer kurzen Einführung in das InP-Materialsystem (Kap. 2) und einigen grundlegenden Erläuterungen zur Molekularstrahlepitaxie und der verwendeten Gasquellen-MBE-Anlage in Kapitel 3 ist deshalb ein ausführlicher Teil der Untersuchung der Wachstumsbedingungen und der grundlegenden Eigenschaften von InAs-Dashes gewidmet (Kap. 4). So bieten die Quanten-Dashes die Möglichkeit auf einfache Weise einen großen Bereich an Emissionswellenlängen abzudecken und weisen zudem eine große spektrale Verstärkungsbreite auf, was durch Kombination verschiedener Dash-Schichten noch gesteigert werden kann. In Kapitel 5 werden einige Grundlagen der Halbleiterlaser erläutert und die Struktur und Prozessierung der auf den InAs-Dashes basierenden Laser vorgestellt, während Kapitel 6 die erzielten Ergebnisse zusammenfasst. Ein besonderes Augenmerk wurde hierbei auf den Vergleich mit Quantenfilmlasern auf InP und die bereits angedeuteten speziellen Vorteile der Quanten-Dash-Laser gelegt.

Kapitel 2

Das InP–Materialsystem

InP ist abgesehen von GaAs der wichtigste und am häufigsten eingesetzte Verbindungshalbleiter, da es den für opto-elektronische Anwendungen interessanten Bereich um $1.5\ \mu\text{m}$ Wellenlänge zugänglich macht. Das Materialsystem, das auf InP beruht, umfasst eine ganze Reihe ternärer und quaternärer Verbindungen, die gerade in der Opto-Elektronik vielfach Anwendung finden. Im Unterschied zu GaAs sind aber bei weitem nicht alle Materialeigenschaften bekannt; eine Zusammenfassung der wichtigsten Materialparameter findet sich in [Mad96, Pea91].

Wie die meisten Verbindungshalbleiter kristallisiert InP in der Zinkblendestruktur, d.h. die beiden Untergitter, die von den Gruppe-III- bzw. Gruppe-V-Atomen gebildet werden, sind kubisch-flächenzentriert und gegeneinander um ein Viertel der Raumdiagonalen verschoben, was der Anordnung auf einem Diamantgitter entspricht. Das Verhältnis zwischen den Gruppe-III- und Gruppe-V-Atomen ist stöchiometrisch, wobei jedes Atom an vier Atome der jeweils anderen Gruppe gebunden ist. Da fast alle der zum Einsatz kommenden III-V-Verbindungen die gleiche Kristallstruktur besitzen, sind auch ihre physikalischen Eigenschaften vergleichbar.

In Bild 2.1 sind Energielücken und Gitterkonstanten der wichtigsten Halbleitermaterialien zusammengestellt. Der schwarz hervorgehobene Bereich kennzeichnet dabei die Verbindungen, die auf InP zum Einsatz kommen. InP selbst weist eine Bandlücke E_g von 1.344 eV und eine Gitterkonstante a von 0.58687 nm [Mad96] auf. Die Verbindungslinien zwischen den Punkten der binären Verbindungen markieren die ternären Materialien, wie z.B. $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$; x ist hierbei der Anteil der In-Atome. Das Gebiet zwischen den Linien umfasst die quaternären Verbindungen, wobei auf InP vor allem $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x-y}\text{As}$ und $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ zum Einsatz kommen. Da für opto-elektronische Anwendungen die Kristallstruktur möglichst defektfrei sein muss, werden im allgemeinen alle ternären und quaternären Materia-

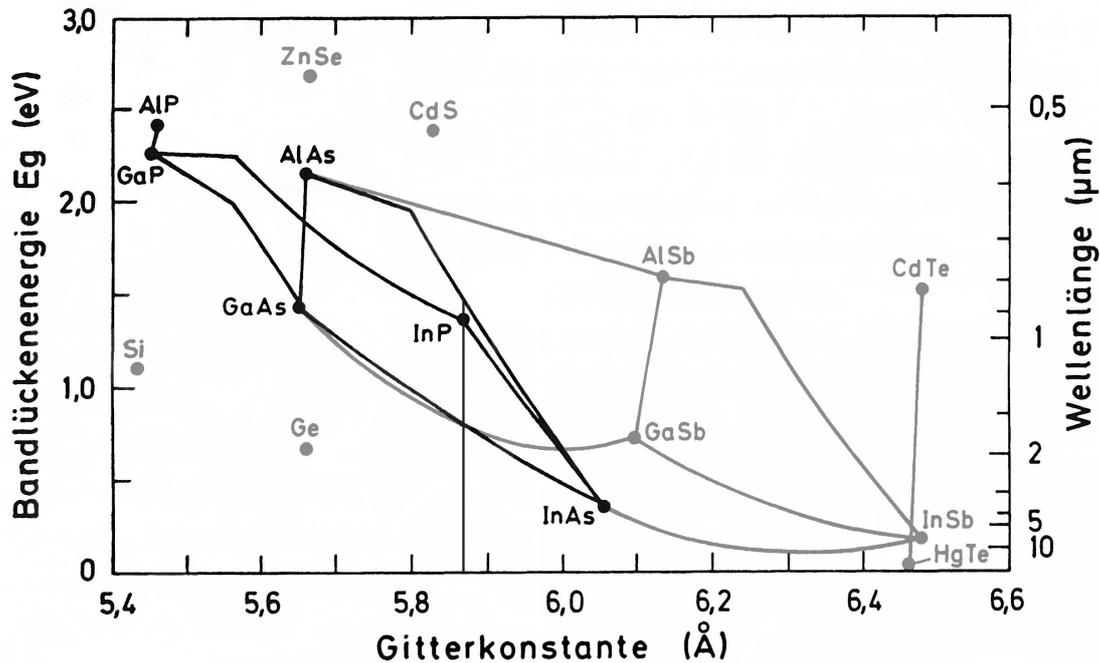


Abb. 2.1: Bandlücke und Gitterkonstante von verschiedenen Halbleitermaterialien; die Verbindungen, die in der vorliegenden Arbeit von Bedeutung sind, sind schwarz markiert; die senkrechte Linie zeigt die Gitteranpassung auf InP (nach [Iba95]).

lien gitterangepasst auf das Substrat abgeschieden. Im vorliegenden Fall bedeutet dies, dass nur Verbindungen auf der senkrechten Linie bei einer Gitterkonstanten von 0.58687 nm Verwendung finden. Die Zusammensetzung der gitterangepassten Mischkristalle kann sehr einfach nach dem Vegardschen Gesetz ermittelt werden, das von einem linearen Verlauf zwischen den binären Ausgangsmaterialien mit A und B als Elementen der III. bzw. V. Gruppe ausgeht:

$$a(x) = a_{A_2B} + x \cdot (a_{A_1B} - a_{A_2B}) \quad \text{für } (A_1)_x(A_2)_{1-x}B \quad (2.1)$$

Die zu InP gitterangepassten ternären Materialien sind damit auf $\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$ bzw. $\text{In}_{0.523}\text{Al}_{0.477}\text{As}$ mit Bandlücken von 0.75 eV bzw. 1.45 eV festgelegt. Bei den quaternären Verbindungen dagegen besteht ein weiterer Freiheitsgrad; die In-Konzentration beträgt hier etwa 0.53, die Bandlücke kann jedoch über das Verhältnis von Ga zu Al zwischen den beiden ternären Grenzen variiert werden. Diese Möglichkeit der Variation der Zusammensetzung und damit der elektronischen Eigenschaften nennt man „band gap engineering“. Werden aus diesen Materialien Heterostruktursysteme aufgebaut, d.h. eine Abfolge unterschiedlicher III-V-Verbindungen, kann man bei gleicher Gitterkonstante die unterschiedlichen elektronischen, optischen und

chemischen Eigenschaften gezielt ausnutzen.

Neben den üblichen gitterangepassten Materialien können sehr dünne Schichten eines Materials mit anderer Gitterkonstante auch pseudomorph, d.h. elastisch verspannt aufgewachsen werden, wobei die Gitterkonstante des Substrats der Epitaxieschicht aufgezwungen wird. Die verspannte Schicht speichert dabei eine potentielle Energiedichte w_H , die frei wird, wenn sie relaxiert, d.h. ihre unverspannte Gitterkonstante einnimmt. Ist diese gespeicherte Energie größer als die Aktivierungsenergie für einen Defekt, so wird dieser eingebaut und stört das einkristalline Wachstum. Da die Energiedichte w_H direkt proportional zu der aufgewachsenen Schichtdicke h ist, gibt es einen kritischen Wert h_C für die Dicke, bis zu dem eine verspannte Schicht einkristallin aufgewachsen werden kann. Je nach Stärke der Verspannung kann diese kritische Schichtdicke nur wenige nm betragen.

InAs hat auf InP einen relativ hohen Verspannungsgrad mit einer Gitterfehlpassung von etwa 3 % relativ zur Gitterkonstanten des Substratmaterials, während beispielsweise $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$, das als Quantenfilm auf InP Verwendung findet, nur etwa 1 % Fehlanpassung aufweist. Die kritische Schichtdicke für InAs auf InP variiert mit den Depositionsbedingungen, beträgt aber typischerweise unter 1.5 ML, was etwa 0.9 nm entspricht [Pon96]. Dieser hohe Verspannungsgrad lässt sich gezielt für die Anwendung in Quantenpunktstrukturen ausnutzen, was in Abschnitt 3.1 näher erläutert wird.

Ein sehr wichtiger Parameter für den Einsatz in optischen Bauteilen ist der Brechungsindex n eines Materials. Unglücklicherweise ist dieser für die Verbindungen im InP-System nur sehr ungenügend bekannt. Deswegen mussten für die Simulation der optischen Eigenschaften wie der Wellenführung akzeptable Parameter gefunden werden. Diese Aufgabe war Teil des europäischen Forschungsprojektes BigBand und wurde von den Projektpartnern des Politecnico di Torino übernommen.

Im allgemeinen dienen als Ausgangspunkt für die Bestimmung der Brechungsindizes n die Werte der binären Verbindungen, die für die gewünschte Wellenlänge λ beispielsweise an Hand einer Sellmeier-Formel [Fie87] bestimmt werden können. Die Brechungsindizes für ternäre und quaternäre Materialien können daraus durch lineare Interpolation entsprechend dem Vegardschen Gesetz abgeschätzt werden. Lediglich $\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$ darf nicht mit der Sellmeier-Formel berechnet werden, da dieses Material mit einer Bandlücke von 0.75 eV über dem betrachteten Wellenlängenbereich liegt. Für Simulationen wurde deswegen der Wert an der Bandkante herangezogen, allerdings müssen für dieses Material hohe Verluste berücksichtigt werden.

Unglücklicherweise sind bereits für die binären Materialien sehr unterschiedliche Daten in der Literatur zu finden. Simulationen, die auf verschiedenen Quellen für InP

und InAs [Fie87, Ada87, Asp83, For91] und für GaAs und AlAs [Ada85, Pal97] basieren, sind zwar in sich stimmig, eine bessere Übereinstimmung mit experimentellen Daten erhält man jedoch für einen Datensatz, der auf [Gud96] beruht. Dieser wurde deswegen für alle Berechnungen herangezogen und ist auch Tabelle 2.1 zu entnehmen, die die wichtigsten strukturellen, optischen und elektronischen Parameter für die in den InP–Lasern verwendeten Materialien zusammenfasst.

Material	Gitterkonst. [Å]	Fehlpassung zu InP	Bandlücke [eV]	Brechungsindex	Einsatz
InP	5.8687	–	1.344	3.169	Substrat
$\text{In}_{0.523}\text{Al}_{0.477}\text{As}$	5.87	–	1.450	3.199	Cladding
$\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$	5.87	–	0.75	3.66	Cap
$\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$	5.87	–	1.059	3.376	Barriere
$\text{In}_{0.526}\text{Ga}_{0.050}\text{Al}_{0.424}\text{As}$	5.87	–	1.383	3.275	Cladding
$\text{In}_{0.805}\text{Ga}_{0.195}\text{As}_{0.425}\text{P}_{0.575}$	5.87	–	1.059	3.432	Ätzstopp
$\text{In}_{0.69}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$	5.94	1.2 %	0.579		QWell
InAs	6.058	3.3 %	0.354	3.521	QDash

Tab. 2.1: *Materialparameter aller in den hier vorgestellten Laserstrukturen vorkommenden Schichten bei Raumtemperatur. Die Brechungsindizes sind für eine Wellenlänge von 1550 nm angegeben (nach [Gud96]).*

Kapitel 3

Grundlagen der Epitaxie

Unter Epitaxie versteht man die Abscheidung von einkristallinen Schichten derselben (Homoepitaxie) oder einer unterschiedlichen (Heteroepitaxie) Materialzusammensetzung auf einem Trägersubstrat. Grundsätzlich wird zwischen physikalischen und chemischen Verfahren unterschieden, je nachdem welche Vorgänge sich auf dem Substrat abspielen. Die wichtigsten Epitaxie-Verfahren sind die metallorganische Gasphasenabscheidung (engl. metallorganic vapour phase epitaxy = MOVPE), bei der ein laminarer Strom metallorganischer Verbindungen an einem geheizten Substrat vorbeiströmt und sich dort abscheidet, und die Molekularstrahlepitaxie (engl. molecular beam epitaxy = MBE), deren Grundlagen im folgenden genauer erklärt werden. Eine besondere Rolle spielt hierbei der Einsatz von gasförmigen Stoffen in der sogenannten Gasquellen-MBE (GS-MBE) (siehe Abschnitt 3.2), die in der vorliegenden Arbeit zum Einsatz kam.

3.1 Epitaktisches Wachstum

Das Grundprinzip der MBE beruht auf der Bereitstellung von Flüssen verschiedener Elemente in atomarer oder molekularer Form. Diese werden auf das thermisch aktivierte Substrat gerichtet und können dort eine Reihe von konkurrierenden Prozessen bewirken, die in Abb. 3.1 schematisch dargestellt sind. Unterteilen kann man diese Prozesse nach ihren Auswirkungen auf das Gesamtwachstum. Positive Beiträge liefern Anlagerungsprozesse, die für das Wachstum natürlich die größte Bedeutung haben. Dabei trifft ein Atom oder Molekül auf die Oberfläche des Substrats auf und wird an einem geeigneten Platz in das Kristallgitter eingebaut. Dabei legen

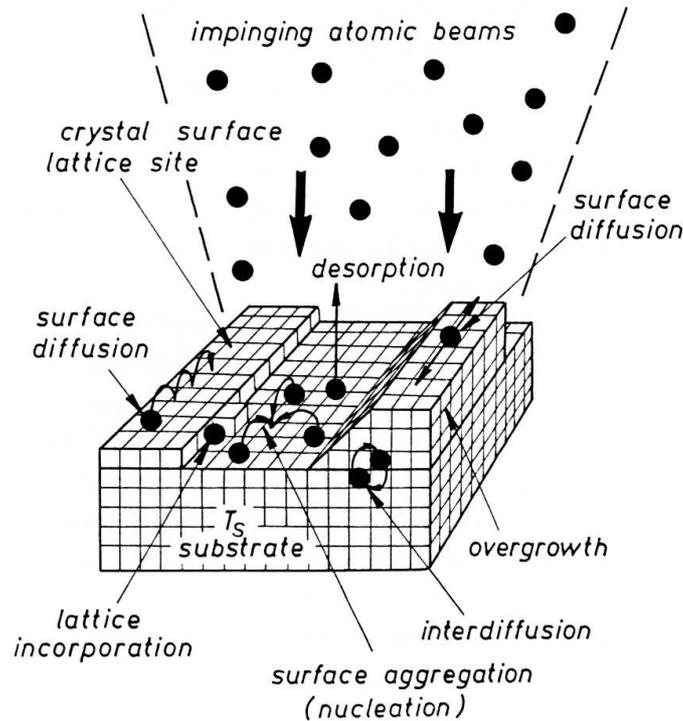


Abb. 3.1: Schematische Darstellung der wichtigsten, während der Epitaxie von Halbleitern ablaufenden Wachstumsprozesse (aus [Her89]).

energetische Betrachtungen nahe, dass das Teilchen dort eingebaut wird, wo es aufgrund von Bindungszuständen mit den benachbarten Atomen die geringste potentielle Energie besitzt. Im allgemeinen ist dies an Stufen, die die Kristalloberfläche des Substrats durchziehen, der Fall, da hier mehr Nachbarn zum Aufbau von Verbindungen vorhanden sind. Moleküle werden vor dem Einbau in das Kristallgitter meist aufgespalten, was thermisch induziert durch die Substrattemperatur geschieht. Die Rate des Teilcheneinbaus wird mit dem Haftkoeffizienten S beschrieben, der von der Haftwahrscheinlichkeit σ , dem Bedeckungsgrad Θ , der Substrattemperatur T und einer Aktivierungsenergie zur Überwindung der elektrischen Abstoßung E_{ads} abhängt:

$$S = \sigma \cdot f_S(\Theta) \cdot \exp\left(\frac{-E_{ads}}{kT}\right)$$

Natürlich gibt es auch den umgekehrten Fall eines negativen Beitrags, bei dem sich ausgelöst durch ungünstige Wachstumsparameter, wie eine zu hohe Substrattemperatur, Atome aus dem Kristallverband lösen, unter Umständen zu Molekülen zusammenfinden und in das Restgas übergehen. Auch diese Desorptionsrate R hängt exponentiell von einer Desorptionsenergie E_{des} ab:

$$R \propto f_R(\Theta) \cdot \exp\left(\frac{-E_{des}}{kT}\right)$$

Eine sehr wichtige Rolle bei der Wachstumsoptimierung spielen die neutralen Prozesse, die weder zum Wachstum noch zum Rückgang der Schicht beitragen. Dabei handelt es sich um Diffusionsprozesse, die zum Einen im Inneren der schon gewachsenen Schicht zu einer Durchmischung und Umlagerung führen können, hauptsächlich jedoch an der Kristalloberfläche von entscheidender Bedeutung sind, da die Reichweite der Adatome, d.h. ihre Diffusionslänge, darüber bestimmt, wo die Teilchen in das Gitter eingebaut werden können. Die Diffusionsrate D hängt von der Diffusionsenergie E_{diff} ab:

$$D = D_0 \cdot \exp\left(\frac{-E_{diff}}{kT}\right),$$

wobei die Konstante $D_0 = a_0^2 \cdot \nu_d$ von der Sprungdistanz a_0 und der Sprunghäufigkeit ν_d der diffundierenden Teilchen abhängt. Damit kann ein Teilchen in der Verweildauer τ an der Oberfläche eine Distanz von der Größenordnung $D \cdot \tau$ zurücklegen. All diese unterschiedlichen Teilprozesse sind wie schon angedeutet von vielen Wachstumsparametern abhängig; die wichtigsten sind die auf das Substrat gerichteten Flüsse der einzelnen Elemente und die Substrattemperatur. Diese muss so optimiert werden, dass die Diffusionslänge ausreichend ist, um ein möglichst planares, epitaktisches Wachstum zu ermöglichen, ohne dass gleichzeitig die Desorption überhand nimmt. Bei der Epitaxie von III-V-Verbindungen verhalten sich die Elemente der Hauptgruppen beim Einbau in die Schicht nicht gleich; während die Gruppe-III-Elemente nahezu vollständig abgeschieden werden, was bei Mangel an entsprechenden Gruppe-V-Partnern bis zur Bildung von Flüssigkeitstropfen führen kann, werden überzählige Gruppe-V-Teilchen nur unter großem Überschuss und speziellen Wachstumsbedingungen in das Gitter auf Gruppe-III-Plätzen eingebaut. Ansonsten bilden sie Di- oder Tetramere, die in das Restgas desorbieren. Aus diesem Grund wird bei der Epitaxie fast ausschließlich unter Gruppe-V-Überschuss gearbeitet. Der Fluss der Gruppe-III-Atome legt die Wachstumsrate fest und die Teilchen der Gruppe V werden stöchiometrisch in das Gitter eingebaut. Deswegen kann man die Wachstumsparameter, die sich auf den Fluss der Teilchen zum Substrat beziehen, auch über die Wachstumsrate und das III-V-Verhältnis angeben. Beide Parameter müssen sorgfältig aufeinander abgestimmt werden, da ein zu großer Gruppe-V-Überschuss zum einen die Bindungszustände der Atome an der Oberfläche (Oberflächenrekonstruktion) ändern kann und zum anderen an der Oberfläche diffundierende Gruppe-III-Atome schneller auf einen Bindungspartner treffen, wodurch ihre Diffusionslänge stark verkürzt wird. Beides kann eine Aufrauung des Schichtwachstums

zur Folge haben.

Sehr entscheidend für eine defektfreie Abscheidung ist eine starke Übersättigung der Teilchen der Wachstumsspezies gegenüber den Teilchen des Restgases, um zu vermeiden, dass sich Restgasatome oder -moleküle auf der Substratoberfläche anlagern, ins Gitter eingebaut werden und Defekte verursachen oder durch Stöße mit den abzuschheidenden Teilchen deren freie Weglänge reduzieren und somit ihren Einbau behindern. Im vorliegenden Fall beträgt der Reaktivgasdruck an der Substratoberfläche während des Wachstums etwa $10^{-5} - 10^{-3}$ mbar und der Restgashintergrund etwa 10^{-8} mbar. Berücksichtigt man die molekülspezifische Nachweiswahrscheinlichkeit an der Druckmessröhre, liegt die Übersättigung bei etwa $10^3 - 10^4$. Die mittlere freie Weglänge ist dabei groß gegen die Entfernung der Zellen vom Substrat, so dass die Teilchen ohne Stöße mit dem Restgas eingebaut werden können und ein Einbau von Verunreinigungen weitgehend vermieden wird.

Unter optimalen Wachstumsparametern gibt die Molekularstrahlepitaxie die Möglichkeit durch geeignete Steuerung der Flüsse Schichten Atomlage für Atomlage abzuscheiden, da sich Adatome bevorzugt an Stufen anlagern und somit bestrebt sind, die Schicht zu planarisieren. Diese Art von Wachstum nennt sich Lagen- oder Frank-van der Merwe-Wachstum und kann über RHEED-Untersuchungen tatsächlich nachgewiesen werden. Je nach Eigenschaften der verwendeten Materialien kann aber auch das entgegengesetzte Verhalten eines Insel- oder Volmer-Weber-Wachstums auftreten. Sind beispielsweise Bindungen zu bereits angelagerten Teilchen energetisch günstiger als zu Substratatomen, so bilden die Adatome lieber Inseln als Lücken in der planaren Bedeckung aufzufüllen. Das Stranski-Krastanov-Wachstum, das eine Mischform aus Lagen- und Inselwachstum darstellt (Abb. 3.2), lässt sich durch Wahl geeigneter Parameter wie ein hohes V-III-Verhältnis oder durch Abscheidung verspannter Schichten herbeiführen. InAs hat auf InP, wie in Kapitel 2 erwähnt, eine Gitterfehlانpassung von etwa 3 %. Dies führt bei der Abscheidung dazu, dass sich zunächst eine kompressiv verspannte zweidimensionale Schicht ausbildet, die ab einer gewissen kritischen Schichtdicke zu relaxieren beginnt. Dadurch wird es energetisch günstiger zu einem dreidimensionalen Inselwachstum überzugehen; bei weiterer Abscheidung lagern sich Teilchen jetzt bevorzugt an bereits bestehende Wachstumsinseln an, so dass diese in Höhe und Ausdehnung wachsen bis sie allmählich unter Einbau von Korngrenzen zu einer relaxierten Schicht verschmelzen. Das Stranski-Krastanov-Wachstum stellt eine einfache Möglichkeit dar, selbstorganisierte niedrigdimensionale Systeme zu realisieren. Die ursprünglich gebildete, verspannte Schichtlage bezeichnet man als Benetzungsschicht (engl. wetting layer), auf der sich einzelne Wachstumsinseln, die Quantenpunkte, ausbilden. Auch Teilchen

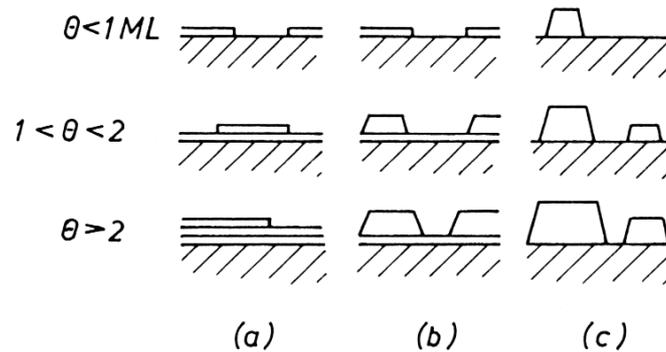


Abb. 3.2: Schematische Darstellung der verschiedenen Wachstumsmodi: a) Frank-van der Merwe-, b) Stranski-Krastanov- und c) Volmer-Weber-Wachstum (aus [Her89]).

der Benetzungsschicht können durch Diffusionsprozesse zur Ausbildung der Inseln beitragen, so dass die Benetzungsschicht während der Deposition schrumpfen oder je nach Material sogar komplett verschwinden kann. Zurück bleiben Quantenpunkte, deren Höhe und Breite bedingt durch die willkürliche Anordnung stark variieren kann, wobei die optischen und elektrischen Eigenschaften von solchen selbstorganisierten Quantenpunkten stark von ihrer Form abhängen. Diese Unregelmäßigkeiten führen daher dazu, dass auch die Energiezustände, die sich aus der Quantisierung ergeben, variieren. Dadurch sind Emissionsspektren eines Ensembles von Quantenpunkten gegenüber einem Einzelquantenpunkt oder einem Quantenfilm statistisch verbreitert, woraus sich interessante Anwendungsmöglichkeiten als aktives Material eines Halbleiterlasers ergeben. Diese Auswirkungen werden in Kapitel 5 diskutiert.

3.2 Die Gasquellen-MBE

3.2.1 Aufbau der GS-MBE

Im folgenden wird die technische Umsetzung der unter 3.1 beschriebenen Wachstumsgrundlagen erläutert. Alle in dieser Arbeit beschriebenen Epitaxieschichten wurden in einer MBE-Anlage der Firma Eiko gewachsen, die zusätzlich zu konventionellen Feststoffzellen mit Gasquellen ausgerüstet ist (GS-MBE, engl. gas source MBE = Gasquellen-MBE). Das in Abb. 3.3 dargestellte Zwei-Kammer-System, das aus der MBE-Hauptkammer und einer Ladekammer besteht, ist für die Epitaxie auf 1/4 oder ganzen 2"- oder 3"-Wafern geeignet.

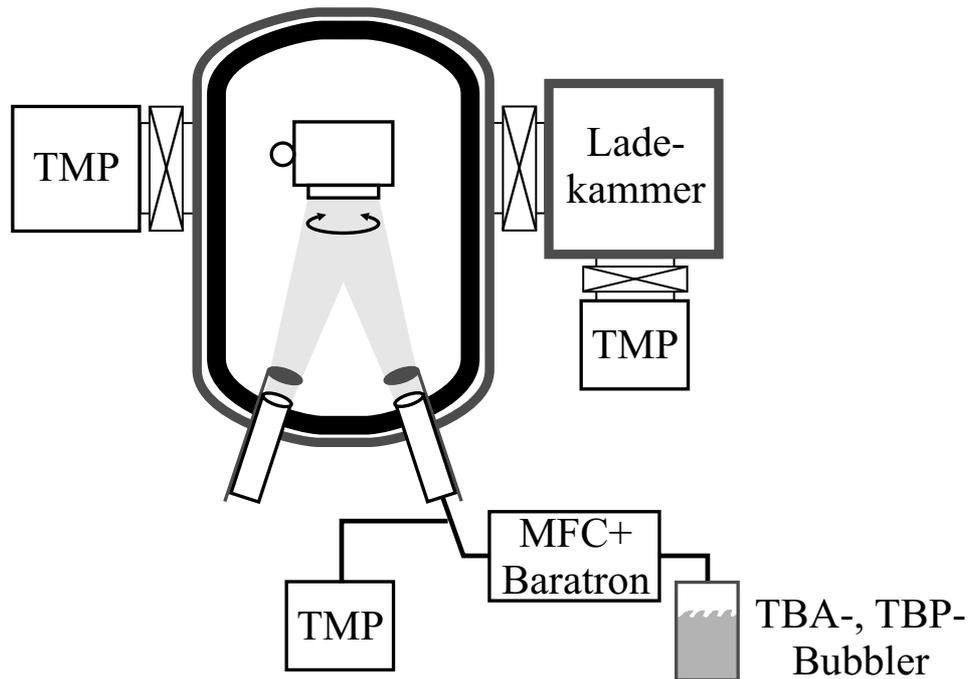


Abb. 3.3: Schematische Darstellung der Gasquellen-MBE-Anlage mit druckstabilisierter Run-/Vent-Schaltung der Gasquellen.

Drei Probenhalter, die die Substrate aufnehmen, können gleichzeitig in die Ladekammer eingebaut, dort ausgeheizt und über ein Magnettransfersystem in die Hauptkammer eingeschleust werden. Dort wird der Halter mit der Epitaxieoberfläche senkrecht nach unten positioniert, um sich selbst rotiert und auf die gewünschte Substrattemperatur geheizt, was über Strahlungsheizung durch ein Heizfilament auf der Rückseite des Probenhalters erreicht wird. Die tatsächliche Temperatur auf der Oberfläche des Substrats kann je nach Substratgröße, -dotierung und Probenhalter variieren, so dass die Substrattemperatur zusätzlich zu dem zur Steuerung verwendeten Thermoelement über ein Pyrometer beobachtet und während des Wachstums von Hand korrigiert werden kann. Auch die thermische Oxiddesorption, die jedem Wachstum vorangeht, wird auf diese Weise kontrolliert.

Die Elemente, die als Feststoffe vorliegen, d.h. In, Ga, Al als Gruppe III-, As als Gruppe-V-Element und Si und Be als Dotierstoffe, befinden sich in thermischen Verdampferzellen mit einem Abstand von etwa 30 cm und einem Winkel von 35° zum Substrat. Durch Wahl einer geeigneten Zelltemperatur kann der Fluss des jeweiligen Elements entsprechend der gewünschten Schichtzusammensetzung eingestellt werden. Vor jeder Zelle befindet sich ein mechanisch drehbarer Shutter, durch den der Teilchenfluss instantan zu- oder abgeschaltet werden kann. Allerdings ist

auch bei geschlossenem Shutter ein gegenüber der kalten Zelle erhöhter Hintergrunddruck messbar, vor allem bei As ist dieser nicht zu vernachlässigen und kann zu unerwünschtem Einbau von Atomen aus dem Hintergrundgas führen. Zusätzlich zu den eben beschriebenen Feststoffzellen verfügt die GS-MBE über zwei Gasquellen, die mit Tertiärbutylphosphin (TBP) und Tertiärbutylarsin (TBA) zur Bereitstellung von P bzw. As betrieben werden. Einige genauere Untersuchungen beim Betrieb dieser Gasquellen finden sich im nächsten Abschnitt 3.2.2.

Eine der wichtigsten Voraussetzungen für eine defektfreie Epitaxie ist die Bereitstellung eines guten Vakuums, das eine große freie Weglänge der Teilchen und einen geringen Einbau von Restgasatomen gewährleistet. Um ein möglichst gutes Vakuum zu erzeugen, wird bei Feststoff-MBE-Anlagen meist eine Ionengetterpumpe (IGP) in Kombination mit einer Titansublimationspumpe (TSP) verwendet. Die größte Pumpleistung während des Betriebs der Anlage wird jedoch durch Kühlelemente an den Innenwänden der MBE-Kammer erzeugt. Diese Kombination erzeugt einen Hintergrunddruck von etwa 10^{-7} mbar während des Wachstums und 10^{-10} mbar im Standby-Betrieb. Bei einer Gasquellen-MBE muss aber dem deutlich erhöhten Teilchenstrom während des Betriebs der Gasquellen Rechnung getragen werden, weswegen die Verwendung einer IGP nicht in Frage kommt. Deswegen ist die GS-MBE-Anlage mit zwei leistungsstarken Turbomolekularpumpen (TMP) an der Hauptkammer und zwei kleineren TMPs an der Ladekammer und den Gaslinien der Gasquellen ausgestattet. Da TMPs in einem höheren Druckbereich als IGP optimal arbeiten, ist der Hintergrunddruck im Standby mit 10^{-8} mbar vergleichsweise hoch, der Druck während des Betriebs beträgt jedoch auch hier nur 10^{-7} mbar (Feststoffzellenbetrieb). Lediglich während des Gasquellenwachstums ist er mit 10^{-4} mbar deutlich erhöht. Die genaue Zusammensetzung der Restgasatmosphäre kann mit einem eingebauten Quadrupolmassenspektrometer überprüft werden.

3.2.2 Betrieb der Gasquellen

TBP und TBA werden bereits seit einiger Zeit als alternative Precursor für das III/V-Wachstum anstelle der in Gasquellen-MBEs gebräuchlichen Hydride Phosphin PH_3 und Arsin AsH_3 diskutiert [Sto00, Rit98b]. Letztere haben einige Nachteile, besonders für die Sicherheit in Betrieb und Wartung der Anlagen. Sie sind schon bei relativ niedrigen Dosen lebensbedrohlich und haben einen niedrigen Siedepunkt von -88 °C bzw. -62 °C, weswegen sie bei Raumtemperatur einen sehr hohen

Dampfdruck aufweisen. Dadurch müssen sie in Druckflaschen gelagert werden und treten bei einem Zwischenfall sehr schnell in die Atmosphäre aus. Die Alternativstoffe TBP ($C_4H_{11}P$) und TBA ($C_4H_{11}As$) dagegen sind deutlich ungiftiger, da die Toxizität mit jeder fehlenden H-Bindung zum Gruppe-V-Element um etwa eine Größenordnung sinkt. Zudem haben sie Siedetemperaturen von $56\text{ }^\circ\text{C}$ bzw. $66\text{ }^\circ\text{C}$, liegen bei Raumtemperatur also flüssig vor, so dass sich nur ein geringer Dampfdruck von 289 mbar bzw. 165 mbar über der Flüssigkeit bildet. Da dieser unterhalb des Atmosphärendrucks liegt, würde bei einer Havarie das Gas nur sehr langsam austreten und kann daher gut über doppelwandige Rohre abgesaugt werden. Zudem wird beim Gebrauch von TBA anstelle von Feststoffarsen deutlich weniger AsH_3 gebildet, was die Belastung bei einer Wartung der Anlage stark reduziert. Somit weist die Verwendung von TBA und TBP einige Vorteile auf und stellt eine echte Alternative zu den Hydriden dar [Kei97, Oh03]. Lediglich die Bildung von hochentzündlichem weißem Phosphor P_4 stellt eine zusätzliche Gefahr dar. Dieser muss vor dem Öffnen der Anlage durch thermisches Austreiben in roten Phosphor umgewandelt und über eine Kühlfalle entfernt werden.

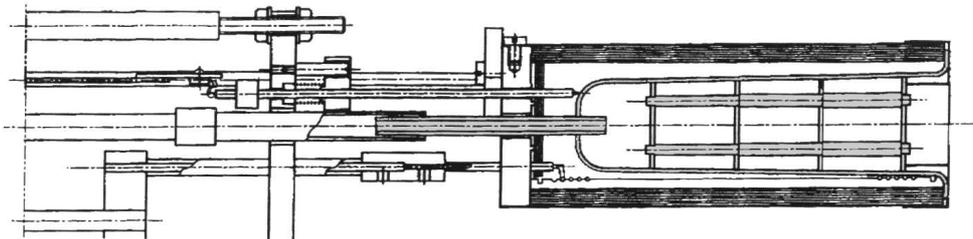
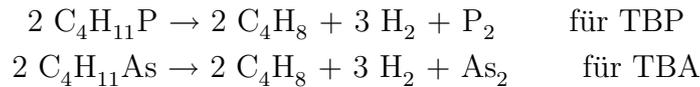


Abb. 3.4: Schematischer Querschnitt durch eine Gas-Crackerzelle; der in vier Kammern unterteilte Tiegel mit versetzten Öffnungen dient zur Aufspaltung der Gase.

Die verwendeten Gase werden in sogenannten Bubbler in einem Kältebad bei einer Temperatur von $8\text{ }^\circ\text{C}$ etwas über der Schmelztemperatur aufbewahrt. Über geheizte doppelwandige Rohre sind diese mit den beiden Crackerzellen in der Anlage verbunden. Die Zellen selbst bestehen aus einem Vierkammertiegel aus pyrolytischem Bornitrid pBN, dessen versetzt angeordnete Öffnungen keinen Durchtritt in gerader Linie zulassen. Die Gasmoleküle müssen auf ihrem Weg durch den Tiegel also mehrfach mit der geheizten Tiegelfwand stoßen und werden dabei aufgespalten (siehe Abb. 3.4). Die erwünschten und wichtigsten Crackingreaktionen sind



Bei einer falschen Wahl der Crackertemperatur oder generell schlechter Crackingeffizienz kommt es aber auch zu anderen Nebenreaktionen. Dadurch wird zum einen das Verhältnis zwischen P_2 und P_4 verändert, zum anderen kann das organische Restmolekül in unterschiedliche Teile gespalten werden bis hin zu einer vollständigen Zerlegung bei der reaktiver Kohlenstoff in der Kammer verbleibt, der beim Einbau in die Epitaxieschichten zu einer unerwünschten Dotierung führt. Die Optimierung der Crackingbedingungen ist daher sehr wichtig [Bea92, Bec97, Ryu03].

3.2.3 Besonderheiten beim Wachstum mit Gasquellen

In QuantenfilmLasern wurde der Einsatz von TBA und TBP bereits mehrfach erfolgreich belegt [Hol93, Den95, May01]. Um eine gute Schichtqualität für die Laserstrukturen bereitstellen zu können, muss das Wachstum mit den Gasquellen zunächst untersucht und optimiert werden. Diese Optimierung ist etwas aufwändiger als bei Feststoffzellen, da der Parameterraum, in dem variiert werden kann, größer ist. Neben der Substrattemperatur und dem Teilchenfluss auf die Probe, der bei den Gasquellen über den Gasdurchfluss durch einen Massendurchflussregler (engl. mass flow controller MFC) bzw. den zugehörigen Regeldruck eingestellt wird, muss auch die Temperatur des Crackingbereichs der Zelle optimiert werden. Darüberhinaus muss eine ausreichende Crackingeffizienz und damit die Zerlegung der organischen Moleküle durch ein geeignetes Zellen-Setup gewährleistet werden.

Wie auch bei sämtlichen mit Feststoffarsen gewachsenen Schichten wurden Gitteranpassung und Einkristallinität des Wachstums regelmäßig an Teststrukturen überprüft. Während eine geringe Gitterfehlpassung im Allgemeinen gut zu gewährleisten ist, haben die mit Gasquellen gewachsenen Proben hinsichtlich der strukturellen Qualität Nachteile. Bereits an wenigen 100 nm dicken InP-Schichten erkennt man deutliche Oberflächendefekte (Abb. 3.5), die auch durch Optimierung des Parameterraums nicht komplett eliminiert werden können. Diese schlechtere Kristallqualität kann auch in XRD-Untersuchungen nachgewiesen werden. Da InP als Mantelschicht in den Lasern mit $1.7 \mu\text{m}$ recht dick wachsen muss, kommt es durch diese hohe Defektdichte an der Oberfläche häufig zu einer Aufrauung, die sich oft als mehr oder weniger ausgeprägte Milchigkeit der Epitaxie besonders zum Rand des Wafers hin zeigt. Eine Optimierung des InP-Wachstums zeigt Abb. 3.5; alle Proben wurden bei einer Substrattemperatur von $450 \text{ }^\circ\text{C}$ und mit einer Wachstumsrate von etwa

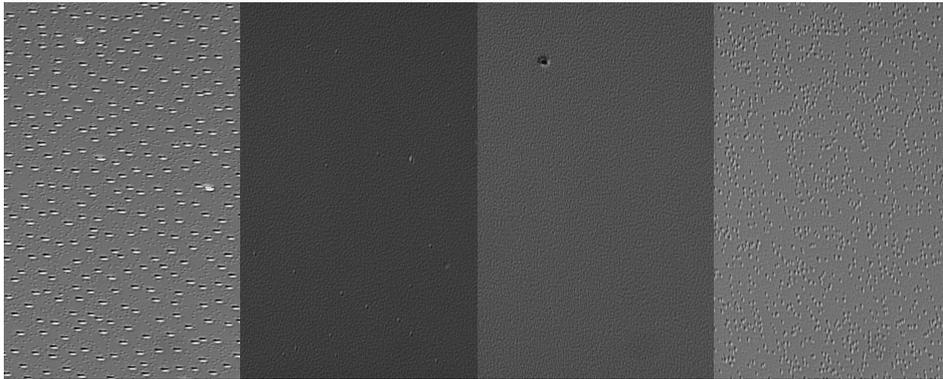


Abb. 3.5: *Optimierung des InP-Wachstums: Lichtmikroskopaufnahmen der Oberflächendefekte von InP-Teststrukturen. Die ersten drei Proben wurden bei einem TBP-Gasregeldruck von 8.5 Torr und einer Crackingtemperatur von 875, 900 bzw. 950 °C gewachsen, bei der letzten wurde bei einer Crackingtemperatur von 900 °C der TBP-Druck auf 7.5 Torr gesenkt.*

0.5 $\mu\text{m}/\text{h}$ gewachsen. Durch Variation des Gasflusses und der Crackingtemperatur lassen sich große Oberflächendefekte weitgehend verhindern, eine gewisse Untergrundrauigkeit bleibt jedoch auch bei den optimierten Werten von 8.5 Torr und etwa 900 °C erhalten. Selbstverständlich führt diese Aufrauung zu Problemen bei der weiteren Prozessierung der Laser und damit zu einer Verschlechterung bzw. zu einer Inhomogenität der Laserdaten über die Probe.

Ein weiterer kritischer Punkt ist wie schon oben erwähnt der Einbau einer ungewollten Dotierung durch Zerlegung der organischen Moleküle zu reaktivem Kohlenstoff. Abb. 3.6 zeigt die Sekundärionen-Massenspektrometrie (SIMS) einer Laserstruktur. Nach rechts ist dabei die Sputterzeit und somit die Schichttiefe, aus der die Sekundärionen stammen, aufgetragen. Am Beginn des InP-Claddings beim Umschaltvorgang von Feststoffarsen auf TBP sieht man deutlich einen starken Anstieg des Kohlenstoffgehalts, der beim Wechsel auf TBA wieder zurückgeht. Die Crackingeffizienz für TBP ist also so hoch, dass beträchtliche Mengen an reaktivem Kohlenstoff frei werden. Eine Hall-Analyse von nominell undotierten Testschichten ergab zudem, dass dieser Kohlenstoff auf Plätzen des In eingebaut wird und somit als n-Dotierung wirkt. Der Grund hierfür ist, dass das Wachstum Gruppe-III-limitiert erfolgt und zudem die Bindung C-In sehr schwach ist, so dass ein Einbau des Kohlenstoffs auf Gruppe-V-Plätzen sehr unwahrscheinlich ist [Pro97]. Da die obere Mantelschicht in einer Laserstruktur p-dotiert wird, ist eine Teilkompensation der Dotierung und somit eine Verschlechterung des elektrischen Verhaltens die Folge.

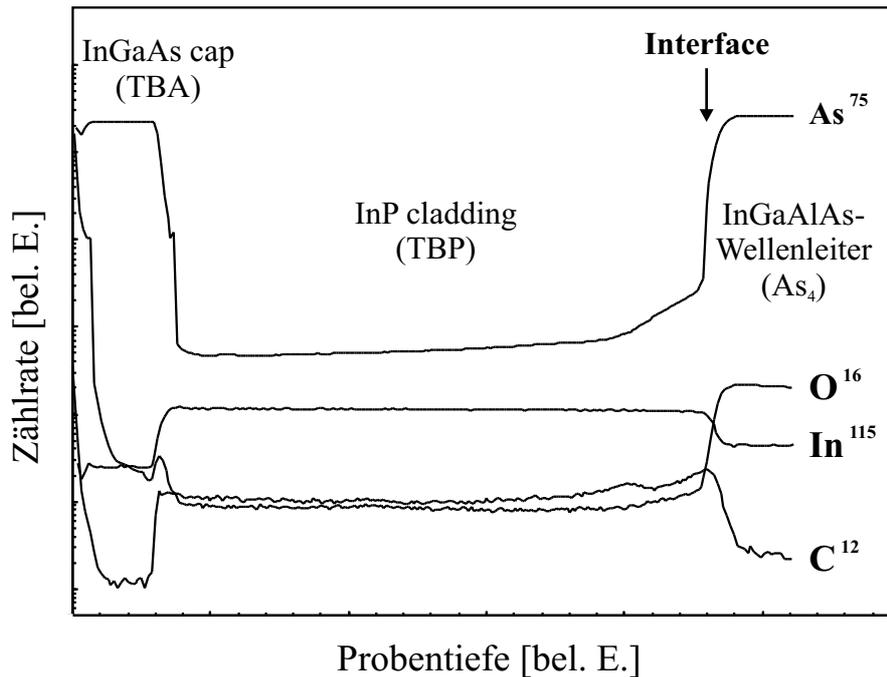


Abb. 3.6: SIMS-Untersuchung eines InP-Dash-Lasers; deutlich zu erkennen ist der Anstieg des Kohlenstoffs beim Wechsel von Feststoffarsen auf TBP, während die Verunreinigung mit Sauerstoff im Al-freien Material stark zurückgeht. Zudem findet an diesem Interface eine Verschleppung von As in das anschließende InP-Cladding statt (mit freundlicher Genehmigung von „Thales Research and Technology France“).

Die Ursache für die Probleme, die sich aus dem Wachstum mit Gasquellen ergeben, liegt in der Schwierigkeit der Parameterkontrolle begründet. Wie oben beschrieben wurden zwar Wachstumstemperatur, Crackertemperatur, Gasdurchfluss und Wachstumsrate weitestgehend optimiert und aufeinander abgestimmt, die Zerlegung der organischen Moleküle und damit der Fluss der verschiedenen Teilchenarten sind aber auch von schwer zugänglichen Parametern wie der Bauweise der Zelle, dem Tiegeldesign und dem Crackingmaterial abhängig. Die Zelle, die das Gas von hinten in den Tiegel führt und den Tiegel von den Seiten gleichmäßig heizt, kann nicht selbst verändert werden. Der Tiegel lässt sich in Grenzen jedoch optimieren. Ursprünglich besteht er aus vier pBN-Scheiben, die fest im Tiegel verankert sind und so vier Kammern abtrennen. Beim Durchtritt des Gases durch die - versetzt angebrachten - Löcher der Scheiben wird das Gas thermisch gecrackt. In früheren Arbeiten [May02] wurde die Crackingeffizienz jedoch als zu gering bestimmt. Deswegen wurde im Laufe der vorliegenden Arbeit eine Auskleidung der Tiegelkammern mit

Tantalblech vorgenommen. Dieses ist inert, hochtemperaturbeständig und erhöht die Crackingeffizienz [Rit98a]. Dabei verändert sich natürlich die Zusammensetzung des Teilchenstroms und die organischen Reste werden deutlich stärker zerlegt als zuvor, was in der oben gezeigten C-Inkorporation zum Ausdruck kommt. Um den Kohlenstoffgehalt des InP zu reduzieren, muss die Crackingtemperatur gesenkt werden, was aber in einer Verschlechterung der kristallinen Qualität und einer Abnahme des P_2/P_4 -Verhältnisses resultiert. Ein weiterer Nachteil des Einbaus von Tantalfolie ist die Instabilität des Zellenbetriebs. Da offenbar sehr viel reaktiver Kohlenstoff entsteht, bedeckt dieser relativ schnell sowohl die Tantalfolie als auch Innen- und Aussenseite des pBN-Tiegels. Dies führt zu einer kontinuierlichen Veränderung des Crackingverhaltens und darüberhinaus zu zunehmender elektrischer Leitfähigkeit der Tiegeloberfläche bis hin zum Kurzschluss des Filaments. In der Konfiguration mit Tantal können die Zellen wenig mehr als ein halbes Jahr betrieben werden, bevor eine Komplettreinigung der bedampften Teile notwendig wird. Eine weitere Verbesserung des Crackingverhaltens ist notwendig, da mit keiner der verwendeten Modifikationen Schichten realisiert werden konnten, die hinsichtlich Einkristallinität und Hintergrunddotierung mit Proben vergleichbar sind, die nur mit Feststoffzellen gewachsen wurden.

Aus diesem Grund wird die innere Laserstruktur üblicherweise mit Feststoffarsen gewachsen, um die Hintergrunddotierung mit Kohlenstoff in der Nähe der aktiven Schicht zu umgehen. Da für das InP-Cladding aber nur Gasquellen zur Verfügung stehen, liegt ein Hauptaugenmerk auf dem Umschaltvorgang zwischen Feststoff- und Gasquellen. An oben gezeigter SIMS-Untersuchung kann man erkennen, dass As an der Stelle des Interfaces nicht abrupt verschwindet, sondern noch ein gewisses Stück in das InP-Cladding eingeschleppt wird. Da die Feststoffarsenzelle über kein Ventil, sondern nur einen Shutter verfügt, kann der Teilchenfluss hier nicht instantan abgeschaltet werden, stattdessen muss die Temperatur der Zelle möglichst schnell abgesenkt werden. Das Ziel, möglichst wenig As ins InP zu verschleppen, erfordert eine lange Wachstumsunterbrechung an dieser Stelle, typischerweise betrug diese etwa 17 min. In dieser Zeit ist die Epitaxieoberfläche natürlich dem Restgas ausgesetzt und es kann zu einer Kontamination des Interfaces kommen. Um eine erhöhte Sauerstoffinkorporation zu vermeiden, wurde die Al-haltige innere Mantelschicht vor der Wachstumpause mit einer etwa 2 nm dicken Opferschicht aus InGaAs bedeckt, die während der Unterbrechung komplett wieder desorbieren sollte. Im Vergleich zu GaAs-Lasern konnte bei den InP-Lasern eine deutlich erhöhte Einsatzspannung festgestellt werden, die weit über dem für die Bandlücke zu erwartenden Wert lag. Diese Erhöhung scheint mit der Kontamination der Interfa-

eschicht und einem dadurch bedingten zusätzlichen Spannungsabfall korreliert zu sein. Aus diesem Grund wurden verschiedene Testschichten gewachsen, um den Umschaltvorgang von Feststoffarsen auf TBP zu optimieren. Die Teststrukturen bestanden im Wesentlichen aus p-n-Übergängen in verschiedenen Materialien, aus denen quadratische Strukturen verschiedener Flächen herausgeätzt wurden. Auf diese Weise konnte gewährleistet werden, dass beim Anlegen eines Stroms ein definierter Strompfad zur Verfügung stand. Die resultierenden Einsatzspannungen für verschiedene Strukturen fasst Abb. 3.7 zusammen.

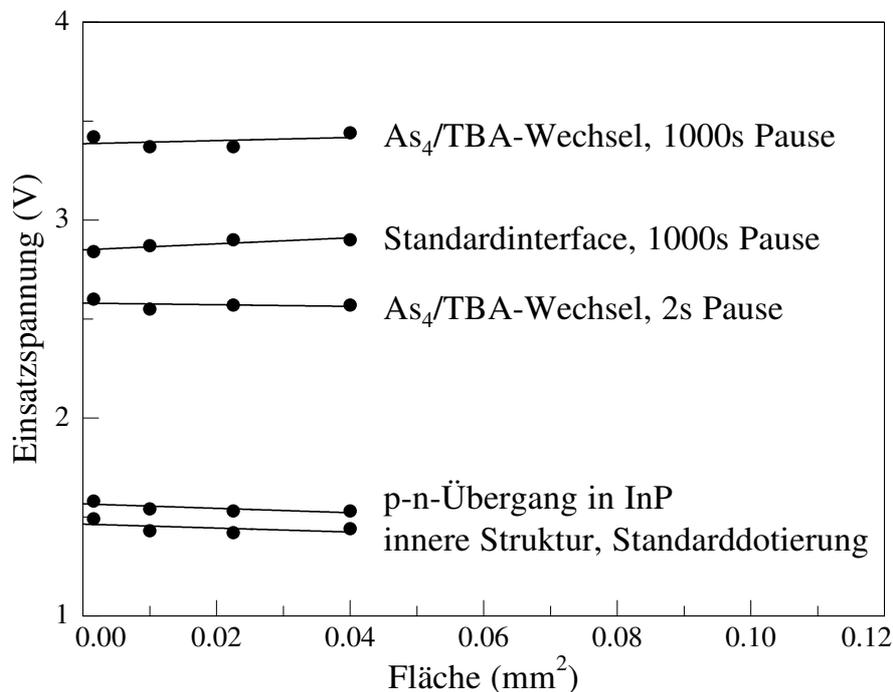


Abb. 3.7: Optimierung des Interfaces an Hand von Teststrukturen.

Wie zu erwarten war, zeigt die mit Feststoffarsen gewachsene innere Laserstruktur wie auch ein einfacher p-n-Übergang in reinem InP eine niedrige Einsatzspannung von etwa 1.5 V. Sämtliche Strukturen dagegen, die eine Wachstumsunterbrechung und ein Umschalten auf TBP beinhalten, zeigen deutlich erhöhte Werte zwischen 2.5 und 3.5 V. Im Unterschied zum Standardinterface mit InGaAs-Opferschicht, einer 1000s-Unterbrechung und dem Umschalten von Feststoffarsen auf TBP, wurde bei den beiden anderen Proben versucht, bereits im inneren InGaAlAs-Cladding Feststoffarsen allmählich herunterzufahren und das fehlende As zunehmend durch TBA zu ersetzen. Dadurch lässt sich die Länge der Wachstums-

pause von 1000 auf 2 s reduzieren, was eine geringe Verbesserung gegenüber dem Standardinterface bietet. Generell ist jedoch zu bemerken, dass sowohl die Länge der Wachstumsunterbrechung, als auch das allmähliche Umschalten von Feststoff- auf Gasquellen zu einer Erhöhung der Einsatzspannung führt. Dieses Problem kann also nicht durch den Wachstumsmodus gelöst werden, sondern ist mit dem Setup der GS-MBE verknüpft. In der vorliegenden Arbeit musste diese Verschlechterung in Kauf genommen werden, eine Lösung könnte jedoch für zukünftige Arbeiten darin bestehen, die Cracking-Effizienz durch geeignete Umbauten der Gasquellen zu optimieren. Darüberhinaus besteht die Möglichkeit durch Einsatz von AsH_3 und PH_3 den Kohlenstoff-Hintergrund zu vermeiden oder Feststoffcrackerzellen für As und P zu verwenden, um den schnellen Wechsel zwischen den Gruppe-V-Elementen ohne die Probleme der Gasquellen zu realisieren.

Kapitel 4

Untersuchungen an InAs-Quanten-Dashes

4.1 Wachstum von InAs-Dashes

Auf dem GaAs-System ist die Verwendung von Quantenpunktstrukturen als aktives Lasermedium seit Jahren gebräuchlich, beispielsweise wird der Wellenlängenbereich um $1.3\ \mu\text{m}$, der auf GaAs nur schwer zu realisieren ist, durch die Verwendung von InAs-Quantenpunkten zugänglich. Wie in Abschnitt 5.2 dargelegt wird, hat das Konzept der niedrigdimensionalen Strukturen als aktive Schicht in Halbleiterlasern einige Vorteile. Um diese Vorteile auch auf dem InP-System mit der Hauptzielwellenlänge $1.55\ \mu\text{m}$ nutzbar zu machen, wurde das Quantenpunktwachstum auf diesem Materialsystem näher untersucht. Neben der Optimierung der epitaktischen Bedingungen ging es dabei vor allem um die Variationsmöglichkeiten, die diese Strukturen bieten. Im folgenden sind die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst.

4.1.1 Probenaufbau und Charakterisierung von Teststrukturen

Um niedrigdimensionale Strukturen mit Strukturausdehnungen im Bereich einiger nm untersuchen zu können, müssen geeignete Charakterisierungsverfahren herangezogen werden. Einen direkten Blick auf Strukturen dieser Größe erlaubt das Rasterelektronenmikroskop (REM), das Dimensionen von wenigen nm auflösen kann.

Das Abbild der Oberfläche wird dabei durch Beugung hochenergetischer Elektronen an den Oberflächenstrukturen erzeugt. Um ein Bild der Quantenpunkte zu erhalten, müssen sich diese an der Oberfläche der Epitaxieschicht befinden, d.h. sie dürfen nicht mit anderen Materialien überwachsen werden. Das verwendete REM SR900 von Hitachi lässt einen Neigungswinkel der Probe um bis zu 40° relativ zur Seitenfacette zu, bei den Abbildungen der Oberfläche ist also zu bedenken, dass es sich nicht um eine senkrechte Aufsicht handelt, wodurch die Dimensionen der Oberflächenstrukturen verzerrt wiedergegeben werden. Leider liefert das REM keine Informationen über das Tiefenprofil der Oberfläche, lediglich laterale Ausdehnungen können ausgemessen werden.

Das zweite Verfahren, das für die Untersuchung der Quantenpunkte herangezogen wurde, ist die Photolumineszenz-Messung (PL), die die optische Qualität der Strukturen charakterisiert. Dabei werden die Quantenpunkte durch Anregung mit einem externen Laser ihrerseits zur Emission von Photonen gebracht, deren Energie dem Bandabstand des Potentialtopfes entspricht. Aus der Lage und Breite dieser Emission können Rückschlüsse auf die Größe und Homogenität der Dashes gezogen werden. Um das Hintergrundrauschen bei den PL-Messungen weitestgehend zu unterdrücken, wurden die Proben nicht bei Raumtemperatur untersucht, sondern in einem He-Kryostaten bei 8 K gemessen. Dadurch kommt es jedoch auch zu einer temperaturbedingten Verschiebung der Emissionswellenlänge, die bei der Auswertung der PL-Messungen berücksichtigt werden muss. Für dieses Verfahren dürfen die zu charakterisierenden Schichten nicht an der Oberfläche liegen, sondern müssen von Barrierenmaterial umgeben sein, um ein Einschlusspotential für die Quantentöpfe zu erzielen. Deshalb können nicht dieselben Proben für REM- und PL-Untersuchungen herangezogen werden, sondern es wurden verschiedene Proben mit nominell identischen Wachstumsparametern gewachsen. Leichte Abweichungen sind aber durch den zusätzlichen Überwachsenschritt möglich. Der Probenaufbau für REM- und PL-Untersuchungen ist in Abb. 4.1 dargestellt.

Auf das (100)-orientierte InP-Substrat wird zunächst eine etwa 200 nm dicke Pufferschicht, meist aus $\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$, aufgewachsen, die dazu dient, Defekte und Verunreinigungen, die auch nach der Oxiddesorption noch an der Grenzfläche zum Substrat existieren, zu überwachsen und so eine perfekte Epitaxieoberfläche zur Verfügung zu stellen. Darauf folgt die Abscheidung von InAs, wobei sich zunächst eine Benetzungsschicht ausbildet, auf der dann die Quantenpunktstrukturen entstehen. Eine derartige Probe, wie sie in 4.1.b dargestellt ist, kann für REM-Untersuchungen herangezogen werden. Für die PL-Proben (4.1.c) werden darauf zusätzlich 100 nm Barrierenmaterial abgeschieden, und die Struktur mit

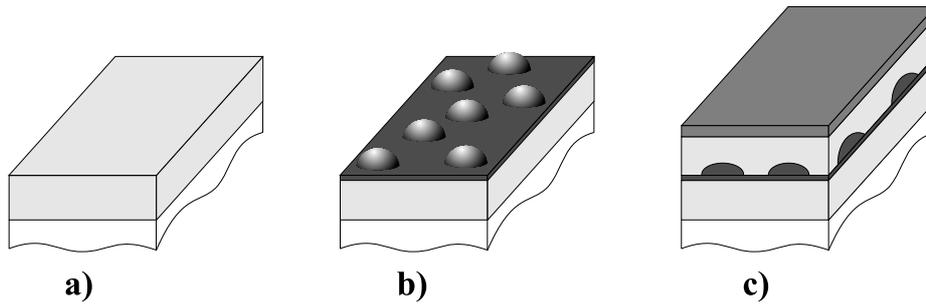


Abb. 4.1: *Typischer Strukturaufbau der Testschichten: a) Substrat mit aufgewachsener Pufferschicht, b) REM-Probe: Quantenpunkte mit Benetzungsschicht, c) PL-Probe: überwachsen mit Barrierenmaterial und Deckschicht.*

10 nm $\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$ bedeckt, das als Oxidationsbarriere für die Al-haltige quaternäre Schicht dient. Die Substrattemperatur für $\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$ liegt standardmäßig bei 500 °C, durch das Schließen der heißen Al- und Ga-Zellen fällt die Temperatur während der InAs-Deposition auf etwa 492 °C, $\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$ wird bei 480 °C aufgewachsen. Diese Standardwachstumsparameter sind das Ergebnis einer Optimierung, auf die in Abschnitt 4.1.3 näher eingegangen wird und die zum Teil bereits in [Gol01] gezeigt wurde. Solange nicht anders vermerkt, sind alle folgenden Strukturen nach diesem Verfahren hergestellt.

4.1.2 Entstehung von Quanten-Dashes

Entsprechend den typischen Quantenpunkten auf GaAs (100) [Ced04, Jac03] würde man auch auf InP unter Ausnutzung der Selbstorganisation gleichmäßige runde Strukturen erwarten. Dass dies nicht der Fall ist, zeigt Abb. 4.2 einer InAs-Oberfläche, für die 5 ML Material abgeschieden wurden. Auf (100)-orientiertem InP bilden sich statt runder Quantenpunkte sehr unregelmäßige, langgezogene Strukturen aus. Wegen ihres strichförmigen Charakters werden sie im weiteren als Quanten-Dashes (engl. dash = Strich) bezeichnet. Diese Quanten-Dashes haben unterschiedliche Ausdehnungen mit Breiten von etwa 20 nm und Längen im Bereich von etlichen 10 bis zu einigen 100 nm. Natürlich lässt sich hier keine Flächendichte der Quantenpunkte wie auf GaAs angeben, lediglich entlang der (011)-Richtung (d.h. im Bild entlang einer waagrechten Linie) kann eine Liniendichte ermittelt werden; diese beträgt im vorliegenden Fall etwa $5.4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$.

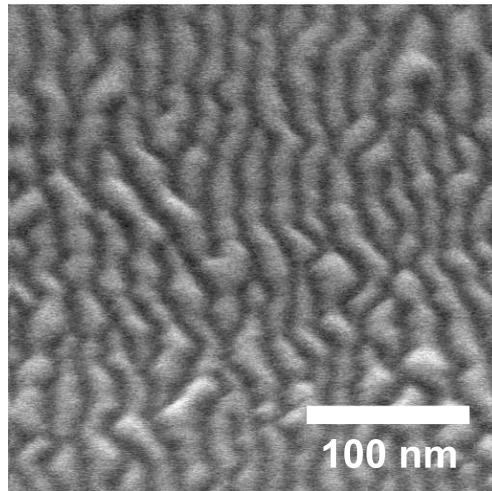


Abb. 4.2: $300 \times 300 \text{ nm}^2$ großes REM-Bild der Oberfläche einer 5 ML dicken InAs-Dash-Schicht auf einem 200 nm dicken InGaAlAs-Buffer; das Substratmaterial ist InP(100).

Die Vorzugsrichtung der Dashes ist durch das Substrat vorgegeben, auf (100)-orientiertem InP wachsen die Dashes entlang der (0-11)-Richtung auf. Der quantendrahtartige Charakter dieser Strukturen wurde bereits von mehreren Gruppen weltweit beobachtet [Bra98, Li99, Gon00, Wal00, Hji03, Sti03] und scheint durch Gruppe-V-Durchmischung, V-III-Verhältnis und Annealing beeinflusst zu sein [Ash04b, Ash04a]. Erklärt wurde diese Anisotropie von Garcia et al. an Hand der Verspannungszustände entlang der unterschiedlichen Kristallrichtungen [Gar01]. Dazu wurde ein entsprechend gespaltenes InP-Substrat nur an einer Seite in einen Substrathalter eingespannt, so dass während des Wachstums die Verspannung der Probe an Hand der Durchbiegung des Substrats gemessen werden kann. Die Detektion erfolgt dabei über die Ablenkung eines Laserstrahls. Diese in-situ-Verspannungsmessung kann man je nach Probeneinbau für beide Kristallrichtungen durchführen und erhält so eine sehr unterschiedliche Verspannungsentwicklung beim Wachstum von InAs auf InP. Da InAs eine etwa 3 % größere Gitterkonstante aufweist als InP, bildet sich eine isotrope Druckverspannung aus, die entlang der (011)-Richtung auch zu beobachten ist (Abb. 4.3.a). Entlang der (0-11)-Richtung hat zusätzlich die Oberflächenrekonstruktion einen Einfluss auf den Verspannungszustand, da sich hier Gruppe-V-Dimere ausbilden, deren starke Bindungen zu einer Zugverspannung an der Oberfläche führen (Abb. 4.3.b). Diese Zugverspannung entlang der (0-11)-Richtung kompensiert weitestgehend die isotrope Druckverspannung aufgrund der Fehlanpassung, so dass die ankommenden Teilchen in den verschiedenen Kristallrichtungen auf unterschiedliche Verspannungszustände tref-

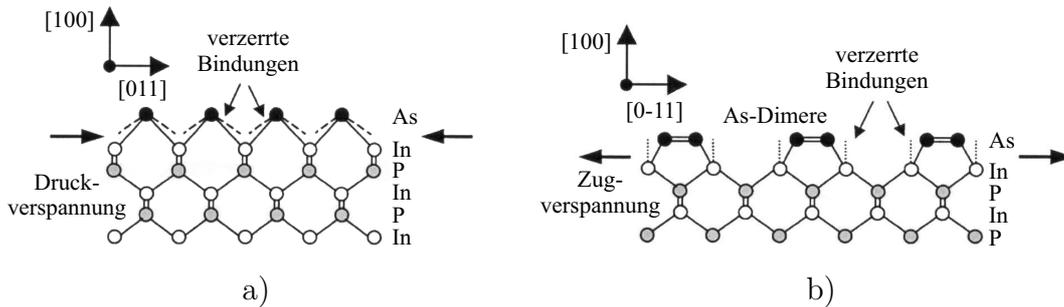


Abb. 4.3: Verspannungszustände der Oberflächenschicht entlang der Kristallrichtungen $[011]$ und $[0-11]$ bei Wachstum von InAs auf InP (nach [Gar01]).

fen; diese Anisotropie führt zur Bildung von Dashes anstelle von Quantenpunkten [Gar01, Gon04b]. Darüberhinaus können natürlich auch andere Ursachen wie unterschiedliche Diffusionslängen der Atome auf der Epitaxieoberfläche das unregelmäßige Wachstum begünstigen. Bei Verwendung anderer Wachstumsbedingungen wie andere Substratorientierungen oder andere Buffer-Schichten werden auf dem gleichen Materialsystem auch Quantenpunkte beobachtet [Car98, Li98a, Li98b, Non98, Fré00, Zhu00, Aka02, Par03a, Par03c, Fos01]. Besonders der As/P-Austausch an Grenzflächen spielt hierbei eine wichtige Rolle [Bra99, Yoo99a, Yoo99b, Gon02].

Die optischen Eigenschaften einer typischen InAs-Dash-Schicht zeigt Abb. 4.4. Die Wachstumsparameter der InAs-Schicht entsprechen dabei der oben gezeigten REM-Probe. Die Lage des Peaks bei etwa 0.81 eV wird im wesentlichen durch die Dicke der InAs-Schicht bestimmt (siehe 4.2.1). Im Vergleich zu dem grau dargestellten $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ -Quantenfilm, der eine Halbwertsbreite von 7 meV aufweist, fällt eine starke Verbreiterung bei der Quanten-Dash-Schicht auf. Die Halbwertsbreite von 50 meV rührt von der starken Fluktuation der Dash-Dimensionen her; diese inhomogene Verbreiterung ist typisch für Quantenpunkt-Strukturen.

4.1.3 Optimierung der Wachstumsparameter

Um den Anforderungen an das aktive Material eines Halbleiterlasers genügen zu können, müssen die Wachstumsbedingungen der Dash-Schichten optimiert werden mit dem Ziel einkristallines defektfreies Wachstum und hohe optische Qualität zu gewährleisten. Letzteres ist besonders wichtig, da die Absorption α mit typischen Werten von $8 - 10 \text{ cm}^{-1}$ im InP-basierten Materialsystem recht hoch ist; die aktiven Schichten müssen also genügend Verstärkung bereitstellen, um die Verluste auszugleichen.

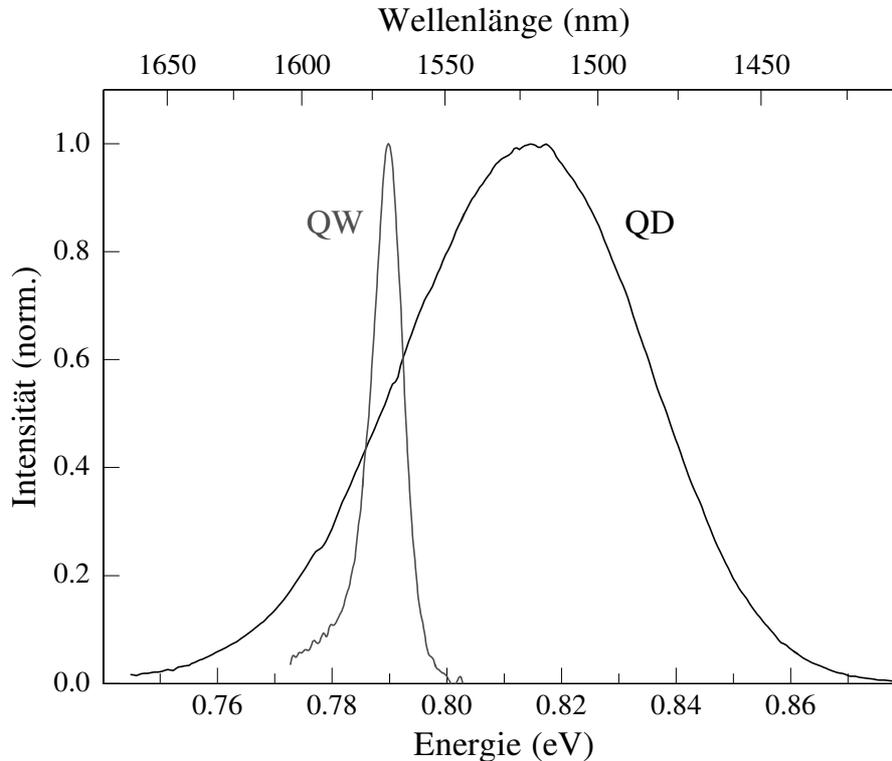


Abb. 4.4: PL-Spektrum bei 8 K einer 5 ML dicken InAs-Dash-Schicht (QD) in InGaAlAs-Barriere. Zum Vergleich ist ein 6 nm dicker $\text{In}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ -Quantenfilm (QW) in derselben Barriere dargestellt.

Eine der grundlegendsten Entscheidungen ist die Wahl des Puffermaterials, auf das die Dashes aufgewachsen werden. Die wesentliche Anforderung an dieses Material ist die Lage der Energielücke, die deutlich größer als die des aktiven Materials gewählt werden sollte, um ein vernünftiges Einschlusspotential zu erzielen. Aus diesem Grund stehen unter Voraussetzung der Gitteranpassung $\text{In}_{0.523}\text{Al}_{0.477}\text{As}$ und $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_y\text{Al}_{0.47-y}\text{As}$ zur Wahl. Abb. 4.5 zeigt einen Vergleich der Tieftemperatur-PL-Spektren von 5 ML dicken InAs-Dash-Schichten, die auf unterschiedlichen Puffermaterialien deponiert wurden. Obwohl die Oberflächenstruktur von nicht überwachsenen Dash-Schichten auf InAlAs und InGaAlAs nahezu identisch aussieht, kann man im PL-Spektrum doch einige Unterschiede erkennen. Die Spektren sind vergleichbar mit InAs-Quantenpunkten auf GaAs (FWHM = 50 - 70 meV [Bim95, Xu99]), aber asymmetrisch, die Dashes auf InGaAlAs weisen jedoch mit FWHM = 64 meV eine deutlich schmalere Emission auf als die Schicht auf InAlAs mit einer Halbwertsbreite von 102 meV. Darüberhinaus ist die Emission auf InGaAlAs um etwa 30 meV zu kleineren Energien verschoben. Diese Unterschiede beruhen auf den leicht unterschiedlichen Geometrien der einzelnen Dashes; auf InGaAlAs scheinen die Dashes etwas

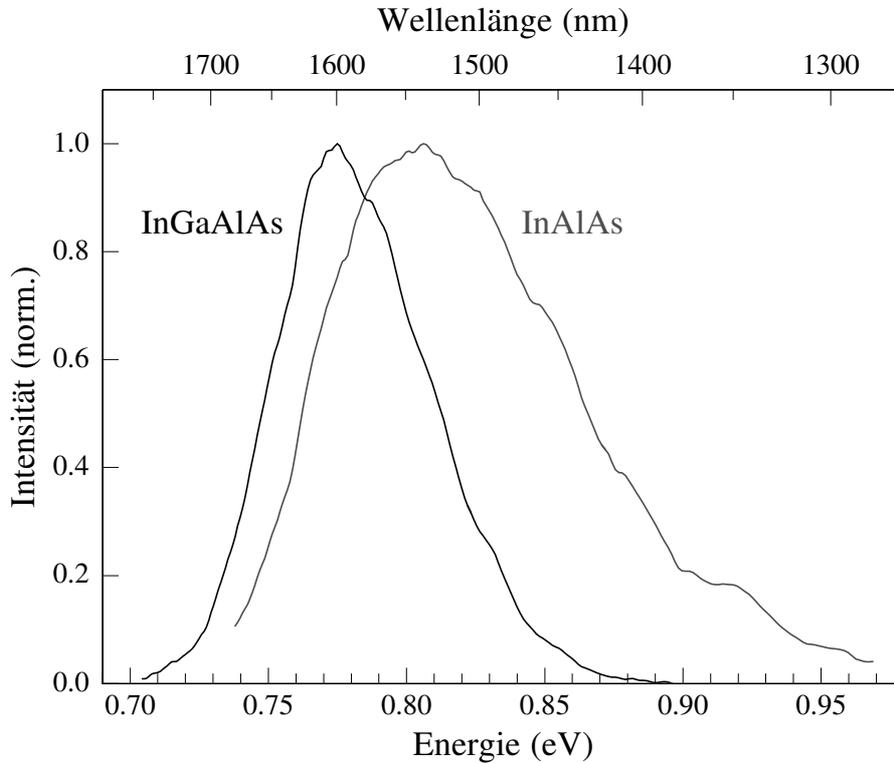


Abb. 4.5: *PL-Spektren bei 8 K von nominell 5 ML dicken InAs-Dash-Schichten aufgewachsen auf InGaAlAs- bzw. InAlAs-Oberflächen.*

homogener und größer aufzuwachsen als auf InAlAs, was an einer höheren Oberflächenbeweglichkeit liegen kann. Da $\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$ bereits in Quantenfilm-lasern als Barrierenmaterial zum Einsatz kam und mit einer Bandlücke von 1.059 eV etwa zwischen den Energielücken der Dashes (0.80 eV) und der InP-Mantelschicht (1.344 eV) liegt, wurde es als Puffermaterial für die InAs-Dashes gewählt.

Da die Form und Größe der Dashes sehr stark von der Beweglichkeit der Adatome auf der Epitaxieoberfläche abhängt, wurde auch der Einfluss einer Wachstumspause vor und nach der Deposition der Dashes untersucht, die den Atomen Zeit zur Oberflächendiffusion lässt. Beide Schichten, die in Abb. 4.5 dargestellt sind, haben solch eine Wachstumsunterbrechung von 60 s Dauer. Abb. 4.6 zeigt den Einfluss, den diese Wachstumspause auf das PL-Spektrum hat. Hier wird deutlich, dass der Grund der starken Asymmetrie in der nachträglichen Umlagerung von Atomen zwischen den Dashes und der damit verbundenen Betonung der größeren Dash-Strukturen zu suchen ist. Die Struktur ohne Wachstumspause ist nahezu symmetrisch und mit einer Halbwertsbreite von 49 meV auch deutlich schmaler als mit Unterbrechung (64 meV). Die Lage des Maximums hat sich dagegen wieder etwas zu höheren

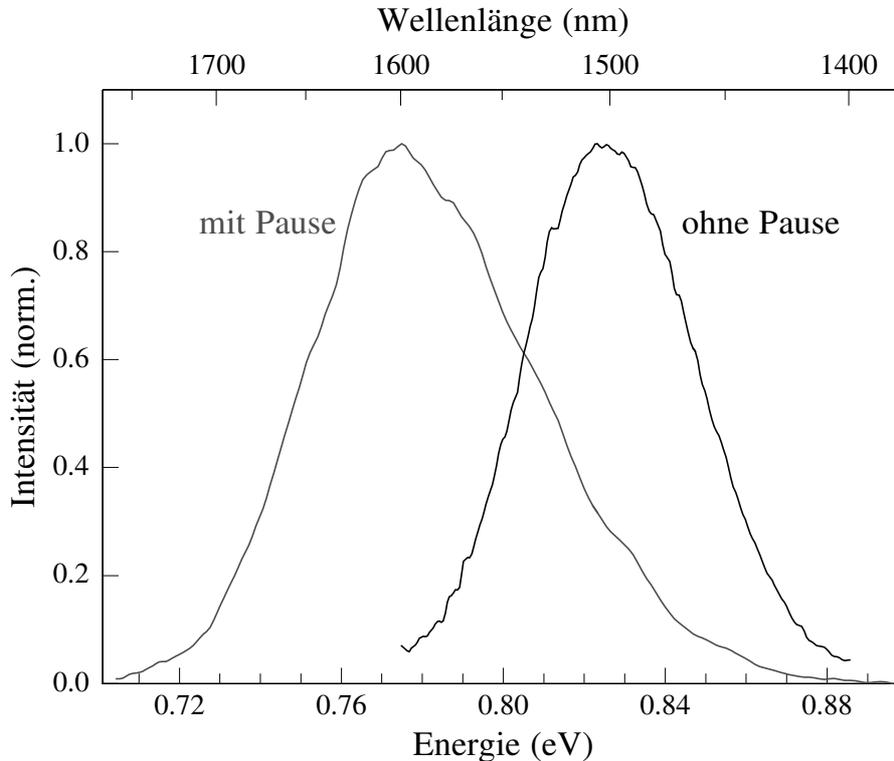


Abb. 4.6: Vergleich der Tieftemperatur-PL-Spektren von InAs-Dash-Schichten; eine Probe weist zwei 60 s lange Wachstumsunterbrechungen vor und nach der Dash-Deposition auf.

Energien verschoben, was ebenfalls darauf hindeutet, dass die sofort überwachsenen Dashes kleinere Dimensionen haben (siehe 4.2.1), da keine Umlagerung zu den größeren Strukturen stattfinden konnte. Aufgrund der verbesserten Homogenität der Dashes wurde standardmäßig auf eine Wachstumspause verzichtet.

Ein weiterer wichtiger Parameter ist die Substrattemperatur während der Dash-Deposition. Das Standardpuffermaterial $\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$ wird normalerweise bei einer Temperatur von $500\text{ }^\circ\text{C}$ abgeschieden, was nach dem Schliessen des Al- und Ga-Shutters einer Substrattemperatur von etwa $492\text{ }^\circ\text{C}$ im InAs entspricht. Soll die Temperatur der Dashes anders gewählt werden, wird einige 10 s vor dem Ende der Pufferschicht die Temperatur des quaternären Materials so angepasst, dass unter Berücksichtigung dieses Temperatursprungs die gewählte Temperatur erreicht wird. Allerdings ist der Bereich, in dem die Temperatur variiert werden kann, beschränkt, da eine zu hohe Temperatur ($\geq 520\text{ }^\circ\text{C}$) zur Desorption und eine zu niedrige Temperatur zu einer starken Verschlechterung der Schichtqualität führt. Abb. 4.7 zeigt die Variation der Substrattemperatur während der Dash-Abscheidung zwischen 455

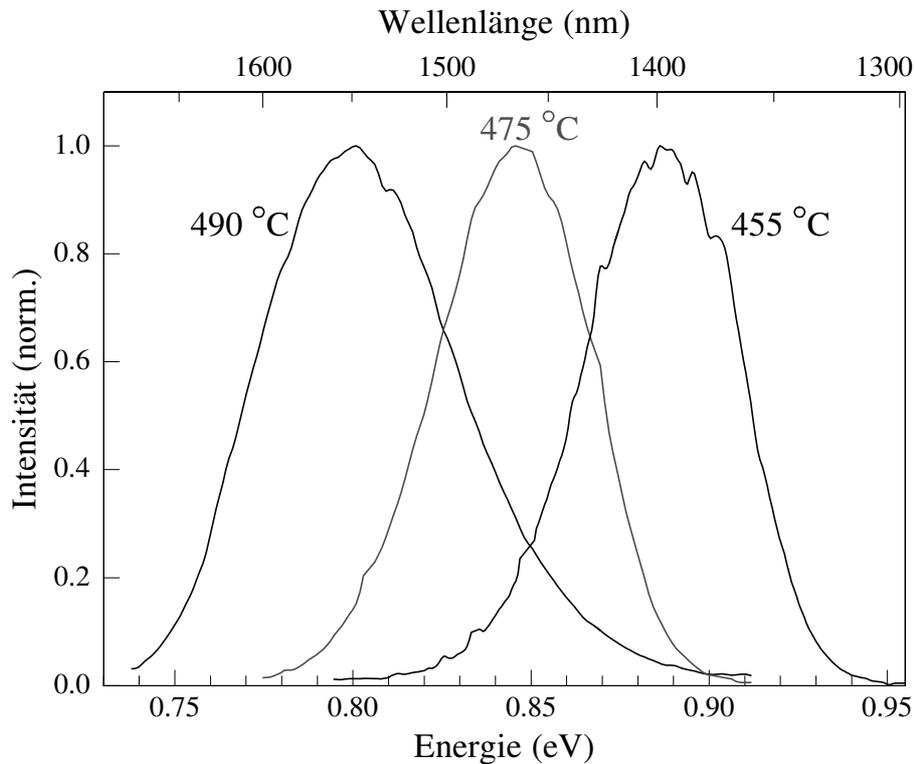


Abb. 4.7: Vergleich der PL-Spektren bei 8 K von InAs-Dash-Schichten, die bei verschiedenen Substrattemperaturen aufgewachsen wurden.

und 490 °C. Der Hauptunterschied zwischen den Proben ist die Verschiebung des Emissionsmaximums zu höheren Energien mit sinkender Substrattemperatur. Dies liegt an der verringerten Oberflächendiffusion der Adatome zwischen den Dashes, was ein starkes Anwachsen der Dashes verhindert. Die Form und Intensität der Spektren unterscheidet sich dagegen nur unwesentlich, weswegen als Standardsubstrattemperatur 492 °C gewählt wurde, da dieser Wert durch Schließen der Al- und Ga-Shutter automatisch erreicht wird. Würde man die Substrattemperatur während der Dash-Deposition darüberhinaus erhöhen, so verschiebt die Emission nicht weiter zu höheren Wellenlängen, sondern das Wachstum ist bereits so stark gestört, dass die Intensität der Emission zurückgeht.

Als optimierte Standardparameter für das Dash-Wachstum wurden also Deposition auf $\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$ als Puffermaterial unter Vermeidung einer Wachstumspause und bei einer Substrattemperatur von 492 °C verwendet. Da für die Dash-Deposition gegenüber der InGaAlAs-Barriere lediglich die beiden Shutter der Ga- und Al-Zelle geschlossen werden, ist die Wachstumsrate der InAs-Dashes auf einen Anteil von 0.528 der Wachstumsrate des Barrierenmaterials festgelegt und liegt typischerweise um die 350 nm/h.

4.2 Variation der Emissionseigenschaften

Natürlich gibt es noch weitere Möglichkeiten, das Wachstum der Quanten-Dashes zu beeinflussen. Die gerade gezeigte Optimierung der Wachstumsparameter wurde für Dashes durchgeführt, deren Raumtemperatur-Emission etwa bei einer Zielwellenlänge von 1550 nm liegt. Andere Anwendungsgebiete und bestimmte Bauteilanforderungen können jedoch unterschiedliche Epitaxiestrukturen und Wachstumsbedingungen erfordern. Einige dieser Variationen sind im Folgenden zusammengefasst.

4.2.1 Kontrolle der Emissionswellenlänge

Für alle bisher vorgestellten Strukturen wurden jeweils 5 ML InAs auf das Puffermaterial aufgebracht. Das bedeutet jedoch nicht, dass die sich daraus bildenden Dashes eine Höhe von 5 ML haben, da das Material ja keine gleichmäßige glatte Schicht bildet, sondern sich zu Inseln auftürmt. Ein Teil des Materials liegt auch als dünne Benetzungsschicht vor, die nicht zur Emission der Dashes beiträgt. Zusätzlich spielt auch noch Desorption und Interdiffusion mit dem umgebenden Barrierenmaterial eine Rolle, so dass keine verlässliche Angabe über die Höhe der Dashes gemacht werden kann. Da auch keine Möglichkeit zur Vermessung des Höhenprofils gegeben war, kann als Richtwert für die Abhängigkeit von der Dicke der Dash-Schicht lediglich die Menge des deponierten Materials angegeben werden. In diesem Sinne sind alle Dickenangaben zu verstehen.

In Abb. 4.8 sind einige Schichten gegenübergestellt, die sich durch die Dicke der aufgewachsenen Dash-Schicht unterscheiden. Von links oben nach rechts unten erhöht sich die nominelle Dicke von 2.5 ML über 3.3 ML und 10.0 ML auf 12.5 ML. Dabei bleibt die Grundstruktur und die Orientierung der Dashes gleich, Form und Größe ändern sich jedoch deutlich. Für sehr dünne InAs-Schichten ist die Dash-Struktur noch wenig ausgeprägt und eher quantendrahtförmig. Bei weiterer Deposition lagern sich immer mehr Teilchen an den schon bestehenden Wachstumsinseln an, so dass sich nicht die Dichte vergrößert, sondern die vorhandenen Strukturen sich weiter ausdehnen. Dadurch werden aus den Quantendrähten nach und nach unregelmäßige Quanten-Dashes. Die Breite steigt dabei auf bis zu 25 nm an, während die Länge bis auf etwa 100 nm abnimmt. Wird sehr viel Material abgeschieden, so sind die Dashes kaum noch zu erkennen und einzelne benachbarte Inseln wachsen zu größeren Clustern zusammen, wie es in Abb. 4.8 c) und d) zu beobachten ist.

Selbstverständlich hat dieses Verhalten auch Auswirkungen auf die optischen Eigenschaften der Dashes. In Abb. 4.9 sind die PL-Spektren bei 8 K von einigen Proben

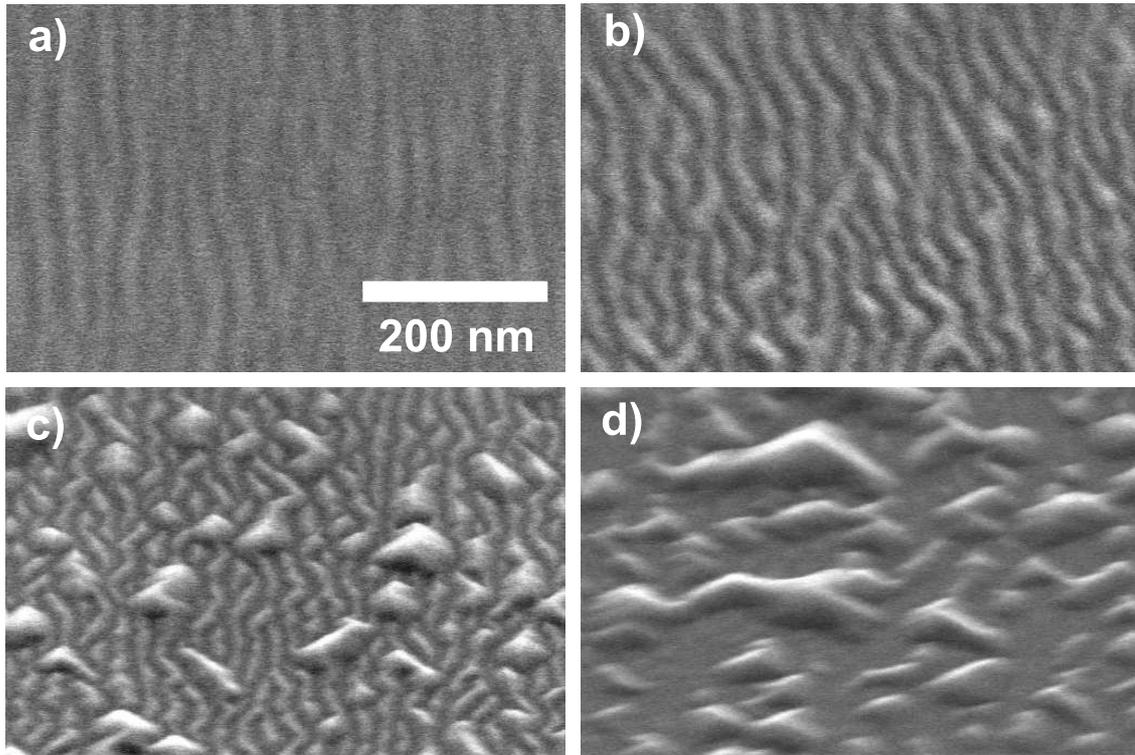


Abb. 4.8: REM-Bilder von nicht überwachsenen, unterschiedlich dicken Dash-schichten: a) 2.5 ML, b) 3.3 ML, c) 10 ML, d) 12.5 ML nominelle InAs-Dicke; die zugehörigen Depositionszeiten betragen 6 s, 8 s, 24 s bzw. 30 s.

mit unterschiedlichen Dash-Dicken zusammengestellt. Durch die gerade beschriebene Veränderung der Dash-Dimensionen kommt es mit zunehmender InAs-Dicke zu einer Verschiebung zu höheren Wellenlängen. Als Grenzen für eine verwertbare Emission wurde hierbei ein Bereich zwischen 1.3 und 10.3 ML an nomineller InAs-Dicke festgestellt. Unterhalb dieses Bereichs haben sich noch keine deutlichen Inseln aus der Benetzungsschicht gebildet und oberhalb sind die einzelnen Dashes bereits zu stark miteinander verschmolzen, wodurch die Intensität der Emission stark zurückgeht. Innerhalb dieser Grenzen kann jedoch durch geeignete Wahl der Dicke der Dash-Schicht auf sehr einfache Weise die Emissionswellenlänge einer Laserstruktur festgelegt werden. Abb. 4.10 zeigt, dass dieser Zusammenhang sehr gleichmäßig über einen großen Wellenlängenbereich gilt. Da diese PL-Messungen bei 8 K durchgeführt wurden, was neben der Unterdrückung des Untergrundrauschens eine Verschiebung der Emission um etwa 60 meV zu höheren Energien zur Folge hat, können Laseremissionswellenlängen im Bereich zwischen $1.2 \mu\text{m}$ und $2 \mu\text{m}$ erreicht werden. Dieses Verfahren ist dabei sehr viel einfacher und direkter zugänglich als die Kontrolle der

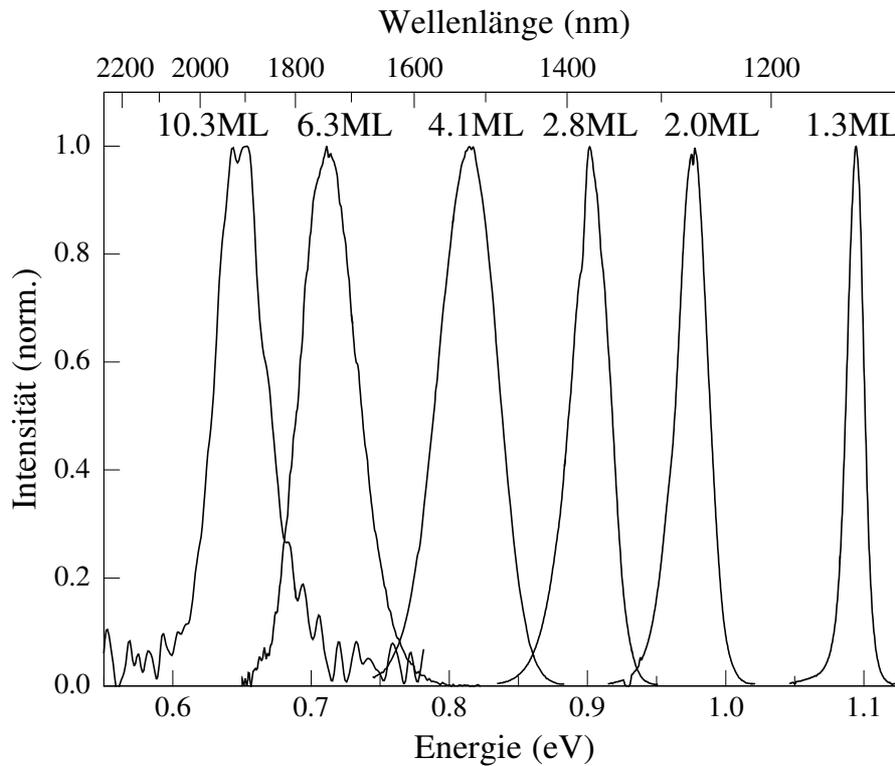


Abb. 4.9: *PL-Spektren bei 8 K von Dash-Schichten mit Dicken zwischen 1.3 ML und 10.3 ML; dieser Bereich kann für die Emission in Laserstrukturen verwendet werden.*

Wellenlänge mit verschiedenen Überwachungsschritten, wie sie von mehreren Gruppen vorgeschlagen wurden ([Gon04a, Par01, Par03b, Car04]).

4.2.2 Verbreiterung des Verstärkungsspektrums

Das eben vorgestellte Verfahren zur Festlegung der Emissionswellenlänge kann auch genutzt werden, um die Breite des Verstärkungsspektrums eines optischen Bauteils zu variieren. Bei den meisten Anwendungen ist ein eher schmales Spektrum mit einem intensiven Maximum erwünscht, um eine möglichst große Verstärkung bei der Zielwellenlänge zur Verfügung zu haben. Wenn es jedoch darum geht, mit einem einzigen und damit kostengünstigeren Bauteil einen großen Wellenlängenbereich, beispielsweise den Bereich des Telekommunikations-Bandes von 1400 bis 1650 nm abzudecken, kann ein möglichst breites Emissionsspektrum durchaus von Interesse sein.

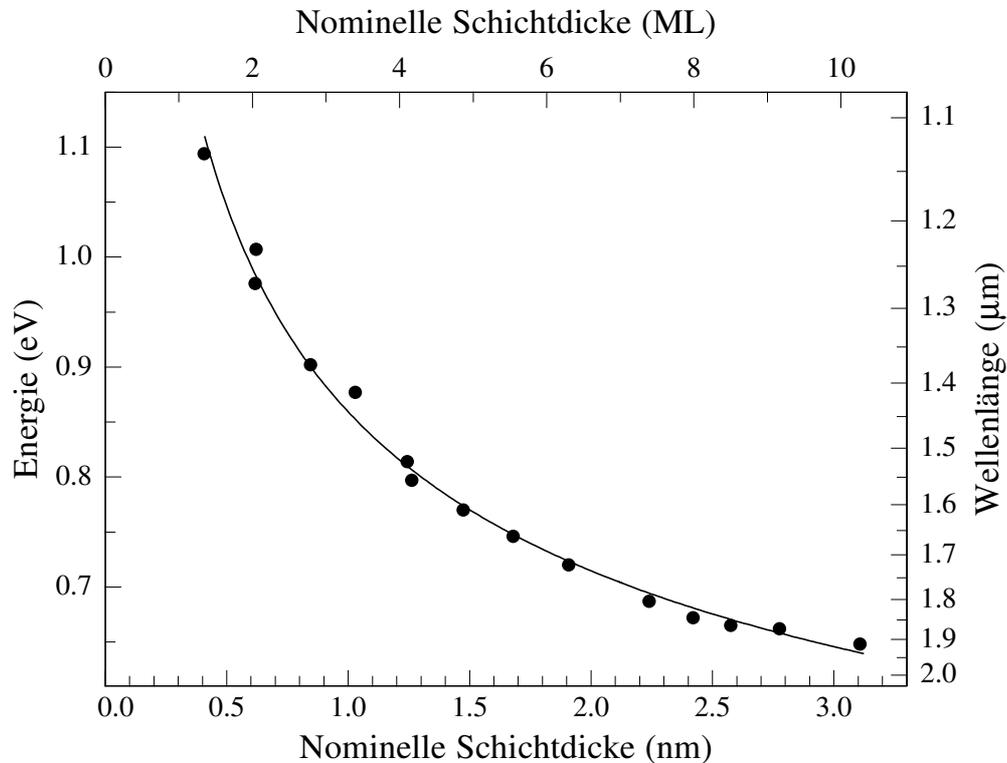


Abb. 4.10: Zusammenhang zwischen nomineller Dicke der Dash-Schicht und der PL-Emission bei 8 K; für Emissionswellenlängen bis etwa 1600 nm wurde ein Ge-Detektor benutzt, darüber kam ein PbS-Detektor zum Einsatz.

Da in einem Quantenpunktlaser ohnehin meist mehrere aktive Schichten zum Einsatz kommen, um genügend Verstärkung zur Verfügung zu haben, liegt es nahe, das Verstärkungsspektrum durch Überlappung der ohnehin schon inhomogen verbreiterten Einzelschichtspektren weiter auszudehnen. Um dieses Prinzip zu testen, wurden Strukturen mit mehreren, durch 25 nm Barrierenmaterial voneinander getrennten Dash-Schichten gewachsen, von denen jede eine etwas andere Dicke und damit Lage des Emissionsmaximums aufweist. Abb. 4.11 zeigt das Ergebnis der PL-Messung einer Schicht mit sechs Dash-Schichten, deren nominelle Dicken gleichmäßig zwischen 0.65 und 1.06 nm variieren.

Das Ergebnis dieser Überlagerung ist eine Verbreiterung des Spektrums von etwa 50 meV für eine einzelne Schicht auf etwa 180 meV bzw. 285 nm Gesamtbreite. Bei Raumtemperatur ist durch die zusätzliche thermische Verbreiterung eine Emissionsbreite von über 300 nm mit einer Lage der Emission zwischen 1350 und 1650 nm zu erwarten. Eine solche Struktur sollte also den Betrieb eines optischen Bauteils

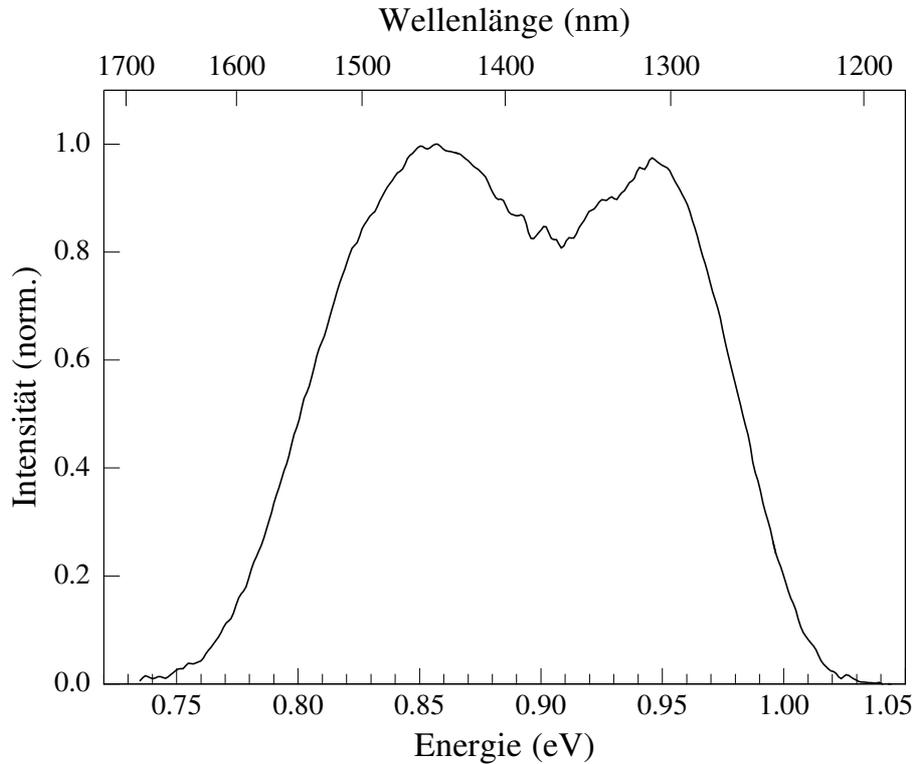


Abb. 4.11: Tieftemperatur-PL-Spektrum einer Testschicht mit sechs verschieden dicken Dash-Schichten; die Breite der Emission beträgt 285 nm.

über den gesamten Wellenlängenbereich des Telekom-Bandes ermöglichen. Natürlich kann dieses Verfahren zur Steigerung der Verstärkungsbreite noch weiter optimiert werden, um die gewünschte Form und Lage des Verstärkungsspektrums zu erreichen. Erste Berechnungen dazu zeigen, dass es für die Gesamtverstärkung günstiger sein könnte, die Variation nicht gleichmäßig auf alle Schichten aufzuteilen, sondern jeweils zwei identische Schichten einzubauen.

4.2.3 Realisierung langwelliger Emission

Die Hauptanwendung von Laserbauteilen auf InP ist sicher das Telekommunikationsband mit der Zielwellenlänge 1550 nm. Mit diesem Materialsystem lassen sich aber auch Wellenlängen erreichen, die für die Gassensorik interessant sind. Wasser beispielsweise absorbiert bei einer Wellenlänge von 1810 nm, ebenso Stickstoffmonoxid und Kohlendioxid, deren Absorptionslinien bei 1800 bzw. 2004 nm liegen. Wie in Abschnitt 4.2.1 gezeigt wurde, können diese Wellenlängen mit InAs-Dashes auf

InP noch über die Variation der Dash-Dicke abgedeckt werden. Allerdings nimmt die optische Qualität bei zunehmender Rotverschiebung doch deutlich ab. Will man auf Zugabe von Sb in die aktive Schicht [Qiu04] oder die Verwendung einer metamorphen Pufferschicht [Bal04] verzichten, muss ein anderes Verfahren gefunden werden, um Dashes mit hoher Intensität in diesem Emissionsbereich zu finden.

Dash-in-a-Well-Strukturen

Eine sehr einfache Möglichkeit, große Emissionswellenlängen zu realisieren, ist das von GaAs bestens bekannte Verfahren der Dot-in-a-Well(DWell)-Strukturen [Les99, Nis99], mit dem sich gute Laser bei einer Wellenlänge von $1.3\ \mu\text{m}$ realisieren lassen [Klo01, Kre02, Kov03]. Dazu wird die aktive Quantenpunktschicht in eine dünne Quantenfilmschicht mit etwas größerer Bandlücke eingebettet, die wiederum von Barrierenmaterial umgeben ist. Durch die Reduzierung der Barrierenhöhe wird bereits eine Verschiebung zu größerer Wellenlänge erreicht, zudem sind aber auch die Diffusionseigenschaften an der Oberfläche für das Quantenpunktwachstum verändert. Je nach Anwendung kann die Well-Struktur auch verspannt werden, um Größe und Dichte der Dots zusätzlich zu beeinflussen.

Um dieses Verfahren auch auf InP zu übertragen, wurden Teststrukturen gewachsen, bei denen jeweils eine Quanten-Dash-Schicht mittig in einen 10 nm dicken, auf InP gitterangepassten $\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$ -Film eingebettet ist. Da keine zusätzlichen Wachstumspausen, die zum Einbau von Defekten geführt hätten, implementiert werden sollten und die Temperatur der Gruppe-III-Effusionszellen durch die Zusammensetzung des Barrierenmaterials festgelegt war, musste der Quantenfilm „geschuttert“ werden, d.h. die Shutter der betreffenden Zellen werden in schneller Abfolge ($\approx 1\ \text{s}$) so bewegt, dass die gewünschte Zusammensetzung resultiert. Aufgrund der Schnelligkeit des Wechsels werden nur jeweils Submonolagen dicke Schichten abgeschieden, die sich sehr gut zu einer homogenen Schicht mischen.

In Abb. 4.12 sind die Tieftemperatur-PL-Spektren von solchen DWell-Strukturen mit unterschiedlicher Dicke der Dash-Schicht zwischen 2.5 ML und 5.7 ML aufgetragen. Auch hier zeigt sich wieder das schon in 4.2.1 diskutierte Verhalten der Rotverschiebung mit zunehmender Dash-Dicke, allerdings konnte durch den Einbau in den umgebenden Quantenfilm eine zusätzliche starke Rotverschiebung um etwa 130 meV erreicht werden. Darüberhinaus sind die Emissionsspektren mit 30 – 40 meV auch deutlich schmaler als die Referenzprobe ohne Quantenfilm, die eine Halbwertsbreite von etwa 65 meV aufweist, und vergleichbar mit den Resultaten von InAs/InGaAs-DWell-Strukturen auf GaAs [Kre03]. Da bei der Anwendung als Laser für die Gas-

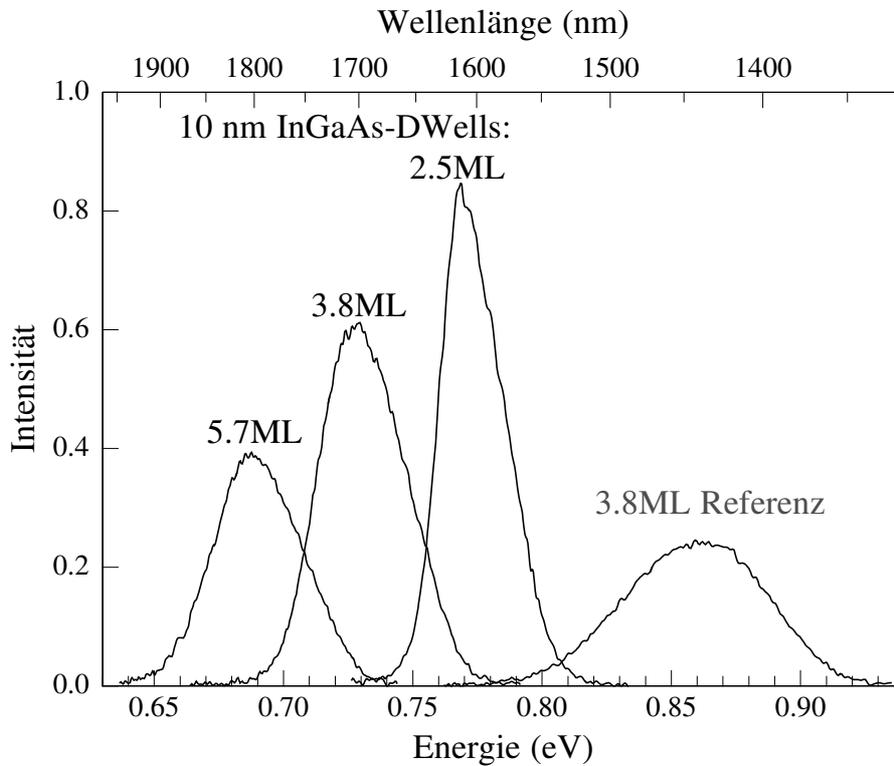


Abb. 4.12: DWell-Strukturen mit verschiedenen dicken Dash-Schichten, eingebettet in einen 10 nm dicken InGaAs-Quantenfilm; die Referenz zeigt eine vergleichbare Probe ohne Quantenfilm.

sensorik eine breite Verstärkung keine Rolle spielt, ist dieser Effekt positiv zu bewerten, denn er geht einher mit einer deutlich stärkeren Intensität der Emission als bei dicken Dash-Schichten, die in diesem Bereich emittieren würden.

Zur Begründung dieses Verhaltens wurden von den gleichen Strukturen auch REM-Proben angefertigt, d.h. unüberwachsene Proben, bei denen das Wachstum nach der Deposition der Dashes gestoppt wurde, so dass nur die erste Hälfte des Quantenfilms darunter gewachsen wurde.

Wie in Abb. 4.13 zu erkennen ist, bilden sich zwar auch hier noch die bekannten unregelmäßigen Dash-Strukturen aus, die Dichte der Dashes ist aber von $5.4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ um mehr als die Hälfte auf $2.0 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ gesunken. Augenscheinlich liegt dies nicht an einer starken Verbreiterung der Dashes, sondern daran, dass der Abstand zwischen benachbarten Dashes deutlich gewachsen ist. Die Länge dagegen hat sich nicht signifikant verändert. Daraus lässt sich schließen, dass die Veränderung von unterschiedlichem Diffusions- und Einbauverhalten herrührt. Die Diffusionslängen scheinen auf InGaAs größer als auf InGaAlAs zu sein, und zugleich ist das 3D-

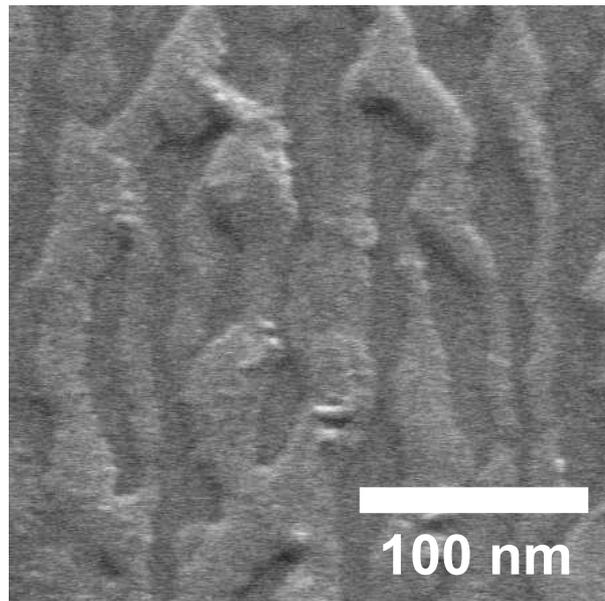


Abb. 4.13: REM-Aufnahme der Oberfläche einer DWell-Probe, die aus einer 5 ML dicken Dash-Schicht auf einer 5 nm dicken InGaAs-Schicht besteht.

Wachstum bevorzugt, so dass sich die Adatome eher auf den bestehenden Dashes anlagern und diese damit höher werden.

Eine Obergrenze für die Anwendung des DWell-Konzepts wurde in der vorliegenden Arbeit nicht untersucht, mit diesem Verfahren sollte aber die Realisierung von Halbleiterlasern bis mindestens $2\ \mu\text{m}$ ohne Probleme möglich sein [Rot03].

MEE-Wachstum von InAs-Dashes

Neben der herkömmlichen Variation der verschiedenen Wachstumsparameter kann auch der Wachstumsmodus geändert werden. Eine Möglichkeit dazu ist das MEE (engl. migration enhanced epitaxy)-Wachstum, bei dem die Beweglichkeit der Adatome auf der Epitaxieoberfläche stark erhöht wird, indem die Gruppe-III- und Gruppe-V-Elemente getrennt angeboten werden. Bei den InAs-Dashes bedeutet dies, dass die Shutter der In- und der As-Zelle abwechselnd geöffnet werden, so dass die ankommenden In- bzw. As-Atome auf der Substratoberfläche zunächst keinen Bindungspartner finden und dadurch sehr viel weiter diffundieren können. Diese Vergrößerung der freien Weglänge führt bei InAs-Dots auf GaAs dazu, dass eine geringere Anzahl an deutlich größeren Dots entsteht, wobei auch die Homogenität erhöht ist [Pat01].

Das Ergebnis eines entsprechenden Tests auf InP ist in Abb. 4.14 zu sehen. Für

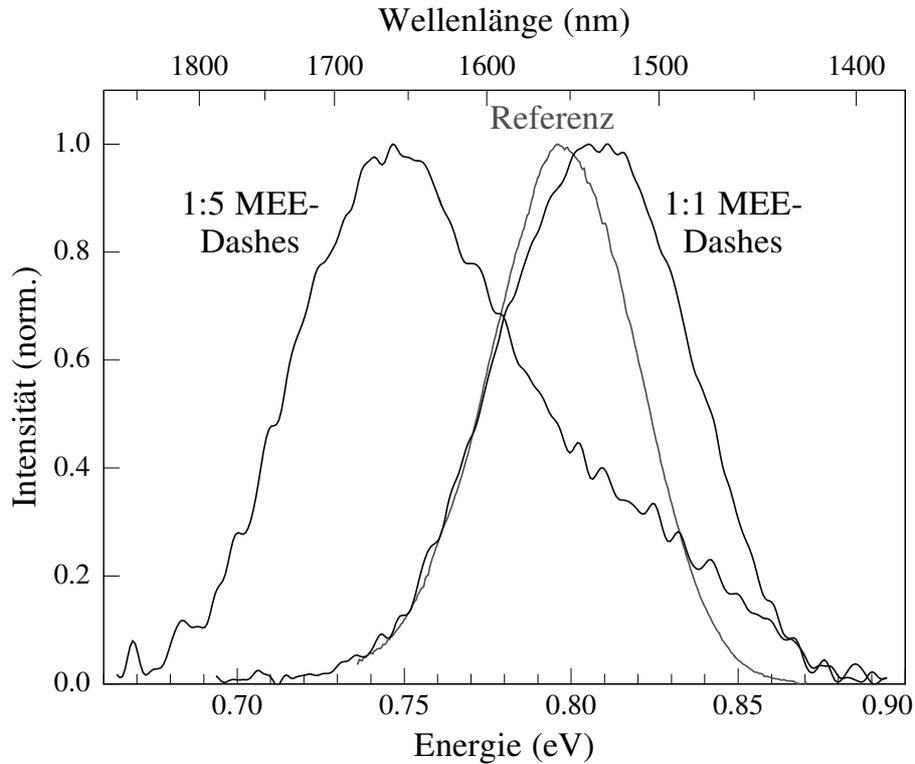


Abb. 4.14: Tieftemperatur-PL-Spektren von Dash-Proben, die mit verschiedenen Depositionszyklen gewachsen wurden.

alle drei gezeigten Proben wurde jeweils 12 s lang In deponiert, so dass die abgechiedene Menge an InAs identisch sein sollte. Bei den beiden MEE-Proben fand die In-Deposition jedoch nicht gleichzeitig mit As statt, sondern wurde aufgeteilt in 12 Zyklen mit abwechselnd jeweils 1 s In und 1 bzw. 5 s As. Bei den 1:1-MEE-Dashes (d.h. $12 \times (1 \text{ s In}, 1 \text{ s As})$) ist zunächst nur eine starke Verbreiterung von 50 meV auf 70 meV festzustellen; die Lage der Emission bleibt nahezu unverändert. Wird nun der As-Shutter deutlich länger geöffnet und somit auch das V-III-Verhältnis deutlich erhöht (1:5-MEE-Dashes), so findet zudem eine Verschiebung um 60 meV zu höheren Wellenlängen statt, gekoppelt mit einer weiteren Verbreiterung auf 80 meV. Dieses Verhalten lässt sich ähnlich wie beim Einbringen einer Wachstumspause nach der Dash-Deposition mit der Umlagerung zugunsten größerer Dash-Strukturen erklären. Die Auswertung von REM-Bildern ergab eine leicht Reduktion der Dash-Liniendichte auf etwa $4 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$. MEE-Dashes können prinzipiell also verwendet werden, um den Bereich größerer Wellenlängen zugänglich zu machen, allerdings ist dies nur in begrenztem Umfang möglich und eine gleichzeitige Verbreiterung des Spektrums muss in Kauf genommen werden.

4.2.4 Stapelung mehrerer Dash-Schichten

In den meisten Quantenpunktlasern ist die Verstärkung einer aktiven Schicht nicht ausreichend, um die Verluste des Materials auszugleichen. Deswegen wird meist ein Stapel von mehreren Schichten eingebaut, die durch dünne Barrieren voneinander getrennt sind. Dadurch entstehen zwei neue Strukturparameter: zum einen die Anzahl der Dash-Schichten und zum anderen der Abstand der Schichten voneinander, d.h. die Dicke der Barrieren.

Die Barriere hat die Aufgabe, die einzelnen Quanten-Dash-Schichten soweit voneinander zu trennen, dass eine Spannungskopplung zwischen den Dashes der verschiedenen Schichten weitgehend verhindert wird, da dies zu einer starken Veränderung der Emissionseigenschaften führen würde. Wie sich gezeigt hat, ist eine Barrierendicke von 10 nm wie sie in Quantenfilmlasern eingesetzt wird, für die Dashes zu wenig; sie führt zu einer Verschiebung der Emission. Erst ab etwa 20 nm Barrierendicke sind die Dashes so weit entkoppelt, dass eine unabhängige Dash-Bildung stattfindet.

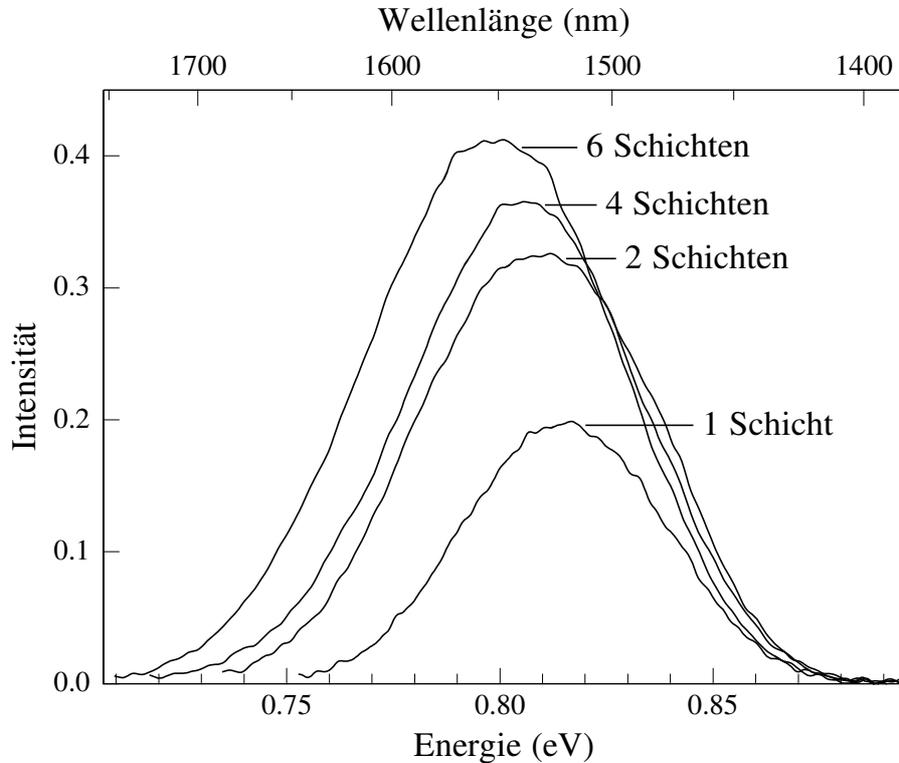


Abb. 4.15: *PL-Spektren bei 8 K von Testproben, bei denen die Anzahl der Dash-Schichten variiert wurde; die Barrierendicke beträgt jeweils 25 nm*

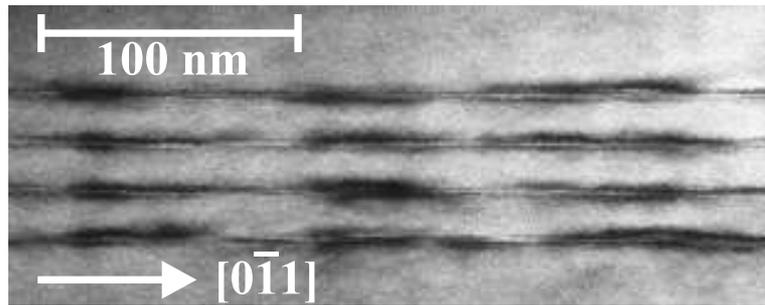


Abb. 4.16: $300 \times 120 \text{ nm}^2$ große HR-TEM-Aufnahme eines Stapels aus vier Dash-Schichten; die Aufnahme wurde in Richtung senkrecht der Dash-Orientierung gemacht.

Als Standardbarrierendicke für die Quanten-Dash-Laser wurde deshalb ein Wert von 25 nm gewählt. Mit diesem wurde das Verhalten der Emission bei einer steigenden Anzahl von Dash-Schichten überprüft, was in Abb. 4.15 zu sehen ist. Abgebildet sind die Tieftemperatur-PL-Spektren von Testschichten, die eine, zwei, vier und sechs Dash-Schichten enthalten, jeweils getrennt von 25 nm $\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$. Wie erwartet steigt die Intensität der Emission mit steigender Anzahl der Schichten an. Gleichzeitig verbreitert sich die Emission von etwa 55 meV für eine Schicht auf 70 meV für sechs Schichten und die Lage des Peaks verschiebt sich leicht von 0.81 eV zu 0.79 eV. Beide Effekte deuten darauf hin, dass die Dashes auch bei einer Barrierendicke von 25 nm noch leicht gekoppelt sind. Jede Schicht, die zusätzlich aufgewachsen wird, spürt das Verspannungsfeld der vorhergehenden Schichten, das wie ein Keim für die Dash-Bildung wirkt. Dadurch wird die kritische Schichtdicke etwas herabgesetzt und die Folgeschichten bilden größere Dash-Strukturen aus. Durch den Überlapp dieser leicht unterschiedlichen Schichten verbreitert sich die Gesamtemission und verlagert sich zu längeren Wellenlängen.

Schaut man sich einen Stapel von mehreren Dash-Schichten in einem hochauflösenden Transmissionselektronenmikroskop (HR-TEM) an, so erkennt man (Abb. 4.16), dass die Dashes der einzelnen Schichten nicht willkürlich angeordnet sind, sondern sich bevorzugt an Stellen bilden, an denen bereits in den vorhergehenden Lagen ein Dash zu finden war. Diesen Effekt der Kopplung über das Verspannungsfeld der Dashes nennt man „vertical strain coupling“. Prinzipiell sollte dieser Effekt vermieden werden, um eine möglichst homogene Dash-Bildung zu erreichen; da die Gesamtstruktur für einen Laser aber nicht zu breit werden darf und der beobachtete Effekt nicht sehr groß ist, sind die 25 nm Barrierendicke als guter Kompromiss zu sehen und wurden standardmäßig zur Trennung mehrerer Dash-Schichten verwendet. Andererseits könnte die Kopplung der Dashes auch bewusst genutzt werden, um

eine Verbreiterung des Verstärkungsspektrums bei gleichzeitig schmalerem Wellenleiter zu erzielen. Entsprechende Simulationen zeigen vielversprechende Ergebnisse, dieses Prinzip muss aber noch an realen Laserstrukturen getestet werden.

4.3 Einzelpunktspektroskopie an InAs-Dashes

Bei den bisher beschriebenen Dash-Proben wird natürlich immer ein großes Ensemble von InAs-Dashes untersucht, da die verwendeten Verfahren Informationen einer großen Fläche liefern; das Verhalten eines einzelnen Dashes lässt sich daraus nicht ablesen. Deswegen wurden auf dem vorhandenen Probenmaterial von der Spektroskopie-Gruppe des Lehrstuhls Einzeldotspektroskopie-Untersuchungen durchgeführt. Dazu wurden auf den oben beschriebenen PL-Testproben durch Elektronenstrahlolithographie Bereiche geringer Größe definiert, so dass durch einen anschließenden Ätzschritt quadratische Mesen erzeugt werden konnten, die nur einige wenige Dashes enthalten.

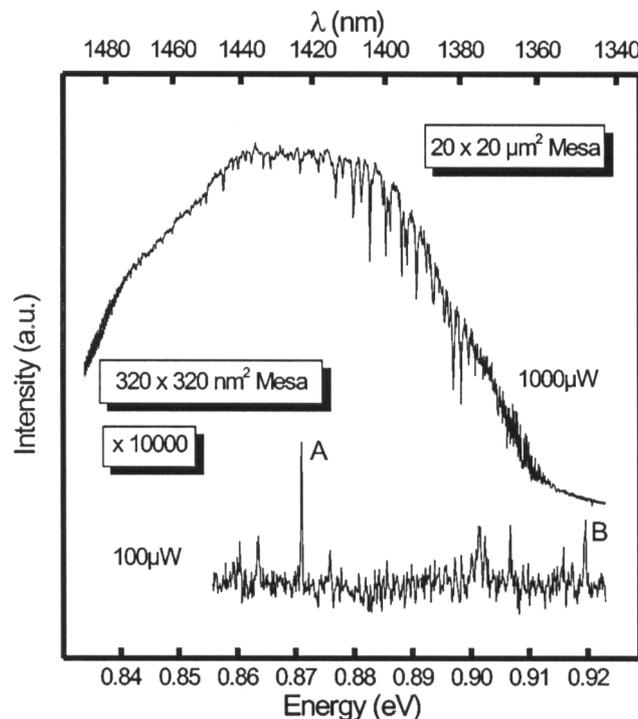


Abb. 4.17: PL-Spektren bei 1.5 K von Mesen unterschiedlicher Größe. Zur Anregung wurde ein Ar^+ -Laser mit einer cw-Leistung von 14 W/cm^2 benutzt (aus [Men03]).

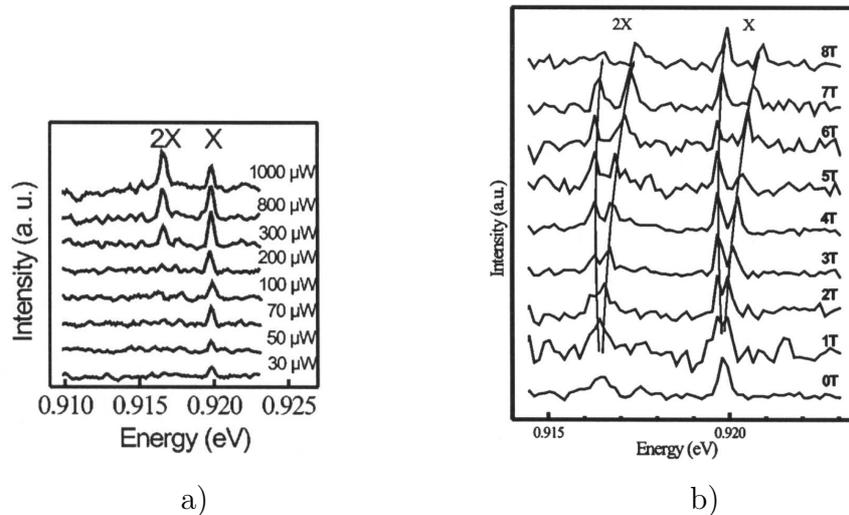


Abb. 4.18: Emissionslinie eines Einzel-Dashes in Abhängigkeit von Anregungsleistung (a) und Magnetfeld (b) (aus [Men03]).

An diesen kann in einem He-Kryostaten bei 1.5 K optische Spektroskopie betrieben werden, wobei gleichzeitig ein Magnetfeld von bis zu 8 T angelegt werden kann. Abb. 4.17 zeigt den Vergleich von Mesenstrukturen verschiedener Größe; in der oberen Bildhälfte ist das Emissionsspektrum einer $20 \times 20 \mu\text{m}^2$ großen Mesa dargestellt, das die typische inhomogene Verbreiterung aufgrund der verschiedenen Dash-Größen aufweist, wie sie auch in den bisher gezeigten PL-Untersuchungen zu finden war. Im Gegensatz dazu weist eine deutlich kleinere Mesenstruktur von $320 \times 320 \text{ nm}^2$ ein vollkommen anderes Spektrum auf, wie in der unteren Bildhälfte zu sehen ist. Hier finden sich nur wenige, sehr scharfe Linien, die sehr kleine Halbwertsbreiten im Bereich von $400 \mu\text{eV}$ (im Bild mit A gekennzeichnet) bzw. $550 \mu\text{eV}$ (B) aufweisen, was typisch für Exziton- und Biexziton-Rekombination ist.

Eine Serie verschiedener Anregungsleistungen an der in Abb. 4.17 mit B bezeichneten Emissionslinie ist in Abb. 4.18 dargestellt. Da sich die Emission weit am rechten Rand des inhomogen verbreiterten Gesamtspektrums befindet, ist gemäß dem Zusammenhang zwischen der Größe der Dashes und der Emissionsenergie zu vermuten, dass es sich bei dem zugehörigen Dash um eine vergleichsweise kleine Struktur handelt. Die Emissionslinie des Exzitons bei einer Energie von 0.9198 eV sättigt bei einer Anregungsleistung von $300 \mu\text{W}$, während ab einer Leistung von $200 \mu\text{W}$ die Biexziton-Linie bei einer Energie von 0.9164 eV erscheint, was einer Bindungsenergie von 3.4 meV entspricht. Diese Linie wächst mit steigender Leistung stark an und dominiert das Spektrum ab etwa 1 mW .

Rechts daneben in Abb. 4.18 ist die Abhängigkeit der Einzel-Dash-Emission vom Magnetfeld dargestellt. Dazu wurde die Probe parallel zur Wachstumsrichtung von einem Magnetfeld B durchsetzt, das bis zu 8 T betrug. Ab etwa 2 T kann man bei Exziton und Biexziton eine Zeeman-Aufspaltung Δ erkennen, die bei 8 T beim Exziton 1 meV beträgt bei gleichzeitiger diamagnetischer Verschiebung des Zeeman-Doublets um 0.5 meV. Die identische Aufspaltung beim Biexziton bestätigt, dass dieses durch Rekombination in ein Exziton entsteht. Berechnet man den g-Faktor des Exzitons g_x nach $\Delta = g_x \mu_B B$ mit dem Bohrschen Magneton μ_B , so erhält man für die betrachtete Linie einen recht hohen Wert von 2.1. Identische Messungen an einem Einzel-Dash niedrigerer Emissionsenergie ergab jedoch nur ein $|g_x|$ von 1.55. Diese Beobachtung steht in Übereinstimmung mit der Literatur [Kot01], wonach eine Abnahme des g-Faktors mit einer steigenden Dash-Dimension und damit auch steigender Emissionswellenlänge zusammenhängt.

Kapitel 5

Grundlagen von Halbleiterlasern

Nachdem einige grundlegende Eigenschaften der Quanten-Dashes näher untersucht wurden, sollen diese Strukturen als aktives Material in einem Halbleiterlaser eingesetzt werden. Bevor jedoch die Ergebnisse in Kapitel 6 diskutiert werden, ist es notwendig, einige Grundbegriffe für das Verständnis und die Bewertung von Halbleiterlasern einzuführen [Blu95]. Zusätzlich wird im Folgenden der genaue Epitaxieaufbau und die Herstellung der Bauelemente erläutert.

5.1 Lasertheorie und wichtige Kenngrößen

Das Wort Laser (engl. **L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation) bezeichnet den Vorgang der Verstärkung eines Strahlungsfeldes, der die Grundlage jeden Laserbetriebs darstellt. Grundsätzlich gibt es drei verschiedene Wechselwirkungsmechanismen von Photonen mit den Elektronen eines Halbleiters. Zunächst die stimulierte Absorption, bei der ein einlaufendes Photon vernichtet wird, indem es ein Elektron von dem Energieniveau E_1 des Valenzbandes in das höhere Energieniveau E_2 des Leitungsbandes anhebt. Der umgekehrte Prozess ist die spontane Emission, bei der das Elektron von E_2 auf E_1 zurückfällt, wobei ein Photon der Energie $h \cdot \nu = \Delta E = E_2 - E_1$ ausgesandt wird. Die für den Laserbetrieb entscheidende Wechselwirkung ist jedoch die stimulierte Emission, bei der das einfallende Photon den Halbleiter zum Übergang eines Elektrons unter Aussendung eines identischen zweiten Photons anregt. Da beide Photonen eine erneute stimulierte Emission bewirken können, kommt es dadurch zu einem lawinenartigen Anstieg des Strahlungsfeldes. Die Photonen haben dabei alle gleiche Energie und Phasenlage,

der Laser strahlt kohärentes Licht ab. Die Verstärkung durch stimulierte Emission beschreibt man mit der Größe g (engl. gain = Verstärkung), die von der Differenz der Übergangsraten von stimulierter Emission und Absorption Δr , der Gruppengeschwindigkeit v_{gr} und der Dichte ρ_{ph} der Photonen abhängt:

$$g = \frac{\Delta r}{v_{gr} \rho_{ph}}$$

Nach Durchlaufen einer Strecke s verstärkt sich das Strahlungsfeld von der ursprünglichen Intensität I_0 auf

$$I(s) = I_0 \cdot e^{g \cdot s}.$$

Allerdings sind für das Zustandekommen des Laserbetriebs einige Bedingungen zu erfüllen. Da im thermischen Gleichgewicht das Valenzband deutlich stärker besetzt ist als das Leitungsband, ist die Absorption der dominierende Effekt, der die stimulierte Emission behindert. Deswegen muss künstlich eine Besetzungsinversion, also eine stärkere Besetzung der Leitungsbandzustände, erreicht werden, was im Halbleiterlaser durch elektrisches Pumpen geschieht. Dazu wird ein äußeres Feld angelegt, das Elektronen in das Leitungsband und Löcher in das Valenzband injiziert.

Zusätzlich müssen unterschiedliche Verlustmechanismen berücksichtigt werden. Die innere Absorption α_i fasst die inneren Verluste des Lasermediums zusammen, die ihre Ursache in der Absorption des Lichts durch freie Ladungsträger haben. Diese wirken der Verstärkung entgegen und schwächen das Licht beim Durchlaufen der Wegstrecke s :

$$I(s) = I_0 \cdot e^{-\alpha_i \cdot s}$$

Zum anderen muss das aktive Lasermedium zwischen zwei Spiegel eingeschlossen werden, um die erzeugten Photonen erneut zur stimulierten Emission bereitstellen zu können. Diese Spiegel haben nur begrenzte Reflektivitäten R_1 und R_2 , was zu Verlusten α_R führt, aber auch zum Auskoppeln des Laserlichts genutzt wird. Bei kantenemittierenden Halbleiterlasern werden oftmals die Spaltfacetten des Kristalls als Spiegel genutzt, was bei einem Brechungsindex von $n \approx 3.5$ über die Formel $R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2}$ zu Reflektivitäten von etwa 30 % führt. Um den Laserbetrieb aufrecht zu erhalten, muss die optische Verstärkung nach einem vollen Umlauf durch den Resonator der Länge L alle Verluste überwiegen, d.h. es gilt die Schwellenbedingung:

$$R_1 R_2 \cdot e^{2L(g-\alpha_i)} \geq 1 \quad \text{oder} \quad g \geq g_{thr} = \alpha_i - \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2)$$

Da zudem nur konstruktiv überlagerte Wellen bei der Interferenz verstärkt werden, müssen sich im Resonator stehende Wellen ausbilden. Diese Bedingung selektiert

bestimmte Moden aus dem Spektrum, bei denen ein Resonatorumlauf $2L$ ein ganzzahliges Vielfaches der effektiven Wellenlänge $\lambda_{eff} = \frac{\lambda}{n}$ ist.

Innere Größen wie α_i oder g sind einer direkten Messung nicht zugänglich, deshalb müssen Messgrößen gefunden werden, die mit den inneren Parametern verknüpft sind und so Rückschlüsse zulassen. An Hand der typischen Lichtleistungskennlinie eines Halbleiterlasers lassen sich der Schwellenstrom I_{thr} , bzw. die auf die Dimension des Bauteils bezogene Schwellenstromdichte j_{thr} und der Anstieg der Lichtleistung mit dem angelegten Strom $\frac{dP}{dI}$ ablesen. Letzterer kann direkt in den externen differentiellen Wirkungsgrad η_{ext} umgerechnet werden:

$$\eta_{ext} = \frac{q}{h\nu} \frac{dP}{dI}$$

Da der interne differentielle Wirkungsgrad η_i über die Verluste mit dem externen $\eta_{ext} = \eta_i \left(\frac{\alpha_R}{\alpha_R + \alpha_i} \right)$ gekoppelt ist und sich die Spiegelverluste über $\alpha_R = \frac{1}{L} \ln \left(\frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right)$ berechnen lassen, kann aus einer längenabhängigen Auftragung des externen differentiellen Wirkungsgrades η_{ext} auf die innere Absorption α_i und den internen differentiellen Wirkungsgrad η_i geschlossen werden:

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

An Hand dieser Größen lassen sich die Grundeigenschaften einer Laserstruktur charakterisieren.

Ebenfalls interessant ist das Verhalten der Messgrößen unter Variation der Betriebstemperatur, da für die Anwendung ungekühlte und damit günstigere Bauteile, deren Eigenschaften bei Erwärmung im Betrieb stabil bleiben, gefordert werden. Da die Verlustleistung bei erhöhter Temperatur größer wird, gehen Wirkungsgrad und maximale Ausgangsleistung zurück. Gleichzeitig steigt der Schwellenstrom an, da der Laser stärker gepumpt werden muss, um die Verluste auszugleichen. Den Anstieg der Schwelle beschreibt man durch die charakteristische Temperatur T_0 , die über die Formel

$$j_{thr} = j_{thr,0} \cdot e^{\frac{T}{T_0}}$$

definiert ist. T_0 lässt sich also aus einer temperaturabhängigen logarithmischen Auftragung der Schwellenstromdichte ermitteln. Da verschiedene, ebenfalls temperaturabhängige Verlustmechanismen (strahlend, nicht-strahlend, Auger-Prozess) zum Tragen kommen, bilden sich im Allgemeinen verschiedene Temperaturbereiche mit unterschiedlichen T_0 -Werten aus.

5.2 Quantenpunkte als aktives Lasermedium

Die grundlegenden Eigenschaften eines Halbleiterlasers wie Schwellenstromdichte und Temperaturstabilität hängen sehr stark von der Dimension der aktiven Zone ab, was seine Ursache hauptsächlich in den unterschiedlichen Zustandsdichten und der damit verbundenen Veränderung des Verstärkungsspektrums hat. Wurde die aktive Zone einer Laserdiode in den Anfängen der Halbleiterlaser noch als Doppelheterostruktur ausgeführt, haben sich Quantenfilmlaser längst in der Anwendung etabliert und Quantenpunktstrukturen erobern seit einigen Jahren den Markt [Ust03].

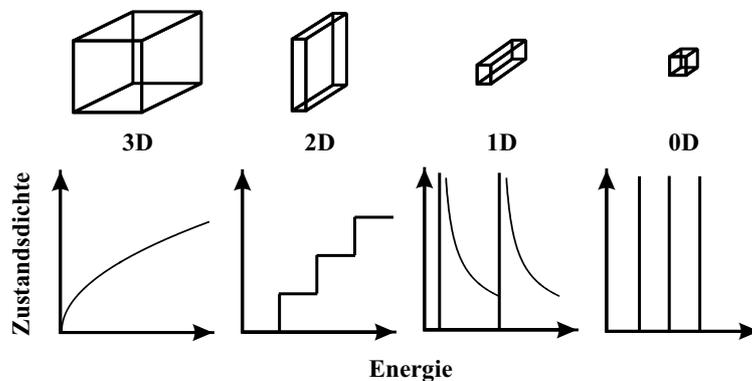


Abb. 5.1: Zustandsdichte der Ladungsträger in Volumenmaterial (3D), einem Quantenfilm (2D), einem Quantendraht (1D) und einem Quantenpunkt (0D); die Anzahl der Zustände an der Bandkante erhöht sich mit abnehmender Dimension (nach [Asa86, Ara86]).

Abb. 5.1 zeigt die Veränderung der Zustandsdichte, wenn man von Volumenmaterial (3D) zu Quantenpunkten (0D) übergeht. Durch den parabelförmigen Verlauf der Zustandsdichte sind bei einem dreidimensionalen System direkt an der Bandkante nur sehr wenige Zustände vorhanden. Demgegenüber vergrößert sich die Anzahl der Zustände bei Reduzierung der Dimension auf 2D durch das Stufenprofil, während bei einem Quantenpunktsystem theoretisch alle Zustände des Grundzustands direkt an der Bandkante liegen. In einem realen System kann die Zustandsdichte natürlich nicht δ -förmig sein, sondern erfährt durch Fluktuationen eine gewisse Verbreiterung. Die optische Verstärkung eines niedrigdimensionalen Systems ist theoretisch höher (Abb. 5.2), so dass der Laser zur Überwindung der Verluste weniger stark gepumpt werden muss, zumal die Gesamtzahl der energetisch verschiedenen Zustände durch die Quantisierung abnimmt. Zusätzlich führt die Begrenzung der Breite der aktiven Zone zu einer Lokalisierung der Elektronen und der Löcher in ein und demselben

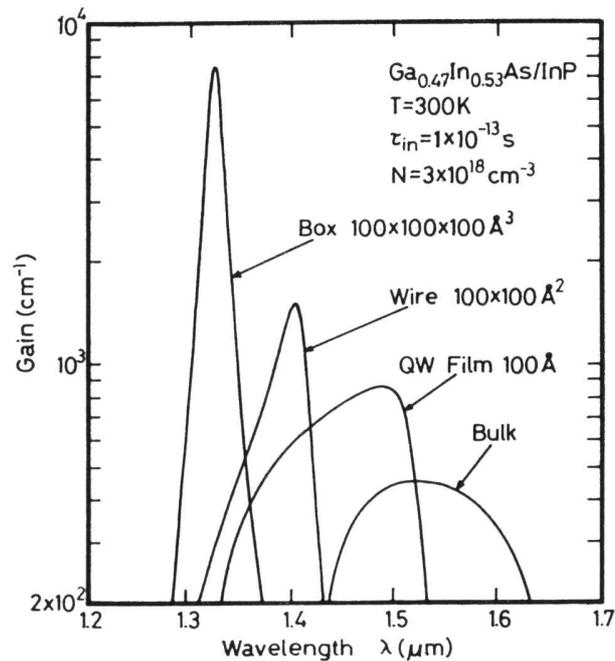


Abb. 5.2: Theoretische Berechnung der Verstärkungsspektren von Volumenmaterial, einem Quantenfilm, einem Quantendraht und einem Quantenpunkt im InGaAs/InP-System; eine Reduktion der Dimension führt zu einer schmäleren, aber größeren Verstärkung (aus [Asa86]).

Gebiet, was eine Vergrößerung des Überlapps ihrer Wellenfunktionen zur Folge hat. Dies wiederum erhöht den Wirkungsquerschnitt für die stimulierte Emission. Diese beiden Effekte beeinflussen natürlich auch das Verstärkungsspektrum. Durch die Konzentration der Zustände an der Bandkante muss das Fermi-niveau nicht so weit in das Leitungsband geschoben werden, um die gleiche Besetzungszahl zu erreichen und das Verstärkungsspektrum wird zunehmend schmaler, wohingegen der größere Überlapp der Wellenfunktionen eine Zunahme der maximalen Verstärkung bewirkt, was in Abb. 5.2 zu sehen ist. Obwohl diese Überlegungen von einigen Vereinfachungen ausgehen, lassen sie eine Reduktion der Schwellenstromdichte beim Übergang zu niedrigdimensionalen Strukturen erwarten, was in Abb. 5.3 verdeutlicht wird. Abgebildet ist hier die Maximalverstärkung von 3D-, 2D-, 1D- und 0D-Strukturen in Abhängigkeit von der Stromdichte. Niedrigdimensionale Systeme müssen für den gleichen Gain wesentlich schwächer gepumpt werden bzw. erreichen eine deutlich höhere Verstärkung bei gleicher Pumpstromdichte. Diese theoretischen Überlegungen konnten im GaAs-System teilweise experimentell belegt werden ([Klo00]), allerdings müssen sie in der Praxis oft stark relativiert werden.

Die Quanten-Dashes bilden von ihrer Geometrie her den Übergang von Quantendrähten zu Quantenpunkten. Generell profitieren sie also ebenso von den Vorteilen

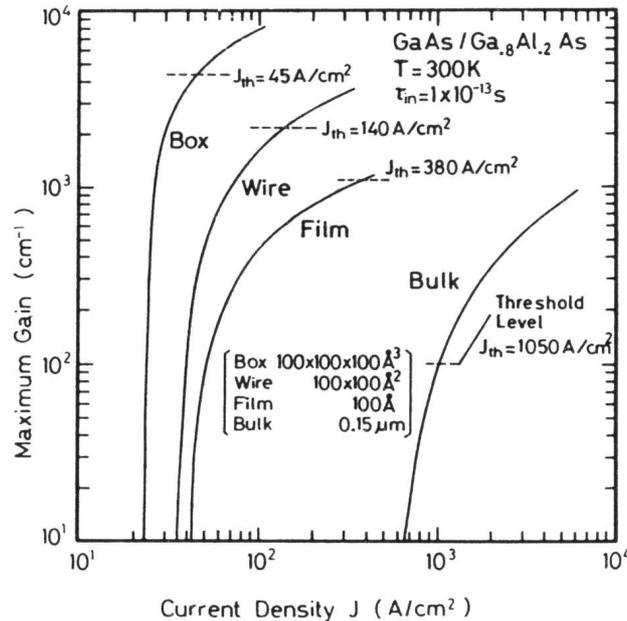


Abb. 5.3: Maximale optische Verstärkung von Volumenmaterial, einem Quantenfilm, einem Quantendraht und einem Quantenpunkt in Abhängigkeit von der Stromdichte im GaAs/AlGaAs-System; in niedrigdimensionalen Strukturen lassen sich bei geringeren Stromdichten höhere Verstärkungen erreichen (aus [Asa86]).

der niedrigdimensionalen Systeme. Da sie jedoch sehr unregelmäßige Formen bilden, kommt es neben der homogenen zu einer sehr starken inhomogenen Verbreiterung des Verstärkungsspektrums, was in Abschnitt 4.2.2 bereits dargelegt wurde.

Ein weiterer Vorteil bei der Verwendung von niedrigdimensionalen Systemen als aktivem Material in Halbleiterlasern ist die verbesserte Temperaturstabilität, die sich unter anderem in der hohen charakteristischen Temperatur T_0 äußert, was bereits 1982 von Arakawa [Ara82] vorhergesagt wurde, bislang aber noch nicht zufriedenstellend gezeigt werden konnte. Bei der Abhängigkeit der Schwellenstromdichte von der Temperatur müssen verschiedene Verlustmechanismen berücksichtigt werden. Bei 3D- und 2D-Systemen kommt es zu thermischen Fluktuationen der Ladungsträger, was bei idealen Quantenpunkten aufgrund der δ -förmigen Zustandsdichte nicht möglich ist, weswegen eine thermische Verbreiterung des Verstärkungsspektrums unterdrückt ist. Der daraus abgeleitete geringere Anstieg der Schwellenstromdichte tritt aufgrund der inhomogenen Verbreiterung jedoch nicht auf. Außerdem müssen bei Raumtemperatur hauptsächlich Verluste von Elektronen in den Wellenleiter berücksichtigt werden, die davon herrühren, dass Intrabandrelaxationsprozesse in Quantenpunktstrukturen durch den sogenannten „phonon bottleneck“ wesentlich langsamer vonstatten gehen, und damit im Gegensatz zu 3D- oder 2D-Strukturen

auch höhere Zustände nennenswert besetzt sind. Da diese eine wesentlich geringere Barrierenhöhe spüren und die thermische Emission von Elektronen in den Wellenleiter exponentiell von dieser abhängt, kommt es bei niedrigdimensionalen System zu höheren Verlusten, weswegen die charakteristische Temperatur von Quantenpunktlasern in der Praxis nur bei tiefen Temperaturen mit Quantenfilmlasern mithalten kann. Tatsächlich beobachten lässt sich jedoch eine höhere Temperaturstabilität der Emissionswellenlänge von Quantenpunktlasern, worauf in 6.1.2 näher eingegangen wird.

Darüberhinaus lassen theoretische Vorhersagen auch bessere Hochfrequenzeigenschaften erwarten. Da das Verstärkungsspektrum eines Quantenpunktlasers idealisiert als eine Serie von δ -Funktionen beschrieben werden kann, lässt sich aus der Kramers-Kronig-Relation schliessen, dass der α -Faktor im Verstärkungsmaximum gegen Null geht, da der Brechungsindex hier nicht von der Ladungsträgerdichte abhängt [New99]. Daraus leiten sich deutliche Verbesserungen im Hochfrequenzverhalten ab [Oks03], was im GaAs-System auch bereits bestätigt werden konnte [Gho02, Kim04]. Erste Resultate wurden auch im InP-System bereits veröffentlicht [Sai01b].

5.3 Schichtaufbau und Wellenleiterdesign der Laserstrukturen

Halbleiterlaser werden im allgemeinen als p-n-Diode ausgeführt, wobei die aktive Schicht gerade in den Bereich der Raumladungszone gelegt wird. Das hat den Vorteil, dass der Laser sehr effektiv von außen gepumpt werden kann. Die Ladungsträger gelangen durch die hoch dotierten äußeren Schichten in die Nähe der Rekombinationszone, diese selbst ist jedoch nicht dotiert, um die Absorption des Laserlichts nahe des aktiven Bereichs zu minimieren. Während die Ladungsträger im Bereich der Töpfe durch das Einschlusspotential der Barrieren lokalisiert sind, ist die Lichtwelle sehr viel breiter. Sie muss jedoch auch geführt werden, um ein Auffächern ins Substrat und die hoch dotierten Aussenbereiche zu verhindern. Dazu ist die Barrierschicht von einem Material mit niedrigerem Brechungsindex umschlossen, was zu Totalreflexion an dieser Mantelschicht führt. Da Photonen und Ladungsträger also in getrennten Bereichen eingeschlossen sind, wird dieses Prinzip „separate confinement heterostructure“ (SCH) genannt. Das SCH-Design stellt einen recht einfachen Aufbau einer Laserdiode dar; eine typische SCH-Laserstruktur ist in Abb. 5.4 an

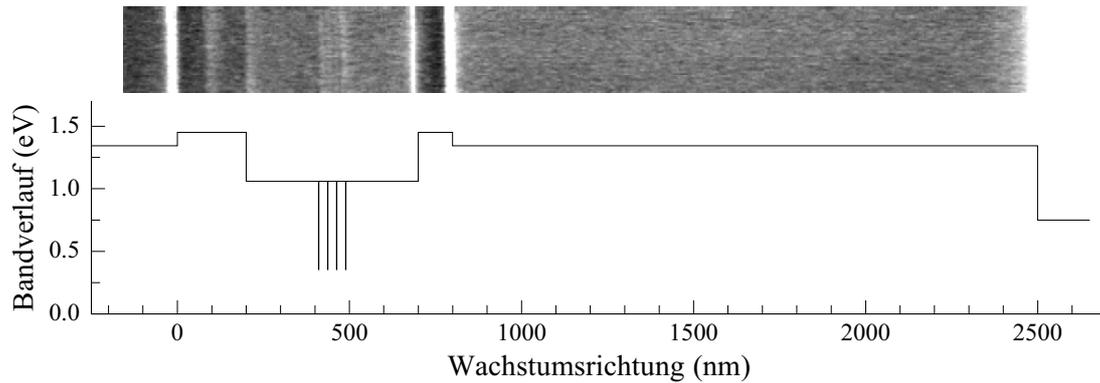


Abb. 5.4: REM-Bild der Laserfacette und Verlauf der Bandlücke einer SCH-Struktur.

Hand des Bandlückenverlaufs und der Aufsicht auf die Spaltfacette dargestellt. Die untere Mantelschicht wird vom Substrat und 200 nm InAlAs gebildet, in das ein InGaAs/InAlAs-Übergitter zum Einfang von Verunreinigungen und Defekten eingebettet wurde. Die obere Mantelschicht dagegen besteht aus 100 nm InAlAs und 1700 nm InP, das von einer hochdotierten InGaAs-Schicht bedeckt ist, welche für einen guten Schottky-Übergang zur Kontaktschicht sorgt. Zwischen diesen Mantelschichten eingebettet ist der 400 nm dicke InGaAlAs-Wellenleiter, der zugleich auch als Barriere für die Quanten-Dash-Schichten im Zentrum fungiert. Üblicherweise wurden vier aktive Schichten aus jeweils 5 ML dicken Quanten-Dashes verwendet. Die Dotierung der Laserstruktur erfolgt auf der Substrat-Seite mittels Si, das auf Gruppe-III-Plätzen eingebaut als n-Dotierung fungiert, die p-Seite wurde dagegen mit Be dotiert. Die Dotierung reicht auf beiden Seiten bis zur Hälfte des Wellenleiters und formt ein nach innen abfallendes Stufenprofil, so dass ein Überlapp mit der aktiven Zone und der Lichtwelle nur in den intrinsischen bzw. niedrig dotierten Bereichen stattfindet. Die Wachstumsbedingungen entsprechen den im Abschnitt 4.1 angegebenen Werten, mit Substrattemperaturen zwischen 505 °C für InAlAs und 450 °C für InP; die Barriere wird wie bei den Teststrukturen bei 500 °C gewachsen, so dass die Temperatur für die Dashes nach dem Schließen der Shutter bei etwa 492 °C liegt. Abschnitt 5.4.1 zeigt den Einfluss und die Optimierung der Substrattemperatur während des Dash-Wachstums.

Der gesamte innere Bereich wird mit As aus der Feststoffquelle gewachsen, um die bereits angesprochene Hintergrunddotierung in der Nähe der aktiven Zone zu vermeiden. Daraus resultieren gewisse Einschränkungen. Zum einen kann, wie es normalerweise üblich ist, vor der inneren Zone kein InP abgeschieden werden, da die As_4 -Zelle als thermischer Verdampfer sehr lange benötigt, bis sie auf Wachstumstemperatur stabilisiert ist. Ein Wechsel von der TBP-Gasquelle zu Feststoffarsen würde

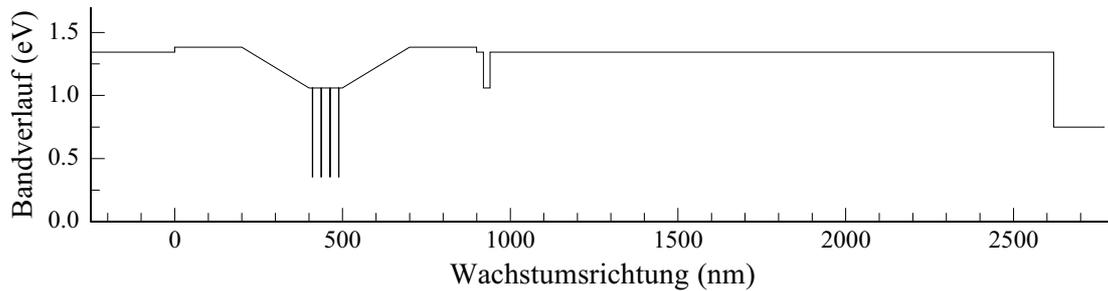


Abb. 5.5: Aufbau einer GRINSCH-Laserstruktur an Hand des Verlaufs der Bandlücke.

also eine lange Wachstumspause bedingen, die die Vorteile einer InP-Pufferschicht zunichte macht. Aus dem gleichen Grund muss am Ende der inneren Zone beim Übergang von Feststoffarsen zu TBP eine 15 bis 20 min lange Wachstumsunterbrechung eingelegt werden, in der die As_4 -Temperatur soweit reduziert wird, dass die As-Inkorporation in das anschließende InP weitestgehend verhindert wird. Zur Vermeidung der Oxidation der Al-haltigen Schichten wird die innere Struktur vor der Wachstumspause durch eine etwa 2 nm dicke InGaAs-Opferschicht bedeckt, die während der Unterbrechung desorbiert. Eine SCH-Struktur fordert zudem auch kurze Wachstumspausen zwischen den InAlAs-Mantelschichten und dem InGaAlAs-Barrierenmaterial, da die Anlage nur über je eine Zelle pro Element verfügt und die Al-Zellentemperatur bei konstantem In-Fluss für die Erhaltung der Gitteranpassung demzufolge verändert werden muss.

Eine verbesserte Struktur ist in Abb. 5.5 dargestellt, bei der anstelle des Stufenprofils der SCH-Struktur der Übergang von der Mantelschicht zur Barriere in einer gleichmäßigen Rampe erfolgt. Dieses Design nennt man „graded index SCH“ (GRINSCH), da der Brechungsindex gleichmäßig verändert wird. Um zusätzlich noch die kurzen Wachstumsunterbrechungen zu vermeiden, wurde bei dieser Struktur $\text{In}_{0.526}\text{Ga}_{0.050}\text{Al}_{0.424}\text{As}$ als Mantelschicht verwendet, so dass die Temperaturen der Al- und Ga-Zellen gemäß einer linearen Fluss-Änderung direkt zwischen den beiden quaternären Materialien gefahren werden können, was den Erhalt der Gitteranpassung in der gesamten Rampe gewährleistet. Der genaue Aufbau eines typischen GRINSCH-Laser-Designs, wie es standardmäßig für die vorgestellten Laserdioden verwendet wurde, ist Tabelle 5.1 zu entnehmen.

Neben diesen wachstumsbedingten Vorteilen hat ein GRINSCH-Design auch Vorteile in der Wellenführung des Laserlichts. Durch den linearen Verlauf des Brechungsindexes wird die Lichtwelle weniger effektiv geführt als bei einem Indexsprung. Der Verlauf der Brechungsindizes eines SCH-Laser und eines GRINSCH-Lasers sind in Abb. 5.6 gegenübergestellt. Die Breite der Wellenführung und damit die Abstrahl-

Funktion	Dicke	Material	Dotierung	
unteres Cladding	350 μm	InP-Substrat	$3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
	200 nm	$\text{In}_{0.526}\text{Ga}_{0.050}\text{Al}_{0.424}\text{As}$	$5\text{--}2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
unterer Wellenleiter	200 nm	$\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_z\text{As}$ -GRINSCH x: 0.526 \rightarrow 0.528, y: 0.050 \rightarrow 0.234, z: 0.424 \rightarrow 0.238	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
		10 nm	$\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$	nicht dotiert
		80 nm	4 InAs-Dash-Schichten getrennt von je 25 nm $\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$	
aktiver Bereich	10 nm	$\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$		
oberer Wellenleiter	200 nm	$\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_z\text{As}$ -GRINSCH x: 0.528 \rightarrow 0.526, y: 0.234 \rightarrow 0.050, z: 0.238 \rightarrow 0.424	$2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
		200 nm	$\text{In}_{0.526}\text{Ga}_{0.050}\text{Al}_{0.424}\text{As}$	$5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
oberes Cladding	25 nm	InP	$8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$	
	20 nm	$\text{In}_{805}\text{Ga}_{195}\text{As}_{425}\text{P}_{575}$ -Ätzstoppschicht	–	
	1675 nm	InP	$2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	
Deckschicht	150 nm	$\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$	$>2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$	

Tab. 5.1: Schichtaufbau eines GRINSCH-Lasers mit nomineller Dotierung, wie er typischerweise in der vorliegenden Arbeit zum Einsatz kam.

charakteristik des emittierten Laserlichts direkt an der Facette bezeichnet man als Nahfeld des Lasers. Dieses ist über den Öffnungswinkel mit dem Fernfeld in einiger Entfernung von der Facette gekoppelt. Allgemein nimmt das Fernfeld mit wachsendem Nahfeld ab. Da bei einigen Anwendungen wie z.B. Lasern mit externen Kavitäten (engl. external cavity laser = ECL) Einschränkungen für die Breite des Fernfelds existieren, muss die Wellenführung auch in dieser Hinsicht optimiert werden. Abb. 5.6 zeigt die Fernfelder von SCH- und GRINSCH-Laserdioden, die zwar eine deutlich Verbesserung der Fernfeldbreite von 52° auf 48° zeigen, jedoch weit über dem für ECL-Bauteile geforderten FWHM-Winkel von 40° liegen. Zur Realisierung dieser Anforderung wurde das GRINSCH-Design leicht abgewandelt und unter Beachtung der Wachstumsvorgaben ein geteilter GRINSCH, der sich aus zwei unterschiedlich steilen Rampen zusammensetzt, implementiert. Erste Ergebnisse einer Laserdiode mit diesem Design zeigen ein deutlich verbessertes Fernfeld mit einem FWHM-Winkel von etwa 42° , das den Anforderungen nahezu genügt. Dieses Design findet in zukünftigen Laserstrukturen für ECLs Anwendung, kam jedoch in der vorliegenden Arbeit nicht mehr zum Einsatz.

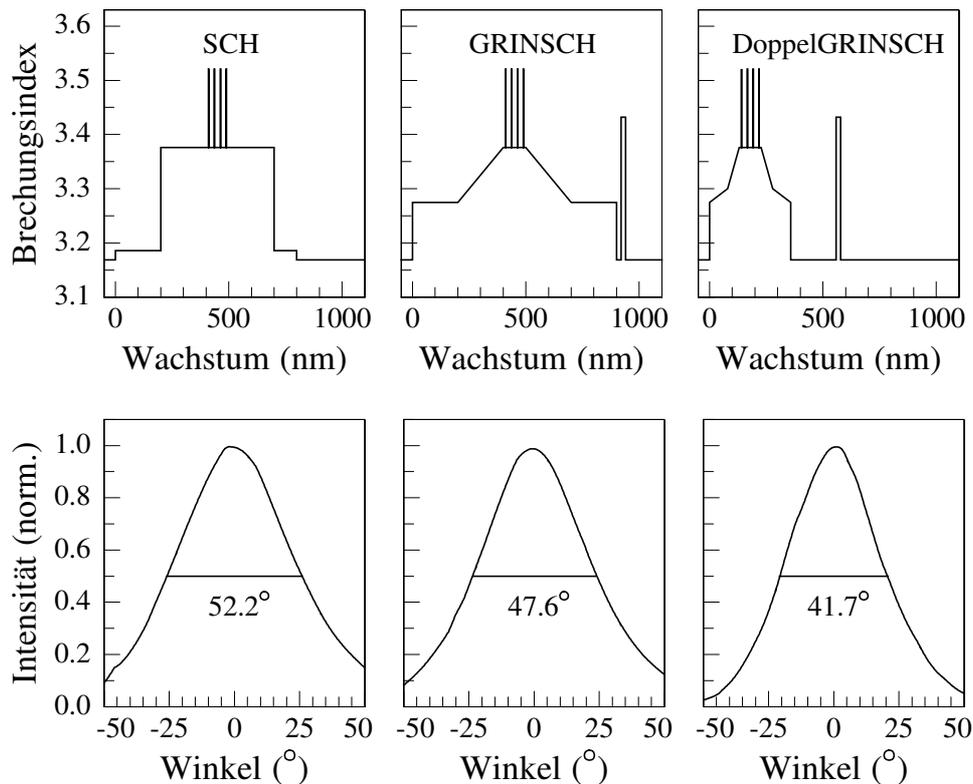


Abb. 5.6: Verlauf des Brechungsindex bei SCH-, GRIN- und DoppelGRIN-Design; darunter sind die gemessenen Fernfelder der entsprechenden Laserstrukturen dargestellt.

5.4 Einfluss der Substrattemperatur

Prinzipiell gibt es zwei Möglichkeiten durch die Temperatur auf die Schichteigenschaften Einfluss zu nehmen. Zum einen kann während der Deposition durch Variation der Substrattemperatur die Desorption und die Oberflächenbeweglichkeit der Adatome beeinflusst werden. Und zum anderen kann die fertige Probe nach dem Wachstum ausgeheilt werden. Dies hat vor allem Interdiffusionsprozesse zur Folge, die dazu führen können, dass Defekte ausgeheilt werden, aber auch eine Änderung der Dash-Eigenschaften bewirken können.

5.4.1 Variation der Wachstumstemperatur

Betrachtet man den Einfluss der Depositionstemperatur auf die Photolumineszenz der Proben, wie er in Abschnitt 4.1.3 dargestellt ist, so könnte man davon ausge-

hen, dass sich die Änderung der Substrattemperatur lediglich auf die Emissionswellenlänge der Dashes, jedoch kaum auf ihre sonstigen Eigenschaften auswirkt. Dass dem nicht so ist, zeigt Abb. 5.7. Hier sind die Kennlinien verschiedener Laserstrukturen zusammengestellt, deren aktive Schichten bei unterschiedlichen Substrattemperaturen deponiert wurden. Alle übrigen Wachstumsparameter wurden beibehalten, die Strukturen beruhen auf dem typischen GRINSCH-Design mit vier aktiven Schichten.

Die Kennlinien der 1 mm langen und $30\ \mu\text{m}$ breiten Laserstreifen zeigen eine klare Tendenz. Während Laser, die unter $465\ \text{°C}$ gewachsen wurden, nicht vermessen werden konnten, da ihre Schwelle über den maximal zur Verfügung stehenden $1900\ \text{mA}$ liegt, sinkt die Schwelle mit zunehmender Substrattemperatur drastisch. Der bei $465\ \text{°C}$ gewachsene Laser kann mit einer Schwelle von $1730\ \text{mA}$ gerade noch vermessen werden, die Laser mit 475 bzw. $485\ \text{°C}$ Depositionstemperatur sind bereits bedeutend besser mit Schwellen von 1370 bzw. $1230\ \text{mA}$. Das beste Resultat konnte jedoch bei einer Temperatur von $493\ \text{°C}$ erzielt werden, die durch Schließen der Ga- und Al-Shutter gegenüber dem bei $500\ \text{°C}$ gewachsenen Puffermaterial erreicht wird. Der

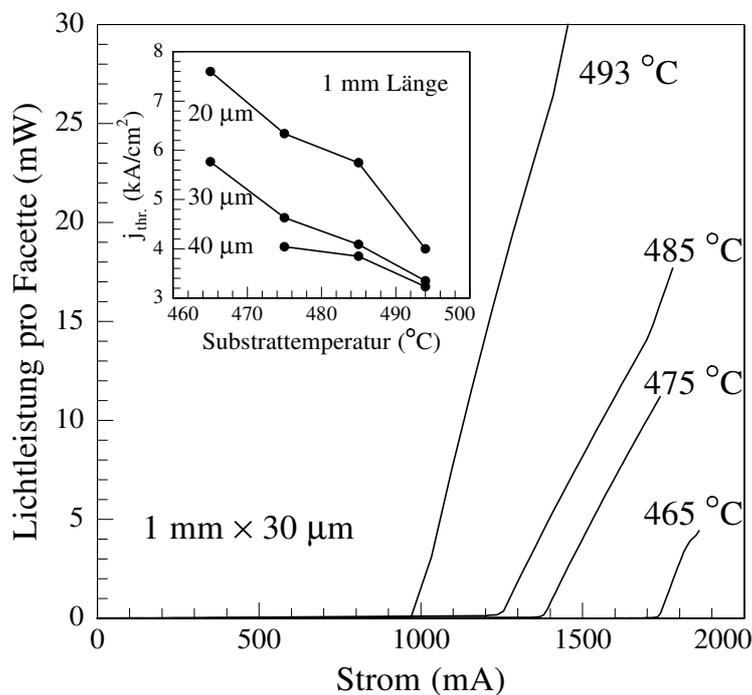


Abb. 5.7: Kennlinien von $30\ \mu\text{m}$ breiten und $1\ \text{mm}$ langen Lasern, deren aktive Schichten bei verschiedenen Substrattemperaturen zwischen 465 und $493\ \text{°C}$ deponiert wurden. Das Inset zeigt die Abhängigkeit der Schwellenstromdichten von der Substrattemperatur für verschiedene Laserbreiten.

zugehörige Laser zeigt eine Schwelle von etwa 1000 mA. Diese starke Abhängigkeit der Schwellenströme von der Substrattemperatur der Dashes zeigt auch das Inset von Abb. 5.7. Aufgetragen ist hier der Zusammenhang für verschieden breite und 1 mm lange Laserstreifen. Die deutliche Abnahme lässt sich an allen Dimensionen klar erkennen. Auch die Effizienz der Laser profitiert von höheren Substrattemperaturen. Während die drei kälter gewachsenen Proben Effizienzen im Bereich 0.03 bis 0.04 W/A aufweisen, besitzt der Laser mit einer Substrattemperatur von 493 °C einen etwa doppelt so hohen Wert mit 0.068 W/A. Eine noch höhere Substrattemperatur von 500 °C und darüber ist nur schwer zu realisieren, da bei diesen Werten die Desorption stark zunimmt, was unter anderem zu einer veränderten Zusammensetzung und damit einer Gitterfehlpassung im quaternären Barrierenmaterial führen würde. Aus diesem Grund wurde der Wert von etwa 493 °C als Standard für die Substrattemperatur während der Deposition der Dash-Schichten verwendet.

5.4.2 Ausheilversuche an Laserstrukturen

Trotz optimierter Wachstumsparameter werden bei jedem Wachstum Defekte in die Schichtstruktur eingebaut. Diese stören zum einen die Kristallinität der Probe, zum anderen können sie auch als Rekombinationszentren für die Ladungsträger wirken und somit den Laserbetrieb erschweren. Mittels einer Temperaturbehandlung der gewachsenen Probe ist es möglich einen Teil der Defekte auszuheilen. Allerdings kann es dadurch auch zu Veränderungen der aktiven Schicht kommen, wobei sich Größe und Zusammensetzung der Quantenpunkte ändern, da die Atome über Grenzflächen hinweg diffundieren können [Krz04, Lee03, Zha03].

Für PL-Untersuchungen an ausgeheilten Proben wurde eine innere GRINSCH-Laserstruktur ohne aufgewachsenes InP herangezogen. Das hat den Vorteil, dass die äußere Mantelschicht nicht separat abgeätzt werden muss und somit eine homogene Tiefe auf allen Probenstücken gewährleistet ist, was auch einen Vergleich der Intensitäten zulässt. Kleine Stücke der Probe wurden in einem RTA-Ofen (rapid thermal annealing = schnelles thermisches Ausheilen) für jeweils eine Minute bei verschiedenen Temperaturen ausgeheilt. An diesen thermisch behandelten Proben wurden PL-Untersuchungen bei Raumtemperatur durchgeführt. Einige der resultierenden PL-Spektren zeigt Abb. 5.8. Auffällig sind die gravierenden Unterschiede in der Intensität der Proben, wie auch eine leichte Verschiebung der energetischen Lage der Emission. Eine genauere Auswertung dieser Zusammenhänge findet sich in Abb. 5.9. Auf der linken Seite ist hier die Abhängigkeit der Intensität von der Ausheiltemperatur dargestellt, während die rechte Seite das Verhalten der energeti-

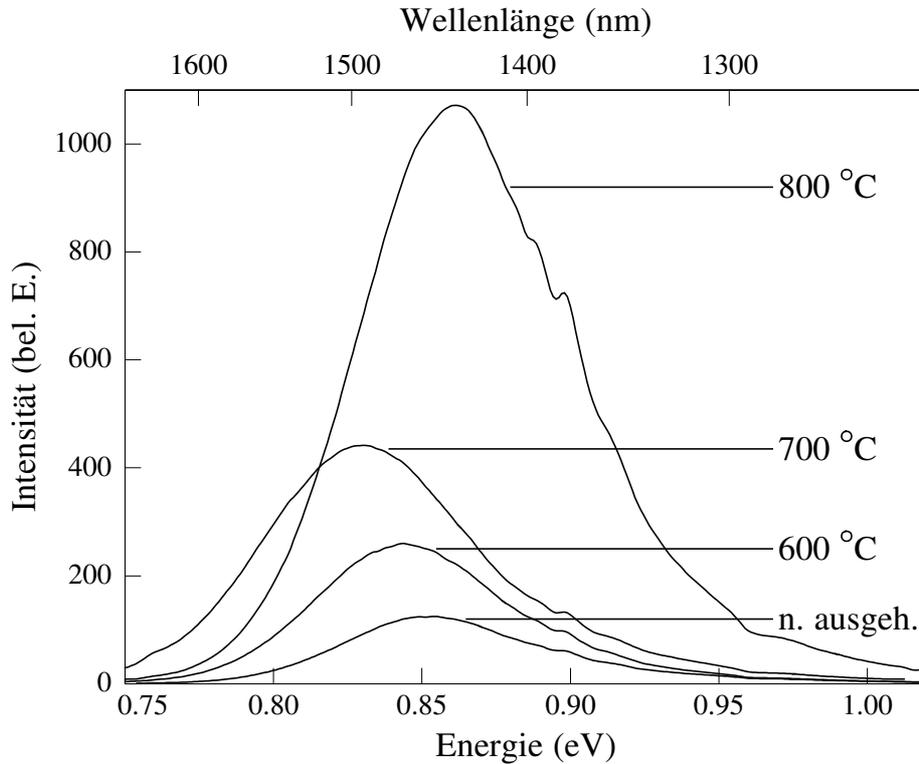


Abb. 5.8: Raumtemperatur-PL-Spektren einer inneren Laserstruktur, die für jeweils 1 min bei verschiedenen Temperaturen ausgeheilt wurde.

sehen Position und der Halbwertsbreite zeigt.

Während die Intensität bis zu einer Ausheiltemperatur von 650 °C kaum über der der nicht ausgeheilten Probe liegt, steigt sie ab 700 °C stark an bis zu einem deutlichen Maximum bei 800 °C. Die Lage der Emission lässt zwei verschiedene Tendenzen erkennen. Die mit niedrigen Temperaturen ausgeheilten Proben zeigen gegenüber der unausgeheilten eine leichte Rotverschiebung, die bis 700 °C etwas zunimmt. Ab 700 °C kehrt sich dieser Trend jedoch um und eine deutlich stärkere Blauverschiebung wird sichtbar. Die Halbwertsbreite der einzelnen PL-Spektren nimmt für steigende Temperaturen immer mehr zu bis zu ihrem Maximum bei 800 °C. Die Probe, die bei 850 °C ausgeheilt wurde, zeigt bereits eine eindeutige Degradation; diese Temperatur scheint für das Materialsystem zu hoch zu sein.

All diese Abhängigkeiten lassen sich gut über Diffusionsprozesse erklären. Zunächst führt ein thermisches Ausheilen wie oben bereits erwähnt zu einer Reduktion von Kristall-Defekten. Diese wirken somit nicht mehr als zusätzliche Rekombinationszentren und damit steigt die Intensität der Emission der aktiven Schichten. Da dieser Ausheilvorgang exponentiell von der Temperatur abhängt, nimmt die Intensität kontinuierlich mit der Temperatur zu, allerdings nur bis zu einer Maximal-

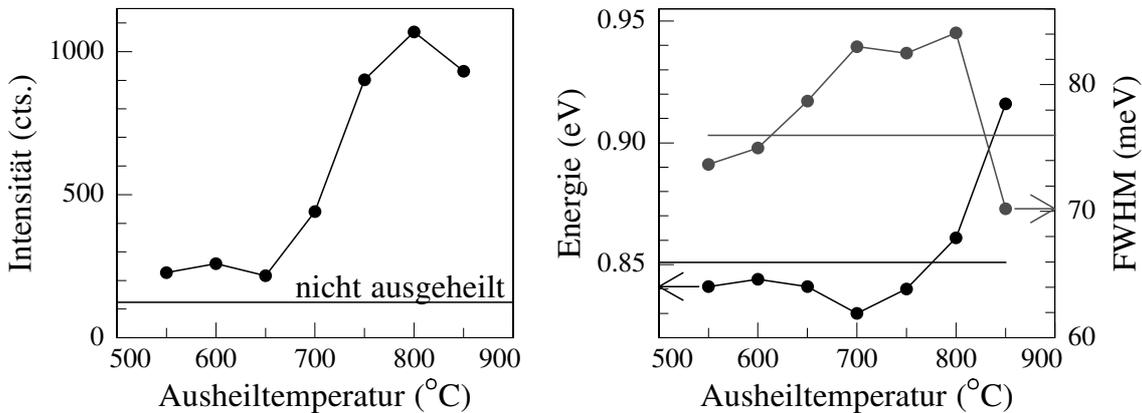


Abb. 5.9: Abhängigkeiten der Photolumineszenz von der Ausheiltemperatur einer inneren Laserstruktur. Links ist die Abhängigkeit der Intensität, rechts die der energetischen Position und der Halbwertsbreite aufgetragen. Die Werte der nicht ausgeheilten Referenz-Probe sind jeweils als waagrechte Linie gekennzeichnet.

temperatur, ab der der Kristall degradiert. Prinzipiell lässt sich die Diffusion durch Erhöhung der Ausheiltemperatur vergleichen mit Effekten, wie sie bei Erhöhung der Beweglichkeit durch eine Wachstumspause, eine höhere Depositionstemperatur oder das MEE-Prinzip entstehen, nur dass es sich jetzt nicht um Oberflächendiffusion, sondern um Diffusion innerhalb des Kristalls handelt. Die Rotverschiebung, gekoppelt mit einer steigenden Halbwertsbreite hat jedoch die gleiche Ursache. Durch Diffusion von Atomen innerhalb der aktiven Schichten wachsen die größeren Dashes auf Kosten der kleineren an. Bei niedrigeren Temperaturen bis zu 700 °C findet die Diffusion vorwiegend zwischen direkt benachbarten Dashes statt. Steigen die Temperaturen jedoch weiter, so sind die Diffusionslängen bedeutend größer und es kommt zur Vermischung von Dashes und umgebenden Barrierenmaterial. Dabei führt sowohl das Ausdiffundieren von In als auch das Eindiffundieren von Ga in die Dashes gemäß dem Konzentrationsgefälle zu einer Blauverschiebung. Eine optimale Ausheiltemperatur scheint bei 750 - 800 °C zu liegen, da hier die Vorteile der Defekt-reduktion einer vertretbaren Veränderung der aktiven Schichten gegenüberstehen. Natürlich können aus den PL-Untersuchungen der ausgeheilten Laserstrukturen nur einige grundsätzliche Rückschlüsse gezogen werden. Entscheidend ist der Einfluss auf die Grunddaten der ausgeheilten Laser. Erste Versuche hierzu zeigen eine den PL-Daten vergleichbare Verschiebung der Emissionswellenlänge, der Effekt auf die Laserperformance ist jedoch nicht eindeutig. Deswegen wurde bei den in Kapitel 6 vorgestellten Laserstrukturen auf ein Ausheilen nach dem Wachstum verzichtet.

5.5 Prozessierung und Charakterisierung von Halbleiterlasern

5.5.1 Herstellung von Breitstreifen- und RWG-Lasern

Die Grundcharakterisierung einer Laserstruktur besteht aus einer REM-Aufnahme der Spaltfacette, an Hand derer die Dicken der einzelnen Schichten überprüft werden können, einer PL-Analyse der aktiven Schicht, der Untersuchung der strukturellen Qualität mittels XRD und der elektrischen Messung von Breitstreifenlasern. Diese müssen vor der Charakterisierung erst prozessiert werden. Dazu wird von der gewachsenen Struktur ein etwa 1 cm^2 großes Stück entlang der Hauptkristallrichtungen herausgespalten und mit Metallisierungen für die elektrische Kontaktierung versehen. Auf der n-leitenden Substratseite wird dazu flächig eine Schichtfolge aus 130 nm AuGe als Diffusionskontakt, 43 nm Ni als Diffusionssperre und 140 nm Au-Kontakt aufgedampft. Auf die p-Seite werden mithilfe einer Schattenmaske verschieden breite Streifen (meist 50 und $100 \mu\text{m}$) aus 20 nm Ti als Haftvermittler, 180 nm Pt als Diffusionssperre und 250 nm Au-Kontakt aufgebracht. Durch die hohe p-Dotierung von bis zu $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ im InGaAs-Cap bildet sich an diesem Übergang ein guter Schottky-Kontakt. Nach dem thermischen Aufdampfen der Kontakte folgt ein Einlegierschritt, der hauptsächlich dazu dient, dass Ge aus dem n-Kontakt in das Substrat diffundieren kann, wodurch ein guter Übergang zwischen Metall und Halbleiter entsteht. Anschließend wird zwischen den p-Kontaktstreifen etwa 300 nm Material mittels ECR-RIE (electron cyclotron resonance reactive ion etching) entfernt, wobei die p-Kontakte als Ätzmaske dienen. Dies soll verhindern, dass sich der Strompfad durch den Laser im hochdotierten Bereich stark aufweitet und unbeabsichtigt ein wesentlich größerer Querschnitt gepumpt werden muss. Auf der prozessierten Probe können nun mit einem Diamantritzer Laser verschiedener Länge definiert werden, die mit einem Spaltkeil in einzelne Laserbarren gespalten werden; die Spaltkante definiert dabei die Laserspiegel, die unvergütet Reflektivitäten von etwa 30% aufweisen. Auf diese Art stehen von jeder Länge und Breite etwa zehn einzelne Laser zur Verfügung, so dass eine gewisse Statistik bei der Charakterisierung gewährleistet ist. Abb. 5.10 links zeigt einen fertig prozessierten Breitstreifenlaserbarren.

Für viele Anwendungsbereiche sind Breitstreifenlaser eher ungeeignet, da die gepumpte Fläche groß ist und somit hohe Ströme an das Bauteil angelegt werden müssen, was im Dauerstrichbetrieb zu starker Erwärmung führt. Als Alternative bieten sich Stegwellenleiter (engl. ridge waveguide = RWG)-Laser an, die etwas

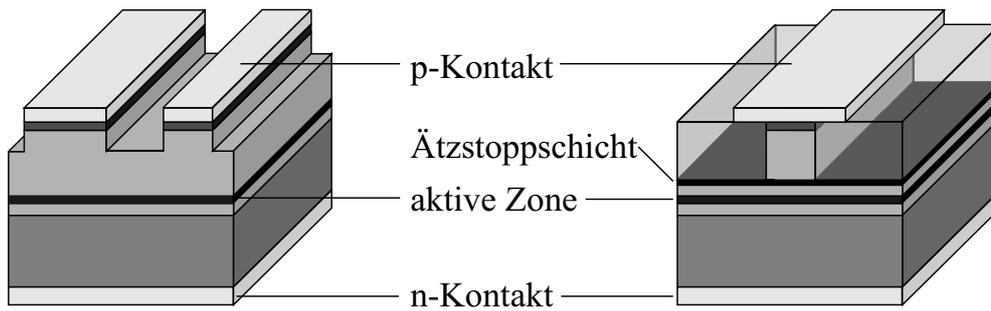


Abb. 5.10: Schematischer Aufbau eines Breitstreifenlaserbarrens (links) und eines RWG-Lasers (rechts).

aufwändiger zu prozessieren sind und deshalb nicht bei der Grundcharakterisierung zum Einsatz kommen.

Bei der Herstellung von RWG-Lasern (siehe Abb. 5.10 rechts) wird in einem ersten Schritt der Stegwellenleiter definiert, was durch optische Belichtung eines etwa $1\ \mu\text{m}$ dicken, auf die gereinigte Probenoberfläche aufgeschleuderten optischen Positiv-Lacks geschieht. Je nach verwendeter Maske kann hierbei die Ridge-Breite variiert werden, typischerweise lag sie bei etwa $3\ \mu\text{m}$. Ein anschließender Entwicklungs- und Fixierschritt legt die belichteten Bereiche der Probenoberfläche frei. Mittels Elektronenstrahlverdampfer wird auf die gesamte Oberfläche $70\ \text{nm}$ Ti und $100\ \text{nm}$ Ni aufgedampft, das nach dem Lift-Off-Schritt, der die verbliebenen Lackpartien samt darüber befindlichem Metall ablöst, als Ätzmaske zurückbleibt. Mithilfe dieser Ätzmaske wird die Stegwellenleiter-Struktur in den Halbleiter übertragen; die InGaAs-Deckschicht muss hierbei trockenchemisch durch Beschuss mit Cl- und Ar-Ionen in der ECR-RIE-Anlage abgetragen werden, während das InP nasschemisch in $\text{HCl}/\text{H}_3\text{PO}_4$ im Verhältnis 1:4 geätzt wird. Für die genaue Definition der Ätztiefe ist eine Ätzstoppschicht aus InGaAsP unerlässlich, da die Kontrolle über Ätzrate und Zeit zu erheblichen Abweichungen in der Tiefe und zur Aufrauung der Oberfläche führt. Zudem darf die Al-haltige und damit oxidationsanfällige innere Struktur nicht freigelegt werden. Nach dem Entfernen der Ätzmaske mittels HF wird zur Planarisierung der Oberfläche BCB (Benzocyclobuten) aufgeschleudert, ausgebacken und verascht, so dass auf der nunmehr glatten Oberfläche durch einen weiteren Belackungs- und Belichtungsschritt die p-Kontakte definiert und aufgedampft werden können. Nach dem Abdünnen des Substrats auf etwa $150 - 200\ \mu\text{m}$ wird der n-Kontakt flächig auf die Rückseite aufgebracht und einlegiert. Aus der fertig prozessierten Probe lassen sich nun wieder Laser verschiedener Länge (typisch: $0.5 - 2\ \text{mm}$) herauspalten. Die Reflektivitäten der Spaltkanten können noch zusätzlich durch eine Hochreflexvergütung erhöht werden. Dazu wird auf die Facetten Si und

SiO₂ aufgesputtert, meist auf der Frontfacette eine einfache und auf der Rückfacette eine doppelte Vergütung, was in Reflektivitäten von 82.0% bzw. 96.8% resultiert. Bei derart verspiegelten Bauteilen ist der Anteil der Spiegelverluste im Vergleich zu den internen Verlusten stark reduziert, was einer vergrößerten effektiven Kavitätslänge entspricht.

Für die elektro-optische Messung dieser Laserbauteile stehen zwei Messplätze zur Verfügung, bei denen die p-Kontakte präzise mit einer Nadel kontaktiert werden, während der Messtisch den n-Kontakt bildet. Da bei Breitstreifenlasern recht hohe Ströme zum Pumpen verwendet werden müssen und die entstehende Wärme zudem durch das nicht abgedünnte Substrat schlecht abgeführt werden kann, werden diese im Allgemeinen im gepulsten Betrieb untersucht, um eine Erwärmung der Probe zu vermeiden. Für die Messung von Kennlinien, die mithilfe einer InGaAs-Photodiode aufgenommen werden, wird hierbei ein Tastverhältnis von 0.03% mit einer Pulsweite von 300 ns verwendet. Um Emissionsspektren mit dem Faser-Spektrometer aufzunehmen, muss das Tastverhältnis auf 0.3% erhöht werden, da sonst die Ausgangsleistung zu gering ist. Bei allen gepulsten Messungen ist der Injektionsstrom auf maximal 1900 mA begrenzt. RWG-Laser können zusätzlich zu diesem gepulsten Betrieb auch im Dauerstrichbetrieb (engl. continuous wave = cw) bei identischem Messprinzip untersucht werden.

5.5.2 Orientierung der Laserkavität

Bei Quanten-Dash-Lasern besteht im Gegensatz zu Quantenpunkt- oder Quantenfilmlasern durch die Elongation der Dashes eine Vorzugsrichtung. Dies führt dazu, dass die Orientierung der Laserkavität bezogen auf die Dash-Richtung einen signifikanten Einfluss auf die Laserperformance hat. Abb. 5.11 zeigt die Laserkennlinien von zwei $50 \times 800 \mu\text{m}^2$ großen Breitstreifenlasern, die auf der gleichen Ausgangsstruktur prozessiert wurden. Bei der mit (a) bezeichneten Kurve wurde die Kavität entlang der (011)-Richtung, d.h. senkrecht zur Dash-Richtung ausgerichtet, während sie bei (b) senkrecht dazu entlang der (0-11)-Richtung und damit parallel zu den Dashes verläuft. Die Orientierung senkrecht zu den Dashes bietet hier eindeutig Vorteile; die Schwelle ist mit 1130 mA im Vergleich zu 1520 mA deutlich geringer und auch die Effizienz liegt mit 0.071 W/A über dem Wert von 0.058 W/A für die (0-11)-orientierte Kavität.

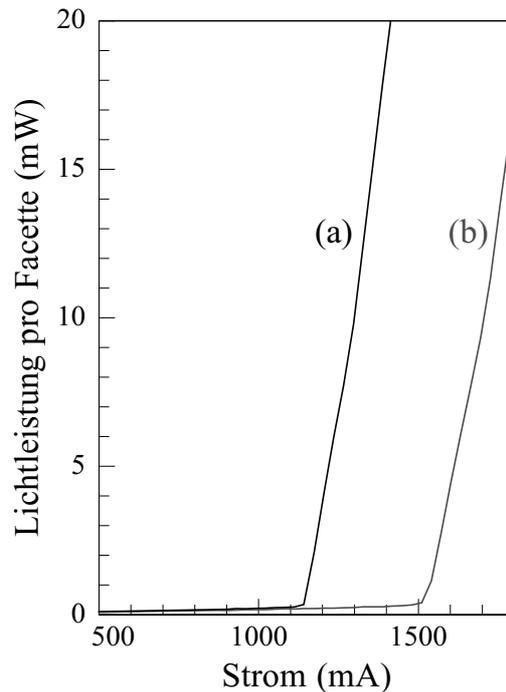


Abb. 5.11: *Laserkennlinien von $800 \times 50 \mu\text{m}^2$ großen Breitstreifen derselben Laserstruktur; Anordnung der Kavität senkrecht (a) bzw. parallel (b) zur Ausrichtung der Dashes.*

Vergleichbare Ergebnisse wurden auch von anderen Gruppen veröffentlicht. Wang et al. [Wan01] beobachten bei Orientierung der Laserkavität parallel zur Dash-Richtung eine Verdopplung der Laserschwelle.

Erklärt werden kann dieses Verhalten über die Orientierungsabhängigkeit der modalen Verstärkung. Bei Orientierung der Kavität senkrecht zur Dash-Richtung ist diese etwas mehr als doppelt so hoch, wobei gleichzeitig das Verstärkungsmaximum um etwa 10 nm zu höheren Wellenlängen verschoben ist, wie in Abb. 5.12 zu sehen ist. Betrachtet man die Quanten-Dashes als begrenzte Quantendrähte, so muss davon ausgegangen werden, dass die Polarisationsabhängigkeit des Übergangsmatrixelements für schwere Löcher (engl. heavy hole = HH) und leichte Löcher (engl. light hole = LH) unterschiedlich ist [Col95, Asa86]. Steht der elektrische Feldvektor parallel zur Achse der Quanten-Dashes, d.h. Kavität und Dash-Richtung stehen senkrecht aufeinander, so hat der Übergang zwischen Leitungsband und HH-Band, der die kleinste Energie der Interband-Übergänge aufweist, die größte Übergangswahrscheinlichkeit. Ist die Kavität dagegen parallel zu den Dashes orientiert, so wird der Anteil des Übergangs zwischen Leitungsband und LH-Band größer, weswegen das Verstärkungsmaximum zu größerer Energie bzw. kleinerer Wellenlänge verschiebt.

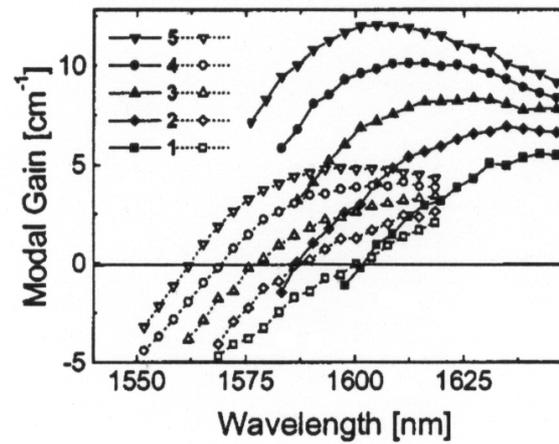


Abb. 5.12: Wellenlängenabhängigkeit des modalen Gains bei Quanten-Dash-Lasern für verschiedene Stromdichten; die Kavität ist senkrecht (ausgefüllte Symbole) bzw. parallel (offene Symbole) zu den Dashes orientiert (aus [Ukh02]).

Eine ausführliche Untersuchung der Orientierungsabhängigkeit der Quanten-Dash-Lasers findet sich in [Ukh02].

Kapitel 6

Untersuchungen an Quanten-Dash-Lasern

6.1 Grunddaten im Vergleich zu Quantenfilm- lasern

Im folgenden Kapitel werden Ergebnisse von Laserstrukturen präsentiert, die auf InAs-Quanten-Dash-Schichten als aktivem Material beruhen. Dabei sollen vor allem die besonderen Eigenschaften von Quantenpunkten, wie sie in 5.2 erläutert wurden, im InP-System demonstriert werden. Besonders interessant und im Vergleich zu QW-Lasern in diesem Wellenlängenbereich vielversprechend für die Anwendung ist dabei zum einen die Breite des Verstärkungsspektrums, die die Abdeckung des gesamten Telekommunikationsbandes bei $1.55\ \mu\text{m}$ mit einem Bauteil gewährleistet, und zum anderen die hohe Temperaturstabilität der Emissionswellenlänge, die den Betrieb von DFB- oder DBR-Lasern über einen großen Temperaturbereich ermöglicht. Eine Anwendungsrelevanz besitzen die Quanten-Dash-Laser trotz dieser Vorteile jedoch nur, wenn sie auch bei den Grunddaten mit bestehenden QW-Lasern im jeweiligen Wellenlängenbereich mithalten können. Besonders wichtig sind hierbei grundsätzliche Lasereigenschaften wie Schwellenströme, Effizienzen und Temperaturverhalten. Aus diesem Grund wurde bei der Grundcharakterisierung der Quanten-Dash-Laser sehr viel Wert auf den Vergleich mit QW-Lasern gelegt. Mit bereits veröffentlichten Resultaten anderer Gruppen kann dagegen nur selten verglichen werden, da die meisten Arbeiten in diesem Materialsystem entweder auf InP(311) unter Verwendung runder Quantenpunkte stattfanden

[Nis98, Sai01a, Sai01c, Par02] oder Laserbetrieb lediglich bei tiefen Temperaturen zeigen konnten [Zai99, All02, Qiu03].

6.1.1 Auswertung der Laserkennlinien

Zunächst sollen die Laserkennlinien verschiedener Bauteile eines QDash-Lasers näher untersucht werden. Es handelt sich hierbei um eine typische Laserstruktur mit GRINSCH-Wellenleiter in den vier, jeweils 5 ML dicke InAs-QDash-Schichten eingebettet sind. Die Schicht wurde wie üblich als Breitstreifenlaser prozessiert (siehe Abschnitt 5.5.1) und in Laserbarren verschiedener Länge zwischen 0.6 und 2.0 mm gespalten. Abb. 6.1 zeigt die resultierenden Kennlinien von 100 μm breiten Streifen im gepulsten Betrieb bei Raumtemperatur. Zunächst erkennt man, dass die Aus-

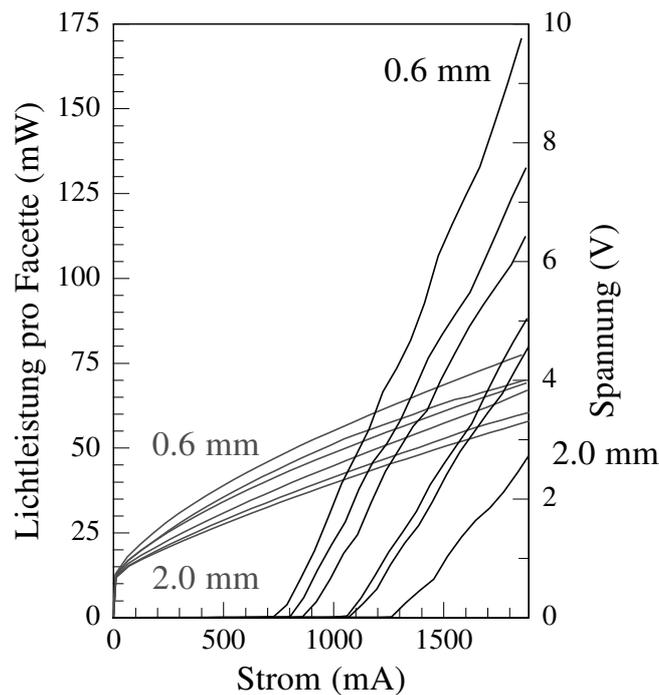


Abb. 6.1: Laserkennlinien und elektrische Kennlinien bei Raumtemperatur für 100 μm breite und verschieden lange Breitstreifen eines QDash-Lasers.

gangsleistung sämtlicher Laserbauteile nur durch den maximalen Injektionsstrom von 1900 mA begrenzt sind. Bei diesem Wert lässt sich aus dem kürzesten Laser bereits eine Ausgangsleistung aus einer Facette von 170 mW erreichen; die Gesamtleistung beträgt also 340 mW und ließe sich bei höheren Strömen sicher noch deutlich

weiter steigern. Das längste Laserbauteil liefert aufgrund höherer Schwelle und geringerer Effizienz nur knapp 50 mW Ausgangsleistung pro Facette bei 1900 mA. Wie zu erwarten nimmt der Schwellenstrom mit steigender Resonatorlänge kontinuierlich zu, da ein größerer Bereich gepumpt werden muss. Für den 0.6 mm langen Laser beträgt er 785 mA und steigt bis zu 1280 mA für den 2.0 mm langen Laser an. Die Schwellenstromdichten nehmen dagegen erwartungsgemäß von 1310 auf 640 A/cm² ab, da die Spiegelverluste bei längeren Lasern weniger ins Gewicht fallen. Gleichzeitig nehmen auch die Effizienzen der Laser ab, von 0.15 W/A beim kürzesten Bauteil auf 0.08 W/A für das längste. Der Grund hierfür liegt in der Tatsache begründet, dass die internen Verluste längenabhängig sind und somit für längere Bauteile zunehmen. Eine Zusammenfassung der genauen Daten ist Tabelle 6.1 zu entnehmen.

Länge [mm]	P_{max} [mW]	I_0 [mA]	j_0 [A/cm ²]	$\eta_{ext.}$ [W/A]	U_0 [V]	R_i [Ω]
0.6	170	785	1310	0.15	1.4	1.8
0.8	135	810	1010	0.12	1.2	1.6
1.0	115	880	880	0.12	1.3	1.7
1.3	90	1070	825	0.10	1.1	1.5
1.5	80	1110	740	0.10	1.1	1.3
2.0	50	1280	640	0.08	1.1	1.2

Tab. 6.1: Grunddaten eines QDash-Lasers: Ausgangsleistung pro Facette P_{max} bei dem maximalen Injektionsstrom von 1.9 A, Schwellenstrom I_0 , Schwellenstromdichte j_0 , externe Effizienz $\eta_{ext.}$, Einsatzspannung U_0 und innerer Widerstand R_i für verschiedene Bauteillängen.

Betrachtet man zu den verschiedenen Lasern auch die elektrischen Kennlinien, so fällt auf, dass die Einsatzspannung, die den Schnittpunkt einer Tangente der Kurven mit der y-Achse angibt, für steigende Resonatorlänge nur wenig sinkt, da sie im Idealfall lediglich von der Bandlücke der aktiven Schicht abhängt. Da der Widerstand einer Struktur jedoch umso geringer ist, je größer die vom Strom durchflossenen Fläche ist, steigt die Spannung für kleinere Strukturen stärker an und es kommt zu dem in Abb. 6.1 gezeigten Verlauf.

Um diese Grunddaten nun mit einem QW-Laser zu vergleichen, wurde eine Bauteilgröße von 100 $\mu\text{m} \times 1.0$ mm herausgegriffen. Bei dem Vergleichslaser handelt es sich ebenfalls um einen GRINSCH-Laser mit nahezu identischem Design, der

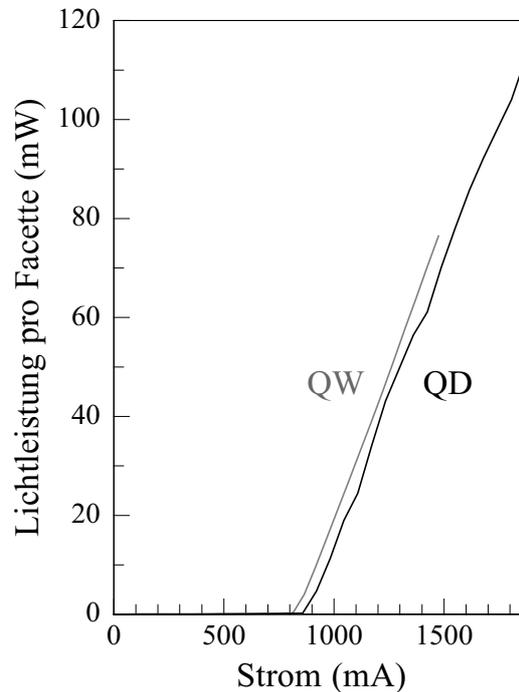


Abb. 6.2: Laserkennlinien von $100 \mu\text{m}$ breiten und 1.0 mm langen Streifen eines Quanten-Dash-Lasers (schwarz dargestellt) und eines vergleichbaren Quantenfilm-Lasers (grau).

anstelle der Quanten-Dash-Schichten vier jeweils 7.1 nm breite $\text{In}_{0.59}\text{Ga}_{0.34}\text{Al}_{0.07}\text{As}$ -Quantenfilme enthält. Diese Zusammensetzung der Töpfe wurde gewählt, um auch hier eine Emissionswellenlänge von etwa 1550 nm zu erzielen, da diese in die Berechnung der Effizienz eingeht und somit vergleichbar sein sollte.

Wie oben bereits gezeigt, hat der Quanten-Dash-Laser mit $100 \mu\text{m}$ Breite und 1.0 mm Länge eine Schwelle von 880 mA und eine Effizienz von 0.12 W/A . Das QW-Bauteil hingegen weist eine nur geringfügig niedrigere Schwelle von 845 mA und eine identische Effizienz von 0.12 W/A auf (siehe Abb. 6.2). Prinzipiell sind die Grunddaten der beiden Laser also tatsächlich vergleichbar, allerdings wurden hier nur Laser einer Resonatorlänge verglichen.

Um eine Aussage über interne Kenngrößen der Laser wie interne Effizienz oder interne Absorption machen zu können, müssen die Daten in Abhängigkeit von der Kavitätslänge aufgetragen werden. Zunächst ist es üblich, statt dem Schwellenstrom eines Bauteils seine Schwellenstromdichte anzugeben, also den auf die Kontaktfläche normierten Schwellenstrom. Diese Schwellenstromdichten sind in Abb. 6.3 in Abhängigkeit von der reziproken Resonatorlänge dargestellt. Betrachtet man zunächst nur die Auftragung des QDash-Lasers, so sieht man, dass die einzelnen

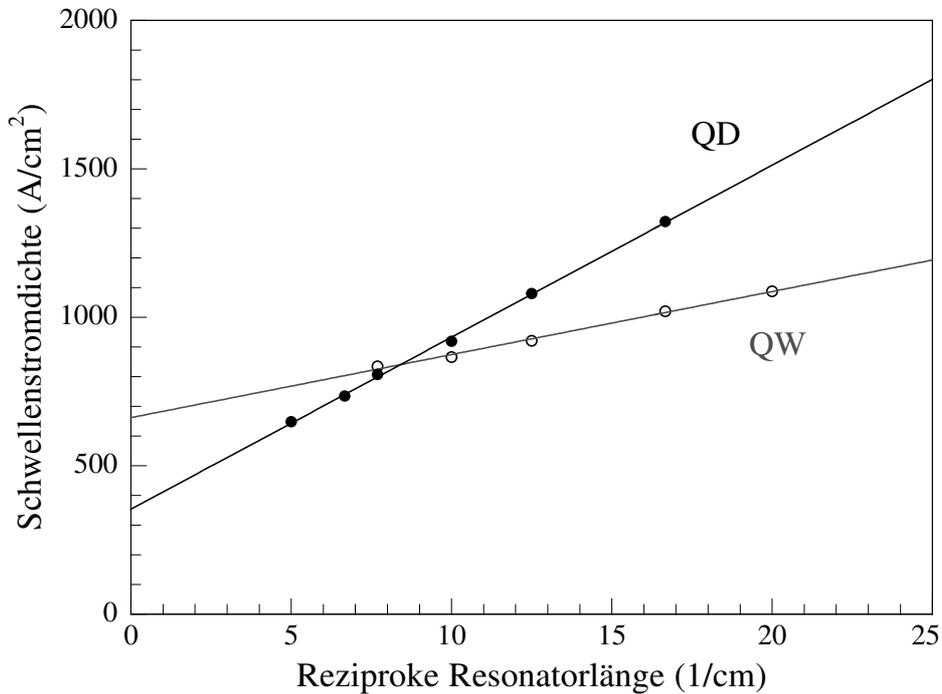


Abb. 6.3: Schwellenstromdichten in Abhängigkeit der reziproken Resonatorlänge für 100 μm breite Streifen eines QDash- und eines QW-Lasers.

Punkte sehr schön auf einer Geraden liegen. Diese geht jedoch nicht durch den Ursprung, sondern die Extrapolation auf die y-Achse, also der Grenzwert für ein unendlich langes Bauteil, gibt eine weitere interne Kenngröße des Lasers an, die Transparenzstromdichte. Im vorliegenden Fall beträgt sie für den QDash-Laser 340 A/cm². Da sich der Schwellenstrom, der zum Pumpen des Lasers nötig ist, natürlich auf alle aktiven Schichten der Laserstruktur verteilt, kann man die Schwellenstromdichten auch auf eine aktive Schicht zurückrechnen. Die Transparenzstromdichte pro aktiver Schicht beträgt für diesen QDash-Laser 85 A/cm², was einen sehr guten Wert darstellt [Wan01].

Auch die einzelnen Werte des vergleichbaren Quantenfilmlasers liegen sehr schön auf einer Geraden. Allerdings weist diese eine wesentlich geringere Steigung und damit auch einen anderen Schnittpunkt mit der y-Achse auf. Die Transparenzstromdichte beträgt für den QW-Laser 660 A/cm². Umgerechnet auf die Anzahl der aktiven Schichten bedeutet das eine Transparenzstromdichte von 165 A/cm² pro Quantenfilm. Da die beiden Kurven unterschiedliche Steigungen und Achsenabschnitte besitzen, schneiden sie sich in einem Punkt, der bei einer Resonatorlänge von etwa 1.2 mm liegt. Das bedeutet, dass bei Bauteilen, die eine Kavitätslänge über 1.2 mm besitzen,

der QDash-Laser bevorzugt ist und die besseren Schwellenstromdichten aufweist. Für diese Lasergrößen kommt der in Abschnitt 5.2 angesprochene Vorteil der geringeren Schwellenströme von niedrigdimensionalen Strukturen zum Tragen. Da für die Anwendung relevante Bauteile oft über Kavitätslängen von 1.0 mm und größer verfügen, können die Quanten-Dash-Laser durchaus mit den Quantenfilmlasern mithalten bzw. sie sogar übertreffen. Der Grund für die unterschiedliche Abhängigkeit der Schwellenstromdichten von der Kavitätslänge liegt in der Verstärkung. Bei abnehmender Resonatorlänge gewinnen die Verluste der Spiegel relativ zu den internen Verlusten immer mehr an Bedeutung. Quanten-Dash-Laser besitzen eine geringere Verstärkung als Quantenfilmlaser, so dass der Pumpstrom stärker erhöht werden muss, um die steigenden Verluste auszugleichen.

Ebenso wie die Schwellenstromdichten lässt sich auch die Effizienz längenabhängig betrachten. Hierzu wird die reziproke externe differentielle Effizienz gegen die Resonatorlänge aufgetragen wie es in Abb. 6.4 geschehen ist. Auch hier lassen sich die Werte der einzelnen Bauteile durch eine Gerade beschreiben, allerdings ist die Streuung der Punkte um diese Gerade doch etwas stärker. Aus dieser Ausgleichs-

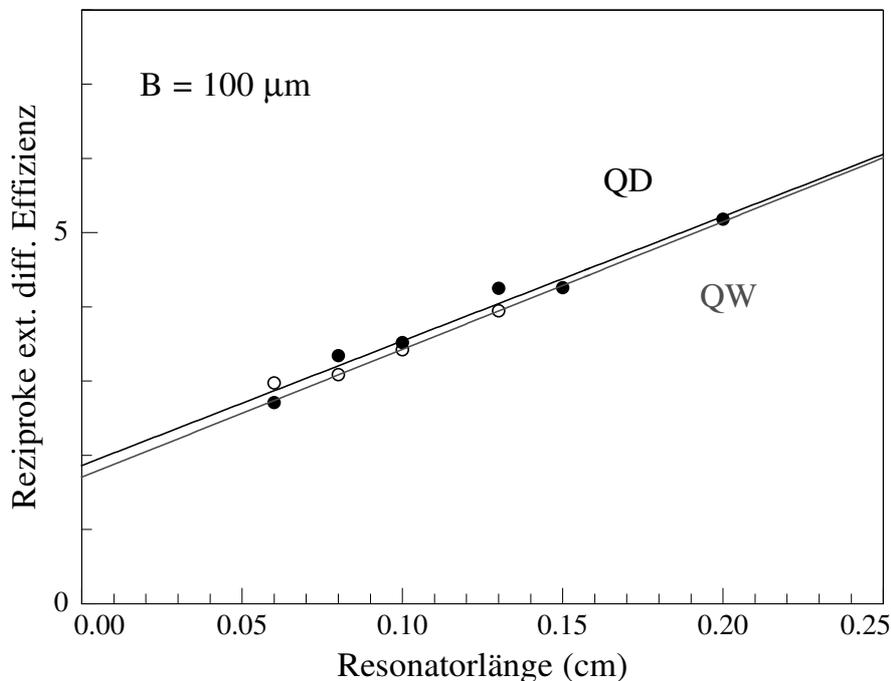


Abb. 6.4: Reziproke externe differentielle Effizienzen in Abhängigkeit von der Resonatorlänge für 100 μm breite Streifen eines QDash- (schwarz) und eines QW-Lasers (grau, offene Symbole).

geraden lassen sich wiederum interne Kenngrößen ablesen. Die Extrapolation auf die y-Achse, d.h. der Wert für einen unendlich kurzen Laser, ergibt die reziproke interne differentielle Effizienz, die für den vorliegenden QDash-Laser 54% beträgt. Es werden also 54% der Ladungsträger in Licht umgewandelt. Aus diesem Wert und der Steigung der Kurve lässt sich die interne Absorption berechnen; in diesem Fall hat sie einen Wert von 11 cm^{-1} , der für das InGaAlAs/InP-Materialsystem durchaus typisch ist.

Die Werte für die externen Effizienzen des QW-Lasers liegen sehr nahe bei denen des QDash-Lasers. Deshalb ergibt sich auch eine sehr ähnlich Ausgleichsgerade mit nahezu identischer Steigung und einem etwas geringeren y-Achsenabschnitt. Das spiegelt sich natürlich in sehr ähnlichen Werten für die Absorption mit 12 cm^{-1} und die interne differentielle Effizienz mit 59% wider. Allerdings muss auch hier auf die größere Streuung der Einzelwerte hingewiesen werden. Für die gerade genannten Werte wurde der Punkt bei 0.6 mm Resonatorlänge nicht berücksichtigt, da er deutlich von dem ansonsten sehr guten Fit der Ausgleichsgeraden abweicht. Nimmt man diesen Punkt bei der Ausgleichsrechnung mit, so erhält man Werte von 9 cm^{-1} für die interne Absorption und 49% für die interne differentielle Effizienz. Diese Betrachtung zeigt auch, wie sensitiv die Kenngrößen auf kleine Schwankungen reagieren. Gerade vor diesem Hintergrund können beide Kurven als absolut vergleichbar betrachtet werden, d.h. auch bei Effizienz und Absorption sind QDash-Laser den Quantenfilmlasern ebenbürtig.

Da die Verlustleistung der Laser zur Erwärmung der Bauteile führt, ist das Verhalten der Grunddaten unter Temperaturvariation gerade für die Anwendung in integrierten Schaltungen sehr wichtig. Ein Indiz für die Temperatursensitivität der Laserperformance ist die charakteristische Temperatur T_0 , die die Abhängigkeit der Schwellenstromdichte von der Betriebstemperatur angibt. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 6.5 für Breitstreifenlaser eines QDash- und eines Quantenfilmlasers aufgetragen. Allerdings konnten hier nicht die gleichen Bauteile wie bisher zum Vergleich der beiden Strukturen herangezogen werden, sondern es handelt sich hier um Breitstreifen mit $50 \mu\text{m}$ Breite und $800 \mu\text{m}$ Länge, da die niedrigeren Schwellen der kleineren Bauteile mehr Spielraum beim Anstieg der Temperatur gewähren.

Sehr erfreulich ist die Tatsache zu vermerken, dass der Quanten-Dash-Laser bis $105 \text{ }^\circ\text{C}$ betrieben werden kann. In der logarithmischen Auftragung kann man recht deutlich drei verschiedene Bereiche erkennen, in denen die Steigung der Kurve jeweils konstant bleibt. Entsprechend kann jedem Bereich eine charakteristische Temperatur T_0 zugeordnet werden. Diese beträgt im untersten Bereich zwischen 15 und $40 \text{ }^\circ\text{C}$ 101 K , im mittleren zwischen 40 und $80 \text{ }^\circ\text{C}$ 85 K und im obersten zwischen 80

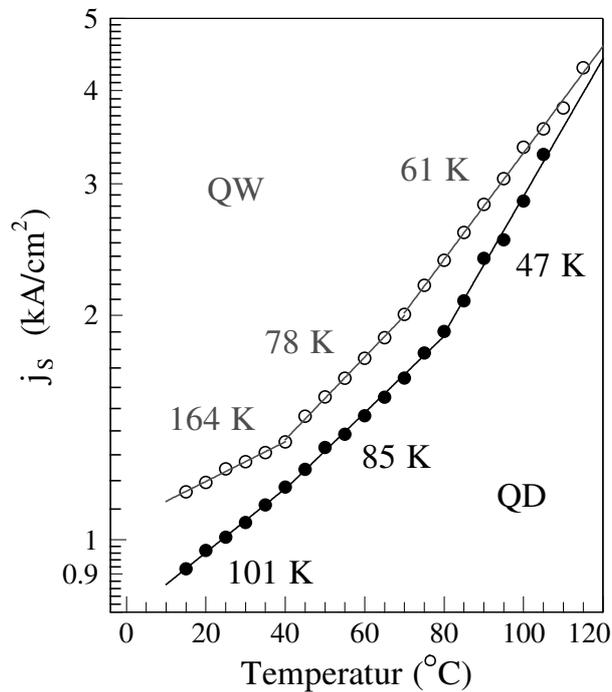


Abb. 6.5: Logarithmische Auftragung der Schwellenstromdichte in Abhängigkeit von der Betriebstemperatur für $50 \times 800 \mu\text{m}^2$ große Breitstreifen eines QDash-Lasers (schwarz) und eines vergleichbaren QW-Lasers (grau). Die resultierenden T_0 -Werte sind angegeben.

und $105 \text{ }^\circ\text{C}$ 47 K . Der Grund für die Unterteilung in einzelne Temperaturbereiche liegt in dem unterschiedlichen Anteil verschiedener Verlustmechanismen. Je nach Verlusttyp (nicht-strahlend, strahlend, Auger-Prozess) hängt dieser unterschiedlich stark ($\propto n$, $\propto n^2$, $\propto n^3$) von der Ladungsträgerkonzentration n ab. Diese wiederum wird von der internen Temperatur beeinflusst, so dass es zu den unterschiedlichen Steigungen der Schwellenstromdichten kommt. Auch der Quantenfilmlaser, der sogar bis $115 \text{ }^\circ\text{C}$ betrieben werden kann, weist drei Temperaturbereiche mit ähnlichen Grenzen auf. Er besitzt charakteristische Temperaturen von 164 K zwischen 15 und $40 \text{ }^\circ\text{C}$, 78 K zwischen 40 und $70 \text{ }^\circ\text{C}$ und 61 K zwischen 70 und $115 \text{ }^\circ\text{C}$. Auch wenn für die ausgewählten Bauteile die Schwellenstromdichten des QW-Lasers etwas höher sind, weist der Quantenfilmlaser höhere T_0 -Werte und damit eine geringere Temperatursensitivität als der QDash-Laser auf, wie in Abschnitt 5.2 bereits angedeutet wurde. Nichtsdestotrotz sind die erreichten Werte beim QDash-Laser besonders in den unteren Temperaturbereichen sehr gut.

6.1.2 Untersuchung der Emissionsspektren

Bisher wurden lediglich die mit der Photodiode detektierten Kennlinien der Laser ausgewertet. Selbstverständlich gehört zur Grundcharakterisierung eines Breitstreifenlasers aber auch die Untersuchung der Emissionsspektren. Dies geschieht mit einem Spektrometer, in das das Laserlicht über eine Glasfaser eingekoppelt wird. Die Emissionsspektren von verschieden langen Breitstreifen eines QDash-Lasers zeigt die linke Seite von Abb. 6.6. Es handelt sich hierbei um typische Fabry-Perot-Spektren, die durch die Überlagerung einer Vielzahl von Moden entstehen. Die Dicke der Dash-Schichten von etwa 5 ML wurde gewählt, um eine Emissionswellenlänge von 1550 nm zu erzielen. Wie man sieht, ist diese Vorgabe prinzipiell erfüllt, die genaue Wellenlänge wird jedoch nur von einer ganz bestimmten Bauteillänge erreicht, die in diesem Fall bei etwa 1.15 mm liegt. Für abnehmende Resonatorlänge ist eine starke Blauverschiebung der Emission zu erkennen. So decken die typischen Laserlängen zwischen 1.3 und 0.6 mm einen Wellenlängenbereich von fast 40 nm ab.

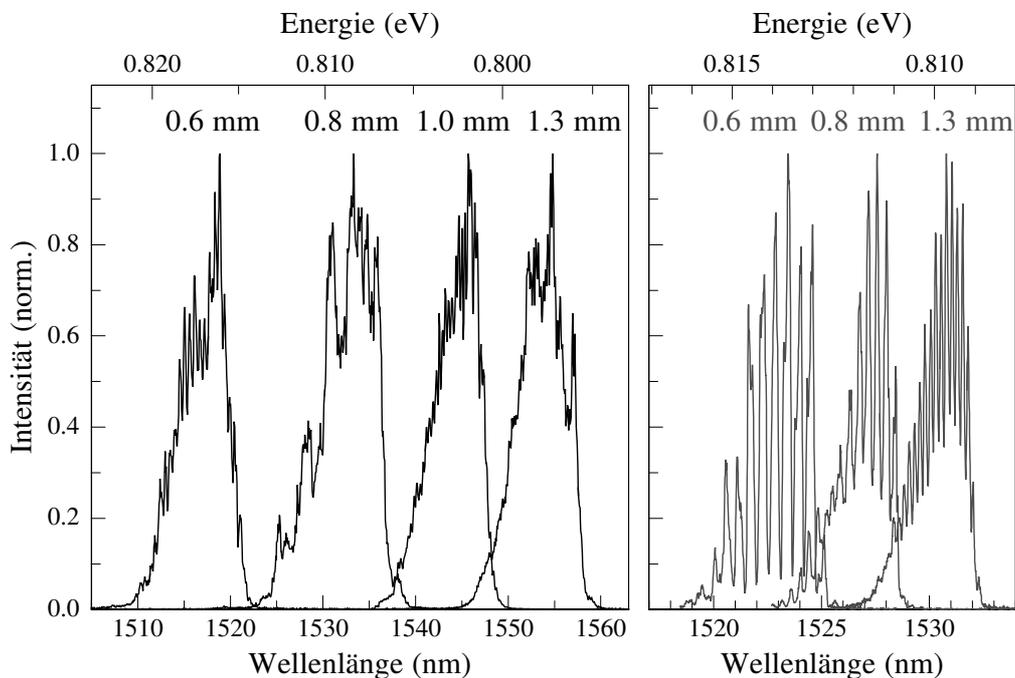


Abb. 6.6: Emissionsspektren von 100 μm breiten Lasern; links die Spektren von verschieden langen QDash-Lasern; rechts die Spektren von verschieden langen QW-Lasern, auf die Länge 1.0 mm wurde der Übersichtlichkeit wegen verzichtet.

Betrachtet man dagegen die Emissionsspektren des QW-Lasers, die auf der rechten Seite in Abb. 6.6 dargestellt sind, so zeigt sich, dass diese weitaus weniger weit gegeneinander verschoben sind. Die gleiche Resonatorlängenvariation von 1.3 bis 0.6 mm ergibt hier nur eine Blauverschiebung der Emission um weniger als 10 nm. Die Ursache dieses signifikanten Unterschieds findet sich in der Form der Verstärkungsspektren von Quantenfilm- und Quantenpunktstrukturen und wird etwas weiter unten erklärt.

Ein sehr wichtiger Punkt ist das Verhalten der Emissionswellenlänge mit der Betriebstemperatur, da die Erwärmung des Bauteils für die Realisierung der Zielwellenlänge berücksichtigt werden muss. Besonders kritisch ist dies für Bauteile wie DFB- oder DBR-Laser, bei denen eine bestimmte Lasermode durch periodische Reflexionsstellen gezielt ausgewählt werden kann. Verschiebt nun das Verstärkungsspektrum durch eine Temperaturerhöhung, so ist der Laserbetrieb unter Umständen nicht mehr aufrechtzuerhalten. Eine möglichst geringe Abhängigkeit der Emission von der Temperatur ist deshalb sehr erstrebenswert. Abb. 6.7 zeigt die relative

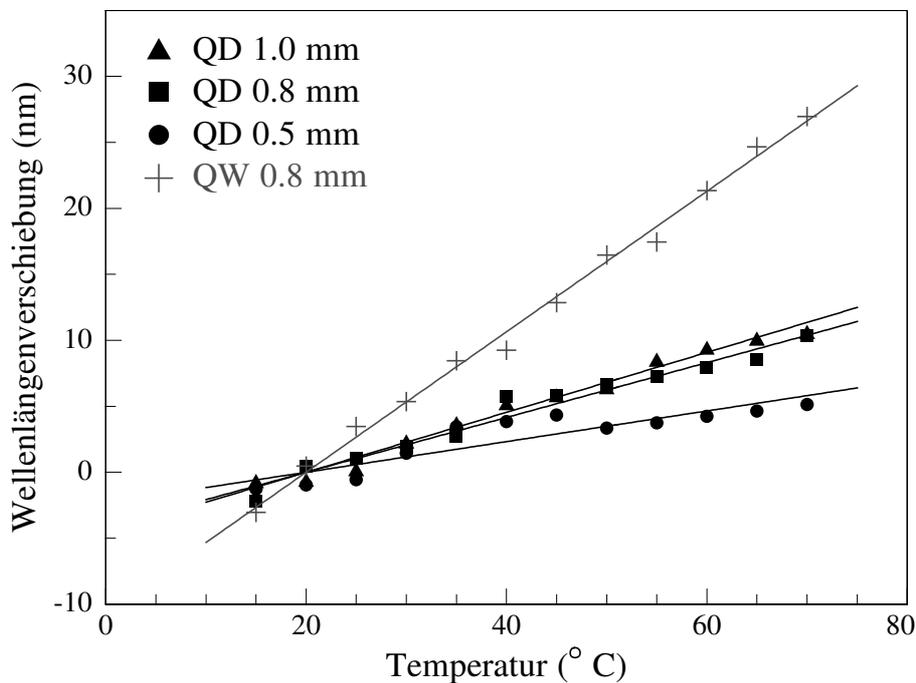


Abb. 6.7: Verschiebung der Emissionswellenlänge mit steigender Betriebstemperatur für verschieden lange (1.0 mm, 0.8 mm, 0.5 mm) Breitstreifen eines Quanten-Dash-Lasers und einen 0.8 mm langen QW-Lasers; die Streifenbreite beträgt bei allen Lasern 40 μm .

Verschiebung der Emissionswellenlänge für verschiedene QDash- und ein Quantenfilmlaserbauteil.

Deutlich ist zu erkennen, dass der $40\ \mu\text{m}$ breite und $0.8\ \text{mm}$ lange Quantenfilmlaser stark von den Dash-Lasern abweicht. Mit einer Steigung von $0.53\ \text{nm/K}$ ist seine Emissionswellenlänge wesentlich temperatursensitiver als bei dem QDash-Laser gleicher Dimension, der einen Wert von $0.21\ \text{nm/K}$ aufweist, was sehr gut mit der Literatur übereinstimmt [All03]. Das mit $1.0\ \text{mm}$ etwas längere Bauteil des QDash-Lasers hat eine nur unwesentlich größere Steigung von $0.23\ \text{nm/K}$. Am temperaturunempfindlichsten ist jedoch der nur $0.5\ \text{mm}$ kurze QDash-Breitstreifen mit einem Wert von $0.12\ \text{nm/K}$. Diese geringe Temperaturabhängigkeit ist einer der wesentlichen Vorteile von Halbleiterlasern mit niedrigdimensionalen Strukturen als aktiver Schicht, da sie den Betrieb von Lasern über einen weiten Temperaturbereich ermöglicht. In diesem Punkt sind Quanten-Dash-Laser den Quantenfilmlasern also klar überlegen.

Die Erklärung der geringeren Temperatursensitivität der Emissionswellenlänge ist ebenso wie die stärkere Blauverschiebung der Emission für abnehmende Bauteilgröße, wie oben bereits erwähnt, in der unterschiedlichen Form der Verstärkungskurve zu suchen. In Abb. 6.8 sind theoretische Berechnungen der Materialverstärkung in Abhängigkeit von der Energie für verschiedene Fermi-niveaus dargestellt. Die linke Seite zeigt einen Quantenfilmlaser, die rechte einen Quantenpunktlaser, beide auf

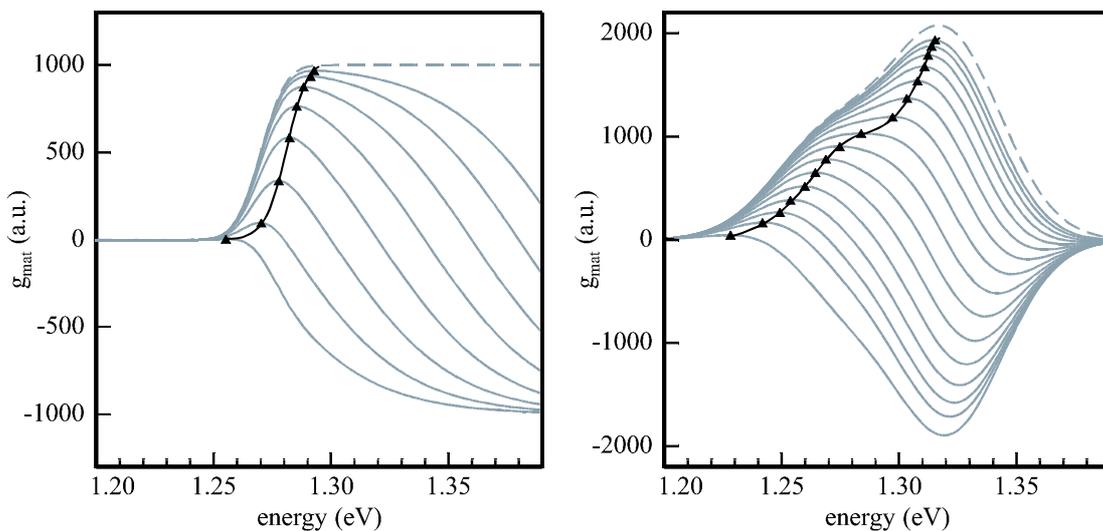


Abb. 6.8: Theoretisch berechnete Verstärkungskurven bei verschiedenen Fermi-niveaus für einen Quantenfilm- (links) und einen Quantenpunktlaser (rechts) auf GaAs; die schwarz hervorgehobene Kurve verbindet die Maxima der Kurven (nach [Klo02b]).

dem GaAs-Materialsystem. Der prinzipielle Verlauf lässt sich jedoch ebenso auf das InP-System übertragen. Jede Verstärkungskurve weist ein Maximum auf, bei der der entsprechende Laser Licht emittiert. Zur besseren Veranschaulichung ist der Verlauf dieser Maxima durch eine schwarze Kurve hervorgehoben.

Gemäß der Formel $E_g(T) = E_0 - \alpha \cdot \frac{T^2}{T+\beta}$ [Bla82] (mit den Materialkonstanten $E_0 = 0.415$ eV, $\alpha = 2.76 \cdot 10^{-4}$ eV/K und $\beta = 83$ K für InAs [Dat]) verkleinert sich die Bandlücke eines Halbleiters mit steigender Temperatur, d.h. eine Rotverschiebung der Emission ist zu erwarten. Dieser Rotverschiebung wirkt jedoch entgegen, dass mit steigender Temperatur — wie auch mit abnehmender Resonatorlänge — die Verluste größer werden. Um den Laserbetrieb aufrechtzuerhalten, müssen die Verluste ausgeglichen werden, was einen Anstieg des Fermi-niveaus zur Folge hat. Das Verstärkungsspektrum ändert sich also wie in Abb. 6.8 dargestellt, und somit wandert die Emission des Lasers entlang der Kurve der Verstärkungsmaxima zu höheren Energien. Diese Blauverschiebung fällt beim Quantenfilmlaser wesentlich schwächer aus, da die Kurve der Maxima deutlich steiler als beim Quantenpunktlaser ist. Aus diesem Grund schiebt der Quanten-Dash-Laser wie oben gezeigt mit abnehmender Resonatorlänge sehr viel stärker zu kürzeren Wellenlängen als der Quantenfilmlaser und ebenso wird die Rotverschiebung der Bandlücke bei steigender Temperatur stärker kompensiert, was zu der gezeigten geringen Temperatursensitivität führt [Klo02a].

6.2 Spezielle Eigenschaften von Quanten-Dash-Lasern

Nachdem die Grundeigenschaften der Quanten-Dash-Laser also gut genug sind, um mit vergleichbaren InGaAlAs-QW-Lasern mithalten, können die speziellen Vorteile der QDash-Laser ausgelotet werden. Einer dieser Vorteile ist natürlich die hohe Temperaturstabilität der Emissionswellenlänge, die im vorigen Abschnitt gezeigt wurde. Ein weiterer Vorteil ist die Breite des Verstärkungsspektrums. Bevor diese genauer untersucht wird, soll nocheinmal kurz auf die Kontrolle der Emissionswellenlänge eingegangen werden.

6.2.1 Kontrolle der Emissionswellenlänge

Wie in 4.2.1 gezeigt wurde, besteht ein sehr gleichmäßiger Zusammenhang zwischen der Dicke der deponierten InAs-Schicht und der Emissionswellenlänge von PL-Proben. Dieser Zusammenhang soll nun auch an Laserstrukturen nachgewiesen werden. Dazu wurden zwei identische Laser gewachsen, beide haben ein SCH-Design

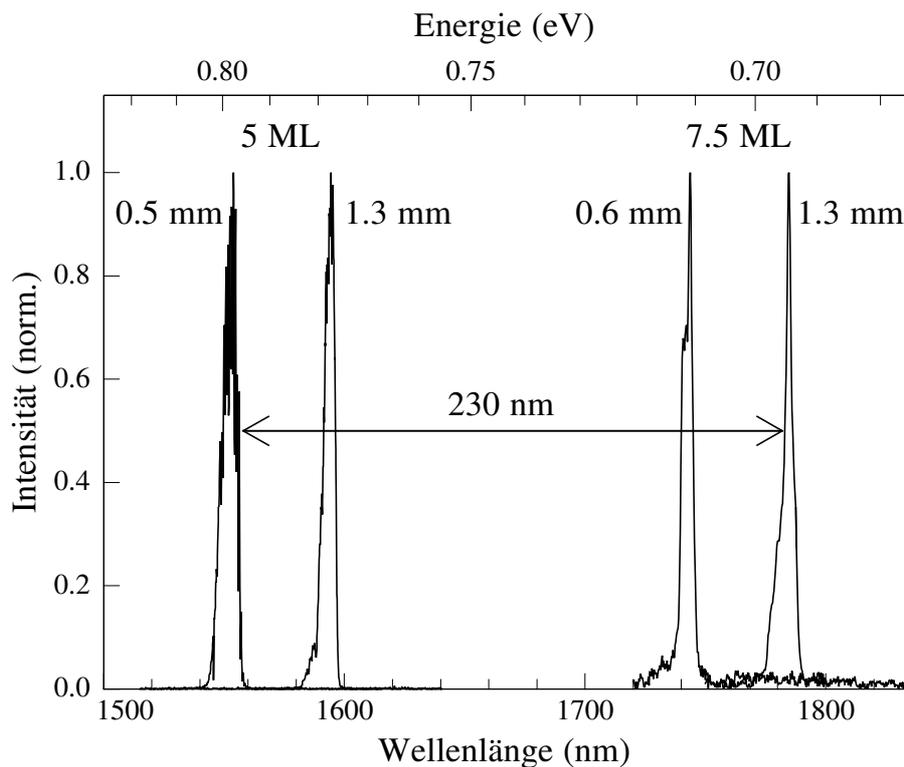


Abb. 6.9: Emissionsspektren von zwei identisch aufgebauten Laserstrukturen; die Verschiebung der Wellenlänge wird durch die Wahl der Dash-Schichtdicke erreicht: für den kurzwelligen Laser wurden 5 ML InAs deponiert, für den langwelligen 7.5 ML.

mit jeweils vier aktiven Schichten. Während die Dicke dieser Schichten bei dem ersten Laser jedoch 5 ML beträgt, sind die InAs-Schichten des zweiten mit 7.5 ML eineinhalb mal so dick. Bei dieser Gelegenheit sei noch einmal darauf hingewiesen, dass es sich bei diesen Angaben nicht um die Höhe der Dashes, sondern um das nominell deponierte Material handelt. Aus diesen Laserstrukturen wurden Breitstreifen mit einer Breite von $35\ \mu\text{m}$ prozessiert. Abb. 6.9 zeigt die Spektren dieser Laser. Da die Emission, wie weiter oben gezeigt, gerade bei QDash-Lasern sehr stark von der Länge der Laserstreifen abhängt, sind für beide Strukturen jeweils ein

kurzes von 0.5 bzw. 0.6 mm Länge und ein längeres Bauteil mit 1.3 mm Länge aufgetragen. Damit überspannen beide Laser allein durch die Längenvariation schon etwa 40 nm. Durch die Vergrößerung der Dash-Dicke von 5 auf 7.5 ML kann eine noch weitaus größere Verschiebung erreicht werden. Zwischen den 1.3 mm langen Bauteilen der beiden Laserstrukturen beträgt diese 190 nm. Bei gleichzeitiger Wahl geeigneter Bauteillängen kann also über diese einfache Veränderung eine Variation der Emissionswellenlänge um 230 nm erzielt werden. Zudem ist das Verfahren damit längst nicht ausgeschöpft, da wie in Abschnitt 4.2.1 erläutert, InAs-Dicken zwischen 1.3 und 10.3 ML verwendet werden können, so dass eine weitere deutliche Verschiebung der Emission sowohl ins Kurz- als auch ins Langwellige möglich ist.

6.2.2 Verbreiterung des Verstärkungsspektrums

Als besonders interessante Eigenschaft der Dash-Schichten wurde in Abschnitt 4.2.2 ihr breites Verstärkungsspektrum hervorgehoben. Dass dieses Verhalten nicht nur an PL-Proben, sondern auch an kompletten Laserstrukturen zu beobachten ist, soll im Folgenden gezeigt werden. Die einfachste Möglichkeit eine Vorstellung von der Breite des Verstärkungsspektrums zu bekommen, ist die Untersuchung der Elektrolumineszenz der Probe. Dazu werden mit dem Spektrometer Spektren der Laser aufgenommen, ohne dabei jedoch die Laserschwelle zu überschreiten. Da die Laserbedingung also nicht erfüllt ist, können die Lasermoden nicht anschwingen und man erhält die gesamte energetische Breite der zur Verfügung stehenden Verstärkung. Derartige Subschwellspektren für einen QDash-Laser mit SCH-Design und vier 5 ML dicken Dash-Schichten finden sich in Abb. 6.10. Zum Vergleich ist auch ein QW-Laser dargestellt, der ebenfalls vier aktive Schichten enthält, allerdings auf dem GRINSCH-Design beruht.

Die einzelnen Subschwellspektren sind jeweils bei unterschiedlichen Injektionsströmen aufgenommen. Für den QDash-Laser wurden diese zwischen 400 und 950 mA variiert, bei letzterem Stromwert beginnt der Laser anzuschwingen, was sich als Verschmälerung der Emission aufgrund der Modenselektion im Laserbetrieb äußert. Für den QW-Laser wurden Ströme zwischen 300 und 500 mA verwendet. Unabhängig von der genauen Lage der Emission kann man deutlich einen Unterschied in der spektralen Breite erkennen. Eine quantitative Auswertung ist an Hand von Subschwellspektren nur schwer möglich, ein Vergleich zwischen den verschiedenen Strukturen lässt sich jedoch ziehen. Eine grobe Abschätzung der Emissionsbreite ergibt beim Quanten-Dash-Laser einen Wert von etwa 140 nm, das entspricht einer energetischen Breite von 75 meV. Der Quantenfilmlaser dagegen weist lediglich 80 nm bzw. 47 meV

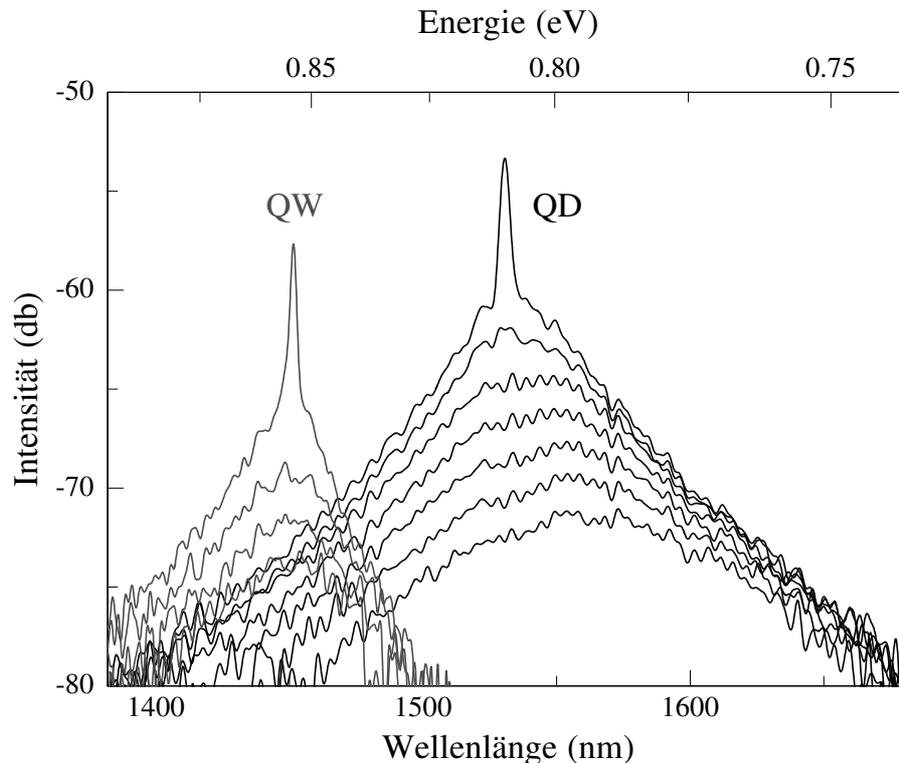


Abb. 6.10: *Elektrolumineszenz eines QDash-Lasers und eines QW-Lasers; die Spektren wurden bei verschiedenen Strömen unterhalb der Schwelle aufgenommen.*

Emissionsbreite auf. Wie es also die PL-Untersuchungen bereits angedeutet hatten, stellen die Quanten-Dashes ein sehr breites Verstärkungsspektrum zur Verfügung.

Geht man von der typischen Anwendung als Telekommunikationslaser für den $1.55\ \mu\text{m}$ -Bereich aus, so ist das Ziel natürlich die Abdeckung des gesamten Telekom-Bandes mit nur einem Laserbauteil. Um das zu erreichen, sind etwa 200 nm Verstärkungsbreite zwischen 1450 und 1650 nm Emissionswellenlänge nötig. Eine derartige Breite kann nicht mit einer Standard-Dash-Laserstruktur erzielt werden. In 4.2.2 wurde jedoch bereits die Möglichkeit einer weiteren Verbreiterung der Emission durch Überlapp von Dash-Schichten verschiedener Dicke diskutiert. Diese soll nun auf ihre Tauglichkeit für den Einsatz als aktive Laserschicht untersucht werden. Dafür wurde ein GRINSCH-Laser gewachsen, der statt der üblichen vier insgesamt sechs Dash-Schichten enthält. Jede dieser Schichten weist eine unterschiedliche nominelle Dicke zwischen 0.73 und 1.09 nm auf. Damit entspricht die Variation in etwa der in Abschnitt 4.2.2 an Hand der Photolumineszenz gezeigten. Die re-

sultierenden Subschwellspektren dieser Struktur sind zusammen mit denen eines Standard-QDash-Lasers mit GRINSCH-Design und vier identischen InAs-Schichten in Abb. 6.11 dargestellt. Die Breite des Referenz-Lasers mit vier identischen Dash-

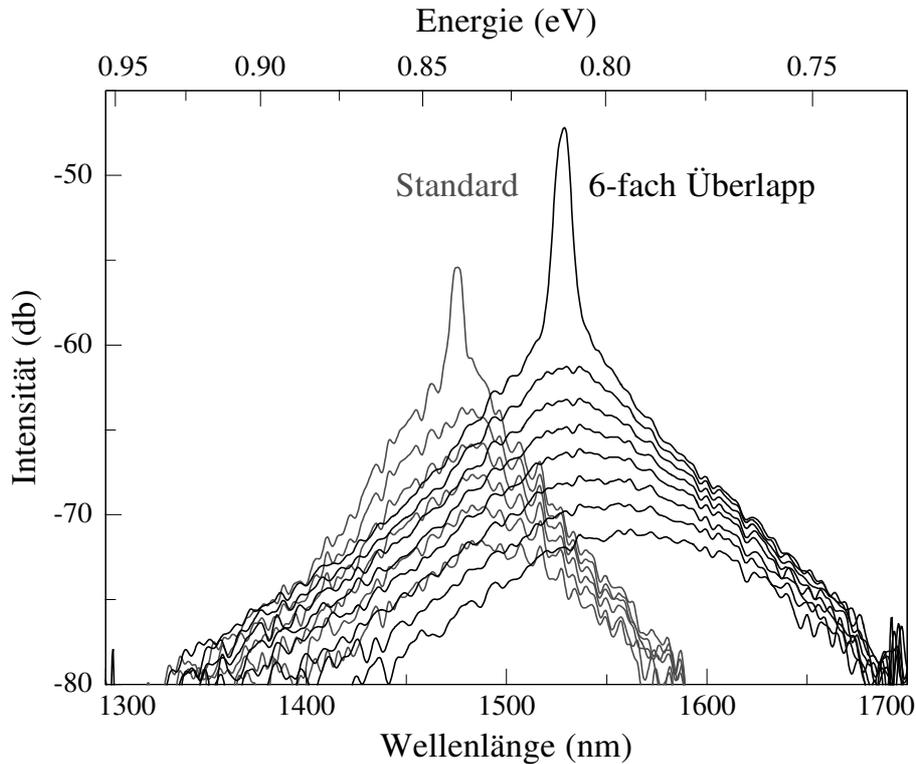


Abb. 6.11: Elektrolumineszenz eines Standard-QDash-Lasers und eines QDash-Lasers, dessen Verstärkungsspektrum durch Überlapp von sechs unterschiedlich dicken Dash-Schichten verbreitert ist.

Schichten lässt sich mit etwa 130 nm angeben. Auch das entspricht einer energetischen Breite von etwa 75 meV, da die Emission dieses Lasers im Vergleich zu dem oben präsentierten SCH-Laser etwas zu kürzeren Wellenlängen verschoben ist. Für die Verstärkungsbreite des durch Überlapp von sechs unterschiedlichen Schichten entstandenen Lasers kann ein Wert von etwa 220 nm bzw. 120 meV abgeschätzt werden. Eine derartige Struktur sollte also tatsächlich in der Lage sein, das gesamte Telekommunikations-Band zwischen 1450 und 1650 nm abzudecken.

Sehr erfreulich ist, dass die Grunddaten bei dieser Art von Variation kaum degradieren. So lässt sich der interne differentielle Wirkungsgrad von 50 μm breiten Streifen zu 55 % bestimmen, wobei die innere Absorption mit 15 cm^{-1} leicht erhöht ist. Allerdings streuen die Werte der Einzelmessung relativ stark, so dass diese Werte einer gewissen Ungenauigkeit unterliegen. Erwartungsgemäß steigt die Schwelle bei

Verwendung von sechs unterschiedlichen Dash-Schichten etwas an, da mehr aktive Schichten gepumpt werden müssen. Die größere Schichtanzahl ist aber nötig, da die Verstärkung bei einer bestimmten Energie durch den Überlapp natürlich geringer wird. Die $50\ \mu\text{m}$ -Streifen besitzen eine Transparenzstromdichte von knapp $950\ \text{A}/\text{cm}^2$, pro Dash-Schicht ist das ein Wert von etwa $158\ \text{A}/\text{cm}^2$. Die Schwellenstromdichten der realen Bauteile sind mit Werten zwischen 2000 und $3000\ \text{A}/\text{cm}^2$ etwa eineinhalb mal so hoch wie die eines als Referenz gewachsenen Standard-QDash-Lasers.

6.2.3 Einfluss der Anzahl der aktiven Schichten

Die meisten der bisher vorgestellten Quanten-Dash-Laser basieren auf einem Design mit vier aktiven Schichten. Selbstverständlich kann diese Anzahl aber variiert und an die Anforderungen angepasst werden. Der Laser zur Verbreiterung des Verstärkungsspektrums beispielsweise besitzt sechs aktive Schichten, um den Verlust an Verstärkung bei einer gewissen Energie ausgleichen zu können. Will man einen Laser mit besonders schmalen Wellenleiter realisieren, kann es dagegen nützlich sein, wenn man auch mit weniger als den typischen vier Schichten auskommt. Deswegen wurde der Einfluss der Schichtanzahl näher untersucht.

In Abb. 6.12 sind die Abhängigkeiten der Schwellenstromdichten von der reziproken Resonatorlänge für zwei $100\ \mu\text{m}$ breite QDash-Laser mit identischem SCH-Design dargestellt, die vier bzw. zwei aktive Schichten enthalten. Der Laser mit vier aktiven Schichten zeigt den üblichen linearen Zusammenhang mit einer Transparenzstromdichte von etwas über $200\ \text{A}/\text{cm}^2$. Der Laser mit nur zwei aktiven Schichten lässt sich dagegen nicht mehr durch eine Gerade beschreiben. Die Werte zeigen stattdessen einen überlinearen Anstieg. Alle gemessenen Bauteillängen haben höhere Schwellenstromdichten als bei dem Referenzlaser mit vier aktiven Schichten, allerdings treffen sich die beiden Kurven bei einer Resonatorlänge von etwa $3\ \text{mm}$. Da die genaue Kurve für den Laser mit zwei Dash-Schichten sehr stark von den Fitparametern abhängt, lassen sich die Daten nicht beliebig weit extrapolieren, die Transparenzstromdichte dürfte jedoch auch bei diesem Laser im Bereich von $200\ \text{A}/\text{cm}^2$ liegen. Eine Verminderung der Dash-Schichtanzahl kommt also vor allem für Anwendungen in Frage, bei denen lange Laserbauteile verwendet werden.

Der nichtlineare Zusammenhang gilt streng genommen für alle Laserdioden. Nach [Col95] ist die Schwellenstromdichte bei Quantenfilmlasern und näherungsweise auch

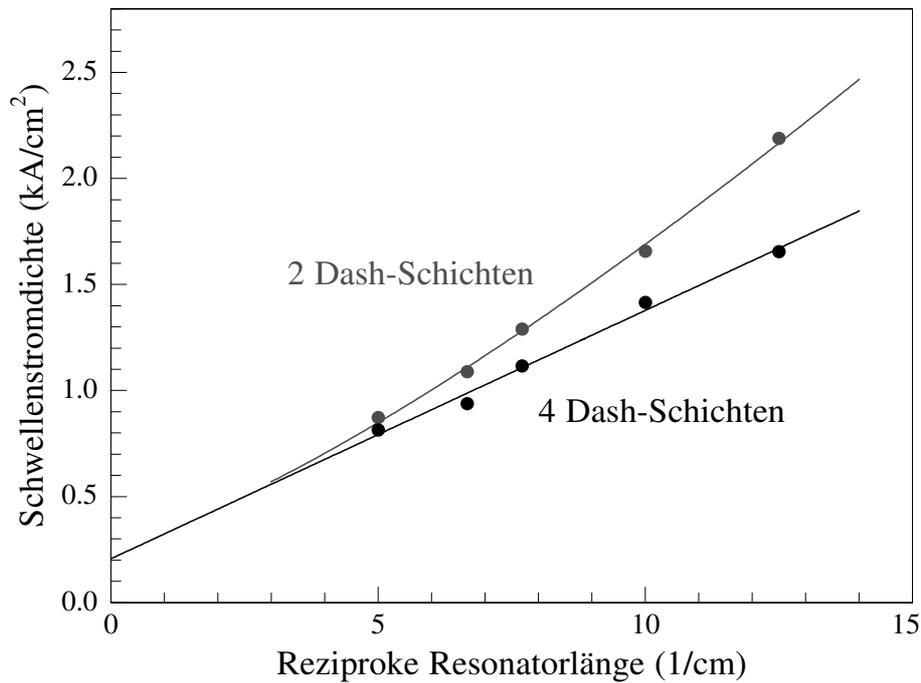


Abb. 6.12: Schwellenstromdichten in Abhängigkeit von der reziproken Resonatorlänge für 100 μm breite QDash-Laser mit vier (schwarz) bzw. zwei (grau) aktiven Schichten.

bei Quantenpunktstrukturen unendlicher Breite gegeben durch:

$$j_S = \frac{ehBN_{Tr}^2}{\eta_i} \exp\left(2 \frac{\alpha_i + \frac{1}{L} \ln\left(\frac{1}{R}\right)}{\Gamma g_0}\right)$$

mit der Elementarladung e , der Höhe h der aktiven Schicht, dem bimolekularen Rekombinationskoeffizienten B , der Transparenzladungsträgerdichte N_{Tr} und dem Füllfaktor Γ . Je kleiner die Zahl im Exponenten wird, d.h. je größer die Verstärkung g_0 ist, desto mehr nähert sich der exponentielle einem linearen Zusammenhang an. Da die Verstärkung von Quantenpunkten im allgemeinen geringer ist als bei Quantenfilmen kommt gerade hier die Nichtlinearität zum Tragen. Insofern ist auch das oben gezeigte Auftreten dieses Verhaltens bei einem Laser mit einer geringeren Anzahl an aktiven Schichten verständlich, denn dieser besitzt im Vergleich zu einem Laser mit mehr aktiven Schichten ebenfalls weniger Verstärkung.

6.3 Ergebnisse von RWG-Lasern

Die Grundeigenschaften der Quanten-Dash-Laser sind sehr vielversprechend, für viele Anwendungen sind jedoch Breitstreifenlaser wenig relevant. Um Vorteile wie laterale Monomodigkeit, eine bessere laterale Wellenführung und einfachere Einkopplung in eine Glasfaser auszunutzen, geht man für die meisten Anwendungen über zu Stegwellenleiter (engl. ridge waveguide = RWG)-Lasern. Diese weisen mit einer typischen Breite von wenigen μm eine um einen Faktor 10 - 50 kleinere Kontaktfläche auf, auch der Schwellenstrom sollte also deutlich kleiner werden. Durch die geringe Abwärme, die dabei entsteht, ist zudem ein Dauerstrichbetrieb (engl. continuous wave = cw) möglich, während Breitstreifenlaser praktisch nur gepulst betrieben werden können. Bei den zur Herstellung der RWG-Laser verwendeten Strukturen handelt es sich prinzipiell um die gleichen Proben, die auch bei der Breitstreifencharakterisierung vorgestellt wurden. Für die Optimierung der RWG-Breite wurde eine optische Maske mit einer Variation zwischen 1.5 und 5 μm Stegbreite verwendet. Dabei zeigt sich, dass RWG-Laser mit einer Breite von 3 bis 3.5 μm die besten Ergebnisse liefern. Wie beim Breitstreifenlaser werden auch beim RWG-Laser verschieden lange Bauteile aus der fertig prozessierten Struktur gespalt-

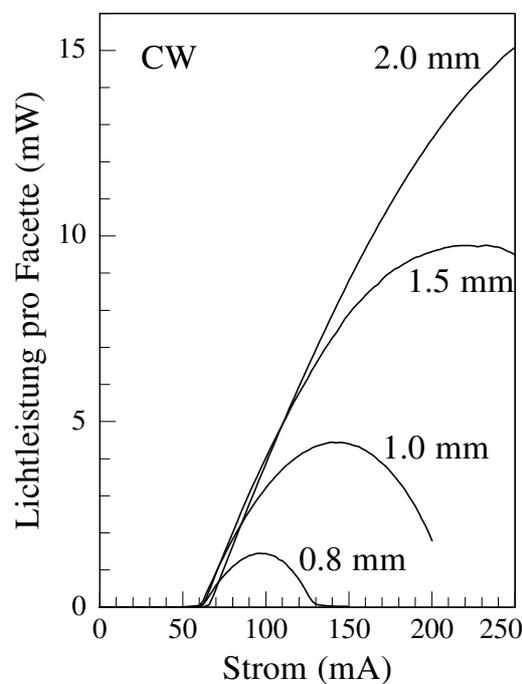


Abb. 6.13: Raumtemperatur-Kennlinien verschieden langer Bauteile eines RWG-Lasers im cw-Betrieb.

ten. Einige der damit erzielten Resultate werden im Folgenden präsentiert. Zunächst werden natürlich auch beim RWG-Laser die Laserkennlinien untersucht. Abb. 6.13 zeigt verschieden lange RWG-Bauteile einer nicht abgedünnten Laserstruktur, die auf dem GRINSCH-Design mit vier Dash-Schichten beruht, im cw-Betrieb bei Raumtemperatur. Wie zu erwarten war, ist der Schwellenstrom deutlich reduziert im Vergleich zum Breitstreifenlaser. Er beträgt für alle hier gezeigten Längen etwa 60 mA. Oft nimmt der Schwellenstrom mit abnehmender Bauteillänge ab, wie es auch bei den Breitstreifenlasern gezeigt wurde. Ist die Verstärkung jedoch relativ gering, so müssen die steigenden Verluste durch einen stärkeren Anstieg des Injektionsstromes ausgeglichen werden. Dies kann dazu führen, dass zufällig alle Bauteillängen dieselbe Schwelle aufweisen; die Schwellenstromdichte nimmt jedoch immer mit zunehmender Kontaktfläche ab. Auffallend im Vergleich zu Breitstreifenlasern ist, dass die Kennlinien nahezu ab der Schwelle einen thermischen Roll-over zeigen. Dieses Verhalten ist auf den cw-Betrieb zurückzuführen und deutet auf eine schlechte Wärmeabfuhr hin. Durch diese Krümmung der Kennlinien lassen sich Werte für die Effizienz nur schlecht angeben. Für die längeren Bauteile erhält man externe Effizienzen von etwa 0.1 W/A. Sehr erfreulich sind die Ausgangsleistungen

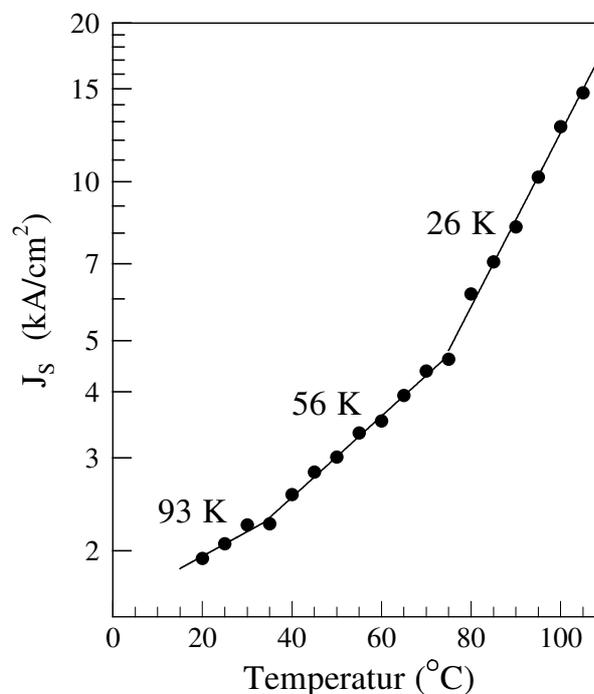


Abb. 6.14: Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte für einen $0.8 \text{ mm} \times 3 \text{ }\mu\text{m}$ großen RWG-Laser und zugehörige T_0 -Werte.

der Laser. Für einen 2 mm langen RWG-Laser erhält man über 15 mW pro Facette, 1.5 bzw. 1.0 mm lange Laser erzielen immerhin noch 9.7 bzw. 4.4 mW. Durch Abdünnen dieser Struktur und der damit erzielten Verbesserung der Wärmeabfuhr wären noch deutlich höhere Ausgangsleistungen erreichbar.

Natürlich ist gerade beim RWG-Laser das Verhalten mit steigender Temperatur interessant. In Abb. 6.14 ist daher die Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte mit den korrespondierenden charakteristischen Temperaturen T_0 für einen 0.8 mm langen und $3 \mu\text{m}$ breiten Laserstreifen derselben Struktur aufgetragen. Allerdings wurden in diesem Fall die Facetten mit Si/SiO₂ vergütet, so dass sie höhere Reflektivitäten von 82.0% auf der vorderen und 96.8% auf der hinteren Facette aufweisen. Diese Verspiegelung beeinflusst die Werte für T_0 nicht, macht aber die Messung an sich wesentlich einfacher. Die Messung wurde im gepulsten Betrieb durchgeführt, um die Temperatur extern vorgeben zu können und sie nicht durch den cw-Betrieb zusätzlich zu erhöhen. Auch hier ist die typische Aufteilung in drei Temperaturbereiche zu erkennen. Bis 35 °C ergibt sich ein sehr guter Wert von 93 K, der vergleichbar ist mit dem Wert des Breitstreifenlasers, während T_0

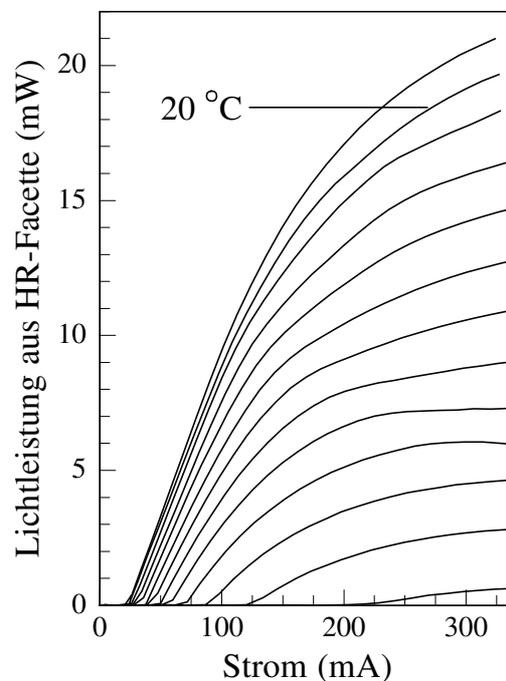


Abb. 6.15: Kennlinien eines verspiegelten RWG-Lasers, der im gepulsten Betrieb bei verschiedenen Temperaturen von 15 und 20 bis 130 °C in 10 °C-Schritten gemessen wurde.

zu höheren Temperaturen deutlich abnimmt auf 56 K bis 75 °C und 26 K darüber. Gepulst konnte dieser RWG-Laser immerhin bis 105 °C betrieben werden.

Die Grunddaten der RWG-Laser sind also durchaus vielversprechend, wenngleich die Prozessierung der Strukturen einige Probleme mit sich bringt und zu geringen Ausbeuten führt. Einige der besten Resultate wurden an einem sehr kurzen Bauteil gemessen. Hierbei handelt es sich um einen 300 μm langen und 3.5 μm breiten RWG-Laser, dessen Facetten ebenfalls Hochreflexvergütungen aufweisen. Abb. 6.15 zeigt die Kennlinien dieses Lasers im gepulsten Betrieb bei verschiedenen Temperaturen. Dieser RWG-Laser konnte bis zu einem Rekordwert von 130 °C betrieben werden. Bei Raumtemperatur zeigt er einen Schwellenstrom von 23 mA und eine Effizienz von 0.12 W/A. Aus der Frontfacette lässt sich eine Ausgangsleistung von bis zu 20 mW erzielen. Natürlich verschlechtern sich diese Werte mit zunehmender Temperatur, bei 100 °C liefert der Laser jedoch immer noch 6 mW.

Für die gleichen Temperaturen wurden auch Emissionsspektren aufgenommen. Drei davon sind in Abb. 6.16 dargestellt. Die typischen Fabry-Perot-Spektren zeigen die übliche Rotverschiebung mit zunehmender Betriebstemperatur. Wie schon beim

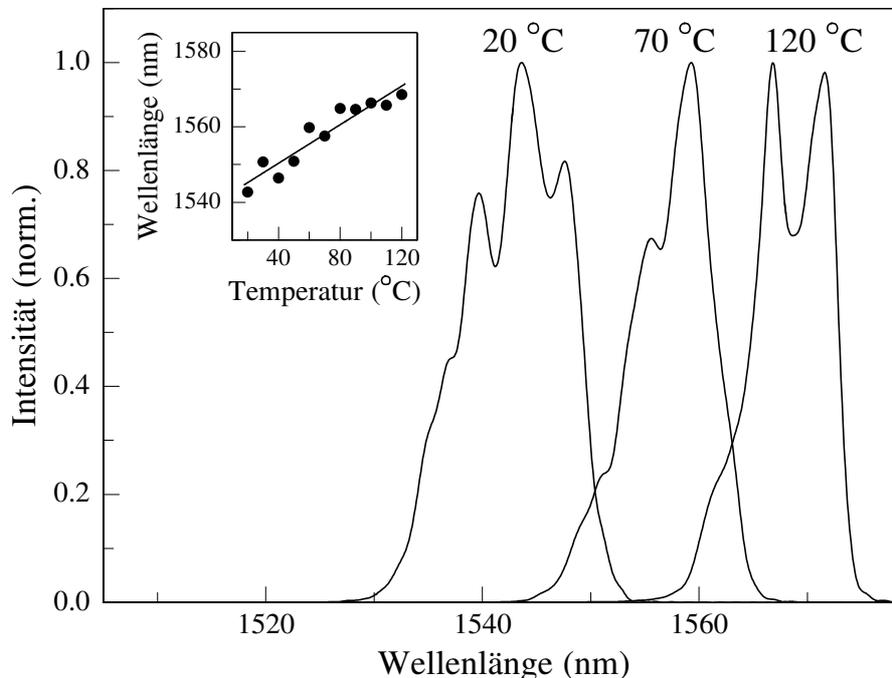


Abb. 6.16: Spektren eines verspiegelten RWG-Lasers, der im gepulsten Betrieb bei verschiedenen Temperaturen von 20, 70 und 120 °C betrieben wurde; das Inset zeigt die Verschiebung der Wellenlänge mit der Temperatur.

Breitstreifenlaser dargelegt, ist diese im Vergleich zu einem Quantenfilmlaser gering. Das Inset von Abb. 6.16 zeigt den linearen Zusammenhang. Aus der Anpassungsgeraden lässt sich ein Wert von 0.25 nm/K für die Wellenlängenverschiebung bestimmen, was gut mit dem Wert von 0.21 nm/K für den 0.8 mm langen Breitstreifen in Abschnitt 6.1.2 übereinstimmt.

Da gepulste Messungen von RWG-Lasern für die Anwendung weniger interessant sind, wurde dieses Bauteil auch im cw-Betrieb untersucht. Die resultierenden Kennlinien bei verschiedenen Betriebstemperaturen finden sich in Abb. 6.17. Im cw-

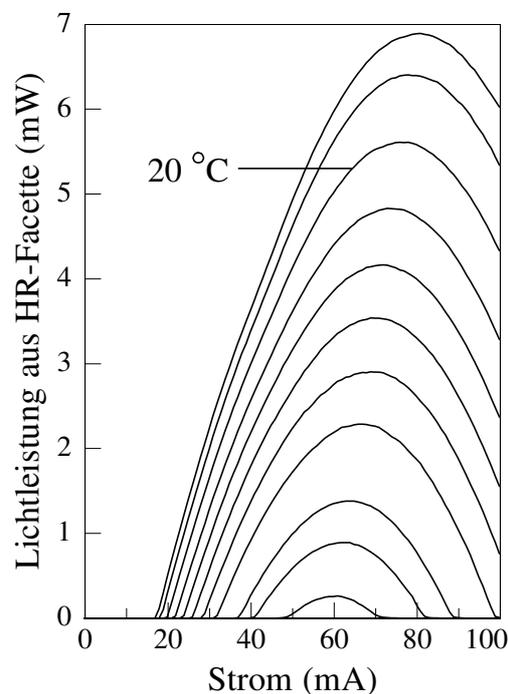


Abb. 6.17: Kennlinien eines verspiegelten RWG-Lasers, der im cw-Betrieb bei verschiedenen Temperaturen von $12, 15$ bis $60 \text{ }^\circ\text{C}$ in $5 \text{ }^\circ\text{C}$ -Schritten gemessen wurde.

Betrieb, der die Bauteile einer wesentlich höheren Temperaturbelastung aussetzt, kann dieser Laser immerhin noch bis $60 \text{ }^\circ\text{C}$ betrieben werden. Schwelle und Effizienz bei Raumtemperatur sind dabei mit 20 mA und 0.15 W/A sogar etwas besser als die Werte der gepulsten Messung, allerdings wird eine geringere Ausgangsleistung von maximal 5.5 mW erreicht, da der thermische Roll-over wesentlich stärker ist.

Anhang A: Probenaufbau

Probe	G865 & G1005
aktive Schicht	Quanten-Dash
Deckschicht $T_{\text{sub}} = 480 \text{ }^\circ\text{C}$	150 nm InGaAs
	p: $5 \cdot 10^{18} - 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$
äußere Mantelschicht $T_{\text{sub}} = 450 \text{ }^\circ\text{C}$	1700 nm InP
	p: $8 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
innere Mantelschicht $T_{\text{sub}} = 505 \text{ }^\circ\text{C}$	100 nm InAlAs
	p: $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
Wellenleiter $T_{\text{sub}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$	200 nm InGaAlAs
	bis zur Hälfte: p: $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Rest undotiert
aktive Schicht	$4 \times \sim 5 \text{ ML InAs}$ getrennt durch je: 25 nm InGaAlAs
Wellenleiter $T_{\text{sub}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$	200 nm InGaAlAs
	bis zur Hälfte: n: $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Rest undotiert
innere Mantelschicht $T_{\text{sub}} = 505 \text{ }^\circ\text{C}$	200 nm InAlAs mit InGaAs/InAlAs-SSL
	n: $5 - 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$
äußere Mantelschicht	(100) InP-Substrat
	n: $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

Schichtaufbau der am häufigsten verwendeten Laserstrukturen im SCH-Design mit nomineller Schichtdicke und Dotierung.

Probe	G1135	G1271	G866
aktive Schicht	Quanten-Dash		QW
Deckschicht $T_{\text{sub}} = 480 \text{ }^\circ\text{C}$	150 nm InGaAs p: $5 \cdot 10^{18} - 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$		
äußere Mantelschicht $T_{\text{sub}} = 450 \text{ }^\circ\text{C}$	1700 nm InP	1700 nm InP mit 20 nm InGaAsP	1700 nm InP
	p: $8 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$		p: $8 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$
innere Mantels. $T_{\text{sub}} = 505 \text{ }^\circ\text{C}$	200 nm InGaAlAs p: $2 - 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$		100 nm InAlAs
Wellenleiter $T_{\text{sub}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$	200 nm InGaAlAs-GRINSCH 10 nm InGaAlAs bis zur Hälfte: p: $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Rest undotiert		
aktive Schicht	4 × ~ 5 ML InAs getrennt durch je: 25 nm InGaAlAs		4 × 7 nm QW 15 nm InGaAlAs
Wellenleiter $T_{\text{sub}} = 500 \text{ }^\circ\text{C}$	10 nm InGaAlAs 200 nm InGaAlAs-GRINSCH bis zur Hälfte: n: $2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, Rest undotiert		
innere Mantelschicht $T_{\text{sub}} = 505 \text{ }^\circ\text{C}$	200 nm InGaAlAs n: $5 - 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$		200 nm InAlAs mit SSL
äußere Mantelschicht	(100) InP-Substrat n: $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$		

Schichtaufbau der am häufigsten verwendeten Laserstrukturen im GRINSCH-Design mit nomineller Schichtdicke und Dotierung.

Zusammensetzung der verwendeten Materialien:

Deckschicht	$\text{In}_{0.532}\text{Ga}_{0.468}\text{As}$
Ätzstoppschicht	$\text{In}_{0.805}\text{Ga}_{0.195}\text{As}_{0.425}\text{P}_{0.575}$
Mantelschicht	$\text{In}_{0.523}\text{Al}_{0.477}\text{As}$
Mantelschicht	$\text{In}_{0.526}\text{Ga}_{0.050}\text{Al}_{0.424}\text{As}$
Barriere	$\text{In}_{0.528}\text{Ga}_{0.234}\text{Al}_{0.238}\text{As}$
Quantenfilm	$\text{In}_{0.63}\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.07}\text{As}$

Literaturverzeichnis

- [Ada85] S. Adachi: *GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$: Material parameters for use in research and device applications*; J. Appl. Phys. **58(3)** (1985), S. R1–R29
- [Ada87] S. Adachi: *Model dielectric constants of GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb*; Phys. Rev. B **35(14)** (1987), S. 7454–7463
- [Aka02] K. Akahane, N. Ohtani, Y. Okada, M. Kawabe: *Fabrication of ultra-high density InAs-stacked quantum dots by strain-controlled growth on InP(311)B substrate*; J. Cryst. Growth **245** (2002), S. 31–36
- [All02] C.Nì. Allen, P.J. Poole, P. Marshall, J. Fraser, S. Raymond, S. Fafard: *InAs self-assembled quantum-dot lasers grown on (100) InP*; Appl. Phys. Lett. **80(19)** (2002), S. 3629–3631
- [All03] C.Nì. Allen, P.J. Poole, P. Marshall, S. Raymond, S. Fafard: *Tunable InAs quantum-dot lasers grown on (100) InP*; Microelectron. J. **34** (2003), S. 415–417
- [Ara82] Y. Arakawa, H. Sakaki: *Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current*; Appl. Phys. Lett. **40(11)** (1982), S. 939–941
- [Ara86] Y. Arakawa, A. Yariv: *Quantum Well Lasers - Gain, Spectra, Dynamics*; J. Quantum Electron. **22(9)** (1986), S. 1887–1898
- [Asa86] M. Asada, Y. Miyamoto, Y. Suematsu: *Gain and the Threshold of Three-Dimensional Quantum-Box Lasers*; J. Quantum Electron. **22(9)** (1986), S. 1915–1921
- [Ash04a] M.J. Ashwin, H.J. Parry, J.H. Neave, T.S. Jones: *From Wires to Dots: InAs deposition on InP(001)*; Proc. Int. Conf. MBE, **ThP.14** (2004)

- [Ash04b] M.J. Ashwin, H.J. Parry, J.H. Neave, T.S. Jones: *The formation of Wires and Dots for InAs/InGaAs/InP(001) and InAs/InGaP/GaAs(001)*; Proc. Int. Conf. MBE, **ThP.13** (2004)
- [Asp83] D.E. Aspnes, A.A. Studna: *Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV*; Phys. Rev. B **27(2)** (1983), S. 985–1009
- [Bal04] G. Balakrishnan, S. Huang, T.J. Rotter, A. Stintz, L.R. Dawson, K.J. Malloy, H. Xu, D.L. Huffaker: *2.0 μm wavelength InAs quantum dashes grown on a GaAs substrate using a metamorphic buffer layer*; Appl. Phys. Lett. **84(12)** (2004), S. 2058–2060
- [Bea92] E.A. Beam, T.S. Henderson, A.C. Seabaugh, J.Y. Yang: *The use of tertiarybutylphosphine and tertiarybutylarsine for the metalorganic molecular beam epitaxy of the $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ and $\text{In}_{0.48}\text{Ga}_{0.52}\text{P}/\text{GaAs}$ materials systems*; J. Cryst. Growth **116** (1992), S. 436–446
- [Bec97] R. Beccard, G. Lengeling, D. Schmitz, Y. Gigase, H. Jürgensen: *Replacement of hydrides by TBAs and TBP for the growth of various III-V materials in production scale MOVPE reactors*; J. Cryst. Growth **170** (1997), S. 97–102
- [Bim95] D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov: *Self-organization processes in MBE-grown quantum dot structures*; Thin Solid Films **267** (1995), S. 32–36
- [Bla82] J.S. Blakemore: *Semiconducting and other major properties of gallium arsenide*; J. Appl. Phys. **53(10)** (1982), S. R123–R181
- [Blu95] W. Bludau: *Halbleiter-Optoelektronik*; Hanser, 1995
- [Bra98] J. Brault, M. Gendry, G. Grenet, G. Hollinger, Y. Desières, T. Benyattou: *Role of buffer surface morphology and alloying effects on the properties of InAs nanostructures grown on InP(001)*; Appl. Phys. Lett. **73(20)** (1998), S. 2932–2934
- [Bra99] J. Brault, M. Gendry, G. Grenet, G. Hollinger, Y. Desieres, T. Benyattou: *Alloying effects in self-assembled InAs/InP dots*; J. Cryst. Growth **201/202** (1999), S. 1176–1179

- [Car98] N. Carlsson, T. Junno, L. Montelius, M.-E. Pistol, S. Samuelson, W. Seifert: *Growth of self-assembled InAs and InAs_xP_{1-x} dots on InP by metalorganic vapour phase epitaxy*; J. Cryst. Growth **191** (1998), S. 347–356
- [Car04] P. Caroff, C. Platz, O. Dehaese, N. Bertru, A. Le Corre, S. Loualiche: *MBE grown of quantum dot lasers emitting around 1.5 μm on InP(311)B substrates*; Proc. Int. Conf. MBE, **TuB1.1** (2004)
- [Ced04] J.G. Cederberg, F.H. Kaatz, R.M. Biefeld: *The impact of growth parameters on the formation of InAs quantum dots on GaAs(100) by MOCVD*; J. Cryst. Growth **261** (2004), S. 197–203
- [Col95] L.A. Coldren, S.W. Corzine: *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*; John Wiley & Sons, 1995
- [Dat] Daten aus: <http://www.ioffe.rssi.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html>;
- [Den95] S.P. DenBaars, A.L. Holmes, M.E. Heimbuch, V.J. Jayaraman, C.M. Reaves, J.B. Shealy, U.K. Mishra, L.S. Coldren, J.E. Bowers: *Indium Phosphide (InP) Based Heterostructure Materials and Devices Grown by MOCVD Using Tertiarybutylarsine (TBA) Tertiarybutylphosphine (TBP)*; J. Korean Phys. Soc. **28** (1995), S. S37–S42
- [Fie87] F. Fiedler, A. Schlachetzki: *Optical parameters of InP-based waveguides*; Solid-State Electron. **30(1)** (1987), S. 73–83
- [For91] A.R. Forouhi, I. Bloomer: *Refractive index of InP: dependence on temperature, pressure and carrier injection*; in: Properties of Indium Phosphide; INSPEC, IEE (1991), S. 144–151
- [Fos01] F. Fossard, F.H. Julien, E. Péronne, A. Alexandrou, J. Brault, M. Gendry: *Infrared spectroscopy of self-organized InAs nanostructures grown on InAlAs/InP(001) for infrared photodetection applications*; Infrared Phys. & Technol. **42** (2001), S. 443–451
- [Fré00] S. Fréchengues, N. Bertru, V. Drouot, C. Paranthoen, O. Dehaese, S. Loualiche, A. Le Corre, B. Lambert: *Monolayer coverage effects on size and ordering of self-organized InAs islands grown on (113)B InP substrates*; J. Cryst. Growth **209** (2000), S. 661–665
- [Gar01] J.M. García, L. González, M.U. González, J.P. Silveira, Y. González, F. Briones: *InAs/InP(001) quantum wire formation due to anisotropic*

- stress relaxation: in situ stress measurements*; J. Cryst. Growth **227-228** (2001), S. 975–979
- [Gho02] S. Ghosh, S. Pradhan, P. Bhattacharya: *Dynamic characteristics of high-speed $In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs$ self-organized quantum dot lasers at room temperature*; Appl. Phys. Lett. **81(16)** (2002), S. 3055–3057
- [Gol01] D. Gold: *Herstellung und Charakterisierung von Quantenpunktstrukturen auf InP und deren Einsatz in Lasern*; Universität Würzburg, Diplomarbeit, 2001
- [Gon00] L. González, J.M. García, R. García, F. Briones, J. Martínez-Pastor, C. Ballesteros: *Influence of buffer-layer surface morphology on the self-organized growth of InAs on InP(001) nanostructures*; Appl. Phys. Lett. **76(9)** (2000), S. 1104–1106
- [Gon02] M.U. González, J.M. García, L. González, J.P. Silveira, Y. González, J.D. Gómez, F. Briones: *In situ measurements of As/P exchange during InAs/InP(001) quantum wires growth*; Appl. Surf. Sci. **188** (2002), S. 188–192
- [Gon04a] Q. Gong, R. Nötzel, P.J. van Veldhoven, J.H. Wolter: *InAs/InP quantum dots emitting in the 1.55 μm wavelength region by inserting ultra-thin GaAs and GaP interlayers*; Proc. Int. Conf. MBE, **MC1.7** (2004)
- [Gon04b] M.U. González, L. González, J.M. García, Y. González, J.P. Silveira, F. Briones: *Stress evolution aspects during InAs/InP (001) quantum wires self-assembly*; Microelectron. J. **35** (2004), S. 13–17
- [Gud96] M. Guden, J. Piprek: *Material parameters of quaternary III-V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55 μm wavelength*; Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. **4** (1996), S. 349–357
- [Her89] M.A. Herman, H. Sitter: *Molecular Beam Epitaxy: Fundamentals and Current Status*; Springer, 1989
- [Hji03] M. Hjiri, F. Hassen, H. Maaref, B. Salem, G. Bremond, O. Marty, J. Brault, M. Gendry: *Optical properties of self-organized InAs nanostructures grown on InAlAs/InP(001)*; Physica E **17** (2003), S. 180–182
- [Hol93] A.L. Holmes, M.E. Heimbuch, S.P. DenBaars: *Strained GaInAsP single-quantum-well lasers grown with tertiarybutylarsine and tertiarybutylphosphine*; Appl. Phys. Lett. **63(25)** (1993), S. 3417–3419

- [Iba95] H. Ibach, H. Lüth: *Festkörperphysik - Einführung in die Grundlagen*; Springer, 1995
- [Jac03] K. Jacobi: *Atomic structure of InAs quantum dots on GaAs*; Progress Surf. Sci. **71** (2003), S. 185–215
- [Kei97] M. Keidler, M. Popp, D. Ritter, B. Marheineke, H. Heinecke, H. Baumeister, E. Veuhoff: *Growth of 1.55 μm DH laserstructures using TBAs and TBP in MOMBE*; J. Cryst. Growth **170** (1997), S. 161–166
- [Kim04] S.M. Kim, Y. Wang, M. Keever, J.S. Harris: *High-Frequency Modulation Characteristics of 1.3- μm InGaAs Quantum Dot Lasers*; Phot. Technol. Lett. **16(2)** (2004), S. 377–379
- [Klo00] F. Klopff, J.P. Reithmaier, A. Forchel: *Highly efficient GaInAs/(Al)GaAs quantum-dot lasers based on a single active layer versus 980 nm high-power quantum-well lasers*; Appl. Phys. Lett. **77(10)** (2000), S. 1419–1421
- [Klo01] F. Klopff, R. Krebs, J.P. Reithmaier, A. Forchel: *High-Temperature Operating 1.3- μm Quantum-Dot Lasers for Telecommunication Applications*; Phot. Technol. Lett. **13(8)** (2001), S. 764–766
- [Klo02a] F. Klopff, S. Deubert, J.P. Reithmaier, A. Forchel: *Correlation between the gain profile and the temperature-induced shift in wavelength of quantum-dot lasers*; Appl. Phys. Lett. **81(2)** (2002), S. 217–219
- [Klo02b] F. Klopff, S. Deubert, J.P. Reithmaier, A. Forchel, P. Collot, M. Krakowski: *980 nm quantum dot lasers for high-power applications*; Photonics West 2002: Integrated Optoelectronic Devices **4651** (2002), S. 294–304
- [Kot01] R. Kotlyar, T.L. Reinecke, M. Bayer, A. Forchel: *Zeeman spin splittings in semiconductor nanostructures*; Phys. Rev. B **63(085310)** (2001)
- [Kov03] A.R. Kovsh, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, S.S. Mikhrin, A.P. Vasil'ev, E.A. Semenova, Yu.M. Shernyakov, M.V. Maximov, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Zh.I. Alferov: *InAs/InGaAs/-GaAs quantum dot lasers of 1.3 μm range with enhanced optical gain*; J. Cryst. Growth **251** (2003), S. 729–736
- [Kre02] R. Krebs, F. Klopff, J.P. Reithmaier, A. Forchel: *High Performance 1.3 μm Quantum-Dot Lasers*; Jpn. J. Appl. Phys. **41** (2002), S. 1158–1161

- [Kre03] R. Krebs, S. Deubert, J.P. Reithmaier, A. Forchel: *Improved performance of MBE grown quantum-dot lasers with asymmetric dots in a well design emitting near 1.3 μm* ; J. Cryst. Growth **251** (2003), S. 742–747
- [Krz04] T.J. Krzyzewski, T.S. Jones: *Ripening and annealing effects in In-As/GaAs(001) quantum dot formation*; J. Appl. Phys. **96(1)** (2004), S. 668–674
- [Lee03] H.S. Lee, J.Y. Lee, T.W. Kim, M.D. Kim: *Effect of thermal annealing on the microstructural and optical properties of vertically stacked InAs/GaAs quantum dots embedded in modulation-doped heterostructures*; J. Appl. Phys. **94(10)** (2003), S. 6354–6357
- [Les99] L.F. Lester, A. Stintz, H. Li, T.C. Newell, E.A. Pease, B.A. Fuchs, K.J. Malloy: *Optical Characteristics of 1.24- μm InAs Quantum-Dot Laser Diodes*; Phot. Technol. Lett. **11(8)** (1999), S. 931–933
- [Li98a] H. Li, Z. Wang, J. Liang, B. Xu, J. Wu, Q. Gong, C. Jiang, F. Liu, W. Zhou: *InAs quantum dots in InAlAs matrix on (001) InP substrates grown by molecular beam epitaxy*; J. Cryst. Growth **187** (1998), S. 564–568
- [Li98b] H. Li, J. Wu, B. Xu, J. Liang, Z. Wang: *Ordered InAs quantum dots in InAlAs matrix on (001) InP substrates grown by molecular beam epitaxy*; Appl. Phys. Lett. **72(17)** (1998), S. 2123–2125
- [Li99] H. Li, J. Wu, Z. Wang, T. Daniels-Race: *High-density InAs nanowires realized in situ on (100) InP*; Appl. Phys. Lett. **75(8)** (1999), S. 1173–1175
- [Mad96] O. Madelung: *Semiconductors - Basic Data*; Springer, 1996
- [May01] B. Mayer, J.P. Reithmaier, A. Forchel: *Tertiarybutylarsine (TBAs) and -phosphine (TBP) as group V-precursors for gas source molecular beam epitaxy for optoelectronic applications*; J. Cryst. Growth **227-228** (2001), S. 298–302
- [May02] B. Mayer: *Epitaxie von III/V-Heterostrukturen in einer Gasquellen-Molekularstrahlanlage unter Einsatz von Tertiärbutylarsin (TBAs) und -phosphin (TBP)*; Universität Würzburg, Dissertation, 2002

- [Men03] T. Mensing, L. Worschech, R. Schwertberger, J. P. Reithmaier, A. Forchel: *Magneto-optical investigations of single self-assembled InAs/InGaAlAs quantum dashes*; Appl. Phys. Lett. **82(17)** (2003), S. 2799–2801
- [New99] T.C. Newell, D.J. Bossert, A. Stintz, B. Fuchs, K.J. Malloy, L.F. Lester: *Gain and Linewidth Enhancement Factor in InAs Quantum-Dots Laser Diodes*; Phot. Technol. Lett. **11(12)** (1999), S. 1527–1529
- [Nis98] K. Nishi, M. Yamada, T. Anan, A. Gomyo, S. Sugou: *Long-wavelength lasing from InAs self-assembled quantum dots on (311)B InP*; Appl. Phys. Lett. **73(4)** (1998), S. 526–528
- [Nis99] K. Nishi, H. Saito, S. Sugou, J.-S. Lee: *A narrow photoluminescence linewidth of 21 meV at 1.35 μm from strain-reduced InAs quantum dots covered by $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ grown on GaAs substrates*; Appl. Phys. Lett. **74(8)** (1999), S. 1111–1113
- [Non98] Y. Nonogaki, T. Iguchi, S. Fuchi, Y. Fujiwara, Y. Takeda: *InAs dots grown on InP (001) by droplet hetero-epitaxy using OMVPE*; Mater. Sci. Eng. **B51** (1998), S. 118–121
- [Oh03] H.-J. Oh, M. Sugiyama, Y. Nakano, Y. Shimogaki: *Comparison of Organic and Hydride Group V Precursors in Terms of Surface Kinetics in Wide-Gap Selective Area Metalorganic Vapor Phase Epitaxy*; Jpn. J. Appl. Phys. **42** (2003), S. L1195–L1197
- [Oks03] J. Oksanen, J. Tulkki: *Linewidth enhancement factor and chirp in quantum dot lasers*; J. Appl. Phys. **94(3)** (2003), S. 1983–1989
- [Pal97] E.D. Palik: *Handbook of Optical Constants of Solids*; Academic Press, 1997
- [Par01] C. Paranthoen, N. Bertru, O. Dehaese, A. Le Corre, S. Loualiche, B. Lambert, G. Patriarche: *Height dispersion control of InAs/InP quantum dots emitting at 1.55 μm* ; Appl. Phys. Lett. **78(12)** (2001), S. 1751–1753
- [Par02] C. Paranthoen, N. Bertru, B. Lambert, O. Dehaese, A. Le Corre, J. Even, S. Loualiche, F. Lissillour, G. Moreau, J.C. Simon: *Room temperature laser emission of 1.5 μm from InAs/InP(311)B quantum dots*; Semicond. Sci. Technol. **17** (2002), S. L5–L7

- [Par03a] C. Paranthoen, N. Bertru, C. Platz, P. Caroff, O. Dehaese, H. Folliot, A. Le Corre, S. Loualiche: *Formation of InAs islands on InP(311)B surface by molecular beam epitaxy*; J. Cryst. Growth **257** (2003), S. 104–109
- [Par03b] C. Paranthoen, C. Platz, G. Moreau, N. Bertru, O. Dehaese, A. Le Corre, P. Miska, J. Even, H. Folliot, C. Labbé, G. Patriarche, J.C. Simon, S. Loualiche: *Growth and optical characterizations of InAs quantum dots on InP substrate: towards a 1.55 μm quantum dot laser*; J. Cryst. Growth **251** (2003), S. 230–235
- [Par03c] K. Park, H. Hwang, J.-H. Kang, S. Yoon, Y.D. Kim, E. Yoon: *Real time in situ monitoring of stacked InAs/InP quantum dots by spectral reflectance*; J. Cryst. Growth **248** (2003), S. 201–205
- [Pat01] F. Patella, M. Fanfoni, F. Arciprete, S. Nufri, E. Placidi, A. Balzarotti: *Kinetic aspects of the morphology of self-assembled InAs quantum dots on GaAs(001)*; Appl. Phys. Lett. **78(3)** (2001), S. 320–322
- [Pea91] T.P. Pearsall (Hrsg.): *Properties, Processing and Applications of Indium Phosphide*; INSPEC, IEE, 1991
- [Pon96] A. Ponchet, A. Le Corre, H. L'Haridon, B. Lambert, S. Salaün, J. Groenen, R. Carles: *Structural Aspects of the Growth of InAs Islands on InP Substrate*; Solid-State Electron. **40(1-8)** (1996), S. 615–619
- [Pro97] W. Prost: *Technologie der III/V-Halbleiter*; Springer, 1997
- [Qiu03] Y. Qiu, D. Uhl, R. Chacon, R.Q. Yang: *Lasing characteristics of InAs quantum-dot lasers on (001) InP substrate*; Appl. Phys. Lett. **83(9)** (2003), S. 1704–1706
- [Qiu04] Y. Qiu, D. Uhl, S. Keo: *Room-temperature continuous-wave operation of InAsSb quantum-dot lasers near 2 μm based on (001) InP substrate*; Appl. Phys. Lett. **84(2)** (2004), S. 263–265
- [Rit98a] D. Ritter: *Charakterisierung und Einsatz alternativer Arsen- und Phosphor-Quellen für die Metallorganische Molekularstrahlepitaxie von InP und GaInAs*; Universität Ulm, Dissertation, 1998
- [Rit98b] D. Ritter, M. Keidler, H. Heinecke: *Growth of InP using TBP and DTBP in metalorganic molecular beam epitaxy*; J. Cryst. Growth **188** (1998), S. 152–158

- [Rot03] T.J. Rotter, A. Stintz, K.J. Malloy: *InP based quantum dash lasers with 2 μm wavelength*; IEE Proc.-Optoelectron. **150(4)** (2003), S. 318–321
- [Ryu03] H.H. Ryu, H.L. Choi, L.P. Sadwick: *Effects of cracker cell temperature and V/III ratio on GaInP grown by chemical beam epitaxy using TIPGa, EDMIn and TBP*; J. Mater. Sci. **38** (2003), S. 3663–3668
- [Sai01a] H. Saito, K. Nishi, S. Sugou: *Ground-state lasing at room temperature in long-wavelength InAs quantum-dot lasers on InP(311)B substrates*; Appl. Phys. Lett. **78(3)** (2001), S. 267–269
- [Sai01b] H. Saito, K. Nishi, S. Sugou: *Low chirp operation in 1.6 μm quantum dot laser under 2.5 GHz direct modulation*; Electron. Lett. **37(21)** (2001), S. 1293–1295
- [Sai01c] H. Saito, K. Nishi, S. Sugou: *Room-temperature ground-state lasing using long-wavelength InAs quantum dots on InAlGaAs/InP(311)B*; Proc. Int. Conf. IPRM **TuB3-2** (2001)
- [Sti03] A. Stintz, T.J. Rotter, K.J. Malloy: *Formation of quantum wires and quantum dots on buffer layers grown on InP substrates*; J. Cryst. Growth **255** (2003), S. 266–272
- [Sto00] W. Stolz: *Alternative N-, P- and As-precursors for III/V-epitaxy*; J. Cryst. Growth **209** (2000), S. 272–278
- [Ukh02] A.A. Ukhanov, R.H. Wang, T.J. Rotter, A. Stintz, L.F. Lester, P.G. Eliseev, K.J. Malloy: *Orientation dependence of the optical properties in InAs quantum-dash lasers on InP*; Appl. Phys. Lett. **81(6)** (2002), S. 981–983
- [Ust03] V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, N.A. Maleev: *Quantum Dot Lasers*; Oxford University Press, 2003
- [Wal00] C. Walther, W. Hoerstel, H. Niehus, J. Erxmeyer, W.T. Masselink: *Growth, structural, and electrical investigation of self-assembled InAs quantum wires on (001)InP*; J. Cryst. Growth **209** (2000), S. 572–580
- [Wan01] R.H. Wang, A. Stintz, P.M. Varangis, T.C. Newell, H. Li, K.J. Malloy, L.F. Lester: *Room-Temperature Operation of InAs Quantum-Dash Lasers on InP (001)*; Phot. Technol. Lett. **13(8)** (2001), S. 767–769

- [Xu99] H. Xu, Q. Gong, B. Xu, W. Jiang, J. Wang, W. Zhou, Z. Wang: *Structural and optical characteristics of self-organized InAs quantum dots grown on GaAs (311)A substrates*; J. Cryst. Growth **200** (1999), S. 70–76
- [Yoo99a] S. Yoon, Y. Moon, T.-W. Lee, H. Hwang, E. Yoon, Y.D. Kim: *Shape change of InAs self-assembled quantum dots induced by As/P exchange reaction*; Thin Solid Films **357** (1999), S. 81–84
- [Yoo99b] S. Yoon, Y. Moon, T.-W. Lee, E. Yoon, Y.D. Kim: *Effects of As/P exchange reaction on the formation of InAs/InP quantum dots*; Appl. Phys. Lett. **74(14)** (1999), S. 2029–2031
- [Zai99] S.V. Zaitsev, N.Yu. Gordeev, V.I. Kopchatov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, A.R. Kovsh, P.S. Kop'ev: *Multi-Stacked InAs/InGaAs/-InP Quantum Dot Laser ($J_{th} = 11 \text{ A/cm}^2$, $\lambda = 1.9 \mu\text{m}$ (77 K))*; Jpn. J. Appl. Phys. **38** (1999), S. 601–604
- [Zha03] Z.Y. Zhang, P. Jin, Ch.M. Li, X.L. Ye, X.Q. Meng, B. Xu, F.Q. Liu, Z.G. Wang: *The evolution of InAs/InAlAs/InGaAlAs quantum dots after rapid thermal annealing*; J. Cryst. Growth **253** (2003), S. 59–63
- [Zhu00] Q.D. Zhuang, S.F. Yoon, H.Q. Zheng, K.H. Yuan: *Growth of self-organized InAs quantum dots on InP by solid-source molecular beam epitaxy*; J. Cryst. Growth **216** (2000), S. 57–61

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich mich bei allen bedanken, die mir bei der vorliegenden Doktorarbeit mit Rat und Tat zur Seite standen und mich die letzten drei Jahre unterstützt haben.

Bei Prof. Dr. Johann Peter Reithmaier bedanke ich mich für die sachkundige Betreuung der Arbeit und seine stete Diskussionsbereitschaft.

Prof. Dr. Alfred Forchel danke ich für die freundliche Aufnahme am Lehrstuhl und die Möglichkeit an der Spitze der Forschung zu arbeiten.

Ganz besonders möchte ich mich bei Stefan Deubert für seine Hilfe bei Problemen aller Art, für vielfältige Diskussionen und seine aufbauenden Worte bedanken.

Vielen Dank auch an Wolfgang Kaiser, der jederzeit bereit war, mir bei Problemen — besonders mit dem Computer — unter die Arme zu greifen.

Dominik Gold danke ich für die gute Zusammenarbeit und die fruchtbaren Diskussionen während seiner Zeit als Diplomand und Doktorand.

Den MBE-Assistentinnen Susanne Parusel und Margit Wagenbrenner danke ich besonders für ihre Hilfsbereitschaft und Zuverlässigkeit bei sämtlichen anfallenden Arbeiten, besonders bei den zahllosen MBE-Öffnungen.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Assistenten Adriana Wolf, André Riebe, Steffen Reuss und Thomas Demarczyk für unermüdlichen Einsatz beim Prozessieren und Charakterisieren der Laserstrukturen.

Vielen Dank auch an Gerhard Heller für schnelle Hilfe bei unzähligen kleinen und größeren technischen Problemen.

Ebenfalls vielen Dank an meinen Vorgänger Bernd Mayer für die Einarbeitung und an meinen Nachfolger André Somers für die Übernahme der MBE-Anlage.

Der Opto-Gruppe danke ich für die freundschaftliche Atmosphäre und viele sinnvolle Diskussionen; ebenso allen anderen Mitarbeitern des Lehrstuhls für Technische Physik vielen Dank für drei schöne Jahre.

Lebenslauf

Name: Ruth Schwertberger

Geburtstag: 03. Januar 1975

Geburtsort: Augsburg

Familienstand: ledig

1981 – 1985 Grundschole Hochzoll-Nord in Augsburg

1985 – 1994 Rudolf-Diesel-Gymnasium in Augsburg

1994 Abschluss mit dem Abitur

1994 – 2000 Studium der Physik an der Universität Augsburg

2000 Abschluss mit dem Diplom

Titel der Diplomarbeit:

„Strukturelle Charakterisierung von ionengestützt deponierten Galliumnitridschichten“

2000-2004 Wissenschaftliche Mitarbeiterin am Lehrstuhl für Technische Physik der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg bei Prof. Dr. J. P. Reithmaier mit Gelegenheit zur Promotion

seit April 2004 Epitaxie-Ingenieurin bei der Firma Bookham in Zürich, Schweiz

Veröffentlichungen der Autorin

J.W. Gerlach, R. Schwertberger, D. Schrupp, B. Rauschenbach, H. Neumann, and M. Zeuner: *Texture and epitaxy by ion beam assisted deposition of gallium nitride*; Surf. Coat. Tech. **128-129** (Jun./Jul. 2000), pp. 286-291.

J. Zimmermann, M. Kamp, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, A. Forchel, and R. März: *Efficient light transmission through InP based photonic crystal waveguides*; Electron. Lett. **38(4)** (Feb. 2002), pp. 178-180.

R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Long-Wavelength InP-Based Quantum Dash Lasers*; IEEE Phot. Technol. Lett. **14(6)** (Jun. 2002), pp. 735-737.

A. Bilenca, R. Alizon, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *InAs/InP 1550 nm quantum dash semiconductor optical amplifiers*; Electron. Lett. **38(22)** (Oct. 2002), pp. 1350-1351; correction: Electron. Lett. **39(1)** (Jan. 2003), pp. 170-171.

T. Mensing, L. Worschech, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Magneto-optical investigations of single self-assembled InAs/InGaAlAs quantum dashes*; Appl. Phys. Lett. **82(17)** (Apr. 2003), pp. 2799-2801.

A. Bilenca, R. Alizon, V. Mikhelashvili, D. Dahan, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Broad-Band Wavelength Conversion Based on Cross-Gain Modulation and Four-Wave Mixing in InAs-InP Quantum-Dash Semiconductor Optical Amplifiers Operating at 1550 nm*; IEEE Phot. Technol. Lett. **15(4)** (Apr. 2003), pp. 563-565.

R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Epitaxial growth of 1.55 μm emitting InAs quantum dashes on InP-based heterostructures by GS-MBE for long-wavelength laser applications*; J. Cryst. Growth **251(1-4)** (Apr. 2003), pp. 248-252.

L. Bach, W. Kaiser, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *1.54 μm Single Mode InP-Based Q-Dash Lasers*; Electron. Lett. **39(13)** (Jun. 2003), pp. 985-987.

R. Alizon, A. Bilenca, H. Dery, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Cross-gain modulation in inhomogeneously broadened gain spectra of InP-Based 1550 nm quantum dash optical amplifiers: Small-signal bandwidth dependence on wavelength detuning*; Appl. Phys. Lett **82(26)** (Jun. 2003), pp. 4660-4662.

H. Dery, E. Benisty, A. Epstein, R. Alizon, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *On the nature of quantum dash structures*; J. Appl. Phys. **95(11)** (Jun. 2004), pp. 6103-6111.

R. Alizon, D. Hadass, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, A. Somers, J.P. Reithmaier, A. Forchel, A. Calligaro, S. Bansropun, and A. Krakowski: *Multiple wavelength amplification in wide band high power 1550 nm quantum dash optical amplifier*; Electron. Lett. **40(12)** (Jun. 2004), pp. 760-761.

S. Deubert, A. Somers, W. Kaiser, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *InP-based quantum dash lasers for wide gain bandwidth applications*; J. Cryst. Growth **278** (Apr. 2005), pp. 346-350.

Konferenzbeiträge:

J.W. Gerlach, R. Schwertberger, D. Schrupp, S. Sienz, W. Attenberger, and B. Rauschenbach: *Influence of the Ion Irradiation During Low-Energy Nitrogen Ion Assisted Deposition of Wurtzitic Gallium Nitride Films on Sapphire*; Proc. Int. Workshop on Nitride Semiconductors; IPAP Conf. Series 1, pp. 202-205; IWN Nagoya, Japan (Sept. 2000).

R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Quantenpunktlaser auf InP für den 1.55 - 1.8 μm Wellenlängenbereich*; Verhandlungen der DPG, DPG-Frühjahrstagung, HL 22.8, Regensburg (Mär. 2002).

J. Zimmermann, M. Kamp, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, A. Forchel, and R. März: *Charakterisierung von Wellenleitern in photonischen Kristallen auf InP-Basis*; Verhandlungen der DPG, DPG-Frühjahrstagung, HL 4.6, Regensburg (Mär. 2002).

R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Self-assembled*

quantum-dash lasers on the InP system; Proc. 14th Indium Phosphide and Related Materials Conference (IPRM), pp. 717-720, Stockholm, Sweden (May 2002).

J. Zimmermann, M. Kamp, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, A. Forchel, and R. März: *Wavelength selective directional couplers in InP based photonic crystals*; Workshop and EOS Topical Meeting on Two Dimensional Photonic Crystals, paper I-18, Monte Verita, Ascona, Switzerland, (Aug. 2002).

R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Epitaxial growth of 1.55 μm emitting InAs quantum dashes on InP-based heterostructures by GS-MBE for long-wavelength laser applications*; Int. Conf. on Molecular Beam Epitaxy (MBE), pp. 29-30, San Francisco, USA (Sept. 2002).

R. Alizon, A. Bilenca, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Linear and non-linear characteristics of InAs/InP quantum dash optical amplifiers at 1550 nm*; Europ. Conf. on Opt. Commun. (ECOC), postdeadline paper, Copenhagen, Denmark, (Sept. 2002).

J. Zimmermann, M. Kamp, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, A. Forchel, and R. März: *Wavelength selective photonic crystal waveguide directional couplers based on InP*; Int. workshop on photonic and electromagnetic crystal structures (PECS-IV) , paper I-47 (p. 81), Los Angeles, USA (Oct. 2002).

D. Gold, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *InAs/InGaAlAs/InP Quantum Dash Lasers for Telecommunication Applications*; 15th IEEE Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting (LEOS), pp. 25-26, Glasgow, Scotland (Nov. 2002).

T. Mensing, L. Worschech, Y. Ling, S. Kaiser, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, und A. Forchel: *Optical characterization of single self-assembled InAs/InGaAlAs quantum dashes*; Verhandlungen der DPG, DPG-Frühjahrstagung, HL 44.4, Regensburg (Mär. 2003).

A. Bilenca, R. Alizon, D. Dahan, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Multi-THz Wavelength Conversion by Four Wave Mixing and Cross Gain Modulation in an InAs/InP Quantum Dash Semiconductor Optical Amplifier Operating at 1.55 μm* ; Conference on Optical Fiber Communication (OFC), Atlanta, Georgia, USA (Mar. 2003).

R. Alizon, A. Bilenca, V. Mikhelashvili, D. Dahan, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Characterization Of Gain Dynamics In InAs/InP 1550 nm Quantum Dash Lasers And Optical Amplifiers Using Spectrally*

Resolved Optical Modulation And Cross Gain Modulation; Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore, Maryland, USA (May 2003).

R. Alizon, V. Mikhelashvili, H. Dery, A. Bilenca, G. Eisenstein, R. Schwertberger, D. Gold, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *The effect of inhomogeneous gain broadening on static characteristics of 1.5 μm InAs/InP quantum dash lasers*; European Conference on Optical Communication (ECOC), Rimini, Italien (Sept. 2003).

J.P. Reithmaier, S. Deubert, R. Krebs, F. Klopff, R. Schwertberger, A. Somers, L. Bach, W. Kaiser, A. Forchel, R. Alizon, D. Hadass, A. Bilenca, H. Dery, B. Mikhelashvili, G. Eisenstein, M. Calligaro, S. Bansropun, and M. Krakowski: *Lasers and Amplifiers Based on Quantum Dot Like Gain Material*; Photonics West, San Francisco, USA (Jan. 2004).

P. Resneau, M. Calligaro, S. Bansropun, M. Krakowski, R. Schwertberger, A. Somers, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *High-power and low-noise 1.55- μm InP-based quantum-dash lasers*; Photonics Europe, Strasbourg, Frankreich (Apr. 2004).

A. Somers, Ch. Weichelt, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Tailored InP-Based Quantum Dash Structures for Ultra-Wide Gain Bandwidth Applications*; Conference on InP and Related Materials (IPRM), Kagoshima, Japan (Jun. 2004).

M. v.d.Poel, T.W. Berg, J. Mørk, D. Birkedal, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, J.P. Reithmaier, A. Forchel, M. Calligaro, S. Bansropun, and M. Krakowski: *Measurements of gain and index dynamics in quantum dash semiconductor optical amplifiers*; Optical Amplifiers and their Applications (OAA), San Francisco, USA (Jun. 2004).

D. Hadass, R. Alizon, H. Dery, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, R. Schwertberger, A. Somers, J.P. Reithmaier, A. Forchel, M. Calligaro, S. Bansropun, and M. Krakowski: *Spectrally Resolved Dynamical Characteristics of InAs/InP Quantum Dash Lasers Operating at 1550 nm*; European Conference on Optical Communication (ECOC), Stockholm, Schweden (Sept. 2004).

I.P. Marko, A.R. Adams, S.J. Sweeney, S.R. Jin, B.N. Murdin, R. Schwertberger, A. Somers, J.P. Reithmaier, and A. Forchel: *Experimental investigations into the thermal properties of 1.5-1.8- μm InAs/InP quantum dash lasers*; International Semiconductor Laser Conference (ISLC), Matsue, Japan (Sept. 2004).

Versicherung an Eides statt

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

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

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

Am 07.06.2000 wurde mir von der Universität Augsburg der akademische Grad „Diplom-Physikerin (Univ.)“ verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Zürich, den 04.11.2004

Ruth Schwertberger