

**Herstellung und Charakterisierung von  
kanten- und vertikalemittierenden  
(Ga)InAs/Ga(In)As-  
Quantenpunkt(laser)strukturen**

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

vorgelegt von

**Roland Krebs**

geboren in Aschaffenburg

Würzburg 2004

Eingereicht am:  
bei der Fakultät für Physik und Astronomie

07. September 2004

1. Gutachter der Dissertation:  
2. Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. J. P. Reithmaier  
Prof. Dr. J. Geurts

1. Prüfer der mündlichen Prüfung:  
2. Prüfer der mündlichen Prüfung:

Prof. Dr. J. P. Reithmaier  
Prof. Dr. H. Fraas

Tag der mündlichen Prüfung:

29. September 2004

Doktorurkunde ausgehändigt am:

# Inhaltsverzeichnis

<b>Zusammenfassung</b>	<b>1</b>
<b>Summary</b>	<b>6</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>2 Theoretische Grundlagen</b>	<b>16</b>
2.1 Molekularstrahlepitaxie und Quantenpunktwachstum	16
2.1.1 Molekularstrahlepitaxie: Funktionsprinzip und Schichtwachstum	16
2.1.2 Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus	19
2.2 Quantenpunkte	22
2.2.1 Zustandsdichte und elektronische Struktur	22
2.2.2 Ladungsträgerrelaxation	25
2.2.3 Entartung der Energieniveaus in Quantenpunkten	28
2.2.4 Vertikal verspannungsgekoppelte Quantenpunkte	29
2.3 Halbleiterlaser	32
2.3.1 Grundlagen	32
2.3.2 Ratengleichungen für Ladungsträgerverluste und Photonenerzeugung	34
2.3.3 Abhängigkeit der Schwellenstromdichte von Resonatorlänge und optischer Verstärkung	37
2.3.4 Ausgangsleistungs-Strom-Charakteristik	38
2.3.5 Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte von Quantenpunktlasern	38
2.3.6 Temperaturabhängigkeit der Emissionswellenlänge von Quantenpunktlasern	41
2.3.7 Dynamische Eigenschaften	43
<b>3 Herstellung von InAs/GaInAs-DWELL-Laserstrukturen</b>	<b>48</b>
3.1 Struktur und Eigenschaften der DWELL-Schichten	48
3.2 Aufbau der DWELL-Laserstrukturen	53

3.3	Prozessierung der Proben . . . . .	56
3.4	Die elektrischen und optischen Messplätze . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Charakterisierung von InAs/GaInAs-DWELL-Laserstrukturen</b>	<b>61</b>
4.1	Voruntersuchungen . . . . .	61
4.2	Optische Verstärkung der Laserstrukturen . . . . .	65
4.3	Elektrische Grundcharakterisierung der DWELL-Laserstrukturen . . . . .	69
4.4	Laserstruktur mit vertikal verspannungsgekoppelten Quantenpunkten . . . . .	74
4.5	Stegwellenleiterlaser . . . . .	77
4.6	DFB-Laser . . . . .	81
4.7	Dynamische Eigenschaften der DFB-Laser . . . . .	87
<b>5</b>	<b>Theoretische Grundlagen von vertikalemittierenden Mikroresonatoren</b>	<b>94</b>
5.1	Reflektivität eines Bragg-Spiegels . . . . .	94
5.2	Auswirkungen kleiner Abweichungen der Wellenlänge von der Resonanzbedingung . . . . .	97
5.3	Stoppbandbreite, effektive Resonatorlänge und Resonatorgüte . . . . .	98
<b>6</b>	<b>Herstellung und Charakterisierung von AlAs/GaAs-Quantenpunkt-Mikroresonatoren</b>	<b>102</b>
6.1	Herstellung der Mikroresonatoren . . . . .	102
6.2	Charakterisierung der Mikroresonatoren . . . . .	106
<b>7</b>	<b>Herstellung und Charakterisierung von Al(Ga)As/GaAs-Quantenpunkt-VCSELn</b>	<b>112</b>
7.1	Theoretische Grundlagen . . . . .	112
7.2	Herstellung von Al(Ga)As/GaAs-Quantenpunkt-VCSELn . . . . .	116
7.3	Charakterisierung von Al(Ga)As/GaAs-Quantenpunkt-VCSELn . . . . .	124
7.3.1	Reflexions- und Photolumineszenzmessungen . . . . .	124
7.3.2	Charakterisierung im gepulsten Betrieb . . . . .	125
7.3.3	Charakterisierung im Dauerstrichbetrieb . . . . .	132
7.4	Alternative Vorschläge für den Aufbau von VCSEL-Strukturen . . . . .	134
	<b>Anhang A: Verwendete Abkürzungen</b>	<b>139</b>
	<b>Anhang B: Probenaufbau</b>	<b>141</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>145</b>

**Teile dieser Arbeit wurden bereits veröffentlicht:**

- F. Klopff, R. Krebs, J. P. Reithmaier, A. Forchel  
High-Temperature Operation 1.3  $\mu\text{m}$  Quantum-Dot Lasers for Telecommunication Applications  
*IEEE Phot. Technol. Lett.* Vol 13 No 8 764-766 (2001)
- F. Klopff, R. Krebs, A. Wolf, M. Emmerling, J. P. Reithmaier, A. Forchel  
InAs/GaInAs quantum dot DFB lasers emitting at 1.3  $\mu\text{m}$   
*Electron. Lett.* Vol 37, 634-635 (2001)
- R. Krebs, F. Klopff, S. Rennon, J. P. Reithmaier, A. Forchel  
High frequency characteristics of InAs/GaInAs quantum dot distributed feedback lasers emitting at 1.3  $\mu\text{m}$   
*Electron. Lett.* Vol 37 No 20 1223-1225 (2001)
- R. Krebs, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel  
High Performance 1.3  $\mu\text{m}$  Quantum-Dot Lasers  
*Jpn. J. Appl. Phys.* Vol 41 1158-1161 (2002)
- 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  $\mu\text{m}$   
*J. Cryst. Growth* Vol 251 742-747 (2003)
- I. P. Marko, A. D. Andreev, A. R. Adams, R. Krebs, J. P. Reithmaier, A. Forchel  
High-pressure studies of the recombination processes, threshold currents, and lasing wavelengths in InAs/GaInAs quantum dot lasers  
*Phys. Stat. Sol.* Vol 235 407-411 (2003)
- I. P. Marko, A. D. Andreev, A. R. Adams, R. Krebs, J. P. Reithmaier, A. Forchel  
The Role of Auger Recombination in InAs 1.3- $\mu\text{m}$  Quantum-Dot Lasers Investigated Using High Hydrostatic Pressure  
*IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* Vol 9 No 5 1300-1307 (2003)

**Konferenzbeiträge:**

R. Krebs, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel

1.3  $\mu\text{m}$ -InAs/GaInAs-Quantenpunktlaser mit anwendungsrelevanten Bauteildimensionen und -eigenschaften

*65. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik 2001*

Hamburg, 26-30. März 2001

R. Krebs, S. Rennon, J. P. Reithmaier, A. Forchel

Hochfrequenzeigenschaften von 1.3  $\mu\text{m}$ -InAs/GaInAs-Quantenpunkt-DFB-Lasern

*66. DPG-Frühjahrstagung des Arbeitskreises Festkörperphysik 2002*

Regensburg, 11-15. März 2002

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  $\mu\text{m}$

*12<sup>th</sup> Conference on Molecular Beam Epitaxy (MBE XII)*

San Francisco, USA, 15-20. September 2002

# Zusammenfassung

Auf Quantenpunkten basierende Halbleiterlaser im GaAs-Materialsystem stellen insbesondere für den Einsatz in der Datenübertragung in lokalen Netzwerken (LAN) im Wellenlängenbereich um  $1.3\ \mu\text{m}$  eine vielversprechende Alternative zu den existierenden Bauteilen auf InP-Basis dar. Denn in diesem Materialsystem sind im Vergleich zum GaAs-System sowohl Herstellungskosten und -aufwand höher als auch die Bauteileigenschaften (Schwellenstrom, Quanteneffizienz, interne Absorption) aufgrund der Materialparameter schlechter.

Im Vergleich zu Quantenfilmlasern haben Quantenpunktlaser (unter anderem) die Vorteile, dass kleinere Schwellenströme zu erreichen sind und die Emissionswellenlänge über einen größeren Bereich abgestimmt werden kann, da diese aufgrund der Größenfluktuation im Quantenpunktensemble über ein breites Verstärkungsspektrum verfügen. Insbesondere für die Telekommunikation eine hilfreiche Eigenschaft von Quantenpunktlasern ist auch, dass sich die Linienbreite unter direkter Modulation („Chirp“) weniger verbreitert, als bei Quantenfilmlasern, was in DWDM-Anwendungen (DWDM: dense wavelength division multiplexing) eine größere Anzahl von Kanälen, d.h. höhere Übertragungsraten, ermöglicht. Diese Eigenschaften - kleine Schwellenströme, großer Verstimmbereich, kleiner Chirp - werden anhand der in dieser Arbeit vorgestellten Laser aufgezeigt werden.

Im Hinblick auf den Einsatz in der optischen Datenübertragung ist es wünschenswert, neben kantenemittierenden Laserdioden, die das Licht in der Ebene emittieren, auch oberflächenemittierende Laser (VCSEL) zur Verfügung zu haben. Denn das Licht von VCSELn kann aufgrund ihres zirkularen Strahlprofils deutlich effizienter und ohne aufwändige Optik in Glasfasern eingekoppelt werden. Daher wurden im Rahmen dieser Arbeit auch Untersuchungen an oberflächenemittierenden Quantenpunktstrukturen durchgeführt.

Im ersten Teil der Arbeit (Kapitel 2 - 4) werden zunächst die theoretischen Grundlagen und die für die Herstellung von  $1.3\ \mu\text{m}$  Quantenpunktlasern nötigen Voruntersuchungen behandelt und anschließend die Eigenschaften der Laser vorgestellt. Ziel dieses Teils der Arbeit war es, monomodige  $1.3\ \mu\text{m}$  Quantenpunktlaser für Telekommunikationsanwendungen herzustellen und deren Eigenschaften zu optimieren. Während der Voruntersuchungen wurden Testproben hergestellt, die nur aus einer GaAs-Pufferschicht und den durch GaAs-Barrieren getrennten sechs InAs/GaInAs-Quantenpunktschichten bestehen. Bei einem Teil der Proben wurde die Deckschicht aus GaAs weggelassen, um die Quantenpunkte im Elektronenmikroskop direkt betrachten und Aussagen über Flächen-

dichte, Größenfluktuation und Dimension machen zu können. Die mit einer Deckschicht versehenen Proben wurden mit optischer Spektroskopie charakterisiert. Der Aufbau der Quantenpunktschichten folgt dem „Dots in a Well“-Konzept (DWELL-Konzept), bei dem InAs-Quantenpunkte in einen GaInAs-Quantenfilm eingebettet werden [Les99]. Dabei ist der Teil des Quantenfilms, auf dem die Quantenpunkte entstehen, für deren Morphologie und Flächendichte ausschlaggebend. Dagegen bewirkt der Teil des Quantenfilms, der die Quantenpunkte bedeckt, die Rotverschiebung der Emissionswellenlänge auf etwa 1.3  $\mu\text{m}$  durch die teilweise Aufnahme der Verspannung in den Quantenpunkten und durch Verminderung der In-Segregation aus diesen. Das DWELL-Konzept erlaubt die Herstellung von Quantenpunktschichten, deren optische Verstärkung groß genug ist, um in einer Laserstruktur Laserbetrieb zu ermöglichen. Die DWELL-Schichten waren zunächst symmetrisch aufgebaut, d.h. es wurden 5 nm GaInAs vor und nach den Quantenpunkten abgeschieden. Die Untersuchungen an weiteren Testproben ergaben jedoch, dass eine asymmetrische Verteilung des Quantenfilms um die Quantenpunkte, nämlich 1 nm unterhalb und 5 nm oberhalb der Quantenpunkte, die geringste Linienbreite des Grundzustandsübergangs (30 meV; symmetrisch: 40 meV) und den größten Niveauabstand zwischen Grundzustand und erstem angeregtem Zustand (75 meV; symmetrisch: 60 meV) ergibt. Diese Daten resultieren aus nun kleineren Quantenpunkten (Durchmesser: 15 nm; symm. 20 nm) mit geringerer Größenfluktuation. Weitere Untersuchungen an vertikal verspannungsgekoppelten Quantenpunkten ergaben, dass sich auf diesem Weg die Linienbreite des Grundzustandsübergangs etwa halbieren lässt.

Die anhand der Testproben optimierten Quantenpunktschichten wurden als aktive Zone in eine Laserstruktur mit verbreitertem Wellenleiter eingebettet. Eine Messung der optischen Verstärkung einer solchen Laserstruktur mit sechs Quantenpunktschichten ergab einen Wert von 16.6 1/cm (für den Grundzustandsübergang) bei einer Stromdichte von 850 A/cm<sup>2</sup>. Dadurch ist Laserbetrieb auf dem Grundzustand bis zu einer Resonatorlänge von 0.8 mm möglich. Bei der Charakterisierung der Breitstreifenlaser zeigte sich, dass mit den asymmetrischen DWELL-Schichten in der aktiven Zone auch die besten Bauteildaten zu erzielen sind. Für eine Laserstruktur mit sechs asymmetrischen DWELL-Schichten und optimierten Wachstumsparametern ergab sich eine Transparenzstromdichte von etwa 20 A/cm<sup>2</sup> pro Quantenpunktschicht und eine interne Quanteneffizienz von 0.47 bei einer internen Absorption von 1.0 1/cm. Aus den Laserproben wurden außerdem Stegwellenleiterlaser hergestellt. Mit einem 0.8 mm x 4  $\mu\text{m}$  großen Bauteil konnte im gepulsten Betrieb Laseroszillation bis zu einer Rekordtemperatur von 156 °C gezeigt werden. 400  $\mu\text{m}$  x 4  $\mu\text{m}$  große Bauteile mit hochreflektierenden Spiegelvergütungen wiesen im Dauerstrichbetrieb Schwellenströme um 6 mA und externe Quanteneffizienzen an der Frontfacette von 0.23



W/A auf. Bei diesen Bauteilen ist Laserbetrieb bis 80 °C bei einer Ausgangsleistung über 1 mW möglich.

Für Telekommunikationsanwendungen werden Bauteile benötigt, die lateral und longitudinal monomodig emittieren. Bei kantenemittierenden Lasern kann dies durch das DFB-Prinzip (DFB: distributed feedback) erreicht werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurden die weltweit ersten DFB-Laser auf der Basis von 1.3  $\mu\text{m}$  Quantenpunkt-Laserstrukturen hergestellt. Dazu wurden lateral zu den Stegen durch Elektronenstrahl-Lithographie Metallgitter definiert, die durch Absorption die Modenselektion bewirken. Dank des etwa 100 nm breiten Verstärkungsspektrums der Laserstrukturen konnte eine Verstimmung der Emissionswellenlänge über einen Wellenlängenbereich von 80 nm ohne signifikante Verschlechterung der Bauteildaten erzielt werden. Im Dauerstrichbetrieb weisen 0.8 mm x 3.5  $\mu\text{m}$  große Bauteile mit hochreflektierenden Spiegelvergütungen (mit symmetrischen DWELL-Schichten) Schwellenströme von 18 mA, externe Quanteneffizienzen von 0.05 W/A an der Frontfacette und eine Seitenmodenunterdrückung größer als 50 dB auf. Die Laser lassen sich bis 80 °C bei stabiler monomodiger Emission betreiben. Anhand der 0.8 mm langen Bauteile wurden die weltweit ersten Hochfrequenzmessungen an Lasern dieser Art durchgeführt. Für Quantenpunkt-Laser sind theoretisch aufgrund der hohen differentiellen Verstärkung kleine statische Linienbreiten und ein kleiner Chirp zu erwarten. Dies zeigte sich auch im Experiment: Es ergab sich eine statische Linienbreite von 1.3 MHz (dies entspricht bei  $\lambda = 1272$  nm einem  $\Delta\lambda$  von 7.02 fm) und ein Chirp von 83 MHz/mA. Dieser Wert ist vergleichbar gering wie bei einem auf gute Hochfrequenzeigenschaften optimierten 1.55  $\mu\text{m}$  Quantenfilm-DFB-Laser auf InP-Basis (80 MHz/mA). Beim Verhalten unter Kleinsignalmodulation machte sich die thermische Limitierung stark bemerkbar. Denn die untersuchten Laser waren bei der Messung nicht auf eine Wärmesenke aufgebaut. Daher konnte nur eine maximale 3dB-Modulationsbandbreite von 5.9 GHz bei einem Injektionsstrom von 130 mA gemessen werden, während die Untersuchungen des relativen Intensitätsrauschens einen maximal erreichbaren Wert von 7.53 GHz ergeben hatten.

Der zweite Teil der Arbeit (Kapitel 5 -7) befasst sich mit vertikal emittierenden Quantenpunktstrukturen. Ziel dieses Teils der Arbeit war es, Quantenpunkt-VCSEL mit dotierten Spiegeln zunächst im Wellenlängenbereich um 1  $\mu\text{m}$  herzustellen und auf dieser Basis die Realisierbarkeit von 1.3  $\mu\text{m}$  Quantenpunkt-VCSELn zu untersuchen. Zunächst wurden undotierte Mikroresonatorstrukturen für Grundlagenuntersuchungen hergestellt, um die Qualität der Spiegelschichten zu testen und zu optimieren. Diese Strukturen bestanden aus 23.5 Perioden von Spiegelschichten aus AlAs und GaAs im unteren DBR (DBR: Distributed Bragg Reflector), einer  $\lambda$ -dicken Kavität aus GaAs mit einer Quan-

tenpunktschicht im Zentrum und einem oberen DBR mit 20 Perioden. Die hier eingesetzten Quantenpunkte emittieren im Bereich zwischen 900 und 1000 nm und werden hergestellt durch Submonolagen-Abscheidung von GaInAs und InAs auf GaAs. Da durch die Prozessierung der Mikroresonatoren die Photonen in allen drei Raumrichtungen eingeschlossen sind und sich dadurch die Resonanz zu höheren Energien verschiebt, muss die Resonanz bei der unstrukturierten Probe gegenüber der Emission der Quantenpunkte niederenergetischer verstimmter sein. Diese Verstimmung lag im Bereich von 90 meV. Es konnten Resonatoren mit sehr hohen Güten über 8000 realisiert werden. Da die Mikroresonatorstrukturen für Grundlagenuntersuchungen an einzelnen Quantenpunkten bestimmt waren, wurden auch Proben mit um den Faktor zehn verringerter Quantenpunktdichte hergestellt. Die Reduktion der Flächendichte wurde dabei durch das Wachstum der Quantenpunkte nach dem MEE-Prinzip (MEE: Migration Enhanced Epitaxy) erreicht, bei dem die Elemente der Gruppe III (Ga, In) getrennt vom Element der Gruppe V (As) angeboten werden. Insgesamt war das Ziel der spektroskopischen Untersuchungen der Nachweis der starken Kopplung zwischen der Kavitätsresonanz und der Emissionslinie eines Quantenpunktes. Für die weiteren Arbeiten hinsichtlich der Herstellung von Quantenpunkt-VCSEL-Strukturen haben die Untersuchungen an den Mikroresonatorstrukturen gezeigt, dass es an der verwendeten MBE-Anlage möglich ist, qualitativ sehr hochwertige Spiegelstrukturen herzustellen.

Aufbauend auf den Ergebnissen, die aus der Herstellung und Charakterisierung der Mikroresonatorstrukturen gewonnen worden waren, wurden nun Quantenpunkt-VCSEL-Strukturen hergestellt. Ziel der Arbeiten war es, Strukturen mit dotierten Spiegeln herzustellen, da diese eine einfache und schnelle Prozessierung mit nur einem Ätzschritt erlauben. Dazu mussten zum Einen die AlAs/GaAs-Spiegel derart modifiziert werden, dass eine Übergangsschicht zwischen den Spiegelschichten eingeführt wurde, in der der Al-Gehalt langsam von 0 auf 100 % (und umgekehrt) übergeführt wird. Dies ist notwendig, um den Ladungsträgertransport durch die Spiegel (vor allem auf der p-Seite) zu verbessern. Um mehr optische Verstärkung zur Verfügung zu haben, wurden nun außerdem zwei Schichten mit (Ga)InAs/GaAs in die  $\lambda$ -Kavität eingebettet. Da allerdings aufgrund der Absorption durch freie Ladungsträger die Verstärkung für den Laserbetrieb auf dem Grundzustand nicht ausreichte, wurde die Kavitätsresonanz auf den Übergang vom ersten angeregten Zustand der Quantenpunkte, also auf etwa 950 nm, abgestimmt, wo wegen der Entartung eine höhere Verstärkung zur Verfügung steht. Die VCSEL-Strukturen waren als Bottom-Emitter ausgelegt, was bedeutet, dass die Emission aus der Substratseite erfolgt. Dieses Design ermöglicht den Aufbau der Proben mit der Epitaxieseite auf eine Wärmesenke. Es wurden Strukturen mit 17.5 Perioden im unteren und 21 Perioden im oberen DBR sowie

mit 20.5 Perioden im unteren und 30 Perioden im oberen DBR hergestellt. Erwartungsgemäß zeigten die VCSEL mit der höheren Spiegelanzahl auch die besseren Bauteildaten. Im gepulsten Betrieb konnte für ein Bauteil bei 950 nm mit 40  $\mu\text{m}$  Durchmesser ein Schwellenstrom von 46.6 mA bei einer externen Quanteneffizienz von 0.99 W/A und einer Ausgangsleistung über 200 mW ohne thermische Limitierung nachgewiesen werden. Um VCSEL auch im Dauerstrich betreiben zu können, wurden Bauteile mit Oxidapertur hergestellt. Dazu wurden bei 30  $\mu\text{m}$  großen Mesen die beiden Aperturschichten aus AlAs auf beiden Seiten der Kavität zur Strompfadbegrenzung bis auf 6  $\mu\text{m}$  einoxidiert. Diese Bauteile zeigten im Dauerstrichbetrieb einen Schwellenstrom von 2.8 mA bei einer externen Quanteneffizienz von 0.19 W/A und einer thermisch limitierten Ausgangsleistung von 1 mW. Diese Daten sind vergleichbar mit denen von Quantenpunkt-VCSEL-Strukturen mit undotierten dielektrischen Spiegeln. Somit konnte hier gezeigt werden, dass die Realisierung von Quantenpunkt-VCSELn im Wellenlängenbereich um 1  $\mu\text{m}$  mit komplett dotierten Spiegeln ohne größere Abstriche bei den Bauteildaten möglich ist. Bei der Realisierung von 1.3  $\mu\text{m}$  Quantenpunkt-VCSELn mit dotierten Spiegeln bereitet die im Vergleich zu den Absorptionsverlusten geringe optische Verstärkung Probleme. Um die Verluste durch Absorption zu vermindern und somit funktionsfähige VCSEL-Strukturen herzustellen gibt es zwei Möglichkeiten:

- Eine Modifikation des Dotierprofils vor allem auf der p-Seite, die Verwendung einer Tunnelodiode auf der p-Seite, mit der die Ladungsträger von n nach p konvertiert werden, oder die Verwendung von undotierten Spiegeln mit Strominjektion direkt in die Kavität.
- Die Erhöhung der Zahl der Quantenpunktschichten, um eine höhere optische Verstärkung zur Verfügung zu haben.

# Summary

Semiconductor lasers based on quantum dots in the GaAs material system are a promising alternative to existing InP-based devices for data transmission in local area networks (LAN) in the wavelength region around 1.3  $\mu\text{m}$ . This is due to the fact that in the InP material system the fabrication costs and processing efforts are higher and the device properties (threshold current, quantum efficiency, internal absorption) are worse than in the GaAs system.

In comparison to quantum well lasers, quantum dot lasers provide (among others) the advantages that lower threshold currents are achievable and that the emission wavelength can be tuned over a larger range because the gain spectrum is wider due to the inhomogeneous broadening of the size distribution. A particularly useful feature of quantum dot lasers for telecommunication applications is that the linewidth shows less broadening under direct modulation („chirp”) as compared to quantum well lasers, which allows more channels in DWDM applications (DWDM: dense wavelength division multiplexing). Therefore, higher data transmission rates are possible. These properties - low threshold currents, large tuning range, low chirp - will be pointed out with the lasers presented in this thesis.

With regards to the application in optical data transmission, it is desirable to have not only edge emitting lasers that emit light in the plane, but also vertical cavity surface emitting lasers (VCSELs). The light produced by VCSELs can be coupled into fibers much more efficiently and without complex optics because of the circular beam profile. Therefore, in the scope of this thesis experiments also were performed on vertical cavity surface emitting quantum dot structures.

The first part of the thesis (chapter 2 - 4) deals with the theoretical basics and the preliminary investigations which were done before the fabrication of 1.3  $\mu\text{m}$  quantum dot lasers as well as the characteristics of these lasers. The objective of this part of the thesis was the fabrication of single mode 1.3  $\mu\text{m}$  quantum dot lasers for telecommunication applications and the optimization of their properties. During the preliminary investigations test samples were fabricated which were made up of a GaAs buffer layer and six InAs/GaInAs quantum dot layers separated by GaAs barriers. A part of the samples was left without the GaAs cap layer in order to examine the quantum dot surface in an electron microscope and to investigate the area density, the size fluctuation and the dimensions of the quantum dots. The samples with a cap layer were characterized with

optical spectroscopy. The structure of the quantum dot layers follows the „dots in a well” concept (DWELL concept), in which the InAs quantum dots are embedded in a GaInAs quantum well [Les99]. The part of the quantum well on which the quantum dots form determines their morphology and area density. However, the part of the quantum well which caps the quantum dots produces the red shift of the emission wavelength to about 1.3  $\mu\text{m}$  by partially taking up the strain in the quantum dots and by decreasing the In segregation out of them. The DWELL concept allows the fabrication of quantum dot layers whose gain is high enough to permit laser operation when included in a laser structure. At first, the DWELL layers had a symmetric structure, i.e. 5 nm GaInAs were deposited below and on top of the quantum dots. However, the experiments on further test samples showed that an asymmetric distribution of the quantum well around the quantum dots, namely 1 nm below and 5 nm on top of the quantum dots, results in the smallest line width of the ground state transition (30 meV; symmetric: 40 meV) and in the biggest level distance between ground state and first excited state (75 meV; symmetric: 60 meV). This data is a result of now smaller dots (diameter: 15 nm; symmetric: 20 nm) with a smaller size fluctuation. Further investigations on vertically strain coupled quantum dots showed that by this method the linewidth of the ground state transition can be halved.

The quantum dot layers optimized by the examination of the test samples were included in the active region of a laser structure with a large optical cavity. The measurement of the optical gain of such a laser structure with six quantum dot layers yielded a value of 16.6 1/cm (for the ground state transition) at a current density of 850 A/cm<sup>2</sup>. Thus, laser operation on the ground state is possible down to a cavity length of 0.8 mm. During the characterization of the broad area lasers, it turned out that the best device performance could be achieved with asymmetric DWELL layers in the active region. For a laser structure with six asymmetric DWELL layers and optimized growth parameters, a transparency current density of about 20 A/cm<sup>2</sup> per quantum dot layer and an internal quantum efficiency of 0.47 at an internal absorption as low as 1.0 1/cm could be obtained. Based on the laser structures ridge waveguide lasers were processed. With a 0.8 mm  $\times$  4  $\mu\text{m}$  large device, laser operation in pulsed mode until 156 °C could be demonstrated. 400  $\mu\text{m}$   $\times$  4  $\mu\text{m}$  large devices with highly reflective mirror coatings operated in continuous wave mode showed threshold currents as low as 6 mA and external quantum efficiencies at the front facet of 0.23 W/A. With these devices continuous wave operation up to 80 °C at an output power above 1 mW is possible.

For telecommunication applications devices are needed that show lateral and longitudinal single mode emission. In the case of edge emitting lasers this can be realized with the DFB principle (DFB: distributed feedback). In the scope of this thesis the worldwi-

de first DFB lasers on 1.3  $\mu\text{m}$  quantum dot laser structures were fabricated. During the process, metal gratings lateral to the ridges were defined by electron beam lithography which cause the mode selection by absorption. Due to the 100 nm broad gain spectrum of the laser structures, the emission wavelength could be tuned over a range of about 80 nm without a significant degradation of the device properties. In continuous wave operation 0.8 mm  $\times$  3.5  $\mu\text{m}$  large devices with highly reflective mirror coatings (with symmetric DWELL layers) showed threshold currents of 18 mA, external quantum efficiencies of 0.05 W/A at the front facet and a side mode suppression ratio above 50 dB. The lasers can be operated up to 80  $^{\circ}\text{C}$  at a stable single mode emission. With the 0.8 mm long DFB lasers the worldwide first high frequency measurements on lasers of this kind were performed. For quantum dot lasers one theoretically expects a small static linewidth and a small chirp because of the high differential gain. This was confirmed by the experiment: For the static linewidth a value as low as 1.3 MHz (this corresponds to a  $\Delta\lambda$  of 7.02 fm at an emission wavelength of  $\lambda = 1272$  nm) and a chirp of 83 MHz/mA was determined. This latter value is comparably low to that of a 1.55  $\mu\text{m}$  quantum well DFB laser based on InP optimized for good high frequency performance (80 MHz/mA). In the behavior under small signal modulation the thermal limitation was clearly perceivable, for the lasers were not mounted on a proper heat sink during the measurement. Therefore, a 3 dB modulation bandwidth of only 5.9 GHz at an injection current as high as 130 mA (112 mA above threshold) could be measured, while the evaluation of the relative intensity noise yielded a theoretical maximum value of 7.53 GHz.

The second part of the thesis (chapter 5 - 7) deals with vertical cavity surface emitting quantum dot structures. The main objective of this part of the thesis was to fabricate quantum dot VCSELs with doped mirrors in wavelength range around 1  $\mu\text{m}$  and to examine on this basis the realizability of 1.3  $\mu\text{m}$  quantum dot VCSELs. At first, undoped microresonator structures for fundamental studies were fabricated in order to test and to optimize the quality of the mirror layers. These structures consisted of 23.5 periods of AlAs and GaAs mirror layers in the lower DBR (DBR: Distributed Bragg Reflector), a  $\lambda$  thick GaAs cavity with a single quantum dot layer in the center and an upper DBR with 20 periods. The quantum dots used here emit in the range between 900 and 1000 nm and are fabricated by submonolayer deposition of GaInAs and InAs on GaAs. The photons are confined in three dimensions after the processing of the microresonators and thus the cavity resonance is shifted to higher energies. For this there has to be a detuning of the resonance to the low energy side in respect to the quantum dot emission in the unstructured sample. This detuning was in the range of 90 meV. Resonators with high quality factors well above 8000 could be realized. As the microresonator structures were

destined for fundamental studies on single quantum dots, samples with an area density reduced by a factor of about 10 as compared to the previous samples were also fabricated. The reduction of the area density was realized by means of growing the quantum dots in MEE mode (MEE: migration enhanced epitaxy), where the group III elements (Ga, In) and the group V elements (As) are deposited separately. To sum up, the objective of the spectroscopic investigations was the proof of the strong coupling between the cavity resonance and the emission line of a single quantum dot. For the further workings concerning the fabrication of quantum dot VCSEL structures the investigations on the microresonator samples have shown that with the MBE system used it is possible to fabricate high quality mirror structures.

Based on the results from the fabrication and characterization of the microresonator structures, quantum dot VCSEL structures were fabricated. The objective of the workings was to fabricate structures with doped mirrors, which allow a simple and fast processing with only one etch step. For that purpose, the AlAs/GaAs mirrors had to be modified so that there was a grading between the two layers in which the Al content is decreased and increased from 100 % to 0 % and vice versa. This is necessary to facilitate the carrier transport mainly on the p side. In order to obtain more optical gain, two layers of (Ga)InAs/GaAs were included in the  $\lambda$  cavity. However, due to the free carrier absorption in the mirrors, the gain from the ground state transition is not sufficient to allow for laser operation. Therefore, the resonance was tuned to the first excited state transition (about 950 nm), where the gain is higher due to degeneracy. The VCSEL structures were designed as bottom emitters, which means that they emit from the substrate side. This design permits the epi-side down mounting of the samples on a heat sink. Samples with 17.5 periods in the lower and 21 periods in the upper DBR as well as samples with 20.5 periods in the lower and 30 periods in the upper DBR were fabricated. As expected, the VCSELs with the higher number of periods showed the better device performance. In pulsed operation for a device emitting at 950 nm with a diameter of 40  $\mu\text{m}$ , a threshold current of 46.6 mA at an external quantum efficiency of 0.99 W/A and an output power well above 200 mW without a thermal limitation could be demonstrated. To be able to operate the VCSELs in continuous wave mode, devices with oxide aperture were processed. For that purpose, on 30  $\mu\text{m}$  pillars both aperture layers consisting of AlAs adjacent to the cavity were oxidized down to a diameter of 6  $\mu\text{m}$  to confine the current path. These devices showed a threshold current of 2.8 mA, an external quantum efficiency of 0.19 W/A and a thermally limited output power of 1 mW in continuous wave mode. This data is comparable to that of quantum dot VCSEL devices with undoped dielectric mirrors. Thus it could be demonstrated that the realization of quantum dot VCSELs in the 1

$\mu\text{m}$  wavelength range with doped mirrors is possible without having to accept a trade-off as to the device performance. When trying to realize  $1.3\ \mu\text{m}$  quantum dot VCSELs with doped mirrors one runs into problems with the optical gain which is rather low as compared to the absorption losses. In order to fabricate working  $1.3\ \mu\text{m}$  quantum dot VCSEL structures there are basically two possibilities:

- The reduction of the losses by the modification of the doping profile mainly on the p side, with the inclusion of a tunnel junction on the p side to convert electrons to holes or by the fabrication of undoped mirrors in combination with the current injection directly into the cavity.
- The increase of the number of quantum dot layers to obtain more gain to overcome the losses.



# Kapitel 1

## Einleitung

Am Beginn des 21. Jahrhunderts sind Halbleiterbauelemente zu einem festen und unabdingbaren Bestandteil des alltäglichen Lebens geworden. In Computern, PKWs, Industrieanlagen, HIFI-Geräten, Telekommunikationsanlagen, u.v.m. verrichten sie ihren Dienst oft ohne dass es uns bewusst ist. Dabei begann die Forschung an Halbleitermaterialien erst vor wenigen Jahrzehnten. Was den Bereich der Halbleiterlaser angeht, so liegt die Entdeckung von Laseremission in Halbleitern rund 40 Jahre zurück [Hal62][Hol62][Nat62][Qui62]. Seit dieser Zeit haben sich sowohl Technologie, insbesondere die Einführung der Molekularstrahl- und Gasphasenepitaxie für die Herstellung von Halbleiterlasern, als auch das Verständnis der physikalischen Grundlagen, man denke nur an die Einführung von Heterostrukturen, das Verständnis der Degradationsmechanismen und des Einflusses der Dimension der aktiven Schicht auf die Lasereigenschaften, stetig weiterentwickelt. Dieser ständige Fortschritt in der Entwicklung hat dazu geführt, dass Halbleiterlaser heute sehr vielseitig einsetzbar sind, wie z.B. in der Gassensorik, als Pumpquellen für Festkörperlaser, in der optischen Datenverarbeitung und -speicherung, für die optische Datenübertragung über Glasfasern und nicht zuletzt auch in CD-Playern und Laserdruckern. Es ist zu erwarten, dass Halbleiterlaser wegen ihrer vielen Vorteile, wie z.B. höhere Effizienz, höhere Lebensdauer, geringerer Platzbedarf und höhere Flexibilität, die Gaslaser in nicht allzu ferner Zukunft komplett ersetzen werden.

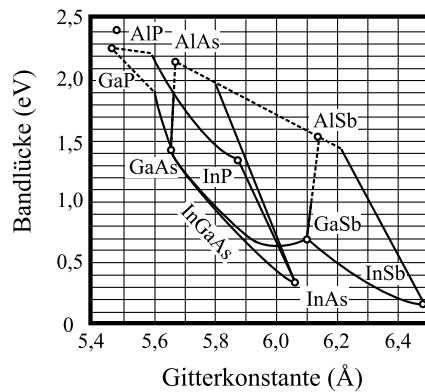
Die große Errungenschaft am Ende des zwanzigsten Jahrhunderts, das Internet, war gar nur mit Hilfe von Halbleiterlasern und -dioden als photonische Sende- und Empfangseinheiten an den Enden von Glasfasern möglich. Da das Internet und die damit verbundene Telekommunikation einen ständig expandierenden Markt darstellen, nimmt auch die Nachfrage nach Halbleiterlasern stetig zu. Gleichzeitig steigen jedoch auch die Anforderungen an diese Bauelemente: Verlangt werden höhere Übertragungsraten (bessere Hochfrequenzeigenschaften), niedrigere Schwellenstromdichten, höhere Effizienzen, geringe Temperaturempfindlichkeit und nicht zuletzt ein geringer Preis. Daher ist es Gegenstand intensiver

Forschungsanstrengungen, die Eigenschaften der für die Telekommunikation verwendeten Lasertypen zu verbessern. Diese unterteilen sich in drei Gruppen:

- für Kurzstrecken:  $\lambda=850$  nm
- für Strecken bis ca.10 km:  $\lambda=1.3$   $\mu\text{m}$
- für Langstrecken:  $\lambda=1.55$   $\mu\text{m}$

Die jeweiligen Wellenlängen ergeben sich aus den Glasfasereigenschaften. Bei etwa 1.3  $\mu\text{m}$  hat die Dispersion in Glasfasern einen Nulldurchgang, was hohe Übertragungsraten ermöglicht, und bei 1.55  $\mu\text{m}$  ist die Dämpfung des Signals minimal. Der exakte Wert für die Wellenlängen ist dabei abhängig von der genauen Zusammensetzung des Fasermaterials (Dotierung, etc.).

Abbildung 1.1 zeigt den Zusammenhang zwischen Gitterkonstante und Bandlückenenergie für verschiedene Materialsysteme, auf die für die Herstellung von Halbleiterlasern zurückgegriffen wird.



**Abbildung 1.1:** Bandlückenenergie vs. Gitterkonstante für verschiedene Materialsysteme (nach [Col95])

In der ersten Gruppe werden in der Regel GaAs/AlGaAs-Laser verwendet. Für den Langstreckenbereich kommen meist Laser auf Basis von InP mit GaInAsP-Quantenfilmen zum Einsatz. Außerdem lässt sich die Emissionswellenlänge 1.55  $\mu\text{m}$  durch Beimischung von Stickstoff zu einem GaInAs-Quantenfilm [Fis00][Fis02] oder auch auf Basis von GaSb erreichen. Die derzeit im Einsatz befindlichen Laser der zweiten Gruppe für den 1.3  $\mu\text{m}$ -Wellenlängenbereich bestehen aus GaInAsP/InP. Dieses Materialsystem hat jedoch gegenüber dem GaAs-Materialsystem, abgesehen von den höheren Materialkosten, mehrere Nachteile: höhere Schwellenstromdichten, höhere interne Absorption, niedrigere Quantenausbeuten und aufgrund kleinerer Brechungsindexunterschiede schwierigere Realisierbarkeit vertikal emittierender Laser (VCSEL). Daher gibt es schon seit längerer Zeit Bestre-

bungen, den 1.3  $\mu\text{m}$ -Wellenlängenbereich mit auf GaAs basierenden Halbleiterlasern zu erschließen.

Ein Ansatz zur Herstellung solcher Laser auf GaAs-Basis ist die Zugabe von 1 bis 2 % Stickstoff zu einem GaInAs-Quantenfilm mit einem hohen Indiumanteil von über 30 % [Bor00]. Ziel ist der Einsatz von möglichst wenig Stickstoff, da dessen Einbau in der Kristallstruktur Defekte verursacht. Das bedeutet, dass die Bandlückenenergie ohne Stickstoff schon einer Emissionswellenlänge von über 1.1  $\mu\text{m}$  entsprechen sollte. Doch auch schon der geringe Stickstoffanteil im Quantenfilm wirkt sich negativ auf interne Absorption, Schwellenstromdichte und Lebensdauer der Laser aus.

Ein weiterer Ansatz, auf den in der vorliegenden Arbeit eingegangen wird, ist die Verwendung von *InAs/GaInAs-Quantenpunkten* in der aktiven Schicht. Beim Wachstum der InAs-Quantenpunkte in einen GaInAs-Quantenfilm (**DWELL**, **D**ots in a **W**ell) können höhere Verspannungen ohne Einbau von Versetzungen realisiert werden. Damit ist es möglich, über eine Erhöhung des Indium-Gehalts die Bandlücke abzusenken und Laser mit längeren Emissionswellenlängen herzustellen.

Das Thema Quantenpunkte ist schon seit vielen Jahren Gegenstand reger Forschungsaktivitäten in allen Bereichen der Halbleiterphysik. Schon Anfang der achtziger Jahre wurde in theoretischen Abhandlungen die Möglichkeit der signifikanten Verbesserung von Lasereigenschaften durch den Einsatz von Quantenpunkten in der aktiven Schicht vorausgesagt [Ara82][Asa86][Ara86]. Denn durch das quasi-nulldimensionale aktive Medium und die daraus ableitbare diskrete Zustandsdichte ( $\delta$ -Peaks) ergeben sich theoretisch eine hohe Temperaturstabilität von Schwellenstromdichte und Emissionswellenlänge und niedrige Schwellenstromdichten. Nach diesen Vorhersagen dauerte es jedoch noch ein ganzes Jahrzehnt bis die Technologie soweit fortgeschritten war, um Quantenpunkte gezielt epitaktisch herstellen zu können. Die theoretische Grundlage dafür bildet eine Veröffentlichung der Bulgaren Stranski und Krastanov, die im Jahre 1938 fanden, dass es beim Aufeinanderwachsen von Materialien mit verschiedenen Gitterkonstanten ab einer bestimmten kritischen Schichtdicke aus energetischen Gründen zu einem Übergang von zweidimensionalem Schichtwachstum zu dreidimensionalem Wachstum („Inseln“) kommen muss [Str39]. Dieser Vorgang ist vergleichbar mit der Bildung von Wassertropfen auf einer Oberfläche.

Im Jahre 1994 stellten Kirstaedter et al. den ersten Laser mit (Ga)InAs/GaAs-Quantenpunkten in der aktiven Schicht vor [Kir94]. In der Folgezeit meldeten auch andere Gruppen Lasertätigkeit ihrer Quantenpunkt-Laser [Kam96][Mir96][Sho96]. Diese Laser haben Emissionswellenlängen um 980 nm. Laserbetrieb von Quantenpunkt-Lasern bei 1.3  $\mu\text{m}$  konnte erst im Jahre 1998 vermeldet werden [Huf98].

Es gibt drei prinzipiell verschiedene Halbleiterlasertypen, in denen man Quantenpunkt-

schichten (anstelle von Quantenfilmen) als aktive Schicht einsetzen kann: kantenemittierende (Fabry-Pérot-) Laser, vertikalemittierende Laser (VCSEL: vertical cavity surface emitting laser) und Quantenkaskadenlaser. Bei dem zuletzt genannten Lasertyp ist allerdings die Einsetzbarkeit von Quantenpunkten bisher nur theoretisch vorhergesagt worden.

Von den drei oben genannten Lasertypen ist der VCSEL der sowohl aus wirtschaftlicher als auch aus technischer Sicht zu bevorzugende. Diese Laser emittieren senkrecht zur Epitaxieschicht, und da ihre Dimension im Bereich von typischerweise einigen 10  $\mu\text{m}$  liegt (im Vergleich zu einigen 100  $\mu\text{m}$  bei Kantenemittern) ist hier die Ausbeute aus einem Substrat (bei GaAs derzeit maximal 6") besonders groß. Außerdem ist hier ein sogenanntes „Wafer-Level-Testing“ möglich, das heißt man kann alle Laser der Epitaxiescheibe vollständig charakterisieren ohne vorher einzelne Bauelemente herausbrechen zu müssen. Darüber hinaus erlauben es die kleinen Abmessungen, zweidimensionale adressierbare Laserarrays herzustellen sowie die Laser in optoelektronischen Bauteilen zu integrieren. Ein weiterer Vorteil der VCSEL ergibt sich aus der Rotationssymmetrie des Laserstrahls, die sich aus der Geometrie ergibt, und seiner geringen Divergenz. Dadurch lässt sich das Laserlicht einfach und effizient in Glasfasern einkoppeln, und die Telekommunikation ist ja eines der Haupteinsatzgebiete von Halbleiterlasern. Schließlich sei noch erwähnt, dass sich VCSEL durch das kleine elektrisch zu pumpende Volumen durch sehr kleine Schwellenströme bis in den  $\mu\text{A}$  Bereich und damit durch eine geringe Leistungsaufnahme auszeichnen.

Die oben genannten Vorteile von VCSELn haben dazu geführt, dass in der Telekommunikation Kantenemitter im 850 nm Wellenlängenbereich schon fast vollständig vom Markt verdrängt worden sind. Für den Wellenlängenbereich um 1.3 und 1.55  $\mu\text{m}$  wartet der Markt auf VCSEL, die auf GaAs basieren. Denn im InP-System ist es nur mit großem Aufwand möglich, VCSEL herzustellen - und dieser Prozessaufwand ist mit hohen Kosten verbunden, für die der Markt nicht aufzukommen bereit ist. Daher sind bei den genannten Wellenlängen derzeit noch hauptsächlich InP-basierte Kantenemitter im Einsatz. Es gibt in aller Welt Forschungsanstrengungen, in diesem Wellenlängenbereich VCSEL im GaAs-Materialsystem, wo deren Realisierung aufgrund der großen Brechungsindexdifferenz zwischen AlAs und GaAs leichter ist, da man mit weniger Spiegelpaaren auskommt, mit GaInAsN und Quantenpunkten in der aktiven Schicht herzustellen.

In den Rahmen dieser Forschungsanstrengungen soll sich diese Arbeit einfügen. Der erste Teil der Arbeit befasst sich mit der Herstellung und Charakterisierung von kantenemittierenden Laserstrukturen mit InAs/GaInAs-Quantenpunkten für den 1.3  $\mu\text{m}$ -Wellenlängenbereich. Im zweiten Teil wird die Entwicklung von Strukturen für vertikale Emission mit GaInAs/GaAs-Quantenpunkten beschrieben und deren charakteristische Daten aufgezeigt. Zunächst soll aber auf die der Arbeit zugrundeliegende Physik einge-

gangen werden: die Physik der Quantenpunkte und der Halbleiterlaser.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Molekularstrahlepitaxie und Quantenpunktwachstum

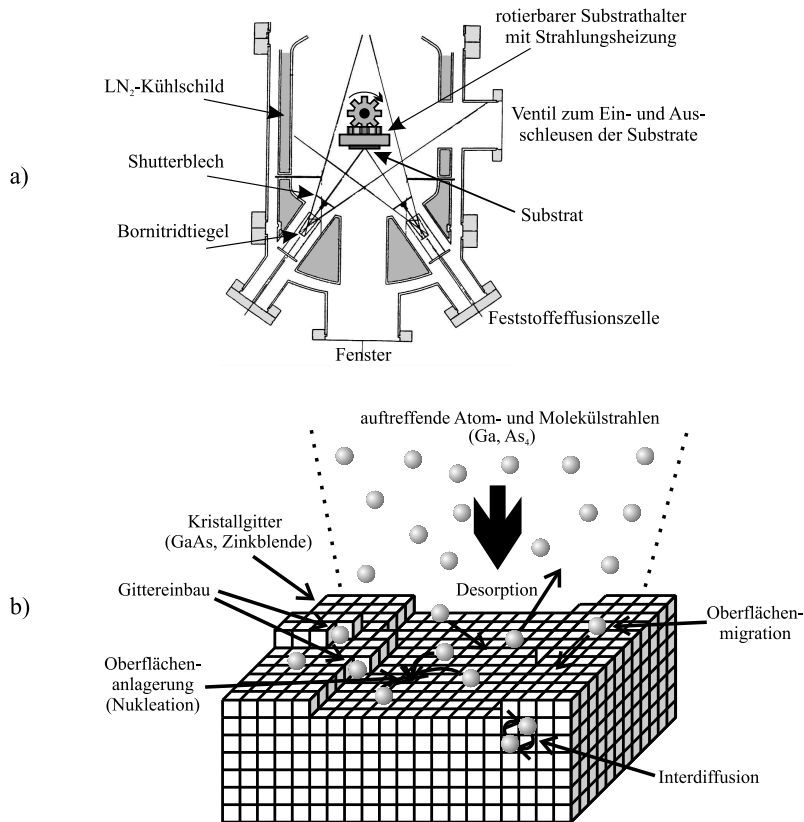
#### 2.1.1 Molekularstrahlepitaxie: Funktionsprinzip und Schichtwachstum

Ende der sechziger Jahre wurde entdeckt, dass es möglich ist, dünne Schichten von höchster Qualität herzustellen, indem man hochreine Materialien in Effusionszellen durch Erhitzung in Atome oder Moleküle aufspaltet und die entstehenden Strahlen auf ein Substrat richtet [Art68]. Dieses Verfahren nennt man Molekularstrahlepitaxie (**MBE**: Molecular Beam Epitaxy). Zur Herstellung der in dieser Arbeit charakterisierten Proben wurde eine MBE-Anlage der Firma *EIKO* verwendet. Ein Prinzipbild dieser Anlage ist in Abb. 2.1a dargestellt. Die hochreinen Materialien befinden sich in Tiegeln aus pyrolytischem Bornitrid, die wiederum in Effusionszellen eingepasst sind. Mit diesen lassen sich die Materialien erhitzen. An der Öffnung der Zellen ist jeweils ein Shutterblech angebracht, mit dem sich der Materialfluss unterbrechen lässt. Der Materialfluss ist außerdem kontrollierbar durch die Zellentemperatur. Dabei hängt der Fluss nach  $F \propto \frac{e^{aT}}{v_F}$  ( $a$ : Konstante,  $v_F$ : Flussgeschwindigkeit) exponentiell von der Zellentemperatur ab. In der vorliegenden MBE-Anlage werden als Feststoff-Materialien verwendet:

- Gallium, Aluminium, Indium (III. Hauptgruppe)
- Arsen (V. Hauptgruppe)
- Silizium (IV. Hauptgruppe): für n-Dotierung
- Beryllium (II. Hauptgruppe): für p-Dotierung
- Kohlenstoff (IV. Hauptgruppe): für p-Dotierung

Als Substrate dienen einkristalline, in (100)-Richtung orientierte, GaAs-Scheiben. Diese werden, eingespannt in entsprechende Halter, in der MBE-Anlage auf einem heizbaren Teller befestigt, von dem alle Effusionszellen gleich weit entfernt sind. Die Temperatur des Substrats kann nach dem Prinzip der Schwarzkörperstrahlung über ein an einem Fenster angebrachtes Pyrometer bestimmt werden. Der Substrathalter ist zudem drehbar, um während des Wachstums eine homogene Verteilung der aufgetragenen Materialien über die gesamte Substratoberfläche zu gewährleisten. Um nun dafür zu sorgen, dass sich einerseits möglichst nur die ausströmenden Materialien in der MBE-Kammer befinden und dass andererseits die mittlere freie Weglänge der Teilchen in der Kammer so groß ist, wie der Abstand Effusionszelle-Substrat, darf der von Verunreinigungen verursachte Hintergrunddruck in der MBE-Kammer nicht mehr als etwa  $10^{-10}$  -  $10^{-9}$  mbar (Ultra-hochvakuum) betragen. Dies wird erreicht durch die angeschlossene Ionengetterpumpe und das LN<sub>2</sub>-Kühlschild, das auf die Kammer-Innenwand auftreffende Teilchen an dieser haften lässt. Der Prozessdruck, d.h. der Druck, der von den verdampften bzw. sublimierten Materialien herrührt, liegt dabei im Bereich von  $10^{-5}$  mbar.

Die während des Wachstums auf der Substratoberfläche ablaufenden chemischen Reaktionen, die letztendlich zum Kristallwachstum führen, sind spezifisch für das verwendete Materialsystem. Denn die Elemente der V. Hauptgruppe sind viel flüchtiger als die der III. Hauptgruppe. Daraus resultiert der im Folgenden beschriebene Prozessablauf. Aus einer Effusionszelle sublimiert das Arsen zu einem Strahl aus tetrameren As<sub>4</sub>-Molekülen. Trifft dieser Strahl auf die Wachstumsfläche, dann befinden sich die As<sub>4</sub>-Moleküle zunächst in einem schwach gebundenen, hochbeweglichen Zustand. Finden sie keinen Bindungspartner aus der III. Hauptgruppe und ist die Oberfläche ausreichend heiß, dann desorbieren sie. Ist jedoch ein geeigneter Bindungspartner vorhanden, dann wird das Arsen chemisch gebunden. Bei diesem Vorgang wird das As<sub>4</sub>-Molekül in vier monoatomare Bestandteile aufgespalten. Experimentell wurde gefunden, dass stets maximal die Hälfte der auftreffenden As<sub>4</sub>-Moleküle als As-Atome gebunden werden, während der Rest als Moleküle wieder desorbiert [Rei90]. Wählt man daher den Arsen-Fluss etwa doppelt so groß wie den Gallium-Fluss, dann kommt es zum sogenannten Gallium-reichen Wachstum, was allerdings die Gefahr der Bildung von Galliumtröpfchen auf der Oberfläche birgt. Darum bietet man üblicherweise As<sub>4</sub> im Überschuss an (Arsen-reiches Wachstum). Dadurch gelangt man einerseits zu einer Arsen-terminierten, glatten Oberfläche und kann andererseits die Gesamtwachstumsrate über den Gallium-Fluss steuern. Das Verhältnis von As<sub>4</sub>- zu Ga-Fluss, das sogenannte V/III-Verhältnis, ist also ausschlaggebend für die Schichtqualität. Bei den hergestellten Proben lag das V/III-Verhältnis As<sub>4</sub>/Ga = 2/1 bei etwa 30.



**Abbildung 2.1:** a) Aufbau der Molekularstrahlepitaxieanlage (nach [Schä00]), b) bei der Molekularstrahlepitaxie ablaufende Prozesse (nach [Her86])

Das Ergebnis des Wachstums ist im betrachteten Materialsystem ein Kristall mit Zinkblende-Struktur. Dabei nimmt das Beryllium als p-Dotierstoff wegen seiner geringen Atomgröße Zwischengitterplätze ein und kann sich relativ frei im Kristall bewegen. Die große Diffusionslänge der Beryllium-Atome im Kristall führt besonders bei Hochtemperaturwachstum (bei etwa 680°C) dazu, dass sich die Dotieratome zur Wachstumsoberfläche hin bewegen, was die Realisierung einer genau lokalisierten Dotierkonzentration erschwert. Dagegen werden sowohl Kohlenstoff als p-Dotierstoff als auch das amphotere Silizium für die n-Dotierung kovalent, d.h. fest ins Kristallgitter eingebaut. Daher eignet sich Kohlenstoff besser als p-Dotierstoff als Beryllium in Strukturen, in denen lokal scharf begrenzte Schichten mit veränderlicher Dotierkonzentration enthalten sind, wie z.B.



in VCSEL-Strukturen.

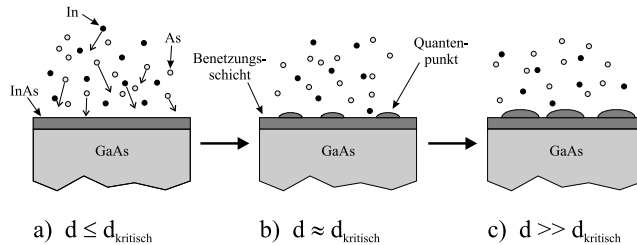
Entscheidend für die Güte des gewachsenen Kristalls ist neben der Reinheit der verwendeten Materialien (keine Oxidation, keine Verunreinigungen) die Migrationslänge der Atome während des Wachstums auf der Oberfläche. Diese entspricht der Wegstrecke, die auftreffende Atome zurücklegen können, bis sie gebunden werden. Je länger dieser Weg ist, desto wahrscheinlicher ist es, dass die Atome auf eine atomare Stufe treffen und zu deren Glättung beitragen. Da an solchen Stellen die Bindungsmöglichkeiten zu Nachbaratomen größer sind, ist dort auch die Bindungsenergie gewöhnlich höher als auf glatten Oberflächen. Daher erfolgt an Kanten und Wachstumsinseln bevorzugt Gittereinbau, was zu deren Glättung beiträgt. Die Migrationslänge lässt sich vergrößern einmal durch eine höhere Substrattemperatur, d.h. durch Vergrößerung der thermischen Energie der Atome, was jedoch abhängig von der Temperatur die Desorption von Atomen aus der III. Hauptgruppe zur Folge haben kann [Rei92]. Außerdem kann durch Herabsetzen des V/III-Verhältnisses die Zeit, die ein Gallium-Atom benötigt, bis es einen Bindungspartner gefunden hat, erhöht werden. Wird das Verhältnis zu weit abgesenkt, dann kommt es zum Aufrauen der Oberfläche und wie schon erwähnt zur Bildung von Gallium-Tröpfchen. Eine weitere Methode zur Steigerung der Migrationslänge ist der sogenannte MEE-Wachstumsmodus (MEE: Migration Enhanced Epitaxy), bei dem die Wachstumsrate durch die Erniedrigung der Materialflüsse reduziert wird [Hor86]. Dies hat allerdings den Nachteil, dass verstärkt in der Kammer befindliche Fremdatome eingebaut werden, was wiederum die Schicht- bzw. Kristallqualität senkt.

In Abb. 2.1b sind die während des MBE-Wachstums auf der Oberfläche ablaufenden Prozesse dargestellt. Als Beispiel wurde das Wachstum von GaAs auf GaAs gewählt. Da es hier keine Gitterfehlpassung gibt, erfolgt das Wachstum verspannungsfrei. Das hat zur Folge, dass der Einbau in das Kristallgitter an Ecken und Kanten stattfinden kann, was zu glatten Schichten führt. Anders ist es beim Wachstum von GaInAs auf GaAs oder von InAs auf GaInAs. Aufgrund der Verspannung benötigen die auftreffenden Indium-Atome mehr Platz. Dies erschwert den Einbau an Ecken und Kanten, was wiederum zu einem Aufrauen der Schicht führen kann [Rei90].

### 2.1.2 Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus

Beim epitaktischen Wachstum von InAs auf GaAs passt sich zunächst mit zunehmender Schichtdicke die Kristallstruktur des InAs an die des GaAs an. Allerdings treten dabei aufgrund der Gitterfehlpassung von ca. 7 % ( $a_{InAs} = 6.058 \text{ \AA}$ ,  $a_{GaAs} = 5.653 \text{ \AA}$  [Lev96]) starke Verspannungen auf. Überschreitet nun die Dicke der aufgewachsenen InAs-Schicht einen kritischen Wert, so wird im System die Verspannung durch den Übergang in einen

energetisch günstigeren Zustand abgebaut. Während dies im Allgemeinen auch durch die Bildungen von Versetzungen geschehen kann, bilden sich auf in  $[100]$ -Richtung orientierten GaAs-Substraten bei geeigneten Wachstumsparametern InAs-Inseln mit Durchmessern im Bereich von 20 nm, den sogenannten Quantenpunkten (QPt) [Jac98][Joy97][Moi94]. Dabei folgt die selbstorganisierte Bildung der QPte dem sogenannten Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus [Str39], dessen schematischer Ablauf in Abb. 2.2 gezeigt ist.



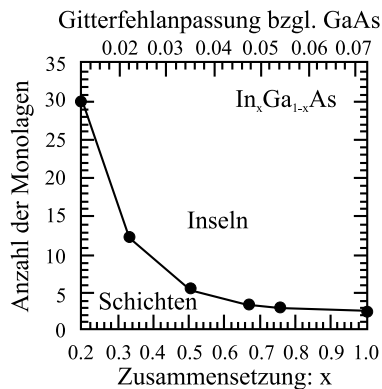
**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung des Stranski-Krastanov-Wachstumsprozesses (nach [Jac98])

Wächst man eine Monolage (ML,  $1 \text{ ML} = 1/2 \cdot a_{\text{InAs}} \approx 3 \text{ \AA}$ ) InAs auf GaAs, dann bildet sich zunächst eine InAs-Schicht, deren Kristallstruktur sich an die des darunter liegenden GaAs anpasst (siehe Abb. 2.2a), wobei wegen der größeren Gitterkonstante von InAs die Schicht druckverspannt ist [Col95]. Wird im weiteren Verlauf die kritische Schichtdicke von etwa 1.7 ML [Moi94][Pet94] überschritten, so wird die Verspannung durch die Bildung von QPten abgebaut (siehe Abb. 2.2b). Dabei bleibt jedoch eine InAs-Schicht bestehen, deren Dicke kleiner als die kritische Schichtdicke ist und die man „Benetzungsschicht“ nennt. Bietet man nun weiterhin InAs an, dann nimmt der Durchmesser der QPte bei konstanter Flächendichte zu [Moi94] (siehe Abb. 2.2c), was nach einer gewissen Zeit zum Verschmelzen der QPte, zum Verlust der regelmäßigen Anordnung und schließlich zur Relaxation führt.

Die Flächendichte der QPte kann durch die angebotene Materialmenge nicht beeinflusst werden. Vielmehr ist sie abhängig von den Wachstumsbedingungen beim Überschreiten der kritischen Schichtdicke, wie z.B. der Temperatur, dem V/III-Verhältnis und insbesondere auch von der Beschaffenheit der Schicht, auf der die QPte gewachsen werden und durch die man Nukleationszentren schaffen kann. Der entscheidende Parameter für die Flächendichte ist die Migrationslänge der Teilchen, die auf der Oberfläche auftreffen. Eine kleine Migrationslänge führt dazu, dass die Teilchen schon kurz nach dem Auftreffen in das Kristallgitter eingebaut werden. So bilden sich an vielen Stellen Nukleationszentren, an denen QPte entstehen, was zu relativ kleinen QPten mit einer großen Flächendichte

führt. Ist die Migrationslänge dagegen groß, dann haben die Teilchen die Möglichkeit, sich über größere Entfernungen auf der Oberfläche zu bewegen. So können sie sich an vorhandene Nukleationszentren anlagern ohne selbst zu einem neuen Zentrum zu werden. Dies hat relativ große QPte mit geringer Flächendichte zur Folge. Die Migrationslänge lässt sich in gewissem Umfang einstellen über das V/III-Verhältnis und die Substrattemperatur: höhere Substrattemperatur und kleineres V/III-Verhältnis führen zu einer größeren Migrationslänge.

Die Größe (und damit auch die Emissionsenergie) der QPte kann man im Falle von InAs/ GaAs in gewissen Grenzen kontrollieren durch die aufgewachsene Materialmenge. Die Grenze stellt hierbei die Dicke da, bei der die QPte lateral verschmelzen und es zur Relaxation kommt, wodurch die Lumineszenzausbeute sehr stark abfällt. Da man aber beim Wachstum von InAs auf GaAs für die Kontrolle der Größe im Wesentlichen nur den Parameter der Schichtdicke hat und die möglichen Werte sich in relativ engen Grenzen bewegen, wäre es wünschenswert, den Parameterraum zu erweitern. Dies ist möglich, indem man InAs durch GaInAs ersetzt. Dadurch bekommt man den In-Gehalt im GaInAs als weiteren Parameter, mit dem man die kritische Schichtdicke und damit die Größe der QPte über einen größeren Bereich verändern kann [Kam97]. Der Zusammenhang zwischen abgeschiedener Schichtdicke bzw. In-Gehalt und dem Wachstumsmodus ist in Abb. 2.3 graphisch dargestellt. Dabei entsprechen die eingezeichneten Punkte realen Messwerten. Die Kontrolle der Ausdehnung der QPte in Wachstumsrichtung ist im Hinblick auf den Einsatz in Laserstrukturen deshalb besonders wichtig, da sie entscheidend ist für den Abstand zwischen den Energieniveaus, der wiederum das Verhalten unter Erhöhung der Betriebstemperatur wesentlich bestimmt.



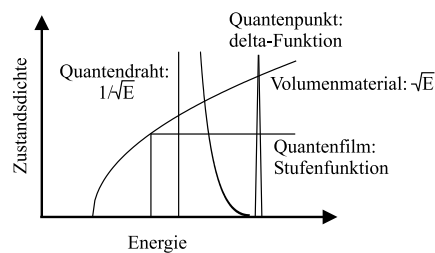
**Abbildung 2.3:** Abhängigkeit des Wachstumsmodus von der Anzahl der Monolagen und der Zusammensetzung beim Wachstum von GaInAs auf GaAs (nach [Jac98])

Verwendet man InAs/GaInAs-QPte, so ist es bei geeigneten Wachstumsbedingungen möglich zu Emissionswellenlängen um  $1.3 \mu\text{m}$  zu gelangen. Andere Wege, mit QPten zu dieser Wellenlänge zu gelangen sind InAs/GaAs-QPte (z.B. [Huf98]) und (Ga)InAs/GaAs-QPte (z.B. [Muk99]). Diese haben jedoch beide Nachteile, wie z.B. geringe Lichtleistung im Laser, geringe Flächendichten, Einbau von Defekten wegen sehr geringer Wachstumsraten im zweiten Fall, usw. Versuche mit InAs/GaAs-QPten wurden im Rahmen einer früheren Arbeit gemacht [Schä00]. Dabei wurden die QPte im MEE-Modus gewachsen. Die auf diesem Weg hergestellten Proben wiesen jedoch eine zu geringe Flächendichte und damit eine zu geringe optische Verstärkung auf, um auf deren Basis Laser realisieren zu können. Bettet man dagegen InAs in einen GaInAs-Quantenfilm ein, dann kann man zu Wellenlängen um  $1300 \text{ nm}$  gelangen. Dieses Verfahren hat zum ersten Mal eine Gruppe in Albuquerque (New Mexico, USA) angewandt [Les99]. Von ihr stammt der Name für diese Schichtabfolge: **DWELL: Dots in a Well**.

## 2.2 Quantenpunkte

### 2.2.1 Zustandsdichte und elektronische Struktur

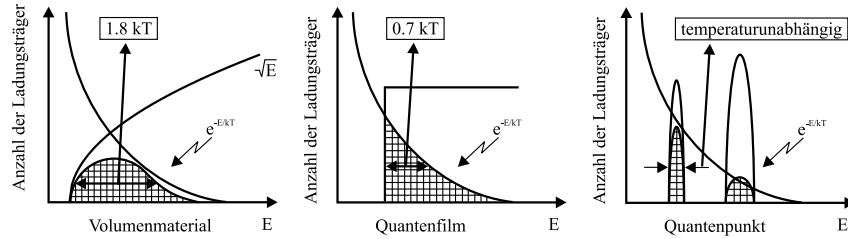
In Nanostrukturen wie Quantendrähten oder Quantenpunkten, in denen Elektronen zwei- oder dreidimensional eingeschlossen sind in Halbleiterstrukturen auf der Nanometer-Skala, treten neue physikalische Eigenschaften zutage. Der größte Teil der aufgrund des Einsatzes von Quantenpunkten als aktives Material erwarteten Verbesserungen in den Bauelementdaten begründet sich auf der veränderten Zustandsdichte. Abb. 2.4 zeigt die Zustandsdichte in Volumenmaterial, Quantenfilm- (QF), Quantendraht- (QDR) und Quantenpunktstrukturen (QPt).



**Abbildung 2.4:** Zustandsdichte für verschieden dimensionale Materialien

In Abb. 2.5 ist die Energieverteilung von Elektronen in Volumenmaterial sowie QF- und QPt-Strukturen unter der Randbedingung einer geringen Ladungsträgerdichte aufgezeigt, bei der die Elektronen Boltzmann-verteilt sind. Im Volumenmaterial hat die Ener-

gieverteilung der Elektronen eine Breite von etwa  $1.8 \times kT$  (k: Boltzmann-Konstante, T: Temperatur), da die Zustandsdichte proportional zur Quadratwurzel aus der Elektronenenergie ist. In QFen, in denen die Elektronen eindimensional eingeschlossen sind in einer dünnen Schicht, die einen quantenmechanischen Potentialtrog darstellt, ist die Zustandsdichte eine Stufenfunktion. Dadurch wird an der Bandkante die Zustandsdichte konstant und energieunabhängig. Hier ist die Energieverteilung der Elektronen etwa  $0.7 \times kT$  breit, also nur etwa halb so breit wie im Volumenmaterial. Diese Reduktion ermöglicht eine Bündelung von Elektronen in eine schmalere Energieverteilung. So kann bei Injektion von Elektronen in solch eine Struktur eine schmalere Linienbreite der Emission erzielt werden. Wenn die Dimension des Einschlusspotentials auf mehr als zwei ansteigt, dann ergeben



**Abbildung 2.5:** Energieverbreiterung unter der Randbedingung kleiner Ladungsträgerdichten, bei denen Elektronen Boltzmann-verteilt sind, für Volumenmaterial, Quantenfilm und Quantenpunkt (nach [Mas02])

sich drastische Veränderungen in der Energieverteilung der Elektronen. In QDRen ist die Zustandsdichte umgekehrt proportional zur Quadratwurzel aus der Energie, und in QPten ähnelt sie einer  $\delta$ -Funktion, denn die Zustandsdichte lässt sich in diesem Fall wie folgt darstellen:

$$\frac{dN(E)}{dE} = D(E) \propto \frac{d}{dE} \sum_{\varepsilon_i < E} \theta(E - \varepsilon_i) = \sum_{\varepsilon_i < E} \delta(E - \varepsilon_i) \quad (2.1)$$

Dann wird die Breite der Elektronenenergieverteilung (wie in Abb. 2.5 für QPte gezeigt) in erster Näherung verschwindend klein. Das bedeutet, dass in diese Strukturen injizierte Elektronen in bestimmte diskrete Energieniveaus verteilt werden und dass die Breite der Energieverteilung inhärent temperaturunabhängig ist. In realen Halbleiterstrukturen tritt eine endliche Breite der Energieverteilung auf aufgrund der Vielzahl von Wechselwirkungsprozessen wie z.B. Elektron-Elektron- und Elektron-Phonon-Streuung. Jedoch sind die erwarteten Breiten deutlich kleiner als die Breite der Energieverteilung von Volumenmaterial ( $1.8 \times kT$ ) und QF-Strukturen ( $0.7 \times kT$ ). In QPten kann man sich die elektronischen Zustände als eingeschlossene Zustände in Atomen und Molekülen vorstellen, in denen

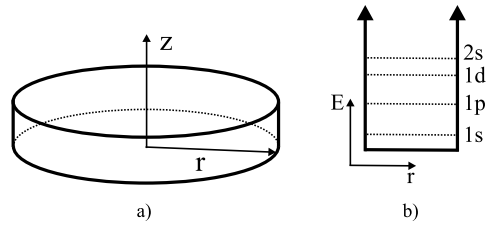
Elektronen gebunden sind in diskreten Energieniveaus, die sich durch ein dreidimensionales Einschlusspotential ausbilden. An dieser Stelle ist zu vermerken, dass aufgrund des Pauli-Verbots nur zwei Elektronen mit unterschiedlichem Spin das gleiche Energieniveau besetzen können. Deshalb ergibt in einem QPt, obwohl die Zustandsdichte als  $\delta$ -Funktion dargestellt werden kann, die Integration der Elektronendichte zwei Elektronen auf einem Energieniveau, oder in anderen Worten: das Pauli-Verbot legt die Energieverteilung der Elektronen in Halbleiterstrukturen fest.

Im Volumenmaterial erstreckt sich die Wellenfunktion der Elektronen über die ganze Struktur, was zu einer kleineren Anzahl von Elektronen bei gegebener Breite der Energieverteilung führt. In QPten dagegen ist jede Wellenfunktion lokalisiert, da jeder QPt sich an einer räumlich verschiedenen Position befindet. Dadurch können Elektronen das gleiche Energieniveau besetzen, vorausgesetzt die lokalisierte Position ist verschieden.

Die elektronischen Zustände in QPten werden als der Hauptgrund für die Verbesserung von Bauelementeigenschaften angesehen. Betrachtet man den Interband-Übergang, so ergibt sich das resultierende Emissionsspektrum hauptsächlich aus der Energieverteilung der Elektronen. Deshalb sollte in QPten die spektrale Breite weniger temperaturabhängig sein als bei QFen. Theoretisch erwartet man z.B., dass die Temperaturabhängigkeit von Schwellenstrom und Quanteneffizienz durch die Verwendung von QPten in der aktiven Schicht drastisch verbessert werden kann [Ara82]. Ein anderer Punkt ist, dass das Maximum des Verstärkungsspektrums bei gleicher Ladungsträgerdichte höher sein sollte, wenn die Breite der Energieverteilung abnimmt. Dies führt zu einer Abnahme der Schwellenstromdichte in Halbleiterlasern und letztendlich zu einer geringeren Leistungsaufnahme [Asa86]. Dieser Effekt sollte auch zu einer Verbesserung der dynamischen Eigenschaften von QPt-Lasern führen [Ara86]. Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass die Erwartungen bezüglich verbesserter Bauteileigenschaften durch den Einsatz von QPten sich hauptsächlich auf die temperaturunabhängige und  $\delta$ -förmige Zustandsdichte stützt.

Um die erwarteten Verbesserungen erreichen zu können, müssen die QPte bestimmte Anforderungen erfüllen. Zunächst sollten die Abmessungen der QPte im Hinblick auf den Quanteneinschlusseffekt im Bereich von einigen zehn Nanometern liegen. Wenn man möchte, dass die Elektronen sich nur auf einem Energieniveau aufhalten, dann sollte der Energieabstand zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand viel größer als die thermische Energie, d.h.  $kT = 25$  meV bei Raumtemperatur, sein.

Die energetische Struktur eines QPtes lässt sich abschätzen, in dem man eine zylindrische Geometrie annimmt, die der tatsächlichen Morphologie überwachsender QPte sehr nahe kommt. Abb. 2.6a zeigt ein Prinzipbild der im Modell angenommenen zylindrischen oder säulenartigen Form der QPte. Den Quanteneinschluss entlang der axialen Richtung



**Abbildung 2.6:** Schemaskizze a) einer zylindrischen QPt-Struktur und b) der Eigenwerte aufgrund des lateralen Quanteneinschlusses

( $z$  in Abb. 2.6a) erhält man näherungsweise durch eine Rechnung, wie sie üblicherweise für QFe mit einer Dicke  $L_z$  durchgeführt wird. Die Einschlussenergie kann groß genug werden, um einen Einschlusseffekt bei Raumtemperatur hervorzurufen, falls die Ausdehnung in  $z$ -Richtung etwa 10 nm oder weniger ist. Diese Ausdehnung entlang der  $z$ -Achse kann relativ leicht durch das Wachstum kontrolliert werden. Es ist jedoch nicht ganz so einfach, den lateralen Einschlusseffekt abzuschätzen. Um eine grobe Abschätzung bei einem lateralen Quanteneinschluss zu bekommen, nimmt man eine hohe laterale Potentialbarriere an. Dann werden aus den Wellenfunktionen der Elektronen Bessel-Funktionen innerhalb der Quantensäule mit dem Radius  $r$ . Die Quanteneinschlussenergie kann dann aus den Nulldurchgängen der Bessel-Funktionen unter Einbeziehung der effektiven Massen der Halbleitermaterialien berechnet werden. Die Aufteilung in diskrete Energieniveaus ist in Abb. 2.6b dargestellt. Man bezeichnet die Niveaus mit s, p und d in Analogie zu den Orbitalen im Wasserstoffatommodell. Es sei darauf hingewiesen, dass die Energieniveaus nicht exakt äquidistant sind, wie die häufig verwendete Annäherung des QPt-Potentials durch einen harmonischen Oszillator suggeriert, und dass die Entartung der Energieniveaus nicht der im Fall des Wasserstoffmodells entspricht.

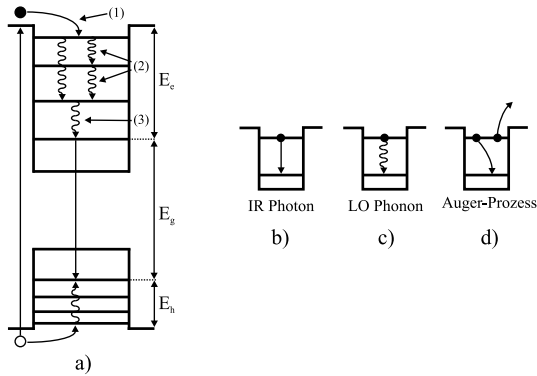
### 2.2.2 Ladungsträgerrelaxation

Das Verständnis der Mechanismen der Ladungsträgerrelaxation in QPten ist wichtig, da diese entscheidend für die Lumineszenzausbeute des Grundzustandsübergangs ist. Diese ist wiederum sehr wichtig für auf QPten basierende Laserstrukturen, in denen die Relaxation so schnell wie möglich vonstatten gehen sollte [Ara82]. Für auf Inter-Sub-Band-Übergängen basierende Laser (Quantenkaskadenlaser) für den mittleren Infrarot-Bereich dagegen wäre eine relativ langsame Ladungsträgerrelaxation für gute Lasereigenschaften wünschenswert [Web01].

Grundsätzlich sollte sich die Ladungsträgerrelaxation in QPten drastisch von der in Strukturen höherer Dimensionalität (QFe, QDRe oder Volumenmaterial) unterscheiden.

Die diskrete Energiestruktur der QPte bringt eine Reihe von Einschränkungen für Relaxationsprozesse mit sich. Deshalb sollte jeder einzelne Relaxationsprozess unabhängig von den Ergebnissen für Systeme anderer Dimension von Grund auf neu untersucht werden. Ob ein bestimmter Prozess tatsächlich abläuft hängt dabei wiederum von den speziellen Eigenschaften des QPt-Systems und den experimentellen Randbedingungen ab, wie z.B. der energetischen Struktur der QPte, der Elektron-Loch-Wechselwirkung, dem Phononenenergie-Spektrum, der Elektron-Phonon-Wechselwirkung, der Ladungsträgeranzahl im QPt, der Temperatur, dem Strom durch die Heterostruktur, u.s.w.

Die energetische Struktur der QPte wird gewöhnlich durch diskrete Energieniveaus für Elektronen und Löcher dargestellt (siehe Abb. 2.7a).



**Abbildung 2.7:** a) Darstellung der Ladungsträgerrelaxation in einem QPt: Schritt (1) Ladungsträgereinfang durch einen QPt aus der Barriere oder der Benetzungsschicht, Schritt (2) Relaxation über höhere Energieniveaus, Schritt (3) Relaxation auf den Grundzustand; b-d) Darstellung möglicher Relaxationsmechanismen: b) Relaxation unter Emission eines Mitt-Infrarot-Photons und c) unter Emission eines Phonons, d) Relaxation eines Ladungsträgers unter Emission eines anderen (Auger-Prozess) (nach [Mas02])

Dieser Ansatz ist gerechtfertigt, falls die Prozesse mit nur einem Ladungsträger (Elektron oder Loch) betrachtet werden - seinen Einfang durch einen QPt aus der Barriere und seine Relaxation innerhalb des QPtes. Allerdings ist das Modell nicht von großem Nutzen bei der Beschreibung der Relaxation eines Elektron-Loch-Paares. Der Grund dafür ist, dass die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch einen schnellen Energieaustausch erlaubt. Die Wechselwirkungsenergie im Bereich von einigen meV entspricht einer Zeit kleiner als eine Pikosekunde für den Elektron-Loch-Wechselwirkungsprozess. Verglichen mit den Relaxationszeiten von Ladungsträgern, die bis zu einigen hundert Pikosekunden betragen können, läuft dieser Prozess also instantan ab. Deshalb kann man erwarten, dass ein Elektron und ein Loch in einem QPt als einziges quantenmechanisches



System relaxieren - ein korreliertes Elektron-Loch-Paar bzw. ein Exziton. Die Energieniveaus des Exzitons lassen sich darstellen als Kombination von Elektron- und Lochenergieniveaus, wie es in Abb. 2.7a gezeigt ist. Der Abstand zwischen benachbarten Niveaus des Exzitons wird gewöhnlich bestimmt durch die Struktur der Lochenergien und kann sehr klein werden für große QPte. Abgesehen vom diskreten Spektrum weist die energetische Struktur der Exzitonen zwei Kontinuumsbänder auf entsprechend der Bewegung der Elektronen und Löcher oberhalb der Barriere. Die untere Kante dieser Bänder ist um die Elektron- und Lochbindungsenergie ( $E_e$  und  $E_h$  in Abb. 2.7a) über die niedrigsten Niveaus des Exzitons angehoben. In kleinen QPten kann  $E_e$  und  $E_h$  aufgrund der Größenquantisierung sehr klein werden. Insgesamt ergibt sich das Spektrum des Exzitons durch Überlagerung der diskreten und kontinuierlichen Spektren.

Die Mechanismen der Ladungsträgerrelaxation sind stark abhängig von der Art und Weise der Anregung und von der Anzahl der Ladungsträger im QPt. Für einen einzelnen Ladungsträger kann man die Relaxation in drei Schritte einteilen, wie es in Abb. 2.7a dargestellt ist.

Der erste Schritt ist der Einfang der Ladungsträger, die durch die Lichtabsorption in den Barrieren oder durch elektrischen Stromfluss durch die Heterostruktur erzeugt wurden. Der Ladungsträger muss sich hier von einem Zustand im kontinuierlichen Energiespektrum zu einem diskreten Energiezustand fortbewegen. Dieser Übergang involviert in der Regel die Überwindung einer Potentialbarriere und nimmt daher eine endliche Zeit im Bereich von einigen zehn Pikosekunden in Anspruch [Ohn96][Ray00].

Der zweite Schritt ist die Kaskadenrelaxation über diskrete Energieniveaus im QPt. Verschiedene Relaxationskanäle über verschiedene Zwischenzustände wie z.B. gemischte Elektron-Phonon-Zustände können zum Erreichen des Grundzustands eine Rolle spielen.

Als dritter und letzter Schritt erfolgt die Relaxation des Ladungsträgers in seinen Grundzustand. Dieser Schritt ist getrennt zu betrachten, da er einerseits die meiste Zeit in Anspruch nimmt und andererseits durch moderne Untersuchungsmethoden sehr gut im Detail untersucht werden kann [Vol96].

Im Allgemeinen ist es ausreichend, einige wenige Relaxationsmechanismen in Betracht zu ziehen. Diese sind in Abb. 2.7b-d schematisch dargestellt für einen einzelnen Ladungsträger. Der erste Prozess ist die strahlende Relaxation des heißen Ladungsträgers (Abb. 2.7b), bei der der Ladungsträger ein Photon im Energiebereich des mittleren Infrarot emittiert. Dieser Prozess und das diskrete Energiespektrum der QPte sind jene intrinsischen Eigenschaften, die es erlauben, die QPte als künstliche Atome anzusehen. Die Effizienz dieses Prozesses ist jedoch extrem gering, da sie proportional zur dritten Potenz der optischen Frequenz  $\omega$  ist. Daher ist die Wahrscheinlichkeit für diesen Prozess einige

Größenordnungen kleiner als die für strahlende Rekombination eines heißen Elektron-Loch-Paares. Aus diesem Grund kann der Prozess in den meisten Fällen vernachlässigt werden [Mas02].

Der zweite Prozess ist die Phonon-gestützte Relaxation (Abb. 2.7c), bei der der heiße Ladungsträger unter spontaner Emission eines oder mehrerer Phononen auf den Grundzustand relaxiert. Diesen Prozess kann man als den intrinsischen Relaxationsprozess ansehen, da er in Abwesenheit jedes anderen Quasiteilchens (Ladungsträger, Phonon) bei niedriger Temperatur und bei schwacher Anregung ablaufen kann. Er legt die untere Grenze für die Relaxationsrate fest.

Der dritte und letzte Prozess (Abb. 2.7d) ist die Relaxation durch Streuung eines Ladungsträgers durch einen anderen im QPt oder im umgebenden Material, was gemeinhin als Auger-Prozess bezeichnet wird. In diesem Prozess verliert einer der Ladungsträger seine überschüssige Energie und der andere gewinnt sie hinzu. Relaxation über Auger-Prozesse läuft schnell ab, da die Ladungsträger als geladene Teilchen untereinander stärker wechselwirken als mit Phononen. Jedoch kann dieser Mechanismus offensichtlich nur dann effizient sein, wenn im oder nahe beim QPt genügend Ladungsträger vorhanden sind.

Ähnliche Mechanismen können für die Relaxation von Elektron-Loch-Paaren angenommen werden. Das heiße Elektron-Loch-Paar kann zum niedrigsten Energieniveau gelangen indem es ein oder mehrere Phononen emittiert oder auch durch Ladungsträgerstreuung. Man würde erwarten, dass die Wahrscheinlichkeit für diese beiden Prozesse für Elektron-Loch-Paare höher ist als für einzelne Ladungsträger, da das Gesetz der Energieerhaltung hier leichter erfüllt werden kann aufgrund des dichteren Systems von Energieniveaus.

### 2.2.3 Entartung der Energieniveaus in Quantenpunkten

In QPt-Laserstrukturen führt die Temperaturabhängigkeit der optischen Verstärkung zu verschlechterten Bauteileigenschaften bei höheren Temperaturen. Um dieses Phänomen zu ergründen ist es höchst wünschenswert, die tatsächliche Entartung der Energieniveaus der gebundenen Zustände im QPt zu bestimmen. Denn der Grund für die Degradation der Lasereigenschaften bei höherer Temperatur ist die Anregung von Ladungsträgern auf höhere Energieniveaus im QPt. Berechnungen der Bandstruktur von einzelnen QPten mit dem acht-Band  $k \cdot p$ -Formalismus sagen mehrere gebundene Elektronen- und Lochzustände voraus [Sti99]. Die Wahrscheinlichkeit des Interband-Übergangs ist nur hoch zwischen Elektron- und Lochenergieniveaus mit der gleichen Quantenzahl. In realen QPt-Strukturen sind diese diskreten Energieniveaus inhomogen verbreitert aufgrund der Größenfluktuation der QPte. Die Entartung der Energieniveaus ist festgelegt durch die Geometrie der QPte und ergibt sich aus den Eigenwerten eines harmonischen Oszillators

[Foc28]:

$$E = E_{nz} + \hbar\omega \cdot [n_{radial} + |n_{azimutal}| + 1] \quad (2.2)$$

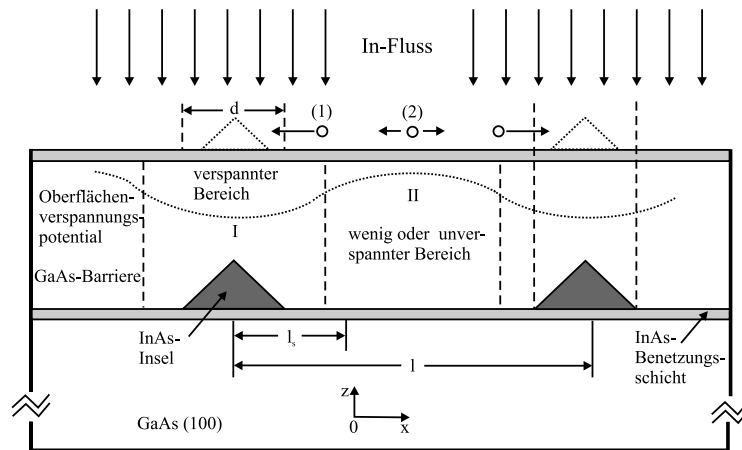
$E_{nz}$  ist dabei die Quantisierung in Wachstumsrichtung (ist ohne Bedeutung, da der erste angeregte Zustand im QPt dem ersten angeregten Zustand des lateralen Einschlusspotentials entspricht),  $n_{radial} = 0, 1, 2, \dots$  und  $n_{azimutal} = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ . Der Grundzustand entspricht dabei  $n_{radial} = n_{azimutal} = 0$ , d.h. die Entartung unter Berücksichtigung des Spins beträgt hier 2. Für den ersten angeregten Zustand ist  $n_{radial} = 0$  und  $n_{azimutal} = \pm 1$ , d.h. die Entartung beträgt hier insgesamt 4. Für den zweiten angeregten Zustand erhält man entsprechend eine Entartung von 8.

Diese theoretischen Vorhersagen lassen sich sowohl durch differentielle Transmissionsmessungen an QPt-Teststrukturen verifizieren [Kim03] als auch direkt beobachten an QPt-Lasern am Anstieg der Schwellenstromdichte beim Übergang des Laserbetriebs auf die angeregten Zustände.

### 2.2.4 Vertikal verspannungsgekoppelte Quantenpunkte

Vertikal verspannungsgekoppelte QPt-Schichten werden in Laserstrukturen eingesetzt, um den Füllfaktor zu erhöhen. Außerdem ist die Kopplung eine Methode, um in gewissem Maße Einfluss auf die QPt-Entstehung zu nehmen, da die erste Schicht als Nukleationsschicht („Seed-Layer“) dient, die die Position der QPte in den darüber liegenden Schichten und damit auch deren Flächendichte festlegt. Der kinetische Prozess, der dem selbstorganisierten Wachstum unter vertikaler Verspannungskopplung zugrunde liegt, ist in Abb. 2.8 dargestellt.

Die Inseln in der ersten Schicht erzeugen eine Zugverspannung im GaAs über den Inseln (Bereich I), während im Bereich II wenig oder keine Verspannung herrscht, abhängig von der mittleren Distanz  $l$  der Inseln in der ersten QPt-Schicht und der Reichweite  $l_s$  des Spannungsfeldes, die abhängig von der Dicke der GaAs-Schicht zwischen den QPt-Schichten ist. Die im Bereich I auftreffenden In-Atome werden aufgrund des Spannungsfeldes dazu gezwungen, sich oberhalb der Inseln in der unteren QPt-Schicht anzusammeln. Dort können die Atome auch den niedrigsten thermodynamischen Zustand einnehmen wegen der geringeren Gitterfehlpassung des InAs mit dem an dieser Stelle verspannten GaAs. Andererseits können die In-Atome, die im Bereich II auftreffen, die Nukleation von neuen Inseln in diesem Bereich hervorrufen, was für effiziente vertikale Organisation nicht wünschenswert ist. Falls die Barrierendicke geeignet gewählt wird, d.h.  $2l_s > l$ , dann wird die Inselbildung im Bereich II unterdrückt und das selbstorganisierte vertikal verspannungsinduzierte Wachstum findet statt.



**Abbildung 2.8:** Schematische Darstellung der zwei Hauptprozesse bei der In-Migration auf der verspannten Oberfläche: (1) gerichtete Diffusion in einem mechanisch-chemischen Potentialgradienten, die zur vertikalen Selbstorganisation beiträgt und (2) symmetrische thermische Migration in Bereiche außerhalb der Inseln, was zur Bildung neuer, nicht mit den Inseln darunter korrelierten, Inseln führt (nach [Xie95])

Veränderungen im QPt-Ensemble, die mit der Vergrößerung der Dicke der GaAs-Barriere und der Anzahl der Schichten einhergehen, lassen sich am ehesten mit (zeitaufgelösten) Photolumineszenzmessungen erkennen. Übersteigt die Dicke der GaAs-Barriere einen bestimmten Wert, der abhängig ist von Reichweite und Betrag des Spannungsfeldes, das durch die zu bedeckenden QPte erzeugt wird, dann sind die einzelnen Schichten nicht mehr miteinander gekoppelt. Die Kopplung durch das Spannungsfeld der jeweils unteren Schicht hat aber nicht nur einen Einfluss auf die QPt-Bildung, sondern verändert auch deren elektronische Struktur. Denn ein Ensemble von vertikal gekoppelten QPt-Schichten bildet eine Art künstlichen Kristall mit sogenannten Minibändern, zwischen denen entsprechend Auswahlregeln nur bestimmte Übergänge möglich sind [Laz01]. Mittels zeitaufgelöster Messungen lässt sich nachweisen, dass Elektronen mit Tunnelzeiten um 100 fs innerhalb der angeregten Zustände in den Minibändern zwischen den Schichten tunneln, was impliziert, dass es einen signifikanten Überlapp der Elektronenwellenfunktionen der einzelnen QPt-Schichten gibt [Ura00]. Dieser Prozess läuft also schneller ab als die Ladungsträgerrelaxation innerhalb eines QPtes (einige 10 ps, siehe Abschnitt 2.2.2). Wenn man mehrere vertikal gekoppelte QPt-Schichten übereinander wächst, dann werden die QPte in Wachstumsrichtung immer größer, da die kritische Schichtdicke infolge der zunehmenden Verspannung immer weiter abnimmt. In solch einer Struktur tunneln die Elektronen zur letzten Schicht, da hier die QPte am größten sind und damit das Potential

am niedrigsten ist. Dies wiederum ist als Indiz für die Kopplung der QPt-Schichten im Photolumineszenzsignal als Verschiebung zu kleineren Energien hin zu beobachten. Dieser Effekt lässt sich daher auch gezielt zur Erzeugung langwelliger Emission von QPten heranziehen. Es ist jedoch auch möglich nach oben hin die abgeschiedene Schichtdicke so zu korrigieren, dass die QPte in allen Schichten gleich groß sind [Muk98]. Dann hat man nach wie vor den Vorteil einer geringeren Linienbreite der QPt-Emission aufgrund der durch die Minibänder festgelegten Auswahlregeln bei den Übergängen sowie einer gegenüber ungekoppelten Strukturen erhöhten Oszillatorstärke, d.h. einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für den Ablauf der Interband-Übergänge, was eine direkte Folge des Überlapps der Wellenfunktionen der einzelnen Schichten bzw. des Tunnelns von Elektronen zwischen ihnen ist [Sol96]. Die Oszillatorstärke für einen Übergang vom Zustand  $i$  zum Zustand  $j$  ist definiert als [Sto03]

$$f_{ij} = \frac{\frac{2}{m_e^*} |\langle j | \hat{\mathbf{e}} \cdot \hat{\mathbf{p}} | i \rangle|^2}{E_j - E_i} \quad (2.3)$$

mit  $m_e^*$ : effektive Elektronenmasse,  $\hat{\mathbf{e}}$ : Einheitsvektor für die Photonenpolarisation,  $\hat{\mathbf{p}}$ : Operator des Elektronenimpulses und  $E_i$  und  $E_j$ : Energien des Anfangs- und Endzustandes. Ein Maß für die erhöhte Oszillatorstärke ist dabei die Abklingzeit des Photolumineszenzsignals. Für drei gekoppelte QPt-Schichten ist diese mit 0.8 ns nur etwa halb so lang wie bei einer einzelnen QPt-Schicht (1.5 ns) [Led96]. Den Anstieg der Oszillatorstärke kann man erklären durch die Exzitonen-Kohärenz in symmetrisch gekoppelten QFen und QPten [Bry93]. Der Exzitonen-Kohärenz-Effekt führt zu einer Konzentration der Oszillatorstärke auf das Grundzustandsexziton. Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass das Prinzip der vertikal verspannungsgekoppelten QPte ein durchaus ernsthaft in Betracht zu ziehendes Konzept ist, wenn es darum geht die Linienbreite der QPt-Emission zu reduzieren und dadurch letztendlich Lasereigenschaften wie Schwellenstrom und Quantenausbeute zu verbessern. Außerdem folgt aus der verringerten Linienbreite eine höhere differentielle Verstärkung, woraus sich ein kleinerer Chirp und eine höhere Modulationsbandbreite ergeben sollten (die Begriffe „Chirp“ und „Modulationsbandbreite“ werden im Abschnitt 2.3.7 behandelt werden). Dass dies tatsächlich möglich ist zeigen zahlreiche Veröffentlichungen wie z.B. [Kov99]. Auf die in diesem Abschnitt besprochene Thematik wird im Laufe der vorliegenden Arbeit anhand realer Strukturen noch näher eingegangen werden.

## 2.3 Halbleiterlaser

### 2.3.1 Grundlagen

Der Funktionsweise eines Lasers liegt die Wechselwirkung eines elektromagnetischen Strahlungsfeldes mit Materie zugrunde. Das Wort **Laser** ist ein Akronym und steht für **L**ight **a**mplification by **s**timulated **e**mission of **r**adiation. Allein aus der Bedeutung dieses Ausdrucks lässt sich schon schließen, dass man sich hier die stimulierte Emission zur Verstärkung von Licht zunutze macht. Neben der spontanen Emission und der stimulierten Absorption manifestiert sich in der stimulierten Emission einer der fundamentalen Wechselwirkungsmechanismen von elektromagnetischer Strahlung mit Materie. Dabei regt ein einfallendes Photon mit der Energie  $E = h\nu = E_2 - E_1$  ein Elektron in einem Zustand  $E_2$  zum Übergang in einen energetisch niedrigeren Zustand  $E_1$  an. Die frei werdende Energie wird in Form eines Photons mit gleicher Energie und Phase abgestrahlt, woraus insgesamt eine Verstärkung des Strahlungsfeldes resultiert. Der Konkurrenzprozess hierzu ist die Absorption des einfallenden Photons durch ein Elektron im Grundzustand  $E_1$ . Um insgesamt eine Verstärkung des Strahlungsfeldes zu erreichen ist es demnach notwendig, dass sich mehr Elektronen auf dem angeregten Niveau  $E_2$  befinden als auf dem Grundzustand  $E_1$ , d.h. es muss *Besetzungsinversion* stattfinden. Dies lässt sich durch optisches oder elektrisches Pumpen von außen erreichen.

Abb. 2.9 veranschaulicht die drei Wechselwirkungsmechanismen von elektromagnetischer Strahlung mit Materie. Zusätzlich schematisch dargestellt sind nichtstrahlende Prozesse, die insbesondere in Halbleiterlaserdioden auftreten und die auf Elektron-Elektron- oder Elektron-Phonon-Wechselwirkung beruhen. Ein Beispiel dafür sind Auger-Prozesse, bei denen die Rekombinationsenergie strahlungslos auf ein weiteres Elektron übertragen wird.

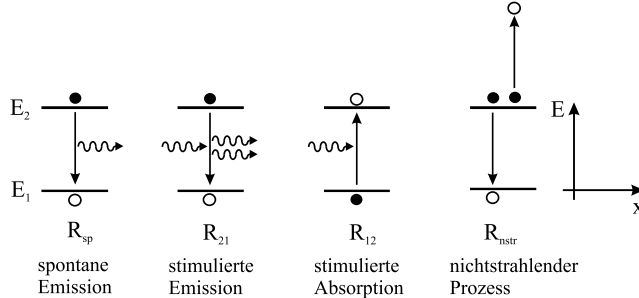


Abbildung 2.9: Elektronische Übergänge zwischen zwei Zuständen

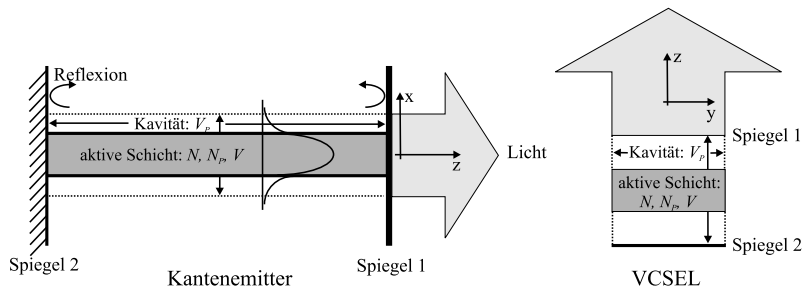
Um eine effektive Verstärkung des Lichts zu erzielen, ist es erforderlich, die emittierten

Photonen so lange wie möglich in dem Bereich, in dem die Verstärkung erfolgt, der sogenannten *aktiven Zone*, einzuschließen, so dass sie mehrere Male durch stimulierte Emission verstärkt werden können. Dies lässt sich realisieren, indem man die aktive Zone zwischen zwei Spiegel bringt, wodurch ein Fabry-Pérot-Resonator entsteht. Die Photonen laufen dann mehrfach im Resonator hin und her, wobei sie verstärkt werden, bis sie aufgrund der endlichen Reflektivität der Spiegel aus diesen auskoppeln. Falls die Verstärkung die internen und die Spiegelverluste ausgleichen kann und die elektromagnetische Welle nach einem Umlauf im Resonator verstärkt wurde, d.h. falls gilt

$$R_1 R_2 e^{(g-\alpha_i)2L} = 1 \leftrightarrow g = \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \left( \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \quad (2.4)$$

wobei  $R_i$ : Reflexionskoeffizienten der Spiegel,  $g$ : optische Verstärkung,  $\alpha_i$ : interne Verluste,  $L$ : Resonatorlänge, dann setzt Laseroszillation ein [Col95].

Lasers bestehen prinzipiell aus zwei Fabry-Pérot-Spiegeln, zwischen denen sich ein aktives Medium befindet. Bei kantenemittierenden Halbleiterlasern erfüllen die Spaltfacetten die Funktion der Spiegel, denn durch den Halbleiter-Luft-Übergang ergibt sich eine Reflektivität von etwa 30 %, was bei direkten Halbleitern zum Erfüllen der Schwellenbedingung (2.4), d.h. zum Anschwingen des Lasers ausreicht. Bei vertikal emittierenden Halbleiterlasern werden die Spiegel gebildet von alternierenden  $\frac{\lambda}{4n}$ -dicken Schichten bestehend aus Materialien mit möglichst großem Brechungsindexunterschied. Auf diese Weise erhält man Bragg-Reflektoren, deren Gesamtreffektivität in einem gegebenen Materialsystem im Wesentlichen von der Zahl der Perioden abhängt. Abb. 2.10 zeigt den schematischen Aufbau von kanten- und vertikalemittierenden Lasern.

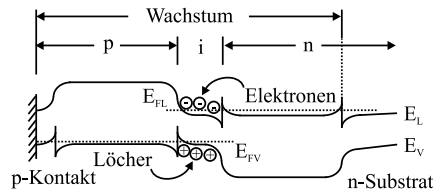


**Abbildung 2.10:** Prinzipieller Aufbau eines kanten- und eines vertikalemittierenden Lasers (nach [Col95])

Halbleiterlaserdioden werden so hergestellt, dass im Bereich der aktiven Zone ein pn-Übergang liegt, wobei p- und n-Bereich durch entsprechende Dotierung definiert ist. Dabei ist die aktive Zone im Allgemeinen der Bereich mit der kleinsten Bandlücke und bleibt

intrinsisch dotiert. Schaltet man die resultierende Diode in Durchlassrichtung, so erfolgt Ladungsträgerinjektion in die aktive Zone, d.h. die Laserdiode wird elektrisch gepumpt, und es kann Besetzungsinversion erreicht werden. Abbildung 2.11 verdeutlicht diesen Vorgang.

Demnach tritt Besetzungsinversion auf, sobald der Abstand der Quasiferminiveaus der Elektronen und Löcher größer ist als die Energie der emittierten Photonen  $E_{hv}$ , was impliziert, dass der Betrag der angelegten Spannung größer sein muss als  $E_{hv}/e$  [Ble86]. Da die Energie der emittierten Photonen größer als die Bandlückenenergie ist, also  $E_{hv} > E_g$ , muss gelten  $U > E_g/e$ .



**Abbildung 2.11:** Band-Diagramm für eine in Vorwärtsrichtung geschaltete Halbleiterlaserdiode (nach [Col95])

### 2.3.2 Ratengleichungen für Ladungsträgerverluste und Photonerzeugung

Die Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone ergibt sich aus einem dynamischen Prozess. Man kann den Vorgang der Herstellung eines Gleichgewichts der Ladungsträgerdichte mit dem Einstellen eines Wasserspiegels in einem Reservoir vergleichen (siehe Abb. 2.12). Der in Abb. 2.12 veranschaulichte Leckstrom führt zur einer Verringerung der internen Quanteneffizienz  $\eta_i$  und wird verursacht durch Nebenschlüsse in der Umgebung der aktiven Schicht. Die Leckrate  $R_l$  ergibt sich aus dem „Ausströmen“ von Ladungsträgern aus der aktiven Zone vor der Rekombination z.B. durch thermische Emission oder durch laterale Diffusion in Abwesenheit einer lateralen Barriere. Daher trägt diese Leckrate zu einem Verlust von Ladungsträgern bei, die ansonsten für die Erzeugung von Licht zur Verfügung stehen würden.

Für die Doppelheterostruktur aus Abb. 2.11 ergeben sich aus dem injizierten Strom eine Ladungsträgererzeugungsrate  $G$  und verschiedene strahlende und nichtstrahlende Rekombinationsprozesse  $R$ , einschließlich einer Leckrate. Insgesamt lässt sich daher die folgende Ratengleichung angeben:

$$\frac{dN}{dt} = G - R \quad (2.5)$$



wobei  $G$  die Rate für die injizierten Elektronen und  $R$  die Rate für die rekombinierenden Elektronen pro Einheitsvolumen sind. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass aufgrund der Ladungsneutralität die Ladungsträgerdichte der Elektronen gleich der Ladungsträgerdichte der Löcher sein muss, d.h.  $N = P$ , weshalb in dieser Betrachtung nur  $N$  berücksichtigt werden kann. Da  $\frac{\eta_i I}{q}$  Elektronen pro Sekunde in die aktive Zone injiziert werden, kann man  $G$  ausdrücken als

$$G = \frac{\eta_i I}{qV}, \quad (2.6)$$

wobei  $V$  das Volumen der aktiven Zone ist.

Bei den Rekombinationsprozessen spielen mehrere Mechanismen eine Rolle. Es gibt eine spontane Rekombinationsrate  $R_{sp}$ , eine Rate für nichtstrahlende Prozesse  $R_{nstr}$ , eine Leckrate  $R_l$  und schließlich unter geeigneten Randbedingungen eine Rate für stimulierte Rekombination  $R_{st}$ , die sowohl stimulierte Emission als auch stimulierte Absorption enthält. Man kann also zusammenfassen:

$$R = R_{sp} + R_{nstr} + R_l + R_{st}. \quad (2.7)$$

Die ersten drei Terme auf der rechten Seite beziehen sich auf die natürlichen oder unstimulierten Ladungsträgerverlustprozesse. Der vierte Term,  $R_{st}$ , setzt die Anwesenheit von Photonen voraus. In der Regel beschreibt man die natürlichen Verlustprozesse mit einer Lebensdauer  $\tau$ . In Abwesenheit eines Photons oder eines Erzeugungsterms wird die Rategleichung für die Verluste zu

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N}{\tau} \equiv R_{sp} + R_{nstr} + R_l. \quad (2.8)$$

Die Rate für die Verluste lässt sich auch als eine Potenzreihe der Ladungsträgerdichte  $N$  darstellen, da jeder der Terme abhängig ist von  $N$ , während die Lebensdauer  $\tau$  normalerweise nicht von  $N$  abhängt. Somit lässt sich (2.7) schreiben als

$$R = \frac{N}{\tau} + R_{st} = BN^2 + (AN + CN^3) + R_{st}, \quad (2.9)$$

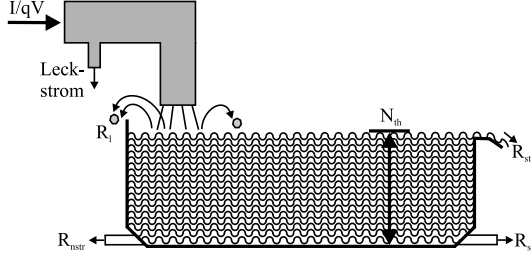
wobei  $R_{sp} \propto BN^2$  und  $R_{nstr} + R_l \propto (AN + CN^3)$ . Der Koeffizient  $B$  wird bimolekularer Rekombinationskoeffizient genannt und hat die Größenordnung  $B \approx 10^{-10} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}$  (in AlGaAs und InGaAsP), und  $A$  bzw.  $C$  sind weitere Konstanten [Col95].

Gemäß (2.9) beinhaltet also der Term  $AN$  die Störstellenrekombination und die verschiedenen Arten von Leckströmen und stellt somit die Rate für nichtstrahlende Einzelteilchen-Prozesse dar. Der Term  $BN^2$  entspricht der spontanen Rekombinationsrate  $R_{sp}$ . Der Term  $CN^3$  lässt sich identifizieren mit der Rate für die Auger-Prozesse genannten

Dreiteilchenprozesse (siehe Abb. 2.9), die mit zunehmender Ladungsträgerdichte (wegen der dritten Potenz) sowie mit abnehmender Bandlücke stark an Bedeutung gewinnen.

Ingesamt lässt sich die Ratengleichung also folgendermaßen ausdrücken:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV} - \frac{N}{\tau} - R_{st}. \quad (2.10)$$



**Abbildung 2.12:** Analogie zum Wasserreservoir oberhalb der Schwelle. Aus weiterem Zufluss resultiert ein Ansteigen von  $R_{st}$ , während  $R_{nstr}$  und  $R_{sp}$  unverändert bleiben. (nach [Col95])

Während bei einem Laser unterhalb der Schwelle  $R_{st}$  vernachlässigt werden kann, übernimmt dieser Term in (2.10) oberhalb der Schwelle die dominierende Rolle. Denn sobald die Laserschwelle überschritten ist, ändert sich bei zunehmendem Pumpstrom nur noch  $R_{st}$ , während  $R_{nstr}$  und  $R_{sp}$  konstant bleiben (vgl. Abb. 2.12).  $R_{st}$  ist in diesem Bereich der Term, der die Photonen-Erzeugung beinhaltet. Jedes Mal wenn ein Elektron-Loch-Paar zur Rekombination stimuliert wird, dann resultiert daraus ein weiteres Photon. Da aber, wie aus Abb. 2.9 hervorgeht, das Volumen der Kavität  $V_P$ , das durch Photonen ausgefüllt wird, gewöhnlich größer ist als das Volumen der aktiven Zone  $V$ , in dem sich Elektronen befinden, ist die Erzeugungsrates für die Photonendichte  $\frac{V}{V_P} R_{st}$ , d.h.  $R_{st}$  muss hier um einen Vorfaktor korrigiert werden. Der Faktor für den Elektron-Photon-Überlapp,  $\frac{V}{V_P}$ , wird gemeinhin auch als Einschlussfaktor oder „Confinement-Faktor“  $\Gamma$  bezeichnet.

Dem Verlust von Photonen in der Kavität liegen optische Absorption und Streuung aus der optischen Mode sowie die Auskopplung eines Teils der Mode durch einen der Spiegel zugrunde. Für diese Verluste lässt sich die folgende Ratengleichung formulieren:

$$\frac{dN_P}{dt} = \Gamma R_{st} + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_P}{\tau_P}, \quad (2.11)$$

wobei  $\beta_{sp}$  der spontane Emissionsfaktor ist und der reziproken Anzahl der optischen Moden in der Bandbreite der spontanen Emission entspricht.  $R_{st}$  steht für die photonenstimulierte Elektron-Loch-Rekombination, die wiederum weitere Photonen erzeugt. Dies ist demnach ein Gewinn-Prozess für Photonen. Durchläuft ein Photon eine Länge  $\Delta z$  der

aktiven Zone, dann kann man das Zunehmen von  $N_P$  in Abhängigkeit von einem Gewinn pro Einheitslänge,  $g$ , ausdrücken:

$$N_P + \Delta N_P = N_P \cdot e^{g\Delta z}. \quad (2.12)$$

Falls  $\Delta z$  genügend klein ist, wird  $e^{g\Delta z}$  in erster Näherung zu  $(1 + g\Delta z)$ . Benutzt man außerdem, dass  $\Delta z = v_g \Delta t$  mit  $v_g$  als Gruppengeschwindigkeit, dann ergibt sich  $\Delta N_P = N_P g v_g \Delta t$  und

$$\left( \frac{dN_P}{dt} \right)_{erz} = R_{st} = \frac{\Delta N_P}{\Delta t} = v_g g N_P. \quad (2.13)$$

Damit lassen sich die Ratengleichungen für Ladungsträger- und Photonendichte nun wie folgt schreiben:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\eta_i I}{qV} - v_g g N_P, \quad (2.14)$$

$$\frac{dN_P}{dt} = \Gamma v_g g N_P + \Gamma \beta_{sp} R_{sp} - \frac{N_P}{\tau_P}. \quad (2.15)$$

### 2.3.3 Abhängigkeit der Schwellenstromdichte von Resonatorlänge und optischer Verstärkung

Aus (2.4) und den Ratengleichungen lässt sich der folgende Ausdruck für die Abhängigkeit der Schwellenstromdichte  $J_{th}$  von der Resonatorlänge  $L$  und der optischen Verstärkung  $g_0$  ableiten [Col95]:

$$J(L) = J_0 \exp \left[ \frac{1}{g_0} \left( \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}} \right) \right] \quad (2.16)$$

Dabei ist  $J_0$  die sogenannte Transparenzstromdichte, d.h. die Stromdichte, bei der die Verstärkung gerade die internen Verluste ausgleicht. Sie lässt sich durch Extrapolation bestimmen, wenn man  $J$  gegen  $\frac{1}{L}$  aufträgt und den Wert am Schnittpunkt des Fits nach (2.16) mit der Ordinate abliest. Für große Werte für die optische Verstärkung  $g_0$ , wie z.B. bei QF-Lasern, wird das Argument der Exponentialfunktion klein, und man kann (2.16) in guter Näherung durch den Term erster Ordnung der Potenzreihe ersetzen [Ble86]:  $J(L) \approx \alpha_i + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}$ . D.h. der funktionale Zusammenhang  $J(\frac{1}{L})$  ist linear. Ist allerdings  $g_0$  klein, wie es bei QPt-Lasern meist der Fall ist, dann ist keine lineare Näherung durch Reihenentwicklung möglich, und die Messdaten können nur durch den exponentiellen Zusammenhang mit den Parametern  $J_0$  und  $g_0$  korrekt angefitet werden.

### 2.3.4 Ausgangsleistungs-Strom-Charakteristik

Ist die Bedingung (2.4) noch nicht erfüllt, überwiegen also noch die spiegelbedingten und die internen Verluste, so ist am Laser nur spontane Emission zu beobachten. Diese steigt in linearer Näherung proportional zum Strom, der durch das Bauelement fließt, an, wie es in Abb. 2.13 dargestellt ist. Wird jedoch der Schwellenstrom  $I_S$  erreicht, dann stagniert die spontane Emission und die stimulierte gewinnt die Oberhand. Für die oberhalb der Laserschwelle emittierte Lichtleistung gilt [Col95]:

$$P = \eta_i \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \cdot \frac{h\nu}{e} \cdot (I - I_S) \quad (2.17)$$

mit

- $\eta_i$ : interne Quanteneffizienz; Bruchteil der in die aktive Zone injizierten Ladungsträger, der durch stimulierte Emission zur optischen Verstärkung beiträgt
- $\alpha_i$ : interne Verluste
- $\alpha_m$ : Spiegelverluste;  $\alpha_m = \frac{1}{L} \cdot \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}$

Den Faktor  $\eta_i \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i}$  bezeichnet man auch als externe differentielle Quanteneffizienz  $\eta_d$ . Sie lässt sich aus der Steigung der Lichtleistungs-Strom-Kennlinie oberhalb der Schwelle bestimmen:

$$\eta_d = \frac{e}{h\nu} \frac{dP}{dI}. \quad (2.18)$$

Dabei repräsentiert  $\frac{dP}{h\nu}$  die Zahl der pro Zeiteinheit erzeugten Photonen und  $\frac{dI}{e}$  die Zahl der pro Zeiteinheit injizierten Elektronen.  $\eta_d$  ist also ein Maß dafür, wie viele Elektronen injiziert werden müssen, um ein Photon zu erzeugen. Über die Spiegelverluste  $\alpha_m$  hängt die externe Quanteneffizienz von der Resonatorlänge  $L$  ab. Durch Einsetzen von (2.17) in (2.18) erhält man

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{\alpha_i}{\eta_i \cdot \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}} \cdot L + \frac{1}{\eta_i}, \quad (2.19)$$

d.h. durch längenabhängige Messungen ist es möglich,  $\alpha_i$  und  $\eta_i$  zu bestimmen [Ebe92]. Dieses Verfahren wurde für die Grundcharakterisierung der hergestellten Laserproben herangezogen.

### 2.3.5 Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte von Quantenpunktlasern

Die Abhängigkeit der Schwellenstromdichte  $j_{th}$  von der Temperatur folgt dem funktionalen Zusammenhang

$$J_{th}(T) = J_0 e^{\frac{T}{T_0}}. \quad (2.20)$$

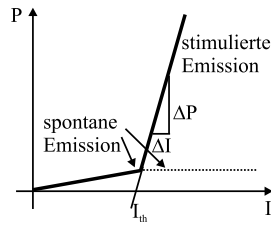


Abbildung 2.13: Ideale Lichtleistungs-Strom-Kennlinie einer Halbleiterlaserdiode

wobei der Parameter  $T_0$  als charakteristische Temperatur bezeichnet wird und ein Maß für die Stärke der Temperaturabhängigkeit von  $J_{th}$  ist. Die Zunahme der Schwellenstromdichte mit der Betriebstemperatur ist eine Folge des Verlusts von Ladungsträgern aus dem aktiven Bereich, der durch stärkere Strominjektion ausgeglichen werden muss, um die Ladungsträgerdichte dort konstant zu halten. Je nach Temperaturbereich dominiert dabei ein anderer Verlustmechanismus. Für jeden dieser Bereiche lässt sich ein Wert für  $T_0$  ermitteln, wobei der Betrag von  $T_0$  in aufeinanderfolgenden Bereichen mit zunehmender Temperatur abnimmt.

Theoretischen Berechnungen zufolge nimmt die Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte bei einer Reduktion der Dimension des aktiven Materials ab, d.h.  $T_0$  wird größer [Ara82]. Im Falle der QPt-Laser mit nulldimensionalem aktivem Material sollte die Schwellenstromdichte idealerweise temperaturunabhängig, also  $T_0 = (\partial \ln J_{th} / \partial T)^{-1} = \infty$  sein. Dies würde zutreffen, wenn das Einschlusspotential der QPte so hoch wäre, dass alle injizierten Ladungsträger in diesen gefangen bleiben und durch strahlende Rekombination zur Laseremission beitragen würden. In der Realität lässt es das Einschlusspotential jedoch zu, dass Ladungsträger thermisch in die Barrieren emittiert werden, wo sie mit freien Ladungsträgern rekombinieren.

Der Verlust von Ladungsträgern aus den QPten kann ursächlich mit zwei Prozessen zusammenhängen. Zum Einen sind in QPten nicht alle Elektronen und Löcher zu ladungsneutralen Exzitonen gepaart [Miy89] [Asr96][Asr97b]. Ladungsträger, für die kein Rekombinationspartner vorhanden ist, können durch Stoß- oder Augerprozesse zu höheren Zuständen wechseln bzw. in die Benetzungsschicht gelangen und dort mit freien Ladungsträgern rekombinieren. Gibt es für ein Elektron keinen geeigneten Rekombinationspartner im Valenzband, so kann es nach einer gewissen Lebensdauer mit freien Ladungsträgern in der Benetzungsschicht rekombinieren, und es trägt somit nicht zur Emission in die Lasermode bei.

Zum Anderen können auch Ladungsträger, selbst wenn genügend Rekombinationspartner vorhanden sind, thermisch in die Benetzungsschicht emittiert werden. Der Ablauf

der beiden genannten Prozesse ist dabei für Elektronen wegen deren geringerer Masse wahrscheinlicher als für Löcher.

Die beiden Prozesse verursachen einen Verlust von Ladungsträgern aus den QPten. Dieser Verlust muss zur Aufrechterhaltung der Ladungsträgerdichte oberhalb der Laserschwelle durch einen höheren Injektionsstrom ausgeglichen werden. Die Schwellenstromdichte setzt sich also aus der Summe der Beiträge der beiden Prozesse zusammen [Asr97a]:

$$J_{th} = J_{QP} + J_{Bar}. \quad (2.21)$$

Dabei repräsentiert der erste Term den Beitrag der strahlenden Rekombination von ungepaarten Ladungsträgern und der zweite den Beitrag der thermischen Emission von Ladungsträgern in die Barrieren. Für die beiden Komponenten in Gleichung (2.21) lassen sich die folgenden Bestimmungsgleichungen aufstellen [Asr97a]:

$$J_{QP} = \frac{eN_S}{\tau_{QP}} f_n f_p \quad (2.22)$$

$$J_{Bar} = ebN_c N_v \frac{f_n f_p}{(1-f_n)(1-f_p)} \exp\left(-\frac{\Delta E_g - \varepsilon_n - \varepsilon_p}{k_B T}\right) \quad (2.23)$$

Dabei ist  $e$  die Elektronenladung,  $f_{n,p}$  die mittlere Elektron- und Lochbesetzungswahrscheinlichkeit, die für den Laserbetrieb bei einer gegebenen Flächendichte  $N_S$  von QPten notwendig ist,  $\tau_{QP}$  die strahlende Lebensdauer,  $b$  die Barrierendicke,  $B$  die Strahlungskonstante in den Barrieren,  $N_c$ ,  $N_v$  die äquivalente Zustandsdichte in den Barrieren im Leitungs- und Valenzband,  $\Delta E_g$  der Bandlückenunterschied zwischen Barrieren und QPt-Material,  $\varepsilon_{n,p}$  ein quantisiertes Energieniveau eines Elektrons bzw. Lochs in einem QPt mittlerer Größe und  $k_B$  die Boltzmann-Konstante.

Da sowohl (2.22) - weil die Besetzungswahrscheinlichkeiten  $f_n$  und  $f_p$  aufgrund ungepaarter Ladungsträger nicht gleich sind - als auch (2.23) offensichtlich temperaturabhängig ist, kann Gleichung (2.20) wie folgt formuliert werden:

$$J_{th}(T) = J_0 e^{\frac{T}{T_0}} = J_{QP}(T) + J_{Bar}(T) \quad (2.24)$$

Der  $T_0$ -Wert ergibt sich dann durch Kombination der Gleichungen (2.21) bis (2.23) zu

$$\frac{1}{T_0} = \frac{J_{QP}}{J_{QP} + J_{Bar}} \frac{1}{T_0^{QP}} + \frac{J_{Bar}}{J_{QP} + J_{Bar}} \frac{1}{T_0^{Bar}} \quad (2.25)$$

mit

$$\frac{1}{T_0^{QP}} = \frac{\partial \ln J_{QP}}{\partial T}, \quad \frac{1}{T_0^{Bar}} = \frac{\partial \ln J_{Bar}}{\partial T} \quad (2.26)$$

Abschätzungen im Rahmen von Modellrechnungen mit typischen Werten für Parameter wie QPt-Flächendichte und -größe, Barrierendicke und interner Absorption haben

ergeben, dass bis etwa 300 K die Verluste infolge der Rekombination ungepaarter Elektronen und Löcher mit freien Ladungsträgern nach (2.22) das Temperaturverhalten der Schwellenstromdichte dominieren [Asr97a]. Danach bestimmt die thermische Emission von Ladungsträgern aus den QPten gemäß (2.23) das Temperaturverhalten. Es sind jedoch für alle Temperaturen beide Verlustkanäle aktiv.

Aus experimentellen Bestimmungen von  $T_0$  nach Gleichung (2.20) geht hervor, dass die Schwellenstromdichte von QPt-Lasern aufgrund der beschriebenen systeminhärenten Effekte ab etwa 200 K temperaturabhängig wird. Bei höheren Temperaturen dagegen nimmt  $T_0$  dramatisch ab, und der Schwellenstrom steigt stark an [Muk00a]. Die charakteristischen Temperaturen von QPt-Lasern sind vergleichbar mit denen von QF-Lasern bei gleicher Emissionswellenlänge.

### 2.3.6 Temperaturabhängigkeit der Emissionswellenlänge von Quantenpunktlasern

Gemäß theoretischen Überlegungen sollte sich bei QPt-Lasern die Laseremissionswellenlänge aufgrund der diskreten Energieniveaus unter Temperatureinfluss weniger ändern als bei QF-Lasern. In diesen folgt die Absenkung der Bandkante, was einer Rotverschiebung der Emissionswellenlänge entspricht, bei steigender Temperatur dem Zusammenhang

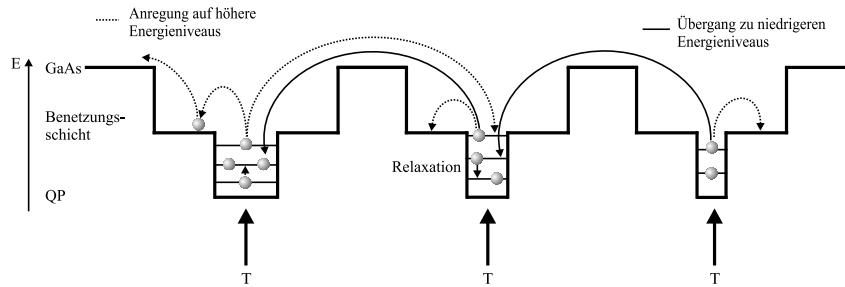
$$E_g(T) = E_g(T = 0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.27)$$

wobei  $E_g(T = 0)$ ,  $\alpha$  und  $\beta$  materialabhängige Größen sind (für GaAs z.B. ist  $E_g(T=0) = 1.519$  eV,  $\alpha = 5.404 \cdot 10^{-4}$ ,  $\beta = 204$  und  $E_g(300) = 1.42$  eV) [Lev96].

Im QPt-Laser dagegen wirken bestimmte Prozesse der Absenkung der Bandkante im gesamten QPt-Ensemble entgegen. Abbildung 2.14 zeigt eine schematische Darstellung dieser Prozesse. Es sind hier drei QPte verschiedener Größe und damit verschiedener Lage der Energieniveaus aufgezeichnet. Größere QPte haben dabei eine niedrigere Grundzustandsenergie und einen kleineren Niveauabstand als kleinere. Auf die diskreten Energieniveaus innerhalb der QPte folgen die energetisch höheren kontinuierlichen Zustände in der Benetzungsschicht.

Führt man dem QPt-Ensemble nun thermische Energie zu, was durch Aufheizung durch den Injektionsstrom während des Laserbetriebs und durch Wärmeaustausch mit der Umgebung erfolgen kann, dann werden zum Einen alle Energieniveaus im Ensemble gemäß (2.27) in gleichem Maße abgesenkt. Zum Anderen haben die Ladungsträger nun thermische Energie, die in kinetische Energie umgesetzt werden kann. Diese Energie versetzt die Ladungsträger in die Lage, das Energieniveau wechseln und das Einschlusspotential der QPte überwinden zu können.

Auf diese Weise kann es einerseits zur Anregung von Ladungsträgern auf höhere Energieniveaus im gleichen QPt, in einem benachbarten QPt oder in der Benetzungsschicht kommen (gepunktete Pfeile in Abb. 2.14). Andererseits können aber auch Ladungsträger den QPt wechseln, um auf ein niedrigeres und damit energetisch günstigeres Niveau zu gelangen (durchgezogene Pfeile). Gleichzeitig laufen nach den Regeln des Pauli-Verbots Relaxationsprozesse innerhalb der QPte ab, bei denen Ladungsträger von höheren auf niedrigere Energieniveaus übergehen.



**Abbildung 2.14:** Elektronische Übergänge in Quantenpunkten unter Temperatureinfluss

Bei QPt-Lasern ist die optische Verstärkung im Vergleich zu QF-Lasern beschränkt, insbesondere auch dadurch, dass nur ein relativ kleiner Anteil des QPt-Ensembles in die Lasermode emittieren kann. Steigt nun die Betriebstemperatur an, so gehen immer mehr Ladungsträger von den Zuständen in den QPten verloren, die für den Laserbetrieb relevant sind. Daher muss die Dichte der injizierten Ladungsträger und damit die Schwellenstromdichte ansteigen, um die Ladungsträgerdichte insgesamt konstant zu halten, was wiederum eine weitere, interne Erwärmung zur Folge hat. Insgesamt führt die Erwärmung der Probe zu einem Anstieg der internen Absorption, die hauptsächlich von einer größeren Anzahl freier Ladungsträger herrührt [Mos91]. Da nun wie oben erwähnt die optische Verstärkung von QPt-Lasern beschränkt ist, führt die erhöhte Absorption gemäß (2.4) sofort dazu, dass der Laserbetrieb auf den nächst höheren Zustand ausweicht, auf dem wegen der höheren Entartung eine höhere Ladungsträgerdichte und damit eine höhere optische Verstärkung möglich ist. Aus der Form des Verstärkungsprofils von QPt-Lasern ergibt sich, dass die aus dem Ausweichen des Laserbetriebs resultierende Wellenlängenverschiebung kleiner ist als bei QF-Lasern, da die Verschiebung des Laserbetriebs hin zu den angeregten Zuständen (und damit auch die Blauverschiebung der Laseremission), die nötig ist, um eine höhere Verstärkung zu erreichen, kleiner ist. Das Ausmaß der Wellenlängenverschiebung ist dabei stark abhängig davon, wie die anfängliche energetische Lage der Emission bezüglich des Verstärkungsprofils ist. Insgesamt ergibt sich, abhängig von Materialsystem, Größe



und Ausmaß der Größenfluktuation der QPte sowie der Wellenführung in der Laserstruktur, eine geringere Temperaturverschiebung der Emissionswellenlänge als bei QF-Lasern. [Klo02]

### 2.3.7 Dynamische Eigenschaften

Aus der spontanen Emission resultieren im Laser Schwankungen der Ladungsträger- und Photonendichte. Dies geschieht mit einer bestimmten Frequenz, die sich dem Frequenzspektrum der stimulierten Emission überlagert, was sich wiederum als ein Rauschen in der Ausgangsleistung äußert, dem sogenannten relativen Intensitätsrauschen oder englisch **Relative Intensity Noise**, kurz **RIN**. Der RIN-Messwert ist ein Maß für das Verhältnis von Rauschleistung und Signalleistung und gibt Aufschluss über das intrinsische Frequenzverhalten eines Lasers. Ein Ausdruck für den RIN-Messwert kann aus den Ratengleichungen für die Photonen- und Ladungsträgerdichte

$$\frac{dN_P}{dt} = \left( \Gamma v_g g(N, N_P) - \frac{1}{\tau_P} \right) N + \frac{\Gamma R_{sp}}{V} + F_{N_P}(t) \quad (2.28)$$

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_E} - v_g g(N, N_P) N_P + F_N(t) \quad (2.29)$$

ermittelt werden mit  $N_P$ ,  $N$ : Photonen- und Ladungsträgerdichte in der aktiven Zone,  $F_{N_P}(t)$ ,  $F_N(t)$ : Langevinsche Rauschterme,  $g(N, N_P)$ : Verstärkung in Abhängigkeit von Ladungsträger- und Photonendichte,  $g_N = \frac{\partial g(N, N_P)}{\partial N}$ : differentielle Verstärkung,  $g_{N_P} = \frac{\partial g(N, N_P)}{\partial N_P}$ : nichtlineare Verstärkung,  $R_{sp}$ : Rate für spontane Emission in die Lasermode,  $I$ : Injektionsstrom,  $V$ : Volumen der aktiven Zone,  $\Gamma$ : Confinement-Faktor,  $\tau_E$ ,  $\tau_P$ : Elektronen- und Photonenlebensdauer,  $v_g$ : Gruppengeschwindigkeit [Tat92]. Dabei gelten (2.28) und (2.29) nur für longitudinal und lateral einmodigen Betrieb. Für mehrmodigen Betrieb sind die beiden Gleichungen für jede Mode aufzustellen und danach aufzusummieren. Die Gleichungen stellen aber auch für diesen Fall eine sehr gute Näherung dar. Unter Zuhilfenahme der Kleinsignalanalyse und der Diffusionsrelationen für die Rauschterme kann der RIN-Messwert folgendermaßen dargestellt werden [Tat92]:

$$f(\omega) = \frac{2\Gamma R_{sp}}{N_P V} \frac{\omega^2 + \Gamma_N^2 + \left( v_g g_N N_P + \frac{1}{V} \frac{dR_{sp}}{dN} \right)^2 \left( 1 + \frac{\Gamma_N}{R_{sp} \tau_E N_P} \right) - 2\Gamma_N \left( v_g g_N N_P + \frac{1}{V} \frac{dR_{sp}}{dN} \right)}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2 \Gamma_0^2} \quad (2.30)$$

mit der Resonanzfrequenz  $\omega_0$ :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{v_g g_N N_P}{\tau_P}} \quad (2.31)$$

und der Dämpfung  $\Gamma_0$ :

$$\Gamma_0 = \frac{\Gamma R_{sp}}{N_P V} - \Gamma v_g g_{NP} N_P + \omega_0^2 \tau_P + \frac{d}{dN} \left( \frac{N}{\tau_E} \right) \quad (2.32)$$

Aus praktischen Gründen führt man die Parameter  $D$  und  $K$  ein, so dass

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = D \cdot \sqrt{P_f} \quad (2.33)$$

$$\Gamma_0 = K f_0^2 + \left[ \frac{d}{dN} \left( \frac{N}{\tau_E} \right) \right]^{-1} \quad (2.34)$$

mit  $P_f$ : Ausgangsleistung pro Facette [Tat92]. Dabei sind  $D$  und  $K$  wie folgt definiert ( $\epsilon$ : nichtlinearer Verstärkungsbeiwert) [Tat92]:

$$D = \sqrt{2 \frac{\Gamma}{V} \cdot \frac{v_g g_N}{h\nu} \left( \frac{\alpha_i}{\alpha_m} + 1 \right)} \quad (2.35)$$

$$K = (2\pi)^2 \left( \tau_P + \frac{\epsilon}{v_g g_N} \right) \quad (2.36)$$

Gute Hochfrequenzeigenschaften sind zu erwarten, wenn  $D$  groß und  $K$  klein ist, d.h., das Volumen der aktiven Schicht sollte möglichst klein, die differentielle Verstärkung möglichst hoch und die interne Absorption möglichst gering sein. Außerdem sollte die Photonenlebensdauer ( $\tau_P$ ) im Resonator so klein wie möglich sein, was durch eine kleine Kavitätslänge erreicht werden kann.

Messungen des relativen Intensitätsrauschens lassen nur eine Aussage darüber zu, wie groß die maximal mögliche Bandbreite des Lasers unter Frequenzmodulation ist. Die tatsächliche Bandbreite lässt sich mit der Messung der Frequenzantwort unter Kleinsignalmodulation ermitteln. Um die Kleinsignalantworten  $dN(t)$  und  $dN_P(t)$  auf eine sinusförmige Strommodulation  $I(t)$  zu bestimmen, verwendet man für

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} dN \\ dN_P \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\gamma_{NN} & -\gamma_{NP} \\ \gamma_{PN} & -\gamma_{PP} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} dN \\ dN_P \end{bmatrix} + \frac{\eta_i}{qV} \begin{bmatrix} dI \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.37)$$

mit  $\gamma_{NN} = 1/\tau_{\Delta N} + v_g a_{NP}$ ,  $\gamma_{NP} = 1/\Gamma \tau_P - v_g a_{PN} N_P$ ,  $\gamma_{PN} = \Gamma v_g a_{NP}$ ,  $\gamma_{PP} = \Gamma v_g a_{PN} N_P$  und  $a = \partial g / \partial N$ ,  $a_P = -\partial g / \partial N_P$  den Lösungsansatz

$$\begin{aligned} dI(t) &= I_1 e^{i\omega t}, \\ dN(t) &= N_1 e^{i\omega t}, \\ dN_P(t) &= N_{P1} e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (2.38)$$

Indem man  $d/dt = i\omega$  setzt erhält man aus (2.36)

$$\begin{bmatrix} \gamma_{NN} + i\omega & \gamma_{NP} \\ -\gamma_{PN} & \gamma_{PP} + i\omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} N_1 \\ N_{P1} \end{bmatrix} = \frac{\eta_i I_1}{qV} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (2.39)$$

Die Determinante dieser Matrix lautet:

$$\Delta \equiv \begin{vmatrix} \gamma_{NN} + i\omega & \gamma_{NP} \\ -\gamma_{PN} & \gamma_{PP} + i\omega \end{vmatrix} = \gamma_{NP}\gamma_{PN} + \gamma_{NN}\gamma_{PP} - \omega^2 + i\omega(\gamma_{NN} + \gamma_{PP}). \quad (2.40)$$

Unter Verwendung der Cramerschen Regel erhält man daraus die Kleinsignalladungsträger- und -photonendichte in Einheiten des Modulationsstroms:

$$N_1 = \frac{\eta_i I_1}{qV} \cdot \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} 1 & \gamma_{NP} \\ 0 & \gamma_{PP} + i\omega \end{vmatrix}, \quad (2.41)$$

$$N_{P1} = \frac{\eta_i I_1}{qV} \cdot \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} \gamma_{NN} + i\omega & 1 \\ -\gamma_{PN} & 0 \end{vmatrix}. \quad (2.42)$$

Wenn man nun die Determinanten explizit in (2.41) und (2.42) einsetzt, ergeben sich die folgenden Lösungen:

$$N_1 = \frac{\eta_i I_1}{qV} \cdot \frac{\gamma_{PP} + i\omega}{\omega_R^2} H(\omega), \quad (2.43)$$

$$N_{P1} = \frac{\eta_i I_1}{qV} \cdot \frac{\gamma_{PN}}{\omega_R^2} H(\omega), \quad (2.44)$$

wobei  $H(\omega)$  die folgende Gestalt hat:

$$H(\omega) = \frac{\omega_R^2}{\Delta} \equiv \frac{\omega_R^2}{\omega_R^2 - \omega^2 + i\omega\gamma}. \quad (2.45)$$

Dabei ist  $\omega_R$  die Resonanzfrequenz und  $\gamma$  der Dämpfungsfaktor mit

$$\omega_R^2 \equiv \gamma_{NP}\gamma_{PN} + \gamma_{NN}\gamma_{PP} \text{ und } \gamma \equiv \gamma_{NN} + \gamma_{PP}. \quad (2.46)$$

Das Verhalten eines Lasers unter Kleinsignalmodulation wird demnach beschrieben durch das Betragsquadrat von (2.45). Die theoretisch maximal erreichbare Bandbreite lässt sich aus der durch RIN-Messungen bestimmten Resonanzfrequenz abschätzen gemäß

$$\begin{cases} f_{-3dB} \approx f_R \sqrt{1 + \sqrt{2}} & \text{für } \gamma/\omega_R \ll 1 \\ f_{-3dB}|_{max} = \sqrt{2} \frac{2\pi}{K} & \text{für } \gamma/\omega_R = \sqrt{2} \text{ und K nach (2.35)}. \end{cases} \quad (2.47)$$

Zusätzlich zum Intensitätsrauschen tritt bei Halbleiterlasern auch Frequenzrauschen auf. Dies führt dazu, dass bei Lasern, die nur eine Mode emittieren (wie z.B. DFB-Laser) die Linienbreite aufgrund des Rauschens endlich ist. Die Linienbreite wird dabei bestimmt von Phasen-Fluktuationen im emittierten Licht, die von der spontanen Emission und von Fluktuationen der Ladungsträgerdichte herrühren. Die spontane Emission ist allen Lasern inhärent und ist verbunden mit der zufälligen Emission von Photonen in die Lasermode. Fluktuationen der Ladungsträgerdichte dagegen treten nur bei Diodenlasern auf. Sie wirken sich auf das Frequenzrauschen aus, da  $\Delta N$  und  $\Delta\nu$  verknüpft sind über:

$$\Delta\nu = \frac{\alpha}{4\pi} \Gamma v_g a \Delta N \quad (2.48)$$

mit dem sogenannten *linewidth enhancement factor* („Linienverbreiterungsfaktor“)  $\alpha$ :

$$\alpha \equiv -\frac{dn/dN}{dn_i/dN} = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dn/dN}{dg/dN} = -\frac{4\pi}{\lambda a} \frac{dn}{dN} \quad (2.49)$$

Im Faktor  $\alpha$  kommt dabei die Abhängigkeit sowohl der optischen Verstärkung  $g$  als auch des Brechungsindex  $n$  von der Ladungsträgerdichte  $N$  zum Ausdruck. Mit der differentiellen Verstärkung  $a = dg/dN$  steckt in  $\alpha$  eine Größe, die stark abhängig ist vom verwendeten aktiven Material und insbesondere auch davon abhängt, an welcher spektralen Position des Verstärkungsspektrums die Laseremission stattfindet. Bei QPten ist wegen der im Allgemeinen größeren differentiellen Verstärkung (verglichen mit höherdimensionalen Materialien) ein  $\alpha$  von bis zu 0.1 und damit eine kleinere Linienbreite realisierbar, während  $\alpha$  bei QF-Lasern mindestens den Wert 2 hat [New99][Liu01].

In Abwesenheit von Quellen spontaner oder stimulierter Emission hat Gleichung (2.15) die Lösung

$$N_P(t) = N_{P0} e^{-\frac{t}{\tau_P}} \quad (2.50)$$

Dem zufolge lässt sich das zeitabhängige elektrische Feld folgendermaßen angeben:

$$\varepsilon(t) = E_0 e^{i\omega_0 t} e^{-\frac{t}{2\tau_P}} u(t) \quad (2.51)$$

mit  $u(t)$  als Stufenfunktion. Da die Fourier-Transformierte einer Exponentialfunktion eine Lorentzfunktion ist wird (2.51) im Frequenzraum zu

$$|\varepsilon(\omega)|^2 = \frac{|\varepsilon(\omega_0)|^2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 (2\tau_P)^2}. \quad (2.52)$$

Aus dieser Gleichung lässt sich die Linienbreite zu  $\Delta\omega = \frac{1}{\tau_P}$  ablesen. Dieser Wert entspricht der Bandbreite einer Fabry-Pérot-Resonatormode in Abwesenheit von aktivem Material. Wenn man nun in (2.15) den Term für stimulierte Emission, der die Verstärkung in der Kavität beinhaltet, hinzunimmt, dann bekommt man die um die effektive Lebensdauer in der Kavität korrigierte Lebensdauer

$$\Delta\omega = \frac{1}{\tau_P'} = \frac{1}{\tau_P} - \Gamma v_g g. \quad (2.53)$$

Im Gleichgewicht gibt es für (2.15) die folgende Lösung:

$$N_P = \frac{\Gamma R'_{sp}}{\frac{1}{\tau_P} - \Gamma v_g g}. \quad (2.54)$$

Unter Benutzung von (2.53) und (2.54) kann man damit die sogenannte Shawlow-Townes-Linienbreite angeben:

$$\Delta\nu_{spont} = \frac{1}{2\pi\tau_P'} = \frac{\Gamma R'_{sp}}{2\pi N_P}. \quad (2.55)$$

Gleichung (2.55) beschreibt allerdings nur die Linienbreite unterhalb der Laserschwelle und ist daher nur zu verwenden, wenn verstärkte spontane Emission vorliegt. Oberhalb der Schwelle unterdrückt die nichtlineare Kopplung zwischen den Rategleichungen einen der quadratischen Terme des Rauschens, da die Fluktuationen der Feldamplitude oberhalb der Schwelle wegfallen. Daraus ergibt sich eine Reduktion der Linienbreite um den Faktor 2, und (2.55) wird zu

$$(\Delta\nu)_{ST} = \frac{\Gamma R'_{sp}}{4\pi N_P}. \quad (2.56)$$

Diese modifizierte Formel für die Linienbreite berücksichtigt allerdings nach wie vor nur den Beitrag des Rauschens der spontanen Emission und beinhaltet nicht die Rauschens infolge der Schwankung der Ladungsträgerdichte. Um dies zu berücksichtigen, muss die Shawlow-Townes-Formel (2.56) noch durch den Faktor  $(1 + \alpha^2)$  ergänzt werden. [Col95]

## Kapitel 3

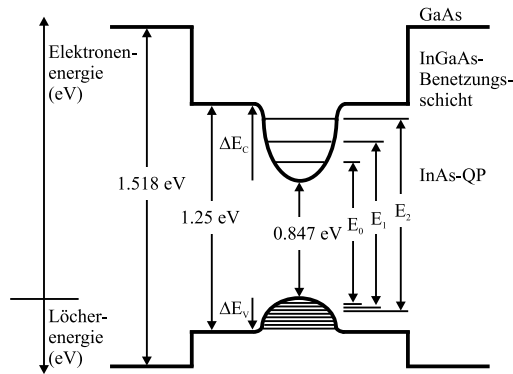
# Herstellung von InAs/GaInAs-DWELL-Laserstrukturen

### 3.1 Struktur und Eigenschaften der DWELL-Schichten

Um QPte mit einer Emissionswellenlänge im Bereich um 1.3  $\mu\text{m}$  herzustellen, gibt es mehrere Ansätze. Man kann diesen Wellenlängenbereich mit InAs/GaAs-QPten [Huf98] und mit (Ga)InAs/GaAs-QPten [Muk99] erreichen. Diese Ansätze haben jedoch beide Nachteile, wie z.B. geringe Lichtleistung im Laser, geringe Flächendichten der QPte, Einbau von Defekten wegen sehr geringer Wachstumsraten im zweiten Fall, usw. Versuche mit im MEE-Modus gewachsenen InAs/GaAs-QPten wurden im Rahmen einer früheren Arbeit gemacht. Die auf diesem Weg hergestellten Proben wiesen jedoch eine zu geringe Flächendichte und damit eine zu geringe optische Verstärkung auf, um auf deren Basis Laser realisieren zu können [Schä00]. Ein weiterer Ansatz ist, die InAs-QPte in einen GaInAs-QF einzubetten, d.h. das Wachstum von *Dots in a Well*, kurz DWELL [Les99]. Abb. 3.1 zeigt die Bandstruktur einer DWELL-Schicht nach [Dik04].

Verwendet man typische Werte für die Leitungs- und Valenzbandoffsets für einen pseudomorphen InAs/GaAs Heteroübergang, d.h.  $\Delta E_C = 0.8\Delta E_g$  und  $\Delta E_V = 0.2\Delta E_g$  [Sti99], dann erhält man drei gebundene Zustände im Leitungsband (mit 70 meV Abstand) und acht gebundene Zustände im Valenzband (mit 10 meV Abstand; der Niveauabstand ist hier kleiner wegen der geringeren effektiven Masse der Löcher) [Dik04]. Der Annahme äquidistanter Energieniveaus im Valenz- und Leitungsband liegt dabei eine parabolische Näherung des Potentialverlaufs innerhalb der QPte zugrunde.

Die Einbettung der QPte in den QF bewirkt eine Rotverschiebung der Emissionswellenlänge. Vergleicht man die Wellenlänge einer InAs-QPt-Schicht von 2.4 ML Dicke mit der einer 2.4 ML dicken Schicht, die in einen  $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$ -QF eingebettet ist, dann ergibt sich eine Rotverschiebung von etwa 100 nm. Entscheidend für das Ausmaß der Verschiebung ist dabei der In-Gehalt im QF [Liu00][Kre01]. Ein Erklärungsansatz für diesen

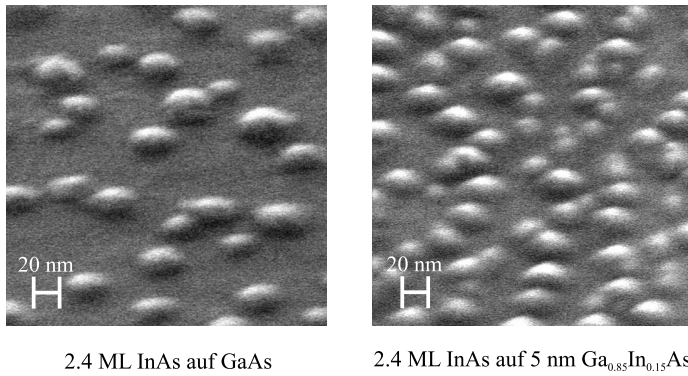


**Abbildung 3.1:** Bandstruktur einer DWELL-Schicht. Die angegebenen Übergangsenergien gelten für 8 K (nach [Dik04])

Effekt ist, dass zum Einen beim Wachstum von InAs in GaInAs der die QPte bedeckende Teil des QFs einen Teil der Verspannung der InAs-QPte aufnimmt und zum Anderen der Konzentrationsgradient von In zwischen QPten und Deckschicht in diesem Fall kleiner ist, so dass die Segregation von In aus den QPten teilweise unterbunden wird und mehr In den QPten verbleibt. Sowohl die verringerte Verspannung als auch der höhere In-Gehalt führen zu einer Absenkung der Energieniveaus in den QPten, was wiederum die beobachtete Rotverschiebung der Emissionswellenlänge zur Folge hat.

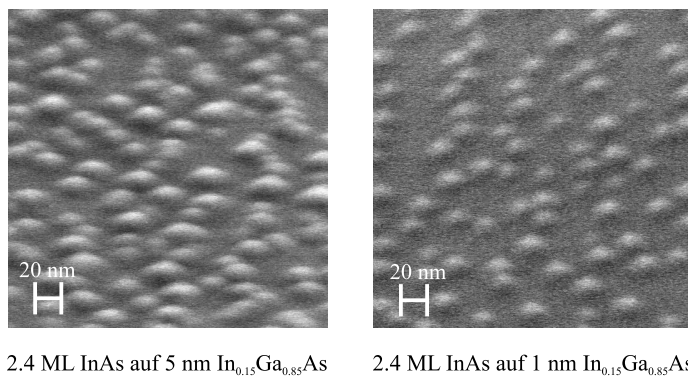
In Abb. 3.2 sind SEM-Aufnahmen (SEM: Scanning Electron Microscope) von zwei Proben zu sehen, bei denen die QPte nicht überwachsen wurden, d.h. das Wachstum wurde nach deren Entstehung gestoppt. Dadurch lässt sich eine Aussage über ihre Größe und Flächendichte machen. In beiden Proben wurden die QPte bei gleicher Substrattemperatur (510°C) und gleicher Anzahl von Monolagen InAs (2.4 ML) gewachsen, und zwar im linken Bild auf GaAs und im rechten Bild auf  $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$ . Die Wachstumsrate betrug jeweils  $0.166 \frac{\text{ML}}{\text{s}}$ , entsprechend  $0.05 \frac{\text{nm}}{\text{s}}$ .

Die Unterschiede in der Flächendichte treten deutlich zutage. Links beträgt sie etwa  $2 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^2}$ , rechts liegt sie etwa bei  $5 \cdot 10^{10} \frac{1}{\text{cm}^2}$ . Dabei sei ausdrücklich darauf hingewiesen, dass die Anzahl der QPte pro Flächeneinheit, die tatsächlich zur Laseremission beitragen, erheblich kleiner sein muss als die bestimmte Flächendichte. Dies lässt sich daraus schließen, dass mehrere DWELL-Schichten benötigt werden, um genügend optische Verstärkung für Laserbetrieb bei anwendungsrelevanten Bauteildimensionen erreichen zu können. Die Unterschiede in der Größe sind jedoch marginal. Die Dichteunterschiede lassen sich ansatzweise dadurch erklären, dass im InAs/GaInAs-Fall die QPt-Bildung dadurch begünstigt wird, dass den InAs-QPten im QF schon ein Reservoir an Indium zur Verfügung steht und



**Abbildung 3.2:** Vergleich der Flächendichten von InAs/GaAs- und InAs/GaInAs-Quantenpunkten

dass die GaInAs-Schicht Nukleationszentren bereitstellt. Man kann also sagen, dass der Teil des QFs unter den QPten ausschlaggebend ist für die Form und die Flächendichte, während der Teil über den QPten verantwortlich ist für die Veränderung der elektronischen Struktur der QPte, die sich in einer Absenkung der Energieniveaus äußert. Dass diese These stimmt ist aus Abb. 3.3 zu entnehmen. Dort sind SEM-Aufnahmen von zwei unüberwachsenen QPt-Schichten abgebildet. Links wurden die QPte auf 5 nm GaInAs gewachsen und rechts auf nur 1 nm.



**Abbildung 3.3:** Vergleich der Morphologie von InAs/GaInAs-Quantenpunkten die auf 5 nm GaInAs (links) und 1 nm GaInAs (rechts) gewachsen wurden

Man erkennt deutlich die Unterschiede in Flächendichte (links  $5 \cdot 10^{10} \frac{1}{cm^2}$ , rechts  $3 \cdot 10^{10} \frac{1}{cm^2}$ ), Größenfluktuation und Morphologie. Die rechte Probe zeigt eine deutlich geringere Größenfluktuation bei etwa halber Flächendichte sowie einen kleineren mittleren



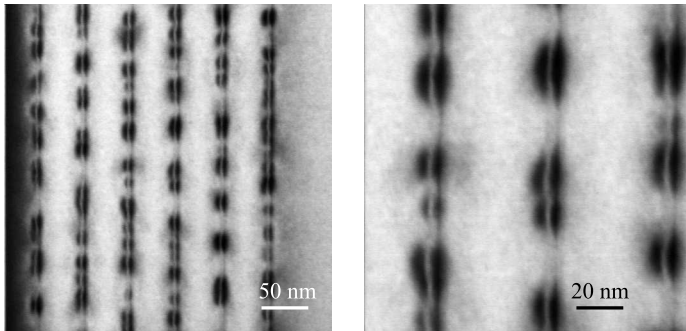
Basisdurchmesser von etwa 15 nm gegenüber 20 nm in der linken Probe. Da sich eine geringere Größenfluktuation in einer geringeren Linienbreite der Emission und die geringere Größe in einem größeren Niveauabstand und damit in besseren Temperatureigenschaften äußert, stellen die QPte der rechten Probe gegenüber der linken eine deutliche Verbesserung dar. Die QPte beider Proben werden beim Einbau in Test- und Laserstrukturen mit 5 nm  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  überwachen. Daher werden im Folgenden die DWELLS mit der Struktur

- **5 nm  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  - 2.4 ML InAs - 5 nm  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  als **symmetrische DWELLS****  
und die DWELLS mit
- **1 nm  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  - 2.4 ML InAs - 5 nm  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  als **asymmetrische DWELLS****

bezeichnet werden.

Um Informationen über die Morphologie der QPte z.B. in einer Laserstruktur zu bekommen, kann man sich der Transmissions-Elektronenmikroskopie (TEM) bedienen, bei der man sich die Transmission eines Elektronenstrahls durch ein sehr dünnes Probenstück senkrecht zur Epitaxierichtung anschaut. Es gibt bei TEM-Aufnahmen zwei Darstellungen: die Hellfelddarstellung, in der die Farbe die Stärke des Spannungsfeldes wiedergibt (je dunkler, desto stärker verspannt) und die Ordnungszahldarstellung, in der die Farbe die Höhe der Ordnungszahl widerspiegelt (je höher die Ordnungszahl, desto heller die Farbe). Die im Folgenden gezeigten TEM-Bilder wurden von Andres Sauerwald vom Lehrstuhl Werkstoffe der Elektrotechnik der Universität Duisburg-Essen aufgenommen. Abb. 3.4 zeigt Ausschnitte der aktiven Zone einer Teststruktur mit sechs symmetrischen DWELLS. Vergleicht man die Aufnahmen mit Abb. 3.3 (links), dann findet man hier die stärkere Größenfluktuation wieder.

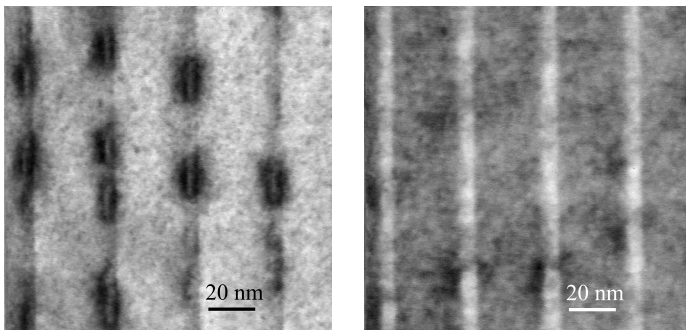
Auf den beiden Bildern sind die inselförmigen dunklen Bereiche die QPte. Die durchgehenden dunklen Linien markieren die Grenzflächen zwischen GaAs und GaInAs, an denen es zu Verspannungen bzw. Gitterdeformationen kommt, die dann als dunkle Linien im Hellfeld sichtbar sind. Man kann auch erkennen, dass das Spannungsfeld der QPte in Wachstumsrichtung sowohl nach oben, d.h. in die bedeckende GaInAs-Schicht und in die GaAs-Barriere, als auch in die darunter liegenden Schichten reicht. Der durchgehende weiße Streifen sollte bei einer exakt ausgerichteten QPt-Probe in einer TEM-Hellfeld-Aufnahme immer zu sehen sein und kann durch Beugung der Elektronen und durch Einstellen der Bragg-Bedingung an verbogenen Gitternetzlinien erklärt werden. Da im Hellfeld die ungestreuten Elektronen detektiert werden, kommt es immer dann zu einem



**Abbildung 3.4:** TEM-Aufnahmen eines  $354 \times 354 \text{ nm}^2$  (links) und eines  $141 \times 141 \text{ nm}^2$  (rechts) großen Probenbereichs in Hellfelddarstellung einer Teststruktur mit 6 symmetrischen DWELLs. Die Wachstumsrichtung zeigt nach links.

dunklen Bildpunkt in der Aufnahme, wenn die Bragg-Bedingung in einer Richtung, die verschieden von der ursprünglichen Flugrichtung der Elektronen ist, erfüllt ist.

Im Kontrast dazu stehen die in Abb. 3.5 gezeigten TEM-Aufnahmen von vier asymmetrischen DWELL-Schichten aus der aktiven Zone einer Teststruktur mit insgesamt sechs DWELLs. Hier ist die Größenfluktuation offenbar in Übereinstimmung mit der Oberflä-



**Abbildung 3.5:** TEM-Aufnahmen eines  $141 \times 141 \text{ nm}^2$  großen Probenbereichs einer Laserstruktur mit 6 asymmetrischen DWELLs. Links ist eine Hellfeld- und rechts eine Ordnungszahlkontrastdarstellung zu sehen. Die Wachstumsrichtung zeigt nach links.

chenaufnahme in Abb. 3.3 (rechts) deutlich geringer. Die Hellfeld-Aufnahme zeigt in der unmittelbaren Nachbarschaft zu den QPten dunkle Bereiche, die auf starke Spannungsfelder im GaInAs-QF sowie in der angrenzenden GaAs-Barriere zurückzuführen sind, und das verzerrte Kristallgitter führt lokal zu einer Änderung der Ausbreitungsrichtung des Elektronenstrahls. Die QPte erscheinen als leicht gekrümmte Scheiben mit einer lateralen Ausdehnung von ca. 15 nm. Der laterale Abstand liegt im Mittel bei etwa 50 nm. Scheinba-

re Größenschwankungen der QPte in der Abbildung beruhen vermutlich darauf, dass man von einigen QPten in der Durchsicht nur einen Teil sieht. Im Ordnungszahlkontrast erkennt man auch die GaInAs-Schichten, in die die QPte eingebettet sind, als helle Streifen, deren Breite etwa 6 nm beträgt (nominelle Dicke von Quantenfilm + Quantenpunkte: 6 nm). Innerhalb der Streifen sind die QPte als etwas helleren Bereiche zu erkennen, da hier das Material InAs anstatt  $\text{Ga}_{0,85}\text{In}_{0,15}\text{As}$  ist, was zu einem größeren Ordnungszahlkontrast führt.

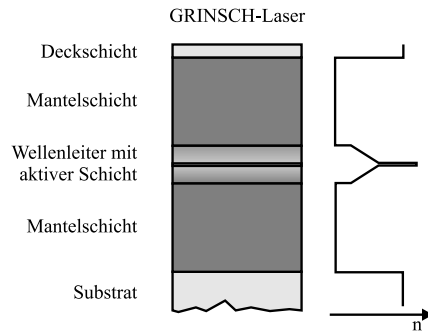
Es ist keine Korrelation zwischen der Bildung von QPten in den einzelnen Schichten erkennbar. Die starke Verspannung begünstigt allerdings möglicherweise die Bildung von Wachstumsfehlern, die sich dann in den Folgeschichten fortpflanzen.

Die gesamte Breite der abgebildeten (asymmetrischen) DWELL-Schichten konnte aus den Messungen zu  $6 \pm 1$  nm bestimmt werden, während die vertikale Ausdehnung der QPte in Wachstumsrichtung  $4.5 \pm 1$  nm und die Dicke der Benetzungsschicht etwa 1 - 2 ML beträgt. Aus Messungen der In-Konzentration im DWELL wurde ermittelt, dass der maximale In-Gehalt recht genau in der Mitte des GaInAs-Bereichs vorliegt, obwohl beim Wachstum die 2.4 ML reines InAs bereits 1 nm nach Beginn des GaInAs-Bereichs angeboten wurden. Das Spannungsfeld der QPte reicht in die 30 nm dicken GaAs-Zwischenschichten hinein. An den Grenzflächen zwischen GaAs und GaInAs sind die Verzerrungen maximal. Das Spannungsfeld reicht weiter in die Schicht über den QPten hinein als in die Schicht unterhalb der QPte, die QPte sind also nicht spiegelsymmetrisch zur Schichtfolge. Dies ist möglicherweise auf den Wachstumsprozess zurückzuführen, bei dem bereits gewachsene Schichten anders verspannt werden als die auf die QPte aufwachsenden Schichten.

### 3.2 Aufbau der DWELL-Laserstrukturen

Dem Aufbau der hergestellten DWELL-Laser-Proben liegt eine Laserstruktur mit verbreitertem Wellenleiter (**LOC: Large Optical Cavity**) zugrunde. Dieser ist eingebettet in 1.6  $\mu\text{m}$  dicke Mantelschichten („Cladding-Schichten“) aus  $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$  und erstreckt sich über 200 nm beiderseits der aktiven Zone. Der Wellenleiter ist als kurzperiodisches  $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Übergitter ausgeführt, das aus der aktiven Zone entwichene Ladungsträger in diese zurück reflektieren soll, denn es erhöht die effektive Barriere für Elektronen im Vergleich zu  $\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$  um 100 meV [Schä98]. Da die Rekombination in den GaAs-Barrieren innerhalb der aktiven Zone vernachlässigbar ist, führt dieses Übergitter zum Einschluss der Ladungsträger im aktiven Bereich und wirkt dadurch der Rekombination im Wellenleiter entgegen. Während des Übergitterwachstums wird zudem

der Aluminium-Gehalt durch sukzessives Verlängern bzw. Verkürzen der GaAs-Perioden zwischen 30% und 15% linear verändert. Daraus resultiert eine Zunahme bzw. Abnahme des effektiven Brechungsindex. Das wiederum trägt zu einer besseren Führung der optischen Mode bei. Insgesamt bezeichnet man daher die Struktur dieses Wellenleiter-Typs als *Graded Index Separate Confinement Heterostructure* (GRINSCH), d.h. sie enthält eine graduelle Brechungsindexänderung und trägt sowohl zum elektronischen (durch das Übergitter) als auch zum photonischen Confinement bei. Abb. 3.6 zeigt den schematischen Aufbau der hergestellten Proben.



**Abbildung 3.6:** Schema des Aufbaus der hergestellten Laserproben

In einer früheren Arbeit wurden verschiedene Laserproben mit 3, 4, 6 und 8 (symmetrischen) DWELLs in der aktiven Zone hergestellt. Dabei wurde zunächst mit 3 DWELLs begonnen. Bei der elektrischen Charakterisierung zeigte sich, dass bei dieser DWELL-Anzahl die beschränkte optische Verstärkung nur Resonatorlängen bis minimal 2.5 mm für Laserbetrieb auf dem Grundzustand zulässt. Um zu kürzeren Bauteillängen zu gelangen, wurde die Anzahl der DWELLs zunächst auf 4 und später auf 6 und 8 erhöht. Denn mit einer Erhöhung der Anzahl der QPt-Schichten geht aufgrund der größeren Zahl der optisch aktiven QPte eine Erhöhung der optischen Verstärkung einher. Bei der Laserstruktur mit 8 DWELLs war jedoch die undotierte aktive Zone so dick, dass beim Laserbetrieb Probleme mit der Ladungsträgerinjektion in Form von im Vergleich zu den anderen DWELL-Laserproben viel höheren Schwellenstromdichten und geringeren Quanteneffizienzen zutage traten. Dies könnte sich eventuell mit einer p-Modulationsdotierung der GaAs-Barrieren beheben lassen, da das Problem hauptsächlich von der geringen Beweglichkeit der Löcher herrührt. Als Optimum erwies sich eine Laserstruktur mit 6 DWELLs. Hier reichte die optische Verstärkung aus, um Laserbetrieb bis zu einer Bauteillänge von 0.8 mm auf dem Grundzustand zu ermöglichen. [Kre01]

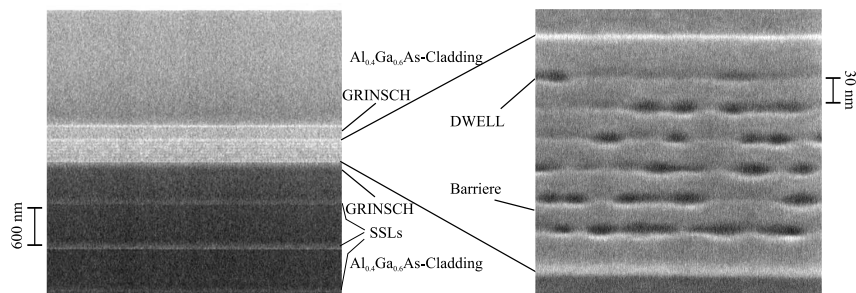
Die Wachstums- bzw. Substrattemperatur betrug in der 300 nm dicken GaAs-

Pufferschicht und der 100 nm dicken GaAs-Deckschicht sowie in den beiden Mantelschichten jeweils 570°C und während des Wachstums der aktiven Schicht 510°C. Die Dotierung wurde wie in Tab. 3.1 angegeben vorgenommen.

n-Dotierung (Si):		p-Dotierung (Be):	
Pufferschicht:	$2 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$	Wellenleiter:	$5 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$
untere Mantelschicht:	$5 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{cm}^3}$	obere Mantelschicht:	$1 \cdot 10^{17} - 5 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$
Wellenleiter:	$1 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{cm}^3}$	Deckschicht:	$1 \cdot 10^{19} - 1 \cdot 10^{20} \frac{1}{\text{cm}^3}$

**Tabelle 3.1:** Dotierkonzentrationen in den DWELL-Laserstrukturen

Die aktive Zone wurde intrinsisch dotiert belassen. Die Dicken der GaAs-Barrieren zwischen den DWELLs wurden so dick gewählt, dass die einzelnen Schichten nicht vertikal verspannungsgekoppelt sind, was ab einer Schichtdicke von 30 nm gewährleistet ist. Die in dieser Arbeit vorgestellten DWELL-Laserstrukturen enthalten sowohl symmetrische als auch asymmetrische DWELLs.

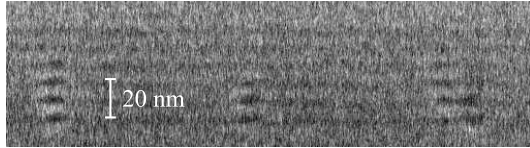


**Abbildung 3.7:** SEM-Aufnahmen einer Laserstruktur mit 6 DWELLs. Linkes Bild: Gesamtlaserstruktur, rechtes Bild: aktive Schicht.

In Abb. 3.7 sind SEM-Aufnahmen einer Laserstruktur mit 6 DWELLs gezeigt, wobei die Spaltkante betrachtet wurde und die Wachstumsrichtung in den Bildern von unten nach oben zeigt. Die Gesamtschichtdicke beträgt 4  $\mu\text{m}$ . Im Bereich der unteren Mantelschicht sind drei  $\text{Al}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}/\text{GaAs}$ -Übergitter im Abstand von 600 nm zu erkennen, die der Glättung dienen. Denn Defekte werden beim Wachstum bevorzugt an Heterogrenzflächen in den Kristall eingebaut. Auf dem rechten Bild kann man erkennen, dass die QPte in der Ebene statistisch verteilt sind, es also keine vertikale Kopplung zwischen den einzelnen DWELL-Schichten gibt.

Weiterhin wurden auch Proben hergestellt und untersucht, in denen asymmetrische DWELLs vertikal verspannungsgekoppelt eingebaut wurden. Dazu wurde die Dicke der GaAs-Barrieren auf 10 nm reduziert. Um zu erreichen, dass die QPte in allen Schichten

die gleiche Größe haben, wurde von Schicht zu Schicht die abgeschiedene Schichtdicke an InAs reduziert, und zwar von der ersten zur zweiten Schicht von 2.4 ML auf 2.23 ML und bei jeder weiteren Schicht um jeweils 0.25 ML. Diese Werte wurden experimentell anhand der Linienbreite der QPt-Emission bestimmt, die am kleinsten ist, wenn die Größenfluktuation innerhalb des QPt-Ensembles minimal ist. In Abb. 3.8 ist eine SEM-Aufnahme mit sechs gekoppelten DWELLS zu sehen. Die sukzessive Reduktion der abgeschiedenen



**Abbildung 3.8:** SEM-Aufnahme von vertikal verspannungsgekoppelten DWELLS

Materialmenge ist nötig, da aufgrund des Spannungsfeldes, das von Schicht zu Schicht stärker wird, die kritische Schichtdicke für die QPt-Bildung in Wachstumsrichtung immer weiter abnimmt. Die Gründe für die Versuche mit verspannungsgekoppelten wurden bereits in Abschnitt 2.2.4 angesprochen: u.a. sind zu erwarten eine verringerte Linienbreite, eine erhöhte Oszillatorstärke und verbesserte Lasereigenschaften. Außerdem gibt es hier gegenüber den ungekoppelten Strukturen den Vorteil der Kompaktheit: Die Gesamtdicke reduziert sich um ein Drittel. Dies wiederum macht die gekoppelten DWELLS attraktiv für den Einbau in VCSELn, wo für die aktive Zone nur ein beschränkter Bereich im Feldmaximum zur Verfügung steht.

### 3.3 Prozessierung der Proben

Zur elektrischen Charakterisierung der Laserproben müssen diese mit Kontakten versehen werden. Dazu wird aus der bewachsenen GaAs-Scheibe ein  $1 \text{ cm}^2$  großes Stück herausgebrochen. Darauf werden zunächst mit einer Schattenmaske in einer Aufdampfanlage 50 und 100  $\mu\text{m}$  breite p-Kontakte aufgebracht. Diese bestehen aus Titan, Platin und Gold. Auf die Substratseite wird anschließend der n-Kontakt bestehend aus Gold-Germanium, Nickel und Gold aufgedampft. Nachdem der n-Kontakt 60 Sekunden lang bei  $390^\circ\text{C}$  einlegiert worden ist, werden Laser mit verschiedenen Resonatorlängen abgespalten. Die Laserbreite wird durch die Breite der Kontaktstreifen definiert. In Abb. 3.9 ist eine Laserstruktur mit Breitstreifenkontakten schematisch dargestellt. Es wurden außerdem Stegwellenleiterlaser („Ridge-Waveguide-Laser“) und DFB-Laser (**DFB**: **D**istributed **F**eed **B**ack, verteilte Rückkopplung) hergestellt, mit denen eine bessere Führung der optischen Mode durch den großen Brechungsindexsprung zwischen Halbleiter und Luft am Steg und

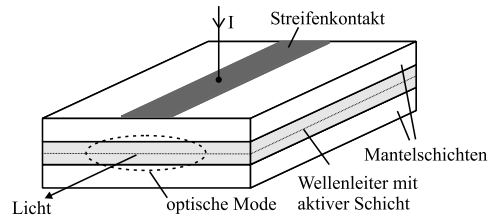


Abbildung 3.9: Schematischer Aufbau eines Breitstreifenlasers

erheblich kleinere Schwellenströme durch die laterale Begrenzung des Strompfads, sowie im Falle der DFB-Laser monomodiger Laserbetrieb erreicht wird.

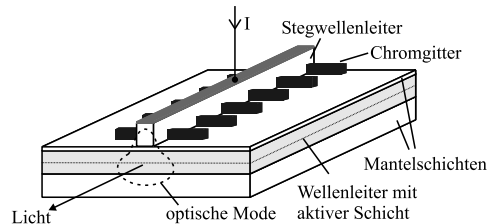


Abbildung 3.10: Schematischer Aufbau eines DFB-Lasers

Bei der Prozessierung der Stegwellenleiterlaser ist der entscheidende Schritt das Ätzen des Steges. Dies geschieht mit ECR-RIE-Trockenätzen in einem  $\text{Cl}^-/\text{Ar}^+$ -Plasma (**ECR-RIE**: **E**lectron **C**yclotron **R**esonance **R**eactive **I**on **E**tching, Elektron-Zyklotron-Resonanz-Reaktives-Ionen-Ätzen). Die Ätztiefe wird dabei so gewählt, dass noch 150 nm von der Mantelschicht oberhalb des GRINSCHEs stehen bleiben, und die Stegbreite beträgt 4  $\mu\text{m}$ . Nach dem Ätzen wird die Struktur mit Benzocyclobutene (BCB) zur elektrischen Isolation der Stege planarisiert, und es werden wie oben beschrieben die Kontakte aufgedampft. Die Herstellung der DFB-Laser unterscheidet sich - neben der etwas geringeren Stegbreite von 3.5  $\mu\text{m}$  - durch einen zusätzlichen Schritt. Dabei werden nach dem Ätzen lateral zu den Stegen mit hochauflösender Elektronenstrahlolithographie Chromgitter definiert, die für die komplexe, auf der Absorption der Metallgitter beruhende, verteilte Rückkopplung sorgen [Kam99]. Die Stärke der Kopplung zwischen optischer Mode und Metallgitter wird dabei festgelegt durch Tiefe und Breite des Stegs, deren optimale Werte vor der Prozessierung durch Simulation bestimmt werden. Abb. 3.10 zeigt den schematischen Aufbau eines DFB-Lasers.

### 3.4 Die elektrischen und optischen Messplätze

#### 3.4.1 Der Messplatz für gepulste Messungen

In Abb. 3.11 ist der schematische Aufbau des Messplatzes für gepulste Messungen dargestellt. An ihm wurden sämtliche Laser mit Breitstreifenkontakten charakterisiert. Die

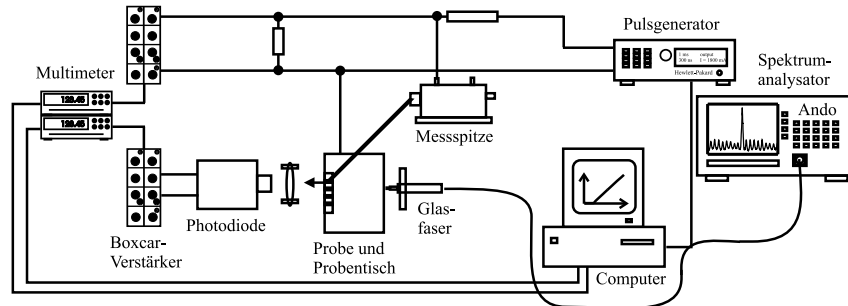


Abbildung 3.11: Aufbau des Messplatzes für gepulste Messungen

gepulste Messung, die mit einem Tastverhältnis von  $3 \times 10^{-4}$  durchgeführt wird, verhindert weitgehend die Erwärmung der Proben und eine damit verbundene Verfälschung der Messergebnisse. Es können Stromstärken bis 1.86 A eingestellt werden. Unter dem Kupferblock, auf dem die Probe liegt und der als n-Kontakt dient, ist ein Peltier-Element angebracht, mit dem in der Praxis Temperaturen von  $10^\circ\text{C}$  bis  $180^\circ\text{C}$  realisiert werden können (unterhalb von  $10^\circ\text{C}$  kondensiert Wasser auf der Probe). Zur Lichtdetektierung stehen für den Wellenlängenbereich um 980 nm eine Si-Diode und für den Wellenlängenbereich um 1.3  $\mu\text{m}$  und 1.55  $\mu\text{m}$  eine GaInAs-Photodiode zur Verfügung. Es ist dabei zu beachten, dass die ermittelten Lichtleistungen gemäß der spektralen Empfindlichkeitskurve der verwendeten Diode korrigiert werden müssen. Außerdem lässt sich das Laserlicht über eine Glasfaser in ein Spektrometer einkoppeln, was die Aufnahme von Spektren ermöglicht.

#### 3.4.2 Der Messplatz für Dauerstrich-Messungen

Am Dauerstrichbetrieb-Messplatz (cw-Messplatz, cw: continuous wave) können ebenfalls sowohl Kennlinien als auch Spektren aufgenommen werden. Die Strominjektion über die Kontaktnadel erfolgt hierbei jedoch kontinuierlich. Mit diesem Messverfahren können Aussagen über das Verhalten von Bauteilen gemacht werden, wie sie in Anwendungen tatsächlich zum Einsatz kommen. An diesem Messplatz werden im Allgemeinen nur Laser mit Stegwellenleitern charakterisiert, da sich Breitstreifenlaser im Dauerstrichbetrieb zu



stark erwärmen. Der prinzipielle Aufbau ist in Abb. 3.12 dargestellt.

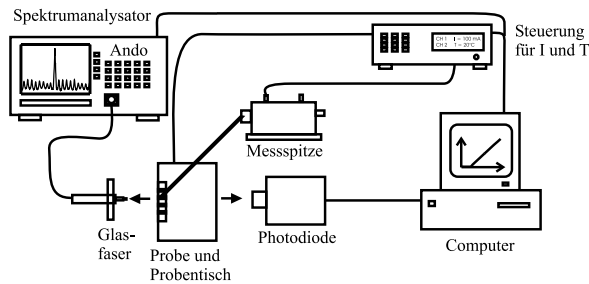


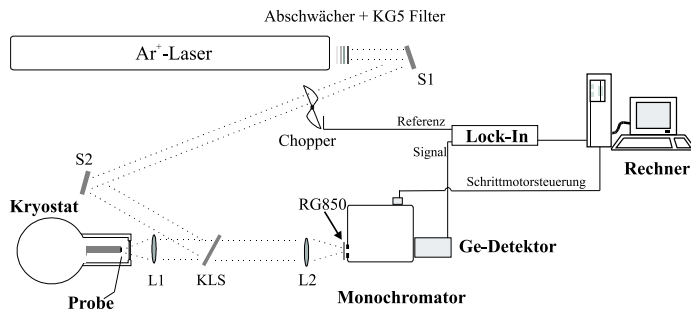
Abbildung 3.12: Aufbau des Messplatzes für Dauerstrich-Messungen

### 3.4.3 Der Hochfrequenzmessplatz

Der Messplatz für Hochfrequenzmessungen ist ähnlich aufgebaut wie der Dauerstrichbetrieb-Messplatz. Die Laserproben werden auch hier im Dauerstrichmodus betrieben. Das Lasersignal wird hier über eine sogenannte *lensed fiber*, einem speziellen Glasfasertyp, in eine Photodiode mit großer Bandbreite (HP 70810B) eingekoppelt und die Daten über einen Frequenzanalysator (HP 70004A) aufgezeichnet, der das Frequenzspektrum des Signals von 0 bis 22 GHz abrastert und dieses graphisch darstellt. Außerdem ist es über eine spezielle Kontaktvorrichtung möglich, der Probe ein moduliertes Stromsignal zu injizieren und sich das resultierende Lasersignal wiederum am Frequenzanalysator anzuschauen. Der Hochfrequenzmessplatz wird dazu verwendet, um das intrinsische Rauschverhalten von Laserstrukturen, deren statische und dynamische Linienbreite sowie das Verhalten der Laser unter Kleinsignalmodulation zu bestimmen.

### 3.4.4 Der Photolumineszenzmessplatz

An diesem Messplatz (siehe Abb. 3.13) wird das Licht eines  $\text{Ar}^+$ -Lasers über ein Spiegelsystem auf die zu messende Probe gelenkt. Der Laser wird im „All-Line“-Modus betrieben, d.h. im Laserlicht sind alle Linien des Emissionsspektrums enthalten. Die Energie des Lasersignals ist also mindestens 2.4 eV und reicht aus, um in den betrachteten Proben Elektron-Loch-Paare zu erzeugen. Diese rekombinieren dann bevorzugt im Bereich der aktiven Schicht, da deren Zustände die energetisch niedrigsten im System sind. Das aus der spontanen Emission resultierende Lichtsignal wird über zwei Linsen in einen Gittermonochromator eingekoppelt, der in zweiter Ordnung betrieben wird. An diesen ist ein Germanium-Photodetektor angeschlossen, der sowohl für den 1.3  $\mu\text{m}$  als auch den 1.55  $\mu\text{m}$  Wellenlängenbereich einsetzbar ist sowie eine CCD-Kamera, die für den Bereich unterhalb



**Abbildung 3.13:** Aufbau des Photolumineszenz-Messplatzes

von  $1 \mu\text{m}$  einsetzbar ist. Beide Detektoren werden zur Abschirmung von der Wärmestrahlung der Umgebung während der Messung mit  $\text{LN}_2$  gekühlt. Mittels Computer-Steuerung kann dann am Monochromator der gewünschte Wellenlängenbereich durchfahren werden und das Signal am Monitor betrachtet, ausgewertet und gespeichert werden. Durch den angeschlossenen Kryostat besteht neben Messungen bei Raumtemperatur auch die Möglichkeit von Messungen bei 8 K.

# Kapitel 4

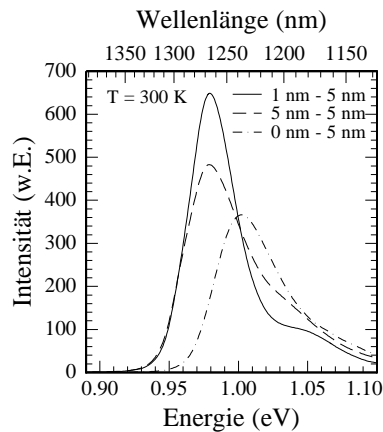
## Charakterisierung von InAs/GaInAs-DWELL-Laserstrukturen

### 4.1 Voruntersuchungen

Vor dem Wachstum von DWELL-Laserstrukturen wurde zunächst sowohl die aktive Schicht, d.h. die DWELLS, als auch die Laserstruktur an sich auf ihre Eigenschaften untersucht. Als Test für die Laserstruktur diente dabei ein QF-Laser bei 980 nm, der bis auf die aktive Schicht den gleichen Aufbau wie die DWELL-Laser hat (siehe Abschnitt 3.2). Anhand dieser Tests wurden sowohl das Dotierprofil als auch die Wachstumsparameter optimiert für die beste Qualität der Epitaxie, die sich in der internen Absorption der fertigen Laserstruktur widerspiegelt. Um die Eigenschaften der aktiven Schicht zu untersuchen, wurden Teststrukturen hergestellt, die nur aus Pufferschicht, aktiver Schicht (d.h. DWELLS) und Deckschicht bestehen und deren Photolumineszenz (PL) untersucht. In einer früheren Arbeit wurde bereits der Einfluss der Wachstumstemperatur, des Indium-Gehalts im QF, der Schichtdicke des InAs und der Breite des QFs untersucht. Dabei ergab sich als optimale Wachstumstemperatur 510 °C, für die Schichtdicke des InAs 2.4 ML, für den In-Gehalt 15 % und für die Breite des QFs 10 nm [Kre01]. Als Kriterien für die Beurteilung der PL dienten dabei vor allem die Linienbreite, die Intensität sowie die spektrale Lage, die im Bereich von 1.3  $\mu\text{m}$  liegen sollte. Was das Kriterium der Linienbreite betrifft ist dabei anzumerken, dass man bei der Untersuchung einer Teststruktur mit mehreren QPt-Schichten, die durch 30 nm breite Barrieren getrennt sind, nur die Lumineszenz der oberen Schichten, evtl. auch nur der obersten, beobachten kann, da alle Schichten die gleiche Potentialtiefe aufweisen und die Rekombination der in der Deckschicht erzeugten Exzitonen daher in den der Oberfläche nächsten Schichten stattfindet. Anders ist es bei vertikal gekoppelten QPt-Schichten, zwischen denen die Ladungsträger über angeregte Zustände tunneln können. Hier ist es theoretisch möglich, auch das Signal der in Wachstumsrichtung ersten QPt-Schicht zu beobachten [Ura00]. Es zeigte sich,

dass sich zwar über den In-Gehalt die Emission auch über 1.3  $\mu\text{m}$  hinaus verschieben lässt, dann aber die Intensität stark degradiert, was die DWELLS dann unbrauchbar für den Einsatz in einer Laserstruktur macht [Liu00]. In der vorliegenden Arbeit wurde zum Einen der Einfluss der Dicke der GaInAs-Schicht untersucht, auf die die QPte gewachsen werden. Denn die GaInAs-Schicht, die die QPte bedeckt, bewirkt die Verschiebung der Emissionswellenlänge [She99], während die untere GaInAs-Schicht als diejenige, auf der die QPt-Nukleation passiert, für die Morphologie und Flächendichte verantwortlich ist [Kre03]. Außerdem wurden Untersuchungen an vertikal gekoppelten DWELL-Schichten gemacht, die insbesondere interessant für den Einsatz in VCSEL-Strukturen sind.

Abb. 4.1 zeigt PL-Spektren bei Raumtemperatur mit verschiedenen aufgebauten DWELL-Strukturen. Dabei zeigen sich Unterschiede sowohl in der Intensität als auch in der Linienbreite und in der spektralen Lage. Das Spektrum mit der durchgezogenen Linie zeigt die PL einer Struktur mit sechs asymmetrischen DWELLS mit 1 nm und 5 nm  $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$ , das mit der gestrichelten Linie die PL von sechs symmetrischen DWELLS mit 5 nm beiderseits der QPte und das mit der strichpunktierten Linie zeigt die PL von sechs asymmetrischen DWELLS mit 0 nm und 5 nm.



**Abbildung 4.1:** Photolumineszenzspektren von jeweils 6 DWELLS mit verschiedenem Aufbau: durchgezogene Linie: asymm. DWELLS mit 1 nm / 5 nm  $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$ , gestrichelte Linie: symm. DWELLS mit 5 nm / 5 nm, strichpunktierte Linie: asymm. DWELLS mit 0 nm / 5 nm

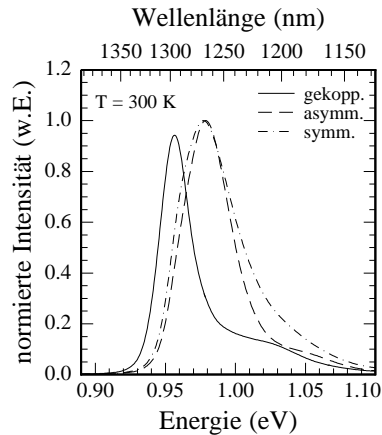
Beim Vergleich der Spektren kann man deutlich erkennen, dass die Struktur mit asymmetrischen DWELLS und 1 nm / 5 nm (durchgezogene Linie) den anderen beiden in Intensität, Linienbreite und Abstand der Energieniveaus überlegen ist. Die Linienbrei-

te des Grundzustandsübergangs (bestimmt durch Fitten des Spektrums mit einer Gauß-Funktion) beträgt bei dieser Probe nur 30 meV, während die der symmetrischen DWELLS (gestrichelt) 40 meV und der asymmetrischen DWELLS mit 0 nm / 5 nm 44 meV ist. Was den Abstand von Grundzustand und angeregtem Zustand angeht, so ist dieser bei der Probe mit den asymmetrischen DWELLS 75 meV und bei den anderen beiden Proben 60 meV (symmetrisch) und 56 meV (asymmetrisch). Diese Werte stehen in direktem Zusammenhang mit der Morphologie der QPte, wie sie in den SEM-Bildern in Abb. 3.3 zu sehen ist. Die asymmetrischen DWELLS (1 nm / 5 nm) weisen die kleineren QPte also den größeren Niveauabstand auf. Außerdem ist hier die Größenfluktuation geringer und daher erwartungsgemäß die Linienbreite kleiner. Für die Laserstruktur bedeutet dies einerseits, dass bessere Temperatureigenschaften zu erwarten sind, da die thermische Emission von Ladungsträgern aus dem Grundzustandsniveau hier mehr Energie bedarf. Zum Anderen ist auch mit geringeren Schwellenströmen und höheren Effizienzen zu rechnen, da weniger QPte zu pumpen sind und mehr QPte zur Emission in die Lasermode beitragen können. Insgesamt ergibt sich demnach, dass die asymmetrische DWELL-Struktur mit 1 nm  $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$  - 2.4 ML InAs - 5 nm  $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$  das Optimum darstellt. Es wurden allerdings auch mit den symmetrischen DWELLS Bauteile mit sehr guten Eigenschaften realisiert, die im weiteren Verlauf der Arbeit vorgestellt werden.

Basierend auf den asymmetrischen DWELL-Strukturen, bei denen die einzelnen DWELL-Schichten durch 30 nm dicke GaAs-Barrieren voneinander getrennt und damit entkoppelt sind, wurden nun vertikal verspannungsgekoppelte DWELL-Strukturen hergestellt und untersucht. Dazu wurde die Dicke der Barrieren auf 10 nm reduziert und in Wachstumsrichtung, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, von Schicht zu Schicht weniger InAs abgeschieden, um QPte gleicher Größe in allen Schichten zu bekommen. In Abb. 4.2 ist das Spektrum bei Raumtemperatur einer solchen Struktur mit sechs gekoppelten DWELLS (durchgezogene Linie) dargestellt (mit 18.7 % anstatt 15 % In im QF, daher die Rotverschiebung) zusammen mit den Spektren einer Struktur mit asymmetrischen DWELLS (gestrichelt) und symmetrischen DWELLS (strichpunktiert).

Der Vergleich zeigt deutlich die reduzierte Linienbreite bei den gekoppelten DWELLS, die hier nur 17 meV beträgt. Diese ist wie in Abschnitt 2.2.4 erwähnt zu erwarten aufgrund der Auswahlregeln, die sich durch die Bildung von Minibändern im gekoppelten QPt-Ensemble ergeben [Laz01]. Wie schon im Falle der Reduktion der Linienbreite bei den asymmetrischen DWELLS geht dieser Effekt auch hier mit der Hoffnung einher, dass sich durch den Einbau der gekoppelten DWELLS in eine Laserstruktur der Schwellenstrom weiter reduzieren lässt.

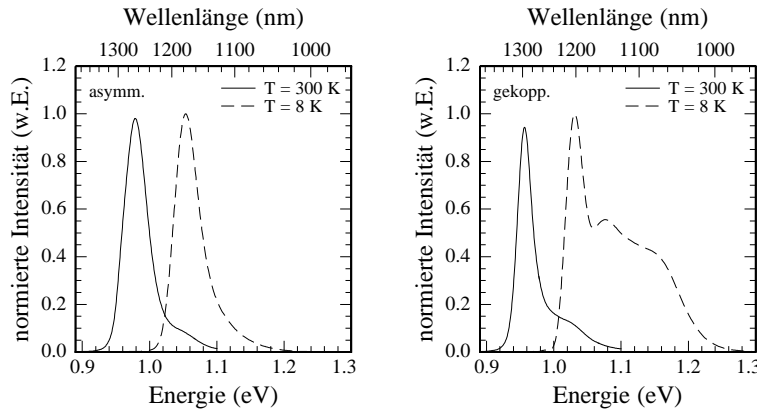
Vergleicht man nun die PL von gekoppelten und entkoppelten asymmetrischen



**Abbildung 4.2:** Vergleich der PL bei Raumtemperatur von 6 vertikal verspannungsgekoppelten *asymm.* (durchgezogene Linie), *asymm.* (gestrichelt) und *symm.* DWELLs (strichpunktiert)

DWELLs bei Raum- und Tieftemperatur, dann werden die elektronischen Unterschiede zwischen den Strukturen offensichtlich. In Abb. 4.3 sind im linken Bild die PL-Spektren einer Struktur mit sechs asymmetrischen ungekoppelten DWELLs und im rechten die PL-Spektren einer Struktur mit sechs asymmetrischen gekoppelten DWELLs bei Raum- und Tieftemperatur dargestellt. An den Spektren kann man erkennen, dass die Linienbreite des Grundzustandsübergangs nicht temperaturabhängig ist, wie man das wegen der  $\delta$ -förmigen Zustandsdichte in den QPten auch erwarten würde. Bei den gekoppelten DWELLs zeigt sich allerdings bei Tieftemperatur eine starke Veränderung gegenüber dem Raumtemperaturspektrum: Es findet verstärkt Rekombination auf den angeregten Zuständen statt. Die Begründung dafür ist darin zu suchen, dass es aufgrund der Minibandstruktur, die sich in einem vertikal gekoppelten QPt-Ensemble ausbildet, Auswahlregeln für die möglichen Übergänge gibt [Laz01]. Während diese Auswahlregeln bei Tieftemperatur eine starke Einschränkung für die möglichen Relaxationsprozesse darstellen, sind die Regeln bei Raumtemperatur infolge der thermischen Aktivierung von zusätzlichen Phononen und Ladungsträgern leichter erfüllbar, was dazu führt, dass der Effekt dann nicht mehr zu beobachten ist [Ura00].

Insgesamt kann man also anhand von PL-Untersuchungen Rückschlüsse ziehen auf die elektronische Struktur der QPte bzw. Erwartungen aufgrund ihrer Morphologie überprüfen. Aus den in diesem Abschnitt gezeigten PL-Spektren (insbesondere Abb. 4.2) kann

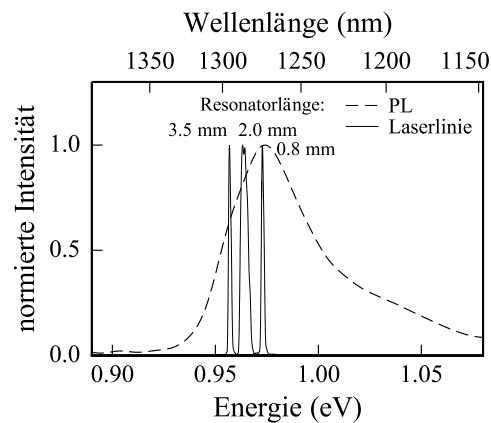


**Abbildung 4.3:** Vergleich der PL bei Raumtemperatur und bei Tieftemperatur von 6 asymm. (links) und 6 vertikal verspannungsgekoppelten asymm. DWELLS

man ersehen, dass es im Leitungsband der hier untersuchten QPte nur maximal drei gebundene Zustände geben kann, wie schon im Abschnitt 3.1 erwähnt. Außerdem lassen sich auf der Basis der PL-Spektren Voraussagen treffen über die Eigenschaften der Laser, in die sie als aktive Schicht eingebaut werden sollen, wie z.B. über die Emissionswellenlänge, den Schwellenstrom und das Temperaturverhalten. So lassen sich über die Optimierung der PL der QPte gezielt Lasereigenschaften verbessern, ohne vollständige Laserstrukturen herstellen zu müssen.

## 4.2 Optische Verstärkung der Laserstrukturen

Nach Abschluss der Voruntersuchungen wurden Laserstrukturen mit jeweils sechs DWELLS in der aktiven Schicht hergestellt. In den ersten Strukturen hatten die DWELLS den symmetrischen Aufbau, später wurden Strukturen mit asymmetrischen DWELLS hergestellt und schließlich wurden noch Versuche mit gekoppelten asymmetrischen DWELLS unternommen. Dabei zeigte sich, dass die Laser mit den ersten beiden DWELL-Typen bis zu einer Resonatorlänge von 0.8 mm Laserbetrieb auf dem Grundzustand zeigen und für kürzere Bauelemente der Laserbetrieb auf den ersten angeregten Zustand übergeht. In Abb. 4.4 sind Laserlinien in Relation zum PL-Spektrum dargestellt. Man sieht, dass die Laserlinien auf der Niederenergieseite des PL-Spektrums angesiedelt sind. Für kürzere Längen als 0.8 mm liegen die Laserlinien auf der Hochenergieseite des Spektrums: Der Laserbetrieb geht auf den ersten angeregten Zustand über, da die optische Verstärkung



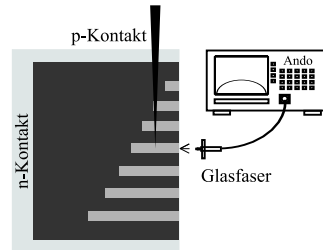
**Abbildung 4.4:** Laserlinien einer Laserstruktur mit 6 symmetrischen DWELLs im Vergleich zum PL-Spektrum der aktiven Schicht (aus [Kre01])

auf dem Grundzustand nicht mehr ausreicht. Nach Gleichung (2.4) kann man anhand der minimalen Resonatorlänge, bei der noch Laserbetrieb auf dem Grundzustand möglich ist, d.h. in diesem Fall 0.8 mm, einen Wert für die optische Verstärkung von 17 1/cm berechnen unter der Annahme einer internen Absorption von 1.9 1/cm, die durch Auswertung der längenabhängigen Charakterisierung von Breitstreifenlasern bestimmt wurde, und den Reflektivitäten der Spaltfacetten von jeweils 30 %. Über die Verstärkung im Fall der gekoppelten DWELLs wird in einem gesonderten Abschnitt eingegangen werden.

Es ist allerdings auch möglich, die optische Verstärkung in einer Laserstruktur direkt zu messen. Dazu wurde das Verfahren von Oster et al. herangezogen [Ost97]. Dabei wird eine Spiegelfacetten durch einen ausreichend dimensionierten absorbierenden Bereich ersetzt, wodurch kein Resonator mehr vorhanden ist, der Laser nicht mehr anschwingen und die Struktur nur noch Elektrolumineszenz emittieren kann. Dies wird in der Praxis realisiert, in dem auf ein 1 cm<sup>2</sup>-großes Probenstück nach einem optischen Belichtungsschritt p-Streifenkontakte aufgedampft werden, die sich nicht über die gesamte Probenlänge erstrecken. So bleibt ein ausreichender Bereich ungepumpt, und die Laserschwelle kann auch bei sehr hohen Stromdichten nicht überschritten werden. Die spektrale Auflösung ist hier nur durch den verwendeten Monochromator begrenzt. Ein wichtiger Aspekt dieser Methode ist auch, dass nur die zentrale Mode gemessen und die Lateralmoden ausgeblendet werden. Letztere laufen größtenteils im Randbereich der Laserdiode, der durch Stromdiffusion in den an den Kontakt angrenzenden Bereich inhomogen und insgesamt schwächer gepumpt ist. Bei Berücksichtigung dieser Moden würde sich daher ein zu geringer Wert für die Nettoverstärkung ergeben. Da die Ausblendung der Lateralmoden durch einen Spalt



zu Artefakten führt, wurde hier das Licht stattdessen in eine Single-Mode-Glasfaser eingekoppelt, die einen Kerndurchmesser von  $6\ \mu\text{m}$  besitzt, was eine Selektion der Zentralmode erlaubt. Dabei muss wegen der großen Strahldivergenz die Glasfaser so nah wie möglich an der Probe positioniert werden. Eine schematische Darstellung des Messaufbaus ist in Abb. 4.5 gezeigt.

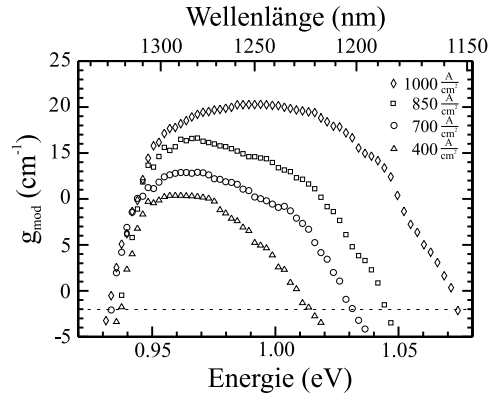


**Abbildung 4.5:** Schematische Darstellung des Aufbaus zur Messung der optischen Verstärkung

Die Messung wurde an einer Laserstruktur mit sechs symmetrischen DWELLS durchgeführt und musste für die Laserstrukturen mit asymmetrischen DWELLS nicht wiederholt werden, da diese auch bis zu einer Resonatorlänge von  $0.8\ \text{mm}$  Laserbetrieb auf dem Grundzustand zeigten und deshalb nach (2.4) in sehr guter Näherung die gleiche optische Verstärkung wie die symmetrischen DWELLS aufweisen.

In Abb. 4.6 sind Verstärkungsprofile bei Stromdichten von  $400$ ,  $700$ ,  $850$  und  $1000\ \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$  dargestellt. Man kann erkennen, dass beim Übergang zu höheren Stromdichten der Grundzustand sättigt und der Laserbetrieb mehr und mehr auf die angeregten Zustände übergeht. Beim Verstärkungsprofil bei der höchsten Stromdichte ( $1000\ \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ ) ist die Verstärkung auf dem ersten angeregten Zustand bereits höher als auf dem Grundzustand. Aufgrund der Entartung kann die Verstärkung auf dem angeregten Zustand maximal doppelt so hoch werden als auf dem Grundzustand. Neben der Anregung höherer Zustände und dem Übergang des Laserbetriebs auf die angeregten Zustände kann man in Abb. 4.6 auch sehr schön das für QPt-Laserstrukturen typische flache und breite Verstärkungsprofil sehen. Diese Eigenschaft von QPt-Lasern äußert sich in der gegenüber QF-Lasern geringeren Temperaturverschiebung der Emissionswellenlänge [Klo02], und sie lässt sich bei der Verstimmung der Emissionswellenlänge über einen großen Bereich nach dem DFB-Prinzip ausnutzen.

In Abb. 4.6 ist auch die im Rahmen der elektrischen Grundcharakterisierung ermittelte interne Absorption  $\alpha_i = 1.9\ 1/\text{cm}$  eingezeichnet. Denn um diesen Betrag sind die



**Abbildung 4.6:** Verstärkungsprofile bei Stromdichten von 400, 700, 850 und 1000 A/cm<sup>2</sup> (aus [Kre01])

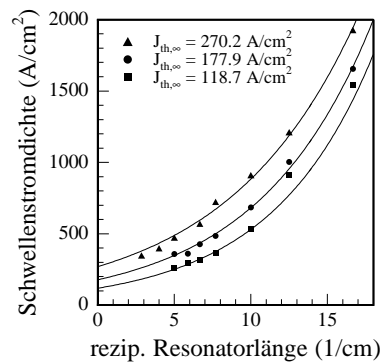
Verstärkungsprofile nach unten verschoben, da für die gemessene Verstärkung gilt:

$$g_{\text{mod}} = \Gamma \cdot g_{\text{mat}} - \alpha_i \quad (4.1)$$

Der Füllfaktor  $\Gamma$  gibt dabei an, wie groß der Überlapp zwischen elektromagnetischem Feld und dem aktiven Medium mit der Materialverstärkung  $g_{\text{mat}}$  ist. Der höchste gemessene Wert für  $g_{\text{mod}}$  auf dem Grundzustand beträgt 16.6 1/cm (bei 850 A/cm<sup>2</sup>), was einer Materialverstärkung von 4625 1/cm (mit  $\Gamma = 0.004$ ) entspricht und sehr gut mit dem berechneten Wert von 17 1/cm übereinstimmt. Die Werte für modale und Materialverstärkung sind vergleichbar mit veröffentlichten Daten von QPt-Laserstrukturen bei gleicher Emissionswellenlänge [Liu00]. Vergleicht man die Daten mit denen einer QPt-Laserstruktur bei 980 nm, dann stellt man fest, dass die Verstärkung der 1.3  $\mu\text{m}$  Laserstrukturen sehr viel niedriger ist. In einer GaInAs/AlGaAs-QPt-Laserstruktur bei 980 nm lässt sich mit nur einer QPt-Schicht in der aktiven Zone eine modale Verstärkung von maximal 119.4 1/cm erreichen, was einer Materialverstärkung von 18971 1/cm entspricht (mit  $\alpha_i = 13.4$  1/cm und  $\Gamma = 0.007$ ). Dieser Wert ist bei der gleichen Stromdichte (hier 2000 A/cm<sup>2</sup>) etwa um das vierfache höher als bei einer GaInAs/AlGaAs-QF-Laserstruktur, während die modale Verstärkung eines solchen QF-Lasers bei 980 nm bei maximal etwa 2000 1/cm liegt [Schä00][Röh99].

### 4.3 Elektrische Grundcharakterisierung der DWELL-Laserstrukturen

Die elektrische Grundcharakterisierung der Laserstrukturen erfolgte im gepulsten Betrieb anhand von Breitstreifenlasern der Breite 100  $\mu\text{m}$  und Längen zwischen 0.6 und 3 mm. In Abb. 4.7 ist zum Vergleich die Schwellenstromdichte in Abhängigkeit von der reziproken Resonatorlänge für drei verschiedene Laserstrukturen aufgetragen und nach (2.16) exponentiell gefittet. Dabei gehört die oberste Kurve (Dreiecke) zu einer Laserstruktur mit sechs symmetrischen DWELLs (M709), die mittlere Kurve (Kreise) zu einer Laserstruktur mit sechs symmetrischen DWELLs und optimiertem V/III-Verhältnis (M1022) und die unterste Kurve (Quadrate) zu einer Laserstruktur mit optimiertem V/III-Verhältnis und sechs asymmetrischen DWELLs (M1029; diese Probe wurde basierend auf den in 4.1 behandelten Voruntersuchungen von Stefan Deubert gewachsen). Zur Optimierung des V/III-Verhältnisses ist dabei anzumerken, dass das Optimum im Allgemeinen an der Grenze zum Gruppe-III-reichen Wachstum liegt und der As-Fluss entsprechend eingestellt wurde.



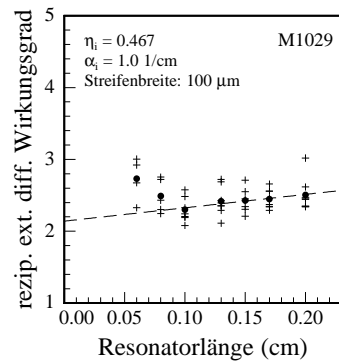
**Abbildung 4.7:** Schwellenstromdichte für drei Laserstrukturen mit sechs DWELLs und verschiedenen Wachstumsparametern und verschiedenem DWELL-Aufbau. Dreiecke: symm. DWELLs (M709), Kreise: symm. DWELLs mit optimiertem V/III-Verhältnis (M1022), Quadrate: asymm. DWELLs mit optimiertem V/III-Verhältnis (M1029)

Aus dem Vergleich der drei Kurven und der Werte für die Transparenzstromdichte wird deutlich, dass zum Einen die Eigenschaften hier stark von den Wachstumsparametern abhängen, und zwar in größerem Maße als bei QF-Lasern, denn der Unterschied des V/III-Verhältnisses zwischen M709 und M1022 liegt nur bei etwa 25 %. Der Grund für diese starke Abhängigkeit ist darin begründet, dass beim Wachstum ein Überangebot von As

zu Versetzungen im Kristallgitter führt. Diese Defekte führen zu Ladungsträgerverlusten durch nichtstrahlende Rekombination, was zu einer Erhöhung der internen Absorption führt. Innerhalb des QPt-Ensembles bewirken die Gitterfehlstellen, dass ein Teil der QPte nicht mehr zur stimulierten Emission beiträgt, da die Ladungsträger nichtstrahlend rekombinieren, bevor sie in den QPten relaxieren können. Diese Effekte wirken sich vermindern auf die optische Verstärkung aus, die ja bei diesen Strukturen ohnehin schon beschränkt ist. Die Reduktion der Schwellenstromdichte beim Übergang von symmetrischen zu asymmetrischen DWELLs spiegelt die Verringerung der Größenfluktuation wider, die sich auch in der Linienbreite des PL-Spektrums bemerkbar macht (vgl. Abschnitt 4.1). Insgesamt konnte die Schwellenstromdichte durch die Optimierung des V/III-Verhältnisses um 34 % und durch die Einführung von asymmetrischen DWELLs in der aktiven Schicht um weitere 33 % auf einen Wert für die Transparenzstromdichte von  $118.7 \text{ A/cm}^2$  reduziert werden, was einem sehr niedrigen Wert von etwa  $19.8 \text{ A/cm}^2$  pro DWELL-Schicht entspricht.

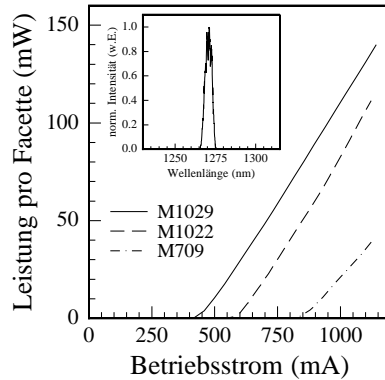
Neben den Schwellenstromdichten wurde aus den Messdaten nach (2.18) und (2.19) auch die externe und interne Quanteneffizienz sowie die interne Absorption bestimmt. Abb. 4.8 zeigt eine solche Auswertung am Beispiel der Probe M1029. In die Auswertung fließt dabei die Wellenlängenabhängigkeit der Empfindlichkeit der GaInAs-Photodiode ein. Die Emissionswellenlänge bei allen drei Strukturen liegt für Bauteillängen ab 0.8 mm zwischen 1270 und 1275 nm und für eine Länge von 0.6 mm bei der Probe M1029 bei 1185 nm (Laserbetrieb auf dem ersten angeregten Zustand; die Wellenlänge ergibt sich aus einem Niveauabstand von 70 meV) und für die anderen beiden Proben bei 1200 nm (Niveauabstand 60 meV). Es ergibt sich hier eine interne Quanteneffizienz von etwa 47 % und eine interne Absorption von  $1.0 \text{ 1/cm}$ . Da diese Werte aus dem linearen Fit bestimmt werden ( $\alpha_i$  aus der Steigung,  $\eta_i$  aus dem Schnittpunkt mit der Ordinate), sind sie aufgrund der statistischen Schwankung der Messwerte fehlerbehaftet. Daher kann aus diesen Werten nicht unbedingt auf eine Verbesserung (oder Verschlechterung) gegenüber einer früheren Struktur geschlossen werden. Die Werte der hergestellten DWELL-Laserstrukturen mit sechs DWELLs lagen alle im Bereich von 37 bis 47 % für  $\eta_i$  und im Bereich zwischen 1 und  $2 \text{ 1/cm}$  für  $\alpha_i$ . Die interne Quanteneffizienz gibt den Anteil der in die aktive Zone injizierten Ladungsträger an, die durch stimulierte Emission zur optischen Verstärkung beitragen. Die Werte für  $\eta_i$  sind bei den hier vorgestellten Laserstrukturen deutlich kleiner als 1. Im Vergleich dazu nimmt  $\eta_i$  in GaInAs/AlGaAs-QF- und QPt-Laserstrukturen bei 980 nm typischerweise Werte zwischen 0.9 und 1 an [Schä00]. Der Grund dafür, dass nur etwas weniger als die Hälfte der in das QPt-Ensemble injizierten Ladungsträger zur Emission in die Lasermode beitragen, ist in der inhomogenen Verbreiterung der Größenf-

luktuation zu suchen. Mehr als die Hälfte der QPte im Ensemble wird gepumpt, ohne dass die Photonen, die sie emittieren, aufgrund ihrer (zu hohen oder zu niedrigen) Energie zur optischen Verstärkung beitragen könnten. Um demnach die interne Quanteneffizienz zu erhöhen, müsste man die Größenfluktuation im QPt-Ensemble reduzieren, was sich unter anderem auch in einer geringeren Linienbreite des Emissionsspektrums äußern würde. Die Werte für die interne Absorption sind im GaAs-Materialsystem im Vergleich zum InP-Materialsystem um eine Größenordnung, d.h. um den Faktor 10, kleiner. Dieser Aspekt ist ein wesentlicher Vorteil GaAs-basierter Bauelemente, der auf die grundlegenden Materialeigenschaften zurückzuführen ist (siehe z.B. [Bal00]).



**Abbildung 4.8:** Wirkungsgrad und interne Absorption am Beispiel der Probe M1029 mit asymm. DWELLs

Sehr deutlich vor Augen geführt werden die Verbesserungen an den Laserstrukturen, wenn man die Lichtleistungskennlinien vergleicht, wie in Abb. 4.9 am Beispiel von 1 mm x 100 μm großen Bauteilen der drei Laserstrukturen mit einem Spektrum, das für alle drei Strukturen repräsentativ ist, dargestellt ist. Wenn man die Probe M709 mit der Probe M1029 vergleicht, dann konnte der Schwellenstrom um 48 % von 830 auf 430 mA reduziert werden. Bemerkenswert ist, dass allein die Optimierung des V/III-Verhältnisses schon zu einer Reduktion des Schwellenstromes bei der Probe M1022 um 25 % geführt hat und dass dieser Schritt bereits die Steigerung der externen Quanteneffizienz um 30 % von 0.16 auf 0.23 W/A ermöglicht hat, während die Einführung der asymmetrischen DWELLs im Vergleich zu M1022 nur eine nochmalige Reduktion des Schwellenstroms bei gleichbleibender Effizienz zur Folge hatte. Zusammenfassend lässt sich also sagen, dass die Quanteneffizienz, die eng verknüpft ist mit der internen Absorption, stark abhängig ist von der Kristallqualität, besonders in der aktiven Region. Die verbesserte Kristallqualität

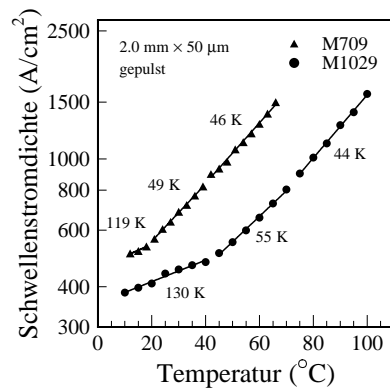


**Abbildung 4.9:** Lichtleistungskennlinien von  $1\text{ mm} \times 100\text{ }\mu\text{m}$  großen Bauteilen der drei Laserstrukturen mit einem repräsentativen Spektrum

und die kleinere Anzahl von Defekten führt zu einer Absenkung der Schwellenstromdichte und zu einer Steigerung der Quanteneffizienz, was beim Vergleich der Proben M709 und M1022 deutlich wird. Die weitere Reduktion des Schwellenstroms beim Übergang zu den asymmetrischen DWELLS ist eine Folge der homogenen Größenverteilung, die vermutlich erreicht wurde durch verbesserte Nukleationsbedingungen für die QPte auf der nun dünneren GaInAs-Schicht. Infolge der reduzierten Breite der inhomogen verbreiterten Größenverteilung ist einerseits die Anzahl der QPte, die durch stimulierte Emission zum Lasen beitragen können, größer geworden, und andererseits hat die Zahl der QPte, die gepumpt werden müssen ohne zum Lasen beizutragen (weil sie nicht die passende Größe haben), abgenommen. Beide Effekte führen zur beobachteten Absenkung des Schwellenstroms. Die Tatsache, dass bei den Proben M1022 und M1029 die externe differentielle Quanteneffizienz nahezu gleich ist, kann man ansatzweise dadurch erklären, dass sich neben der inhomogenen Linienbreite auch die mittlere QPt-Größe verringert hat. Daraus folgt ein etwas kleinerer Überlapp  $\Gamma$  mit der optischen Mode. Dies könnte den Effekt, dass aufgrund der schmäleren Größenverteilung (bei der Probe M1029) mehr QPte in die Lasermode emittieren, kompensieren, sodass die Quanteneffizienz unverändert bleibt.

Der vergrößerte Niveaubestand bei den asymmetrischen DWELLS hat Auswirkungen auf das Temperaturverhalten der Laser. Abb. 4.10 zeigt die Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte für  $2\text{ mm} \times 50\text{ }\mu\text{m}$  große Breitstreifenlaser der Probe M709 (symmetrische DWELLS) und M1029 (asymmetrische DWELLS) im gepulsten Betrieb. Die Anpassung und die Berechnung der  $T_0$ -Werte erfolgte mit Gleichung (2.20). Für die Pro-

be M1029 zeigt sich dabei eine klare Verbesserung des Temperaturverhaltens im ersten Abschnitt, in dem der dominierende Verlustmechanismus die thermische Emission von Ladungsträgern aus dem Grundzustand ist. Da der Abstand zwischen Grundzustand und erstem angeregtem Zustand bei dieser Probe mit 75 meV größer ist als bei der Probe M709 (60 meV) ist die Schwellenstromdichte in diesem Bereich weniger stark temperaturabhängig. Dies äußert sich in einem  $T_0$ -Wert von 130 K bis 40 °C, während M709 nur einen Wert von 119 K bis 20 °C aufweist. Das Verhalten in den restlichen Temperaturbereichen ist jedoch für beide Proben nahezu identisch. Denn in diesen Bereichen dominieren Auger-Prozesse, die weniger abhängig sind von den Niveauabständen innerhalb der QPte, sondern vielmehr von der Bandstruktur, d.h. von der Bandlücke und den Leitungs- und Valenzbandoffsets. Da diese Werte für beide Proben nominell gleich sind, sind hier keine gravierenden Unterschiede zu erwarten. Auger-Prozesse als Verlustmechanismus gewinnen bei abnehmender Bandlücke immer mehr an Bedeutung, und sie spielen auch speziell beim Temperaturverhalten von DWELL-Lasern eine wichtige Rolle, wie an anderer Stelle eingehend untersucht wurde [Mar03].



**Abbildung 4.10:** Temperaturabhängigkeit der Schwellenstromdichte für 2 mm x 50 µm große Bauteile der Proben M709 und M1029

Es sei angemerkt, dass die maximalen Betriebstemperaturen bei den Messungen in beiden Fällen durch die vom Pulsgenerator bereitgestellte maximale Stromstärke von 1.86 A begrenzt waren. Das unterschiedliche Verhalten der zwei Laserstrukturen bezüglich der Temperaturstabilität ist konsistent mit theoretischen Betrachtungen, die besagen, dass man einen verbesserten Ladungsträgeranschluss auf dem Grundzustandsniveau erreichen kann, indem man den Abstand zwischen Grundzustand und angeregtem Zustand

vergrößert [Shch00]. Eine weitere Verbesserung der Temperaturstabilität könnte zu erreichen sein, wenn man die lokale Löcherdichte mit p-Modulationsdotierung zwischen den DWELL-Schichten erhöht, was u.a. auch eine Erhöhung der optischen Verstärkung zur Folge hat [Shch02][Dik04]. Bei den eigenen Versuchen mit p-modulationsdotierten DWELL-Laserstrukturen konnten jedoch bislang keine derartigen positiven Effekte beobachtet werden.

#### 4.4 Laserstruktur mit vertikal verspannungsgekoppelten Quantenpunkten

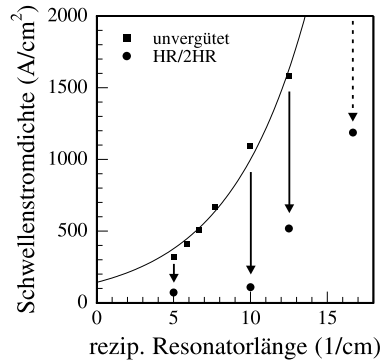
Den Ergebnissen der Grundcharakterisierung der Laserstruktur mit sechs vertikal verspannungsgekoppelten asymmetrischen DWELLs in der aktiven Schicht (M1756), die in Tab. 4.1 zusammengefasst sind für unvergütete und HR/2HR-vergütete Bauteile, soll an dieser Stelle ein eigener Abschnitt gewidmet werden, da man aus den Messdaten sehr schön sowohl die Anzahl der gebundenen Zustände in einem QPt als auch deren Entartung ableiten kann.

L (mm)	unvergütet $J_{th}$ (A/cm <sup>2</sup> )	HR/2HR $J_{th}$ (A/cm <sup>2</sup> )	unvergütet (pro Fac.) $\eta_d$	HR/2HR (Fr.fac.) $\eta_d$	unverg. $\lambda$ (nm)	HR/2HR $\lambda$ (nm)
0.6		1547.3		0.231		1076
0.8	1583.9	479.4	0.176	0.272	1102	1159
1.0	1095.0	108.6	0.177	0.342	1124	1225
1.3	668.2		0.252		1149	
1.5	507.9		0.277		1158	
1.7	406.9		0.272		1159	
2.0	315.9	71.4	0.260	0.294	1159	1233

**Tabelle 4.1:** Zusammenfassung der Messdaten für unvergütete und HR/2HR-vergütete Bauteile der Probe M1756

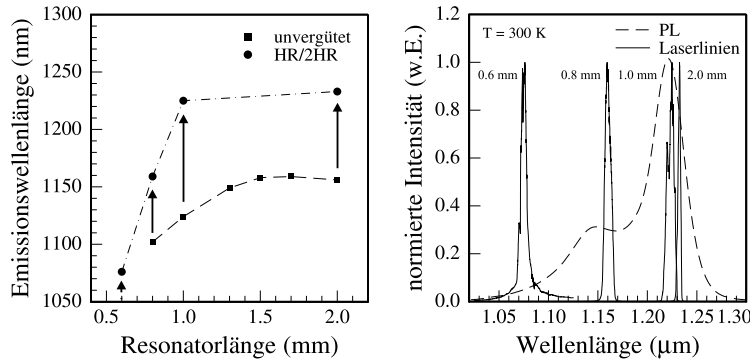
Bei der Charakterisierung der Probe zeigte sich, dass die zur Verfügung stehende optische Verstärkung hier etwa um den Faktor 1.7 kleiner ist als bei den Laserstrukturen mit ungekoppelten DWELLs, d.h. die Verstärkung pro QPt-Schicht beträgt hier anstatt 2.8 nur 1.7 1/cm. Dies wurde aus der exponentiellen Anpassung der Messdaten in Abb. 4.11 nach Gleichung (2.16) ermittelt. Betrachtet man die Werte für die Schwellenstromdichte in Abb. 4.11 für die unvergüteten und vergüteten Bauteile, dann erkennt man, dass bei den vergüteten Bauteilen die Werte erheblich niedriger sind. Der Grund dafür ist, dass für die 0.8, 1.0 und 2.0 mm langen Bauteile der Laserbetrieb auf niedrigere Energieniveaus gewechselt ist, und zwar für 0.8 mm vom zweiten auf den ersten angeregten, für 1.0 mm vom zweiten angeregten auf den Grundzustand und für 2.0 mm vom ersten angereg-





**Abbildung 4.11:** Schwellenstromdichte in Abhängigkeit von der reziproken Resonatorlänge für die Probe M1756 mit sechs vertikal gekoppelten DWELLs. Die Quadrate repräsentieren die Messdaten der unvergüteten Bauteile, die Kreise die die HR/2HR-vergüteten Bauteile.

ten auf den Grundzustand. Die 0.6 mm langen unvergüteten Bauteile waren wegen ihrer hohen Schwellenstromdichte nicht messbar. Es liegt hier die Vermutung nahe, dass für diese Länge der Laserbetrieb von einem Kontinuumszustand in der Benetzungsschicht auf den zweiten angeregten Zustand übergegangen ist. Ermöglicht hat diesen Übergang des Laserbetriebs zu niedrigeren Energieniveaus die Erhöhung der effektiven Resonatorlänge infolge der Spiegelvergütung um den Faktor 10.1 und der daraus folgende Ausgleich der niedrigen Verstärkung nach (2.4). Die Zuordnung Bauteillänge - lasender Zustand im QPt wurde dabei vorgenommen, indem zunächst zusätzlich zu den Laserspektren die Photolumineszenz der QPte in der Laserstruktur aufgenommen wurde. Damit kann man eine Aussage über die Energie bzw. die Wellenlänge des Grundzustandübergangs machen. Es zeigte sich, dass aus bisher ungeklärten Gründen die Emission der QPte in der Laserstruktur blauverschoben gegenüber der PL der Teststrukturen war, und zwar um etwa 70 nm. Wie aus dem rechten Bild in Abb. 4.12 zu entnehmen ist, ist die Emission des Grundzustands im Bereich um und über 1220 nm zu erwarten, während die des ersten angeregten Zustands um 1140 nm (entsprechend einem Niveauabstand von 71 meV) und die des zweiten angeregten Zustands um 1070 nm (Niveauabstand: 71 meV) liegen müsste (die Werte wurden aus der Anpassung von Gauß-Kurven an das PL-Spektrum ermittelt). Vergleicht man diese Werte mit den Emissionswellenlängen der Laser, die im linken Teil der Abb. 4.12 in eine Graphik eingetragen sind, dann kann man ableiten, dass die vergüteten 2.0 und 1.0 mm langen Bauteile mit einer Wellenlänge von 1233 und 1225 nm auf dem Grundzustand, die vergüteten 0.8 mm und unvergüteten 2.0, 1.7, 1.5 und 1.3 mm langen Bauteile auf dem ersten angeregten und die vergüteten 0.6 mm und die unvergü-



**Abbildung 4.12:** Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von der Resonatorlänge für unvergütete (Quadrat) und vergütete (Kreise) Bauteile (links) und Laserlinien von vergüteten Bauteilen in Relation zur PL der Laserstruktur (rechts)

teten 1.0 und 0.8 mm langen Bauteile auf dem zweiten angeregten Zustand emittieren. Mit diesem Wissen darüber, bei welcher Länge der Laserbetrieb auf welchem Niveau in den QPten stattfindet, kann man sich nun wiederum die Schwellenstromdichten bei den verschiedenen Bauteillängen anschauen. Man rufe sich nun die Aussagen über die Entartung der Energieniveaus in den QPten aus Abschnitt 2.2.3 ins Gedächtnis, denen zufolge der Grundzustand zweifach, der erste angeregte Zustand vierfach und der zweite angeregte Zustand achtfach entartet ist. Berücksichtigt man zusätzlich noch die Reduktion der Schwellenstromdichte infolge der größeren effektiven Resonatorlänge nach (2.16), und vergleicht man dies mit den Messdaten, dann stellt man fest, dass

- für 0.8 mm lange Bauteile die Schwellenstromdichte durch die Vergütung von 1583.9 auf 479.4 A/cm<sup>2</sup> gesunken ist, was einer Reduktion um den Faktor 3.3 entspricht (Übergang vom zweiten auf den ersten angeregten Zustand; zu erwarten: Faktor 2 + 3.89 nach (2.16))
- für 1.0 mm lange Bauteile die Schwellenstromdichte von 1095.0 auf 108.6 A/cm<sup>2</sup> gesunken ist, was einer Reduktion um den Faktor 10.1 entspricht (Übergang vom zweiten angeregten Zustand auf den Grundzustand; zu erwarten: Faktor 4 + 2.97 nach (2.16))
- für 2.0 mm lange Bauteile die Schwellenstromdichte von 315.8 auf 71.4 A/cm<sup>2</sup> gesunken ist, was einer Reduktion um den Faktor 4.4 entspricht (Übergang vom ersten angeregten Zustand auf den Grundzustand; zu erwarten: Faktor 2 + 1.72 nach (2.16)).

Die Werte für die Entartung, die sich hier aus den Messdaten ergeben, stimmen tendenziell mit den theoretisch erwarteten überein. Eine Ursache für die Abweichungen könnte sein, dass für die einzelnen Bauteillängen nicht Laserbetrieb bei einer festen Energie, die durch das jeweilige Niveau im QPt vorgegeben ist, vorliegt. Dies wäre der Fall für ein QPt-Ensemble ohne inhomogene Verbreiterung der Größenverteilung, in dem die Energieniveaus ideal diskret sind. Da aber im realen QPt-Ensemble die einzelnen Energieniveaus inhomogen verbreitert sind, ist ein kontinuierlicher Übergang des Laserbetriebs zwischen den Zuständen möglich. Dies wiederum ermöglicht es, dass ein Bauteil sozusagen zwischen zwei Zuständen emittiert, wie z.B. die unvergüteten 0.8 und 1.0 mm langen Bauteile, die mit 1102 bzw. 1124 nm zwischen erstem und zweiten angeregten Zustand emittieren. Dadurch kann man die Abweichung der experimentell bestimmten Werte 3.3 bzw. 10.1 zu den theoretischen Werten 5.89 bzw. 6.97 ansatzweise erklären.

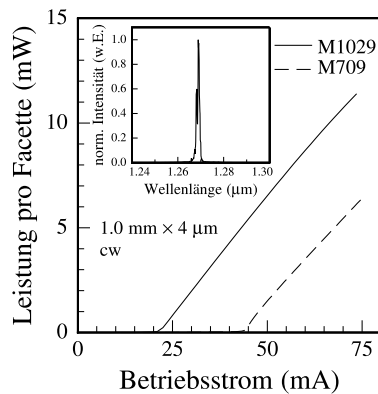
Abschließend lässt sich zu den hier vorgestellten ersten Versuchen mit einer Laserstruktur mit vertikal gekoppelten DWELLS sagen, dass die Messdaten schon recht vielversprechend sind. Denn sowohl in den externen Quanteneffizienzen als auch in den Schwellenstromdichten ist sie tendenziell der bisher besten Laserstruktur, M1029, überlegen. Jedoch gibt es offensichtlich bei dieser Struktur das Problem der zu geringen optischen Verstärkung. Dies lässt sich aber vermutlich mit einer weiteren eingehenden Optimierung der gekoppelten DWELLS bezüglich der Barrierendicke und der Wachstumsparameter beheben.

## 4.5 Stegwellenleiterlaser

Um Bauteile zu erhalten, die sich auch unter cw-Bedingungen betreiben lassen, wurden aus den Laserstrukturen Stegwellenleiterlaser hergestellt. Dazu wurden wie in Abschnitt 3.3 beschrieben bis etwa 150 nm an den GRINSCH heran mit ECR-RIE Stege geätzt und die Struktur danach mit BCB planarisiert. Da nun der Strom nur im Bereich der Stege fließen kann, hat man damit den Strompfad im Vergleich zu Breitstreifenlasern von 100 auf nominell 4  $\mu\text{m}$  eingeengt, wodurch sich auch der Schwellenstrom entsprechend herunterskaliert. Die Bauteile lassen sich nun im Dauerstrich betreiben, da sie sich infolge der nun nach  $P = RI^2$  kleineren aufgenommenen Leistung erheblich weniger erwärmen als Breitstreifenlaser. Allerdings ist die Fläche, durch die der Strom fließt, nicht genau durch die Fläche des Kontakts auf dem Steg gegeben. Denn der Strompfad ist nur im Bereich des Steges begrenzt, während er sich unterhalb wieder aufweitet. Das Ausmaß der Aufweitung ist allerdings abhängig von der Dotierkonzentration in diesem Bereich, die in den hier betrachteten Strukturen im Wellenleiter und im Teil der oberen Mantelschicht vor Beginn

des Steges zwischen  $5 \times 10^{16}$  und  $1 \times 10^{17} \text{ 1/cm}^3$  liegt, wodurch die Beweglichkeit der Löcher so gering sein dürfte, dass die Aufweitung nicht mehr als 5 % beträgt. Zusätzlich zur Stromfadbegrenzung erreicht man durch die Stegwellenleiter eine Wellenführung in lateraler Richtung, während die vertikale Wellenführung durch die Laserstruktur gegeben ist.

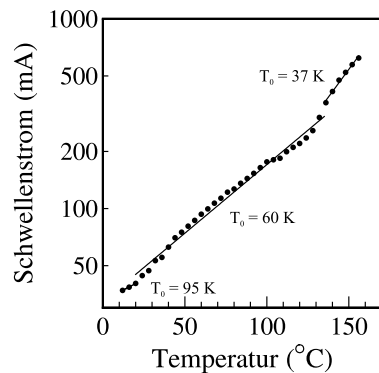
Bei der Charakterisierung der Stegwellenleiterlaser stellte sich zunächst wieder heraus, dass, wie schon bei den Breitstreifenlasern beobachtet, die Probe M1029 mit asymmetrischen DWELLS ungefähr einen halb so großen Schwellenstrom aufweist, wie die Probe M709 mit symmetrischen DWELLS, wie der Abb. 4.13 zu entnehmen ist. Die Schwellenströme betragen für  $1 \text{ mm} \times 4 \text{ }\mu\text{m}$  große Bauteile 21 mA und 43 mA für M1029 und M709, und die externen Quanteneffizienzen sind 0.23 W/A und 0.18 W/A, was nahezu mit den an den Breitstreifenlasern bestimmten Werten übereinstimmt. Aus der Tatsache, dass der Schwellenstrom bei der Probe M1029 von 430 mA auf 21 mA und damit auf 4.9 % und bei der Probe M709 von 830 mA auf 43 mA und damit auf 5.2 % sinkt, spricht für die oben erwähnte geringe Aufweitung des Strompfades. Denn durch die Verschmälerung der Laserbreite von 100 auf  $4 \text{ }\mu\text{m}$  wäre eine Reduktion des Schwellenstroms auf 4 % zu erwarten.



**Abbildung 4.13:** Vergleich der Lichtleistungskennlinien von  $1 \text{ mm} \times 4 \text{ }\mu\text{m}$  großen Stegwellenleiterlasern der Proben M709 und M1029

An dieser Stelle sei allerdings angemerkt, dass die Eigenschaften oder überhaupt das Funktionieren der Stegwellenleiterlaser stark von der Prozessierung, insbesondere vom Ätzen des Steges abhängt. Ist beispielsweise nach dem Ätzprozess die Oberfläche des Steges rau, dann kann je nach Grad der Rauigkeit wegen optischen Streuverlusts der Laserbetrieb auch völlig unterbunden werden.

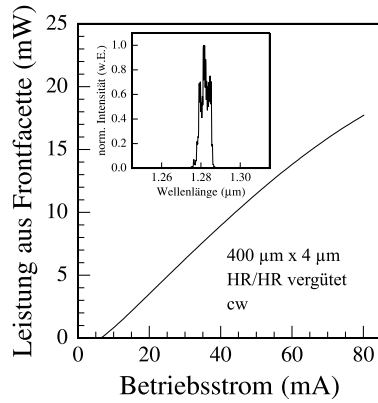
Höhere Betriebstemperaturen lassen sich erreichen, wenn man ein Bauteil gepulst betreibt und dadurch die interne Erwärmung durch den Injektionsstrom verhindert. Während im vorhergehenden Abschnitt die maximale Betriebstemperatur vom maximal einstellbaren Betriebsstrom festgelegt wurde, kann man aufgrund des viel kleineren Schwellenstroms der Stegwellenleiterlaser mit diesen Bauteilen die maximale Betriebstemperatur bestimmen. Die entsprechende Messung wurde durchgeführt mit einem  $0.8 \text{ mm} \times 4 \text{ }\mu\text{m}$  großen Bauteil der Probe M709 (siehe Abb. 4.14). Es zeigte sich hier eine maximale Betriebstemperatur von  $156 \text{ }^\circ\text{C}$ . Für die Laserstrukturen mit asymmetrischen DWELLS war keine höhere maximale Betriebstemperatur zu erwarten, da das Temperaturverhalten bei hohen Temperaturen von Auger-Prozessen dominiert wird und sich schon beim Vergleich des Temperaturverhaltens der Breitstreifenlaser im oberen Temperaturbereich keine Abhängigkeit vom Aufbau der aktiven Schicht gezeigt hat.



**Abbildung 4.14:** Temperaturabhängigkeit des Schwellenstroms eines  $800 \text{ }\mu\text{m} \times 4 \text{ }\mu\text{m}$  großen Bauteils der Probe M709 im gepulsten Betrieb

Möchte man auf Basis einer DWELL-Laserstruktur Bauteile realisieren, die kürzer sind als  $0.8 \text{ mm}$  und auf dem Grundzustand lasen, dann wird es nötig, die Laserfacetten zu vergüten. Dadurch wird die effektive Resonatorlänge erhöht, und nach (2.4) wird die Schwellenverstärkung erreicht. Zur Vergütung der Facetten werden in einer sogenannten *Sputteranlage*, in der Targets mit Elektronenstrahlen beschossen werden und dadurch Material abgelöst wird, das sich dann auf die Probe niederschlägt,  $\lambda/4n$ -dicke Schichten aus Si und  $\text{SiO}_2$  abgeschieden. Diese beiden Materialien haben stark unterschiedliche Brechungsindizes im betrachteten Wellenlängenbereich von 3.55 (Si) und 1.45 ( $\text{SiO}_2$ ), was den Vorteil hat, dass man mit einem Spiegelpaar bereits eine Reflektivität von 83 % und mit zwei Spiegelpaaren 95 % erreicht. Abb. 4.15 zeigt Kennlinie und Spektrum eines  $400 \text{ }\mu\text{m} \times 4 \text{ }\mu\text{m}$  großen Bauteils der Probe M709, das mit einem Spiegelpaar auf der

Frontfacette und mit zwei Spiegelpaaren auf der Rückfacette versehen wurde.

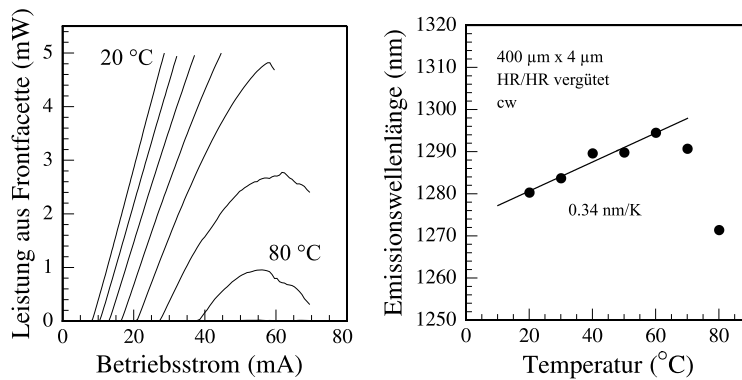


**Abbildung 4.15:** Lichtleistungskennlinie und Spektrum eines  $400\ \mu\text{m} \times 4\ \mu\text{m}$  großen HR/HR vergüteten Bauteils der Probe M709

Die Schichtdicken betragen dabei für Si 90 nm und für  $\text{SiO}_2$  221 nm, entsprechend  $\lambda/4n$  für  $\lambda = 1280\ \text{nm}$ . Nach Gleichung (2.16) ist für die Bauteile, deren effektive Resonatorlänge nach (2.4) 4.05 mm beträgt, ein gegenüber einem 1.0 mm langen Bauteil ein um den Faktor 4.26 kleinerer Schwellenstrom zu erwarten. Bei den  $1.0\ \text{mm} \times 4\ \mu\text{m}$  großen Bauteilen aus Abb. 4.13 beträgt der Schwellenstrom bei  $20\ ^\circ\text{C}$  für die Probe M709 43 mA und für die Probe M1029 21 mA. D.h. es sind Schwellenströme von etwa 10.1 mA und 4.9 mA zu erwarten. Tatsächlich sind die Werte aber mit 6 mA und 4.4 mA noch etwas kleiner. Derart kleine Schwellenströme bei diesen Bauteilabmessungen lassen sich nur mit QPt-Lasern realisieren, da hier pro aktiver Schicht nur etwa 1/5 der Fläche gepumpt werden muss, während bei QF-Lasern die ganze Fläche gepumpt wird und zusätzlich durch die große effektive Resonatorlänge die Sättigung der Verstärkung sich senkend auf die Laserschwelle auswirkt. Da diese beiden Aspekte Unwägbarkeiten mit sich bringen ist es auch verständlich, dass die Abschätzung der Schwellenströme etwas zu hohe Werte liefert. Am Emissionsspektrum des Bauteils ist zu beobachten, dass hier gegenüber den Lasern aus Abb. 4.13 die Wellenlänge auf 1283 nm etwas rotverschoben ist. Dies folgt aus der Sättigung der optischen Verstärkung nach (2.4) wenn man zu längeren (effektiven) Resonatorlängen übergeht. Diese Sättigung äußert sich dadurch, dass die Emissionswellenlänge bis zu einem bestimmten Wert ansteigt und danach konstant bleibt [Kre01].

Betrachtet man für das  $400\ \mu\text{m}$  lange Bauteil der Probe M709 die Kennlinien bei verschiedenen Temperaturen, dann zeigt sich Laserbetrieb bis  $80\ ^\circ\text{C}$  und einer Ausgangsleistung von mindestens 1 mW über den gesamten Temperaturbereich (siehe Abb. 4.16

links). Damit erfüllt das Bauteil eine für Anwendungen wichtige Anforderung: Laserbe-



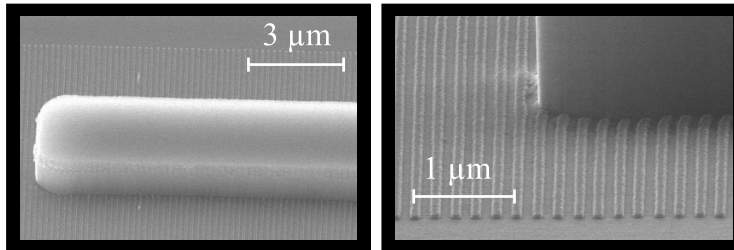
**Abbildung 4.16:** Lichtleistungskennlinien (links) und Emissionswellenlängen (rechts) bei Temperaturen von 20 - 80 °C im cw-Betrieb eines 400 µm x 4 µm großen HR/HR vergüteten Bauteils der Probe M709

trieb bis 80 °C bei über 1 mW im cw-Betrieb. Ab 60 °C zeigt sich eine deutliche Verschlechterung der Bauteildaten. Der Grund für dieses Verhalten offenbart sich, wenn man sich bei jeder Temperatur die Laserspektren anschaut. Auf der rechten Seite der Abb. 4.16 ist die Laserwellenlänge gegen die Betriebstemperatur aufgetragen. Man erkennt, dass bis zu einer Temperatur von 60 °C der Laserbetrieb auf dem Grundzustand erfolgt, wobei sich die Wellenlänge mit 0,34 nm/K verschiebt. Die Temperaturverschiebung der Emissionswellenlänge ist bei den DWELL-Laserstrukturen stark abhängig von der jeweiligen Bauteillänge. Für lange Laser, bei denen Sättigung der Verstärkung eintritt, kann sie bis zu 0,45 nm/K betragen, während sie bei Lasern, die (ohne Spiegelvergütung) gerade noch auf dem Grundzustand lasen, wie z.B. für eine Laserstruktur mit vier DWELL-Schichten 1,5 mm lange Bauteile, auf 0,07 nm/K sinken kann [Kre01][Klo02]. Für Temperaturen über 60 °C geht der Laserbetrieb allmählich auf den ersten angeregten Zustand über. Der Grund dafür ist, dass die Verstärkung auf dem Grundzustand aufgrund von Ladungsträgerverlusten infolge von Auger-Prozessen nicht mehr ausreicht.

## 4.6 DFB-Laser

Möchte man Laser realisieren, die nicht nur lateral monomodig, wie die Stegwellenleiterlaser, sondern auch longitudinal monomodig sind, dann kann man sich des DFB-Prinzips bedienen. Für dessen praktische Umsetzung wurde bei den hier vorgestellten DFB-Lasern die Methode angewendet, bei der nach dem Ätzen des Steges durch Elektronenstrahlitho-

graphie lateral dazu Metallgitter aus Chrom mit einer Gitterperiode von  $\lambda/2n$  definiert werden [Kam99]. Abb. 4.17 zeigt SEM-Aufnahmen eines DFB-Lasers nach der Definition der Gitter entlang des Steges und bevor die Struktur zur elektrischen Isolation der Stege mit BCB planarisiert wurde. Dieser Ansatz hat den Vorteil, dass er die Herstellung von



**Abbildung 4.17:** SEM-Aufnahmen eines DFB-Laserprobe nach der Definition der lateralen Metallgitter

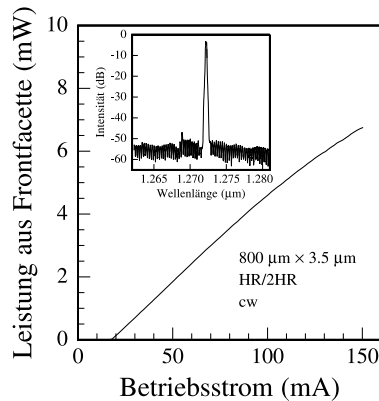
DFB-Lasern in nahezu allen Materialsystemen ermöglicht.

Vor der Prozessierung müssen durch Simulation die optimale Stegbreite und -tiefe ermittelt werden, da diese für die Kopplung der optische Mode mit dem Metallgitter verantwortlich sind. Im fertigen Bauteil macht sich die Kopplungsstärke  $\kappa$  durch die Höhe der Seitenmodenunterdrückung bemerkbar: Je größer das Produkt zwischen der Kopplungsstärke und der Bauteillänge  $L$ ,  $\kappa \cdot L$ , ist, desto stärker sind die Seitenmoden unterdrückt. Allerdings ist zu bedenken, dass die verwendeten Gitter über den Imaginäranteil des Brechungsindex, also durch Absorption, die Modenselektion herbeiführen. Das wiederum impliziert, dass sich bei einem DFB-Laser die interne Absorption der Laserstruktur und die Absorption des Metallgitters zu einer nun größeren Gesamtabsorption addieren. Dabei hängt der Beitrag des Gitters direkt von der Kopplungsstärke ab. Man muss also bei der Planung eines DFB-Laserprozesses die gewünschte Seitenmodenunterdrückung und die zusätzliche Absorption gegeneinander abwägen.

Diese Abwägung ist im Falle der DWELL-Laser besonders wichtig, da hier die optische Verstärkung sehr beschränkt ist. Daher hat man für diese DFB-Laser die Stege nicht wie sonst üblich 2 µm breit gemacht, sondern die Breite 3.5 µm gewählt, und zudem wurden die Stege weniger tief geätzt (200 nm oberhalb der Wellenleiterschicht). Ziel dieser Maßnahmen war es, die Kopplung und damit die zusätzliche Absorption durch das Gitter auf ein Minimum zu reduzieren. Trotzdem wurde eine hohe, und auch temperaturstabile Seitenmodenunterdrückung erreicht, wie im Folgenden gezeigt werden wird. Jedoch zeigte sich auch ganz deutlich der Einfluss des Gitters auf die Absorption. Dies hatte zur Folge, dass nur Bauteile mit einer Länge von 2.4 mm und länger ohne Spiegelvergütung



Laserbetrieb auf dem Grundzustand zeigten, was nach (2.4) auf eine starke Erhöhung der Gesamtabsorption schließen lässt. Um trotzdem Bauteile mit anwendungsrelevanten Dimensionen zu realisieren, wurden  $0.8 \text{ mm} \times 3.5 \text{ }\mu\text{m}$  große Laser mit Spiegelvergütungen versehen, und zwar mit einem Spiegelpaar auf der Frontfacette (83 %) und zwei Spiegelpaaren auf der Rückfacette (95 %), was zu einer effektiven Resonatorlänge von 8.1 mm führt. Zwar konnten auch kürzere, 300 und 400  $\mu\text{m}$  lange Bauteile realisiert werden, aber es sollen hier nur die Eigenschaften der 0.8 mm langen Laser im cw-Betrieb vorgestellt werden.



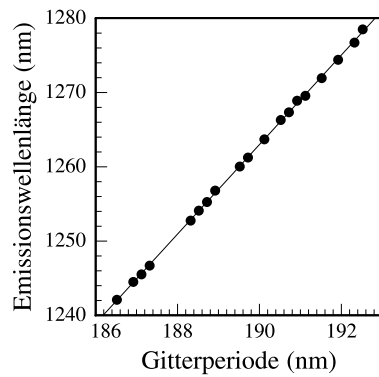
**Abbildung 4.18:** Lichtleistungskennlinie und Spektrum für einen  $0.8 \text{ mm} \times 3.5 \text{ }\mu\text{m}$  großen HR/HR vergüteten DFB-Laser der Probe M709

In Abb. 4.18 ist eine Lichtleistungskennlinie und ein Spektrum eines DFB-Lasers der Probe M709 dargestellt. Der DFB-Laser emittiert bei 1272 nm und weist einen Schwellenstrom von 18 mA bei einer externen Quanteneffizienz an der Frontfacette von 0.05 W/A auf.

Bei DFB-Lasern kann man die Emissionswellenlänge  $\lambda$  (innerhalb des Verstärkungsbereichs der Laserstruktur) über die Gitterperiode  $a$  gemäß  $a = \lambda/2n_{eff}$  einstellen. Dabei ist  $n_{eff}$  der effektive Brechungsindex der Laserstruktur, der in einer früheren Arbeit über die Abhängigkeit des Abstands der Fabry-Pérot-Moden von der Resonatorlänge zu 3.3 bestimmt wurde [Kre01].

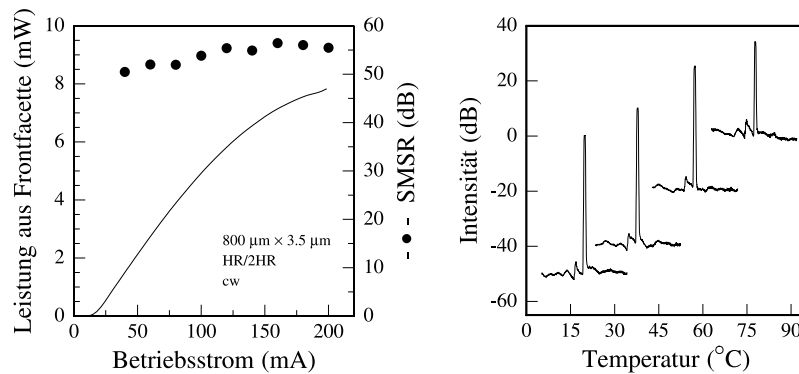
Trägt man für verschiedene DFB-Laser die Emissionswellenlänge  $\lambda$  gegen die Gitterperiode  $a$  auf, dann ergibt sich ein linearer Zusammenhang wie er in Abb. 4.19 zu sehen ist. Man sieht, dass pro Laserbarren (mit 20 Lasern) ein Bereich von etwa 40 nm abgedeckt wurde.

Ein sehr wichtiges Charakteristikum eines DFB-Lasers im Hinblick auf Anwendungen



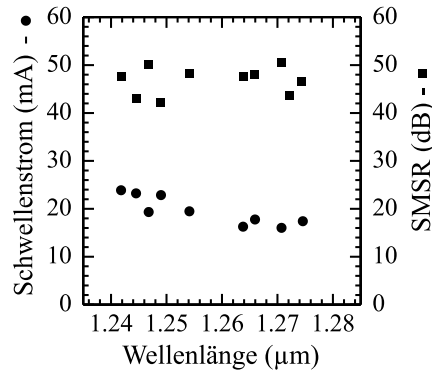
**Abbildung 4.19:** Abhängigkeit der Emissionswellenlänge von der Gitterperiode für DFB-Laser der Probe M709

ist die Stabilität der monomodigen Emission, die sich in der Höhe der Seitenmodenunterdrückung (**SMSR: Side Mode Suppression Ratio**) äußert. In Abb. 4.20 ist im linken Bild die Seitenmodenunterdrückung in Abhängigkeit vom Betriebsstrom aufgetragen.



**Abbildung 4.20:** Seitenmodenunterdrückung in Abhängigkeit vom Betriebsstrom (links) und von der Betriebstemperatur (rechts) für einen DFB-Laser der Probe M709

Man erkennt, dass die Seitenmodenunterdrückung unabhängig vom Betriebsstrom auf dem ganzen Bereich der Lichtleistungskennlinie zwischen 50 und 60 dB liegt. Dabei wird üblicherweise von DFB-Lasern nur ein Wert größer als 40 dB verlangt. Im rechten Bild der Abb. 4.20 sind Spektren bei 20, 40, 60 und 80 °C dargestellt. Es zeigt sich hier, dass selbst bei 80 °C die Seitenmoden immer noch um fast 40 dB unterdrückt sind. Eine weitere wünschenswerte Eigenschaft eines DFB-Lasers ist es, dass man die Wellenlänge über einen großen Bereich verstimmen kann, ohne dass man Abstriche bei der Quali-

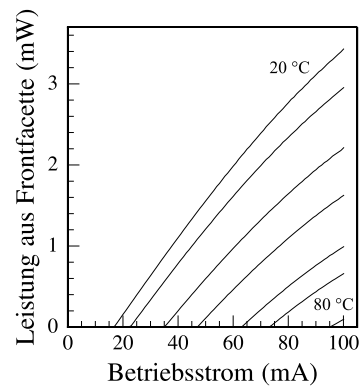


**Abbildung 4.21:** Abhängigkeit der Seitenmodenunterdrückung und des Schwellenstroms von der Gitterperiode für DFB-Laser der Probe M709

tät der Monomodigkeit oder bei den Lasereigenschaften, wie z.B. dem Schwellenstrom, machen muss. Dazu wurde an den DFB-Lasern der Probe M709 untersucht, wie sich die Seitenmodenunterdrückung und der Schwellenstrom mit der Gitterperiode, d.h. der Emissionswellenlänge, verändern. Wie man aus dem Ergebnis dieser Untersuchung, das in Abb. 4.21 dargestellt ist, ersehen kann, steigt lediglich der Schwellenstrom tendenziell zu kürzeren Wellenlängen hin um ca. 20 % an, während die Seitenmodenunterdrückung im Mittel gleich bleibt. Daraus kann man die Erwartung ableiten, dass man die Laser durchaus auch über einen größeren Bereich verstimmen könnte. Der Grund für die Verstimmbarkeit über einen großen Wellenlängenbereich ist das breite Verstärkungsspektrum, das allen QPt-Lasern eigen und bei den DWELL-Lasern etwa 100 nm breit ist. Dies ermöglicht die Verstimmung über einen großen Wellenlängenbereich ohne gravierende Verschlechterung der Lasereigenschaften.

Betrachtet man die Lichtleistungskennlinien der DFB-Laser bei verschiedenen Temperaturen, dann stellt man fest, dass bis 80 °C Laserbetrieb möglich ist (siehe Abb. 4.22). Der DFB-Laser degradiert annähernd kontinuierlich über den Temperaturbereich sowohl bzgl. des Schwellenstroms als auch bzgl. der Quanteneffizienz. Bei 80 °C beträgt die Lichtleistung noch etwa 200 μW bei einem Schwellenstrom von 95 mA, der also auf mehr als das Fünffache des Werts bei 20 °C angestiegen ist.

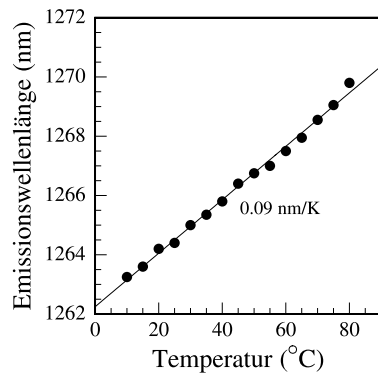
Im Gegensatz zu Fabry-Pérot-Lasern kann bei DFB-Lasern aufgrund der Kopplung an das Metallgitter kein Übergang auf den angeregten Zustand erfolgen (vgl. Abb. 4.16), und die Temperaturverschiebung der Emissionswellenlänge ergibt sich allein aus der Temperaturabhängigkeit des Brechungsindex. Dementsprechend erhält man hier, wie aus der Abb. 4.23 zu entnehmen ist, einen Wert von 0.09, d.h. DFB-Laser haben gegenüber Fabry-



**Abbildung 4.22:** Lichtleistungskennlinien bei Temperaturen von 20 - 80 °C eines DFB-Lasers der Probe M709

Pérot-Lasern neben der monomodigen Emission und der im vorgegebenen Rahmen frei einstellbaren Wellenlänge auch den Vorteil der besseren Temperaturstabilität der Emissionswellenlänge.

Abschließend sei an dieser Stelle erwähnt, dass auch von der Probe M1029 DFB-Laser hergestellt und charakterisiert wurden. Wie es sich schon beim Vergleich der Daten der Breitstreifen- und Stegwellenleiterlaser abgezeichnet hat, zeigen auch die DFB-Laser bessere Bauteildaten (im Vergleich zur Probe M709). Bei gleicher Bauteildimension ist hier der Schwellenstrom um den Faktor 2 geringer und die externe Quanteneffizienz etwa doppelt so hoch. Auch die Temperaturstabilität dieser Laser ist im Vergleich besser, so dass nun im cw-Betrieb bei 80 °C die Ausgangsleistung noch 1 mW beträgt. Außerdem wurden von der Probe M1029 auch DFB-Laser hergestellt, deren Emissionswellenlänge über 1300 nm liegt. Auch die Bauteildaten dieser Laser lassen keine gravierende Verschlechterung bzgl. Schwellenstrom, Effizienz und Seitenmodenunterdrückung erkennen. Insgesamt konnte mit den hergestellten DFB-Lasern die Emissionswellenlänge über einen Bereich von 80 nm (zwischen 1240 und 1320 nm) verstimmt werden.



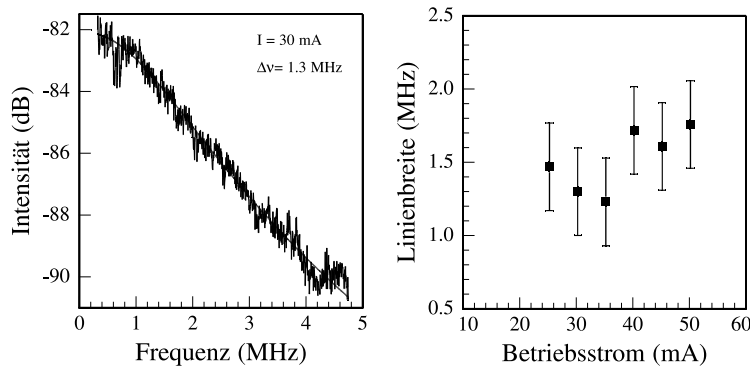
**Abbildung 4.23:** Temperaturverschiebung der Emissionswellenlänge eines DFB-Lasers der Probe M709

## 4.7 Dynamische Eigenschaften der DFB-Laser

Zur weiteren Charakterisierung der DFB-Laser wurden an den  $0.8 \text{ mm} \times 3.5 \text{ }\mu\text{m}$  großen Bauteilen der Probe M709 Messungen am Hochfrequenzmessplatz durchgeführt, an dem die Laser ebenfalls im Dauerstrich betrieben werden. Es wird hier nur auf die Ergebnisse der Messungen an den Lasern der Probe M709 eingegangen, da die Messungen an den Lasern der Probe M1029 keine wesentlichen Unterschiede, insbesondere keine Verbesserungen aufwiesen, was im Übrigen auch nicht erwartet wurde. Zunächst wurde hier die statische Linienbreite bestimmt, die weitaus kleiner ist als das Auflösungsvermögen eines Gitterspektrometers und deshalb nicht mit einem solchen bestimmt werden kann. Wie schon in Abschnitt 2.3.7 ausgeführt, verursachen Schwankungen der Photonen- und Ladungsträgerdichte sowohl Intensitätsrauschen, worauf im Verlauf dieses Abschnitts noch eingegangen werden wird, als auch eine endliche Breite der Emissionslinie. Die Schwankungen bewirken Änderungen des Brechungsindex und dadurch Verschiebungen der Vakuumwellenlänge. Bei DFB-Lasern wird durch die Änderungen des „optischen“ Abstandes der Gitterlinien infolge der Brechungsindexschwankungen die Bragg-Mode verbreitert.

Eine einfache Methode, die statische Linienbreite zu messen, stellt das sogenannte Selbst-Homodyn-Verfahren dar [Der98]. Es beruht auf der Überlagerung des Laserstrahls mit einem zeitlich versetzten Anteil seiner selbst. Der Laserstrahl wird dazu geteilt: Ein Anteil wird über eine 5 km lange Glasfaserstrecke geleitet und danach mit dem anderen überlagert, was mathematisch einer Faltung entspricht. Ist die Faserstrecke länger als die Kohärenzlänge des Laserlichts, dann entsteht eine Schwebung. Da die beiden Teilstrahlen aber die gleiche Frequenz haben ist die Schwebungsfrequenz 0 Hz. Die Laserlinien sind

lorentzförmig und behalten ihre Form auch nach der Faltung, haben dann allerdings die doppelte Linienbreite.



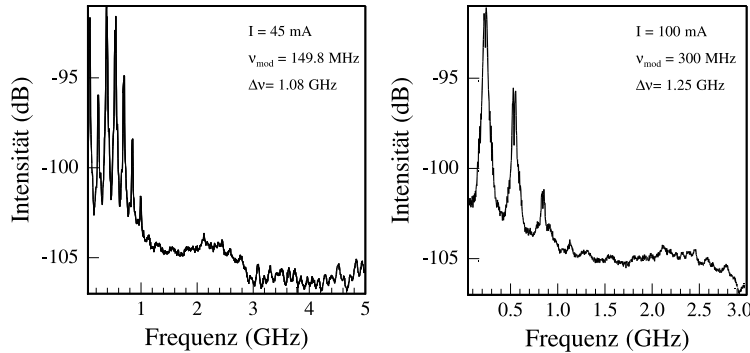
**Abbildung 4.24:** Statische Linienbreite eines  $0.8 \text{ mm} \times 3.5 \mu\text{m}$  großen DFB-Lasers der Probe M709 bei einem Betriebsstrom von  $30 \text{ mA}$  (links) und Abhängigkeit der Linienbreite vom Betriebsstrom (rechts)

Abb. 4.24 (links) zeigt das Ergebnis einer Linienbreitenmessung an einem  $0.8 \text{ mm}$  langen DFB-Laser bei einem Betriebsstrom von  $30 \text{ mA}$ . Aus der Anpassung einer Lorentzkurve ergibt sich hier eine statische Linienbreite von  $1.3 \text{ MHz}$ , was für einen DFB-Laser ein sehr guter, d.h. niedriger Wert ist. Die Emissionsfrequenz des DFB-Lasers liegt hier bei  $235.7 \text{ THz}$  ( $c = \lambda\nu$ ,  $\lambda = 1272 \text{ nm}$ ). Eine Linienbreite  $\Delta\nu$  von  $1.3 \text{ MHz}$  entspricht daher einem  $\Delta\lambda$  von  $7.02 \text{ fm}$ , was weit unterhalb des Auflösungsvermögens von Gitterspektrometern (maximal im pm-Bereich) liegt.

Bei Messungen der Linienbreite in Abhängigkeit des Betriebsstroms hat sich gezeigt, dass der Wert im Rahmen der Fehlergrenzen nahezu konstant bleibt und um  $1.5 \text{ MHz}$  schwankt (siehe Abb. 4.24 (rechts)). Nach der Shawlow-Townes-Formel (2.56) wäre zu erwarten, dass die Linienbreite mit zunehmendem Betriebsstrom, d.h. mit zunehmender Photonendichte abnimmt, da  $\Delta\nu \propto 1/N_p$ . Im betrachteten Bereich für den Betriebsstrom nimmt die Lichtleistung, die proportional zur Photonendichte ist, von  $1$  auf  $2 \text{ mW}$  zu (siehe Kennlinie in Abb. 4.18). Demnach sollte sich die Linienbreite im betrachteten Bereich halbieren, was sich jedoch bei der Messung nicht gezeigt hat. Ein Erklärungsansatz dafür könnte die interne Erwärmung der Probe bei Erhöhung des Injektionsstroms sein. Dadurch könnte über eine Verringerung der Photonenlebensdauer die Erhöhung der Photonendichte kompensiert werden (siehe Gleichung (2.55)).

Da das Einsatzgebiet von Lasern im Wellenlängenbereich um  $1.3 \mu\text{m}$  vor allem die Telekommunikation ist, wo die Bauteile direkt moduliert werden, ist für solche Laser

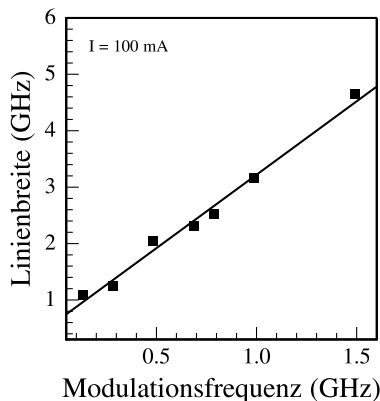
das Verhalten unter Modulation von besonderem Interesse. Daher wurde zunächst das Verhalten der Linienbreite unter Frequenzmodulation mit einer Amplitude von 12 mA untersucht. Hierzu wurden die Laser mit einem Mikrowellentester kontaktiert und die Linienbreite nach dem Selbst-Homodyn-Verfahren bei verschiedenen Betriebsströmen und Modulationsfrequenzen bestimmt. Abb. 4.25 zeigt beispielhaft die Ergebnisse einer solchen Messung für einen Betriebsstrom von 45 mA und eine Modulationsfrequenz von 149.8 MHz (links) und einen Betriebsstrom von 100 mA und eine Modulationsfrequenz von 300 MHz (rechts). Die Linienbreite wird dabei dadurch ermittelt, dass man die Frequenz ab-



**Abbildung 4.25:** Dynamische Linienbreite bei einem Betriebsstrom von 45 mA und einer Modulationsfrequenz von 149.8 MHz (links) und bei einem Betriebsstrom von 100 mA und einer Modulationsfrequenz von 300 MHz (rechts)

liest, bei der der letzte Peak zu sehen ist, wobei die Peaks stehende Wellen im Resonator repräsentieren [Der98]. Es ergibt sich demnach im linken Fall eine Linienbreite von 1.08 GHz und im rechten Fall ein Wert von 1.25 GHz. Die Abhängigkeit der Linienbreite von der Modulationsfrequenz ist eine charakteristische Eigenschaft eines DFB-Lasers und wird beeinflusst einmal durch den Aufbau der aktiven Schicht und auch von deren Dimensionalität. So erwartet man für QPt-Laser eine gegenüber QF-Lasern viel geringere Änderung der Linienbreite bei Erhöhung der Modulationsfrequenz aufgrund des niedrigeren Werts für den  $\alpha$ -Faktor (siehe Abschnitt 2.3.7). Um dies anhand der DWELL-DFB-Laser zu überprüfen, wurde bei einem Betriebsstrom von 100 mA für Modulationsfrequenzen von 149.8 MHz bis 1.5 GHz die Linienbreite bestimmt und die Werte graphisch aufgetragen (siehe Abb. 4.26). Es ergab sich ein linearer Zusammenhang mit einer Steigung von 2.6. Eine Wiederholung der Messung für verschiedene Betriebsströme ergab auch für die dynamische Linienbreite keine signifikante Stromabhängigkeit. Die dynamische Linienbreite geteilt durch die Modulationsamplitude wird in der Literatur mit „Chirp“ bezeichnet, einem Begriff aus der Akustik, der für das Schwanken zwischen zwei nahe beieinander

liegenden Tönen steht. Der Chirp beträgt für die hier gemessenen DFB-Laser bei einer Modulationsfrequenz von 150 MHz und einer Amplitude von 12 mA 83 MHz/mA. Die besten, auf gute Hochfrequenzeigenschaften optimierten DFB-Laser bei 1.55  $\mu\text{m}$  auf InP-Basis zeigen einen Chirp von 80 MHz/mA [Ots96]. D.h. die hier vorgestellten DFB-Laser, die nicht aufgebaut sind, um die Wärme besser abzuführen, und deren Struktur auch nicht für gute Hochfrequenzeigenschaften optimiert ist, zeigen bereits sehr gute Werte. Durch entsprechende Optimierungsmaßnahmen ist jedoch zu erwarten, dass noch erheblich bessere Werte zu erreichen sind.



**Abbildung 4.26:** Zusammenhang zwischen dynamischer Linienbreite und Modulationsfrequenz bei einem Betriebsstrom von 100 mA

Um nun Aufschluss über die maximal zu erwartende Modulationsbandbreite zu bekommen, die abhängig ist vom Aufbau der Laserstruktur und von der Bauteilgeometrie, wurden Messungen des relativen Intensitätsrauschens durchgeführt, wobei das Rauschen, wie auch die endliche Linienbreite des Emissionsspektrums, von Schwankungen der Ladungsträger- und Photonendichte herrührt. Zur Messung wurde das Laserlicht in eine Glasfaser eingekoppelt, auf eine Photodiode mit großer Bandbreite geleitet und das Signal auf einem Spektrumanalysator aufgezeichnet. In Abb. 4.27 (links) ist als Beispiel ein Spektrum bei einem Betriebsstrom von 90 mA dargestellt. Aus der Anpassung der Messdaten mit der Gleichung (2.30) in der Form

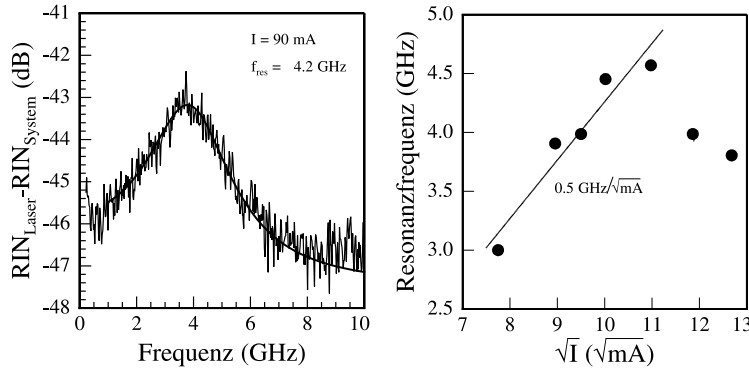
$$RLN = \frac{A + B\omega^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \omega^2\Gamma_0^2} \quad (4.2)$$

ergeben sich die Resonanzfrequenzen  $f_{res} = \omega_0/2\pi$ . Im vorliegenden Beispiel ergibt sich eine Resonanzfrequenz von 4.2 GHz. An dieser Stelle sei angemerkt, dass nach

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{v_g g_N N_P}{\tau_P}} \quad (4.3)$$



hohe Resonanzfrequenzen zu erwarten sind für kleine Photonenlebensdauern  $\tau_P$ , d.h. für kurze Resonatoren. Dies ist bei den 0.8 mm langen Lasern mit einer effektiven Resonatorlänge von 8.1 mm sicherlich nicht gegeben. Außerdem steigt offensichtlich die Resonanzfrequenz mit der Wurzel aus der Photonendichte, d.h. proportional zur Wurzel aus dem Betriebsstrom linear an. Schließlich ist  $\omega_0$  noch abhängig von der differentiellen Verstärkung  $g_N = \partial g / \partial N$ . Hier kann man bei einem QPt-DFB-Laser einen hohen Wert erreichen, wenn man ein Bauteil auswählt, dessen Emissionswellenlänge auf der Niederenergieseite des Verstärkungsspektrums liegt, da hier die differentielle Verstärkung besonders groß ist.

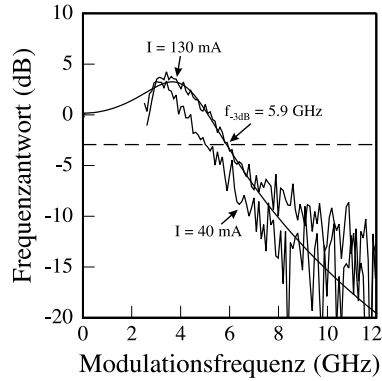


**Abbildung 4.27:** Beispiel eines RIN-Spektrum bei 90 mA (links) und Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Wurzel aus dem Betriebsstrom (rechts)

Wie bereits erwähnt gibt es einen linearen Zusammenhang zwischen Resonanzfrequenz und der Wurzel aus dem Betriebsstrom. Dieser Zusammenhang ist in Abb. 4.27 (rechts) dargestellt. Man erkennt, dass es einen maximalen Wert für die Resonanzfrequenz gibt, der auf der wachsenden Dämpfung und auf Erwärmungseffekten beruht. Aus dieser maximalen Resonanzfrequenz kann man nun nach  $f_{-3dB} \approx f_R \sqrt{1 + \sqrt{2}}$  die theoretisch zu erwartende 3 dB-Modulationsbandbreite ermitteln. In diesem Fall beträgt sie 7.53 GHz.

RIN-Messungen ermöglichen Aussagen über die intrinsischen Hochfrequenzeigenschaften eines Lasers. Dabei bleiben die durch Stromzuführung und Kontaktierung bedingten Impedanzen unberücksichtigt [Fuk99]. Es ist zu erwarten, dass sie bei Modulation des Pumpstroms parasitäre Effekte hervorrufen und sich dadurch reduzierend auf die 3 dB-Bandbreite auswirken. Misst man dagegen das Verhalten des Lasers unter Kleinsignalmodulation, dann werden diese Effekte mit berücksichtigt, und man kann die tatsächlich erzielbare Modulationsbandbreite bestimmen. Zur Durchführung der Messung wurden die Laser wieder mit einem Mikrowellentester kontaktiert und der Pumpstrom mit einer

Amplitude von 12 mA moduliert. Das Signal wurde mit einem Lichtwellen-Komponenten-Analysator von HP mit einem Frequenzgang von 130 MHz bis 20 GHz aufgenommen. Abb. 4.28 zeigt das Ausgangssignal eines 0.8 mm langen DFB-Lasers unter Kleinsignalmodulation für Betriebsströme von 40 und 130 mA. Die beiden Spektren liegen trotz stark



**Abbildung 4.28:** Verhalten eines DFB-Lasers unter Kleinsignalmodulation bei Betriebsströmen von 40 und 130 mA

unterschiedlicher Betriebsströme sehr eng beieinander. Daraus kann man schließen, dass das Verhalten sehr stark thermisch limitiert ist, d.h. durch Schaffen einer geeigneten Wärmesenke ein verbessertes Verhalten zu erwarten wäre. Bei noch höheren Betriebsströmen ( $> 130$  mA) war, wie aufgrund der Reduktion der internen Quanteneffizienz infolge der Erwärmung zu erwarten, eine Verschiebung der Spektren zu niedrigeren Frequenzen zu beobachten. Die Anpassung der Kurven erfolgte mit dem Standard-Zwei-Pol-Modell für Kleinsignalmodulation (vgl. (2.45))

$$H(\omega) = \frac{\omega_R^4}{(\omega^2 - \omega_R^2)^2 + \omega^2 \gamma^2}. \quad (4.4)$$

Bei 130 mA ergibt sich aus der Anpassung eine Resonanzfrequenz von 4.3 GHz und eine -3 dB-Frequenz von 5.9 GHz. Dieser Wert ist um 1.63 GHz geringer als der aus der Auswertung der RIN-Messungen erwartete, was wiederum auf Erwärmungseffekte zurückzuführen sein dürfte. Die Gründe für die beschränkte Modulationsbandbreite können mannigfaltig sein, aber sie müssen nicht unbedingt nur mit intrinsischen QPt-Eigenschaften zusammenhängen. Beispielsweise ist die aktive Schicht der Laser 350 nm dick, und da dieser Bereich undotiert ist, kommt es hier sicherlich zu Problemen mit dem Ladungsträgertransport vor allem der Löcher, was sich limitierend auf die Modulierbarkeit auswirken dürfte. Ein Lösungsansatz zu diesem Problem ist, abgesehen von der Verringerung der Barrierendicke durch die Einführung von vertikal verspannungsgekoppelten QPten, die

p-Modulationsdotierung der Barrieren mit der die Beweglichkeit der Löcher erhöht wird und auch allgemein die Lasereigenschaften verbessert werden können [Shch02][Dik04]. Bei eigenen Versuchen mit diesem Ansatz konnten jedoch bislang weder allgemeine Verbesserungen der Lasereigenschaften noch verbesserte Hochfrequenzeigenschaften beobachtet werden. In einem anderen Ansatz wird unterstellt, dass die Relaxation der Ladungsträger über die einzelnen Energieniveaus zum Grundzustand innerhalb der QPte der limitierende Faktor ist [Bat03]. Diese Relaxation soll dadurch umgangen werden, dass man in geringem Abstand vor der QPt-Schicht einen QF platziert, in den die heißen Ladungsträger relaxieren und danach die dann kalten Ladungsträger durch Tunneln direkt in den ersten angeregten Zustand der QPte injiziert werden. Dies setzt natürlich die energetische Abstimmung von QF und QPten voraus. Dieses Prinzip wurde bereits bei QPt-Lasern bei 980 nm erfolgreich angewandt, die allerdings ohnehin keine Limitierung im Hochfrequenzverhalten zeigen [Gho02]. Für 1.3  $\mu\text{m}$ -QPt-Laser steht die Realisierung dieses Verfahrens und der Nachweis von verbesserten Hochfrequenzeigenschaften noch aus. Ein großes Problem könnte hier sein, einen ausreichend niederenergetischen QF in geringem Abstand vor einer QPt-Schicht zu wachsen, ohne durch dessen hohe Verspannung infolge des hohen Indium-Gehalts die QPt-Nukleation massiv zu stören. Schließlich sei noch erwähnt, dass inzwischen GaAs-basierte 1.3  $\mu\text{m}$ -QPt-Laser realisiert wurden mit einer 3 dB-Bandbreite von 12 GHz [Kim04]. Diese Laser wurden allerdings mit vertikal gekoppelten GaInAs/GaAs-QPten auf InGaP-Mantelschichten mit MOCVD gewachsen. Daher ist die Vergleichbarkeit mit den in dieser Arbeit vorgestellten Laserstrukturen nur bedingt gegeben.

# Kapitel 5

## Theoretische Grundlagen von vertikalemittierenden Mikroresonatoren

Nachdem im bisherigen Verlauf der Arbeit kantenemittierende QPt-Strukturen vorgestellt wurden, soll in diesem Kapitel auf vertikal emittierende QPt-Strukturen eingegangen werden. Das primäre Ziel war VCSEL auf DWELL-Basis bei 1.3  $\mu\text{m}$  herzustellen. Da von Anfang an klar war, dass dieses Vorhaben vor allem aufgrund der beschränkten optischen Verstärkung der InAs/GaInAs-DWELLS mit Problemen verbunden ist, wurden zunächst Strukturen mit (Ga)InAs/GaAs-QPten, deren optische Verstärkung pro Schicht um etwa eine Größenordnung höher ist, hergestellt und untersucht. Dabei wurden sowohl undotierte Mikroresonatorstrukturen, die für die optische Spektroskopie bestimmt waren, als auch dotierte VCSEL-Strukturen hergestellt. Bevor aber die Ergebnisse der Charakterisierung vorgestellt werden, sollen zunächst die theoretischen Grundlagen behandelt und auf die Herstellung der Proben eingegangen werden.

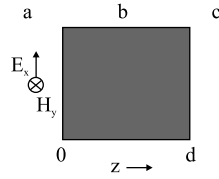
### 5.1 Reflektivität eines Bragg-Spiegels

Vertikal emittierende Halbleiterstrukturen bestehen im Allgemeinen aus zwei Bragg-Reflektoren (DBRs: **D**istributed **B**ragg **R**eflectors), zwischen denen sich eine Kavität mit der aktiven Zone befindet. Um die Eigenschaften dieser Reflektoren rechnerisch zu beschreiben, bedient man sich der sogenannten Transfermatrixmethode, auf die im Folgenden eingegangen werden soll. Die Ausführungen sind angelehnt an [Sal95].

In Abb. 5.1 ist eine Schicht eines dielektrischen Materials  $b$  dargestellt. Die Schicht ist auf beiden Seiten durch die Schichten  $a$  und  $c$  begrenzt. Eine transversale elektromagnetische Welle propagiert bei senkrechtem Einfall in  $z$ -Richtung durch die Schicht. Unter Berücksichtigung des elektrischen und magnetischen Felds ( $E$  und  $H$ ) auf beiden Seiten der Schicht kann man unter Benutzung der Maxwell-Gleichungen eine Transfer-Matrix

aufstellen, die beide Felder verknüpft:

$$\begin{pmatrix} E(0) \\ \eta_0 H(0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(k_b d + j\alpha_b d) & \frac{j}{n_b} \sin(k_b d + j\alpha_b d) \\ j n_b \sin(k_b d + j\alpha_b d) & \cos(k_b d + j\alpha_b d) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E(d) \\ \eta_0 H(d) \end{pmatrix} \quad (5.1)$$



**Abbildung 5.1:** Die Transfermatrix ergibt sich aus den Lösungen der Maxwell-Gleichungen an den Grenzflächen der Schicht  $b$ .

Dabei ist  $n_b$  der Brechungsindex der Schicht,  $j$  die komplexe Einheitszahl,  $\eta_0$  der „Scheinwiderstand“ im Vakuum,  $\alpha_b$  der Absorptionskoeffizient in der Schicht  $b$  und  $k_b = \frac{2\pi}{n_b \lambda}$ . Für eine Schichtfolge kann man eine Matrix  $\mathbf{M}_i$  für jede Schicht  $i$  der Dicke  $d_i$  der Folge aufstellen. Wenn man alle Schichten der Folge mit der Länge  $L$ ,  $L = \sum_i d_i$ , berücksichtigt, dann erhält man eine Matrix  $\mathbf{M}$ , die die Größen der eingehenden und ausgehenden Felder verknüpft:

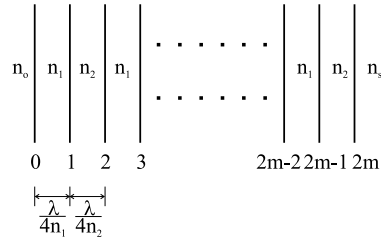
$$\begin{pmatrix} E(0) \\ \eta_0 H(0) \end{pmatrix} = \mathbf{M} \begin{pmatrix} E(L) \\ H(L) \end{pmatrix}, \quad \mathbf{M} = \prod_i \mathbf{M}_i = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

Berücksichtigt man die Scheinwiderstände für die Wellen ergibt sich der Amplitudenreflexionskoeffizient  $r$  der Schichtfolge zu

$$r = \frac{Y_o m_{11} + Y_o m_{12} - m_{21} - Y_s m_{22}}{Y_o m_{11} + Y_o m_{12} + m_{21} + Y_s m_{22}}, \quad (5.3)$$

wobei die Terme  $m_{ij}$  Elemente von  $\mathbf{M}$  sind, die  $Y$ s für die transmittierten Anteile der Welle stehen und  $o$  und  $s$  sich auf die Medien unterhalb und oberhalb der Schichtfolge, d.h. z.B. Luft und Substrat, beziehen. Die Elemente  $m_{ij}$  sind dabei stark von der Wellenlänge abhängig.

Hat man eine Schicht mit dem Brechungsindex  $n_1$  zwischen zwei Schichten  $o$  und  $s$  mit kleinerem Brechungsindex, dann hat die Reflexion von der vorderen Grenzfläche eine Phasenverschiebung von  $\pi$  relativ zur einfallenden Welle aufgrund der positiven Brechungsindexdifferenz. An der hinteren Grenzfläche wird die sich vorwärts bewegende Welle mit einer relativen Phase von 0 reflektiert, da die Brechungsindexdifferenz hier negativ ist. Wenn die Dicke der Schicht einer Viertelwellenlänge entspricht, dann addieren sich die beiden Reflexionen an der vorderen Grenzfläche aufgrund der Phasenverschiebung von  $\pi$  nach einem Umlauf für die zweite Reflexion. Für eine Schichtfolge mit vielen



**Abbildung 5.2:** Schematische Darstellung eines  $\frac{\lambda}{4n}$ -Bragg-Reflektors mit  $m + \frac{1}{2}$  Spiegel-paaren mit den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$

Viertelwellenlängen-Schichten ( $(\frac{n_2}{2} + \frac{1}{4})\lambda$ ,  $n$  ganzzahlig) mit abwechselnd hohem und niedrigem Brechungsindex addieren sich alle Reflexionen an den Grenzflächen. Daher wählt man die Schichtdicken von DBRs gewöhnlich zu  $\frac{\lambda}{4n}$ . Für einen solchen Bragg-Reflektor mit  $(m + \frac{1}{2}) \frac{\lambda}{4n}$  dicken Schichten und den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$ , wie er in Abb. 5.2 dargestellt ist, lässt sich die Reflektivität (bezüglich der reflektierten Leistung)  $R$  folgendermaßen angeben:

$$\sqrt{R} = \frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^{2m}}. \tag{5.4}$$

Man sieht, dass für große  $m$   $R$  asymptotisch gegen 1 geht. Für  $n_1 < n_2$  ist die Phasenverschiebung der Reflexion 0 und für den umgekehrten Fall  $\pi$ . Wenn die Schichtfolge umgeben ist von einem Material mit Index  $n_2$ , dann gibt es effektiv nur  $(m - \frac{1}{2})$  Paare. Für eine Schichtfolge mit hoher Reflektivität ist die Anzahl der Spiegelpaare, die benötigt wird, um eine bestimmte Reflektivität zu erreichen, indirekt proportional zu  $\ln \frac{n_1}{n_2}$ . Ist der Brechungsindexunterschied klein, so dass  $n_1 \approx n_2 \approx n$  und  $|n_1 - n_2| = \Delta n \ll n$  dann gilt:

$$m(R) \propto \frac{n}{\Delta n}. \tag{5.5}$$

In (5.4) sind jedoch die Verluste durch die Absorption der Spiegelschichten noch nicht berücksichtigt. Für die Spiegelverluste macht man die Näherung  $\alpha d \ll 1$ . Da für die meisten Halbleitermaterialien der Brechungsindex einen Wert von etwa 3 hat, ergibt sich für eine Schichtfolge mit einer Resonanz im nahen Infrarot aus der Bedingung  $\alpha d < 0.01$  ein  $\alpha$  kleiner als 1200 1/cm. Es ist unwahrscheinlich, dass Halbleiterreflektoren außerhalb dieses Bereichs benutzt werden, da in solch einem Spiegel die Reflektivität unter 90 % liegen würde, was für VCSEL unbrauchbar wäre. Sowohl für die Schichten mit hohem (1) wie auch die Schichten mit niedrigem Brechungsindex (2) sollen die Terme höherer Ordnung in  $\alpha d$  vernachlässigt und die folgenden Näherungen gemacht werden:  $\cosh \alpha d \approx 1, \sinh \alpha d \approx \alpha d$ . Durch Multiplikation von Matrizen der Form von (5.1) ergibt sich die

Reflektivität:

$$R = \tanh^2 \left\{ \frac{1}{2} \ln \left( \frac{(\alpha_2 d_2 n_1 + \alpha_1 d_1 n_2)(\gamma^{1-m} - \gamma^{m+1}) + n_s \gamma^{-m}(1 - \gamma^2)}{(\alpha_2 d_2 / n_1 + \alpha_1 d_1 / n_2)(\gamma^{1-m} - \gamma^{m+1}) + n_o \gamma^m(1 - \gamma^2)} \right) \right\}. \quad (5.6)$$

Dabei ist  $\gamma = n_2/n_1$ . Für großes  $m$  und kleines  $\alpha$  und den Fall eines  $\frac{\lambda}{4n}$ -Bragg-Reflektors mit der Bragg-Wellenlänge  $\lambda_0$  und einem konstanten Absorptionskoeffizienten in allen Schichten wird aus (5.6)

$$R = 1 - \frac{\alpha_P \lambda_0 (n_1^2 + n_2^2)}{2n_o |n_1^2 - n_2^2|} \quad (5.7)$$

mit der Leistungsabsorption  $\alpha_P = 2\alpha$ . Da der Spiegel dick und verlustbehaftet ist, wird das Substrat nicht mehr von der reflektierten Welle wahrgenommen. Gleichung (5.7) hat die Form  $R = 1 - \frac{\alpha_P}{\alpha_0}$  und lässt eine Abschätzung über den maximalen Wert von  $R$  in einem verlustbehafteten Spiegel zu. Für GaAs/AlAs- $\frac{\lambda}{4n}$ -Spiegel bei  $1.0 \mu\text{m}$  ist  $\alpha_0 = 1.08 \times 10^4 / \text{cm}$ . Für einen kleinen Brechungsunterschied und für  $n_o = n$  kann man (5.7) reduzieren auf:

$$R \approx 1 - \frac{\alpha_P \lambda_0}{2\Delta n}. \quad (5.8)$$

## 5.2 Auswirkungen kleiner Abweichungen der Wellenlänge von der Resonanzbedingung

Da in realen Strukturen Unsicherheiten bei den Wachstumsraten und bei den Brechungsindizes bestehen, ist es wichtig, den Effekt von kleinen Abweichungen von der Resonanzbedingung, d.h. einer Diskrepanz zwischen Kavitätsresonanz und Bragg-Bedingung, zu betrachten. Nach Gleichungen (5.1) und (5.2) kann man eine Transfermatrix, die den Effekt einer geringfügigen Verschiebung  $\delta\lambda$  der Wellenlänge gegenüber der Bragg-Wellenlänge  $\lambda_0$  berücksichtigt, aufstellen. Da es jetzt eine Veränderung der Wellenlänge gibt, ist es nötig, die Dispersion des Brechungsindex zu beachten. Die gegenüber den Brechungsindizes  $n_1$  und  $n_2$  veränderten Indizes sind mit  $n'_1$  und  $n'_2$  gekennzeichnet. Die neue Matrix sieht folgendermaßen aus:

$$\mathbf{M} = \left[ \begin{pmatrix} -\frac{\pi\delta\lambda}{2\lambda_0} \left(1 - \frac{n'_1}{n_1} \lambda_0\right) & \frac{j}{n_1} \\ jn_1 & -\frac{\pi\delta\lambda}{2\lambda_0} \left(1 - \frac{n'_1}{n_1} \lambda_0\right) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -\frac{\pi\delta\lambda}{2\lambda_0} \left(1 - \frac{n'_2}{n_2} \lambda_0\right) & \frac{j}{n_1} \\ jn_2 & -\frac{\pi\delta\lambda}{2\lambda_0} \left(1 - \frac{n'_2}{n_2} \lambda_0\right) \end{pmatrix} \right]^m. \quad (5.9)$$

Hier und auch im weiteren Verlauf sind Terme höherer Ordnung in  $\delta\lambda$  vernachlässigt. Setzt man die Elemente dieser Matrix in (5.3) ein, dann findet man, dass die Reflektivität für großes  $m$  die Form

$$r = \pm 1 \pm j \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \delta\lambda \quad (5.10)$$

hat. Das  $\pm$ -Zeichen hängt von der relativen Größe der Indizes  $n_1$  und  $n_2$  ab. Daher wird die Änderung von  $R$  verschwindend klein sein, da die Bragg-Bedingung ein lokales Maximum von  $R$  ist, und die Phase  $\Phi = 2m\pi$  ( $m$ : ganze Zahl) bzw.  $\Phi = 2\pi \frac{n_{\text{Kav}} L_{\text{Kav}}}{\lambda}$  [Schu03] der Reflexion für einen Spiegel mit vielen Paaren, die das Argument von (5.10) ist, verhält sich gemäß

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = \frac{\pi}{\lambda_0 n_0} \cdot \frac{(n_2 + n_n) n_2 n_1 - \lambda_0 (n_1^2 n_2' + n_2^2 n_1')}{|n_2^2 - n_1^2|}. \quad (5.11)$$

Macht man die Näherungen  $n_1' \approx n_2' \approx n'$  und  $|n_1 - n_2| = \Delta n \ll n$ , dann lässt sich (5.11) folgendermaßen vereinfacht darstellen:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} \approx \pi \frac{n - \lambda_0 n'}{\lambda_0 \Delta n}. \quad (5.12)$$

Für AlAs/GaAs-DBRs bei 1.0  $\mu\text{m}$  hat  $\frac{\partial \Phi}{\partial \lambda}$  etwa den Wert 21.3 rad/ $\mu\text{m}$ .

Die Gleichungen (5.7) und (5.8) sind nützlich für die Planung von VCSELn. Zusammen mit (5.6) geben sie die maximale Reflektivität eines DBRs und auch die Anzahl der Spiegelpaare an, die nötig ist, um eine bestimmte Reflektivität zu erreichen. Die Phasenkompensation (5.11) ist entscheidend für die Empfindlichkeit der Kavitätsresonanz auf Veränderungen ihrer optischen Länge. Man kann anhand der Gleichungen abschätzen, wie groß die optische Verstärkung der aktiven Schicht für einen gegebenen VCSEL-Aufbau sein muss, um den Laser nach (2.4) anschwingen zu lassen.

### 5.3 Stopbandbreite, effektive Resonatorlänge und Resonatorgüte

In einem verlustarmen DBR mit vielen Spiegelpaaren ist die Reflektivität annähernd 1 in einem Wellenlängenbereich  $\lambda_0 - \frac{1}{2}\Delta\lambda_g < \lambda < \lambda_0 + \frac{1}{2}\Delta\lambda_g$  mit der Bandbreite des DBRs  $\Delta\lambda_g$ , die davon abhängt, wie tief die Welle in den Spiegel eindringt. Im Folgenden soll nun ein Ausdruck für die Breite des Stopbandes eines Bragg-Spiegels mit Hilfe der Transfermatrixmethode abgeleitet werden.

Nach dem Floquet-Theorem kann eine in  $z$ -Richtung propagierende Welle beschrieben werden durch:

$$E = E_K(z) e^{iKz}. \quad (5.13)$$

Dies ist eine Bloch-Welle mit der Bloch-Wellenzahl  $K$ . Die Einhüllende des Feldes  $E_K$  einer propagierenden Welle ist periodisch, so dass

$$E_K(z + \Lambda) = E_K(z), \quad (5.14)$$



wobei  $\Lambda$  die Periode der Struktur ist. Daher sind die in einem großen Bragg-Reflektor die Felder an zwei Punkten, die durch ein Spiegelpaar getrennt sind, verknüpft durch:

$$\begin{pmatrix} E(z + \Lambda) \\ \eta_0 H(z + \Lambda) \end{pmatrix} = e^{-iK\Lambda} \begin{pmatrix} E(z) \\ \eta_0 H(z) \end{pmatrix}. \quad (5.15)$$

Vergleicht man diese Gleichung mit der Transfermatrix  $M_{12}$  eines Paares von  $\frac{\lambda}{4}$  dicken Schichten mit Indizes  $n_1$  und  $n_2$ , dann kann man diese umschreiben zu:

$$\begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E(z) \\ \eta_0 H(z) \end{pmatrix} = e^{iK\Lambda} \begin{pmatrix} E(z) \\ \eta_0 H(z) \end{pmatrix}. \quad (5.16)$$

Die Eigenwerte von Gleichung (5.16) sind

$$e^{\pm iK\Lambda} = \frac{1}{2}(m_{11} + m_{22}) \pm \sqrt{\frac{1}{4}(m_{11} + m_{22})^2 - 1}, \quad (5.17)$$

und damit ist die Dispersionsrelation gegeben durch

$$\cos(K\Lambda) = \frac{1}{2}(m_{11} + m_{22}). \quad (5.18)$$

Für diese Lösung gibt es zwei Fälle: für  $|\frac{1}{2}(m_{11} + m_{22})| \leq 1$  ist  $K$  real und es handelt sich um propagierende Wellen, für  $|\frac{1}{2}(m_{11} + m_{22})| > 1$  ist  $K$  imaginär und es werden gedämpfte Wellen beschrieben mit  $K = \frac{l\pi}{\Lambda} + iK_{im}$ , wobei  $l$  eine ganze Zahl ist und für die Bragg-Ordnung steht. An den Kanten des Stoppbandes ist  $K_{im} = 0$  und  $\cos(K\Lambda) = 1$ . Nach (5.1) sehen daher die Elemente der Transfermatrix folgendermaßen aus:

$$\begin{aligned} m_{11} &= \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - \frac{n_2}{n_1} \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2), \\ m_{12} &= \frac{i}{n_2} \cos(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2) + \frac{i}{n_1} \sin(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2), \\ m_{21} &= i n_1 \sin(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) + i n_2 \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2), \\ m_{22} &= \cos(k_1 d_1) \cos(k_2 d_2) - \frac{n_1}{n_2} \sin(k_1 d_1) \sin(k_2 d_2). \end{aligned} \quad (5.19)$$

Substituiert man die passenden Elemente in die Dispersionsrelation (5.18), dann erhält man:

$$\cos(K\Lambda) = \cos^2(k_1 d_1) \cos^2(k_2 d_2) + \frac{1}{4} \sin^2(k_1 d_1) \sin^2(k_2 d_2) \left( \frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right). \quad (5.20)$$

Für die erste Bragg-Ordnung mit  $K\Lambda = \pi + iK_{im}$  gilt

$$\cos(K\Lambda) = -\frac{1}{2} \left( \frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right) = \frac{1}{2} (e^{K_{im}\Lambda} + e^{-K_{im}\Lambda}) \quad \text{und} \quad K_{im}\Lambda = \ln \left( \frac{n_1}{n_2} \right) \approx \frac{\Delta n}{n}. \quad (5.21)$$

Die Eindringtiefe der Welle in den Spiegel ist gegeben durch  $\frac{1}{K_{im}}$ . Dieser Wert wird zunehmen für von  $\lambda_0$  verschiedene Wellenlängen, da dann der Reflektor weniger effektiv ist. An den Kanten des Stoppbandes und außerhalb dessen wird der Wert unendlich groß für die

propagierenden Bloch-Wellenfunktionen. Für einen  $\frac{\lambda}{4}$ -DBR ist  $k_1 d_1 = k_2 d_2 = kd$ . Benutzt man den Parameter  $y$  bei der Beschreibung der Verschiebung der Wellenlänge aus der Resonanz, so dass

$$y = n_1 d_1 \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) = n_2 d_2 \left( \frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) \quad (5.22)$$

mit  $\cos(kd) = -\sin(y)$  und  $\sin(kd) = \cos(y)$  dann erhält man die Dispersionsrelation

$$\cos(K\Lambda) = \sin^2(y) - \frac{1}{2} \left( \frac{n_1}{n_2} + \frac{n_2}{n_1} \right) \cos^2(y). \quad (5.23)$$

An den Kanten des Stoppbandes ist  $\cos(K\Lambda) = 1$ , und daher ergibt sich hier  $y = \sin^{-1} \left( \frac{n_1 - n_2}{n_2 + n_1} \right)$ . Daher ist die Breite des Stoppbandes

$$\Delta \frac{1}{\lambda_g} = \frac{4}{\pi \lambda_0} \sin^{-1} \left( \frac{n_1 - n_2}{n_2 + n_1} \right). \quad (5.24)$$

Da die Kanten bei den Wellenlängen  $\left[ \frac{1}{\lambda_0} \pm \frac{1}{2} \Delta \frac{1}{\lambda_g} \right]$  liegen kann man (5.24) auch wie folgt formulieren:

$$\Delta \lambda_g = \frac{\lambda_0^2 \Delta \frac{1}{\lambda_g}}{1 - \frac{1}{4} \left[ \lambda_0 \Delta \frac{1}{\lambda_g} \right]^2} \approx \lambda_0^2 \Delta \frac{1}{\lambda_g}. \quad (5.25)$$

Die genäherte Form von (5.25) hat für  $\Delta \lambda_g = 0.2 \lambda_0$  nur einen Fehler von 1 % und kann daher praktisch für alle DBRs verwendet werden. Durch eine weitere Näherung erhält man aus (5.25) die nochmals vereinfachte Form, in der nun auch die Dispersion  $n'$  berücksichtigt ist:

$$\Delta \lambda_g \approx \frac{2 \lambda_0 - \Delta n}{\pi n' \lambda_0}. \quad (5.26)$$

Für einen AlAs/GaAs-DBR mit einer Resonanz bei  $1.0 \mu\text{m}$  ergibt sich mit  $n_{\text{GaAs}} = 3.501$ ,  $n'_{\text{GaAs}} = -0.536 \text{ 1}/\mu\text{m}$ ,  $n_{\text{AlAs}} = 2.999$  und  $n'_{\text{AlAs}} = -0.372 \text{ 1}/\mu\text{m}$ , d.h. einem mittleren Brechungsindex  $n = 3.25$  und einer mittleren Dispersion  $n' = -0.454 \text{ 1}/\mu\text{m}$  eine Stoppbandbreite von  $86.3 \text{ nm}$ .

In die Bragg-Spiegel kann das elektrische Feld eindringen. Daher muss die Länge der Kavität durch eine effektive Länge  $L_{\text{eff}}$  ersetzt werden:

$$L_{\text{eff}} = L_{\text{Kav}} + 2 \times L_{\text{Pen}}, \quad (5.27)$$

mit  $L_{\text{Pen}}$  als Eindringtiefe des Feldes in die Spiegel. Die effektive Anzahl  $N_{\text{eff}}$  an Spiegeln, die für die Reflexion verantwortlich sind, kann folgendermaßen genähert werden, wobei für dicke Spiegelschichten, d.h. hohe Reflektivitäten, zusätzlich der Tangens Hyperbolicus in guter Näherung den Wert 1 hat:

$$N_{\text{eff}} \approx \frac{1}{2} \frac{n_{\text{GaAs}} + n_{\text{AlAs}}}{n_{\text{GaAs}} - n_{\text{AlAs}}} \tanh \left( 2N \frac{n_{\text{GaAs}} - n_{\text{AlAs}}}{n_{\text{GaAs}} + n_{\text{AlAs}}} \right) \approx \frac{1}{2} \frac{n_{\text{GaAs}} + n_{\text{AlAs}}}{n_{\text{GaAs}} - n_{\text{AlAs}}}. \quad (5.28)$$

Mit GaAs und AlAs als Spiegelschichten ergibt sich eine effektive Spiegelanzahl von 6.47. Für die effektive Resonatorlänge ergibt sich insgesamt [Schu03]:

$$L_{eff} = L_{Kav} + 2 \times L_{Pen} \approx L_{Kav} + 2 \times N_{eff}(d_{GaAs} + d_{AlAs}). \quad (5.29)$$

Die Güte eines Resonators, die experimentell mit  $Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  aus der Breite der Kavitätsresonanz bestimmt werden kann, lässt sich theoretisch unter Vernachlässigung der Absorption nach folgender Formel näherungsweise bestimmen

$$Q = \frac{2(n_{Kav}L_{Kav} + 2n_{eff}L_{pen})}{\lambda} \frac{\pi}{1 - \sqrt{R_1 R_2}}, \quad (5.30)$$

wobei  $n_{eff} = 2 \times \left(\frac{1}{n_1} + \frac{1}{n_2}\right)^{-1}$  und  $L_{eff}$  effektiver Brechungsindex und effektive Länge der Kavität,  $n_{Kav}$  der Brechungsindex in der Kavität (hier  $n_{GaAs}$ ) und  $R_1$  und  $R_2$  die Reflektivitäten von oberem und unterem DBR sind [Schu03].

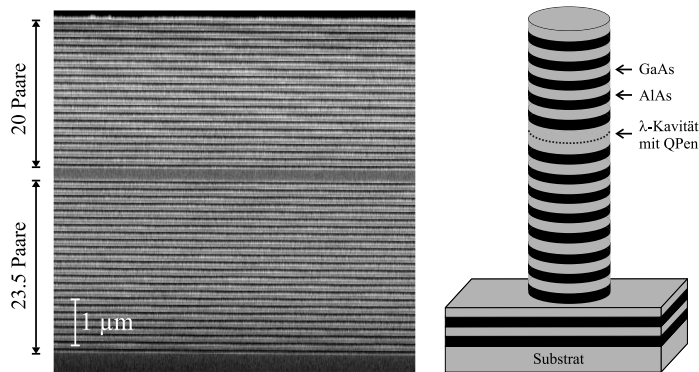
## Kapitel 6

# Herstellung und Charakterisierung von AlAs/GaAs-Quantenpunkt-Mikroresonatoren

### 6.1 Herstellung der Mikroresonatoren

Mikroresonatoren bieten eine Möglichkeit, Licht in allen drei Raumrichtungen einzuschließen. Verwendet man QPte als optisch aktives Material, dann ist es bei entsprechend kleinen Strukturgrößen von einigen 100 nm möglich, einzelne QPte im Resonator spektroskopisch zu untersuchen (siehe z.B. [Bay01][Pel02]). Die Motivation zu solchen Experimenten ist z.B. die Realisierung von Quantencomputern und die Quantenkryptographie [Lüt00]. Mit diesem Ziel vor Augen und auch mit dem Hintergedanken, im Hinblick auf die Herstellung von QPt-VCSELn die Güte der Resonatoren zu testen, wurde an das Wachstum von AlAs/GaAs-QPt-Mikroresonatoren herangegangen. Vor dem Wachstum wurde für die jeweilige Struktur das Reflexionsspektrum mit einem C-Programm, das auf der Transfermatrixmethode basiert und das auch die Energieabhängigkeit der Brechungsindizes berücksichtigt, simuliert. Aus den berechneten Reflexionsspektren können allerdings weder die maximalen Reflektivitäten noch die Güten der simulierten Strukturen, sondern nur die jeweilige spektrale Lage abgeleitet werden. Für die jeweilige Struktur wurden dazu die Dicken der Spiegelschichten und der Kavität eingegeben. Die benötigten energieabhängigen Brechungsindizes wurden dabei durch Interpolation aus den in [Ada93] veröffentlichten Werten ermittelt. Die Strukturen bestanden jeweils aus  $23.5 \frac{\lambda}{4n}$  dicken Spiegelpaaren aus AlAs und GaAs im unteren DBR, einer  $\frac{\lambda}{n}$  dicken Kavität aus GaAs, in deren Mitte die QPt-Schicht platziert wurde, und 20 Spiegelpaaren im oberen DBR, und sie blieben komplett undotiert. Die Anzahl der Spiegelpaare in den beiden DBRs wurden so gewählt, dass die Auskoppelverluste möglichst gering sind und ein Resonator hoher Güte entsteht. Für die verwendete Anzahl von Spiegelpaaren (23.5 Spiegelpaare im unteren und 20 im oberen DBR) ergeben sich die theoretischen Reflektivitäten (ohne

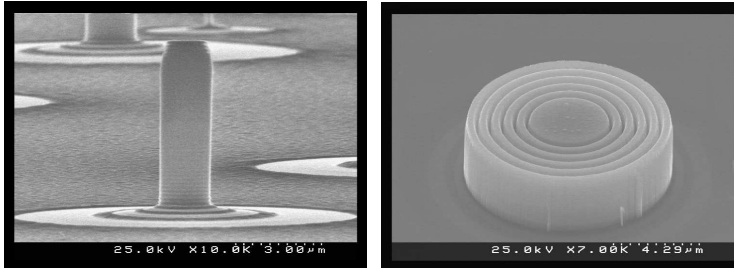
Berücksichtigung der Absorption) nach (5.4) zu 0.9972 (unterer DBR) und 0.9977 (oberer DBR).



**Abbildung 6.1:** SEM-Aufnahme (links) und Schemazeichnung (rechts) einer AlAs/GaAs-Mikroresonatorstruktur

In Abb. 6.1 ist links eine SEM-Aufnahme und rechts der schematische Aufbau einer Mikroresonatorstruktur gezeigt. Die Strukturen sind - je nach Dicke der Spiegelschichten und der Kavität - etwa  $7\ \mu\text{m}$  dick. Die Wachstumsraten von AlAs und GaAs wurden jeweils vor dem Wachstum kalibriert, und es ergaben sich Werte für AlAs zwischen 0.120 und 0.139 nm/s sowie für GaAs zwischen 0.260 und 0.278 nm/s. Daher bewegte sich die Wachstumszeit im Bereich zwischen 10 und 12 Stunden, was - wenn man die vorweg geschickte Kalibrierschicht mitrechnet - einem Materialverbrauch für etwa drei kantene-mittierende Laserstrukturen (jeweils etwa 4 Stunden) entspricht.

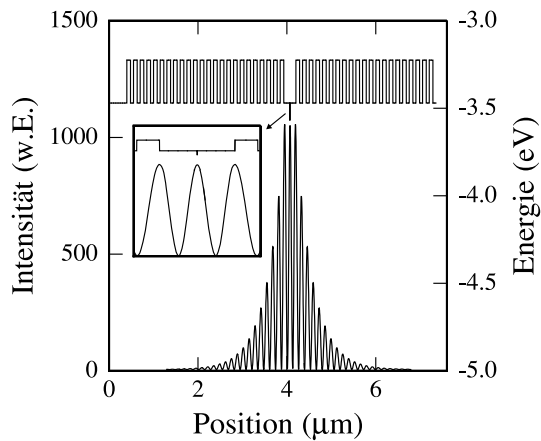
Auf den gewachsenen Schichten wurden mittels Elektronenstrahlolithographie runde Strukturen mit Durchmessern zwischen  $0.5$  und  $6\ \mu\text{m}$  definiert, d.h. die geometrischen Größen lagen im Bereich der optischen Wellenlänge (zwischen  $0.9$  und  $1\ \mu\text{m}$ ). Die so definierten Strukturen wurden mit einem ECR-RIE Trockenätzprozess ( $\text{Cl}^-/\text{Ar}^+$ ) in das Halbleitermaterial übertragen. Es wurde dabei so tief geätzt, dass vom unteren DBR noch etwa zwei Spiegelpaare erhalten blieben. In Abb. 6.2 ist links eine SEM-Aufnahme von derartig strukturierten Mikroresonatoren zu sehen. Durch die Strukturierung dieser „Türmchen“ ist es möglich, das Licht in allen drei Raumrichtungen einzuschließen: vertikal durch die DBRs und lateral durch den Übergang Halbleiter-Luft, der aber nur eine Reflektivität von 30 % ergibt. Um die Reflektivität in lateraler Richtung zu erhöhen, bzw. die Auskoppelung von Licht in dieser Richtung („leaky modes“) zu unterdrücken, wurden auch Proben mit konzentrischen Bragg-Spiegeln um den Mikroresonator hergestellt. Die rechte SEM-Aufnahme in Abb. 6.2 zeigt eine solche Probe mit Bragg-Spiegeln zweiter



**Abbildung 6.2:** SEM-Aufnahmen von prozessierten Mikroresonatoren, rechts mit konzentrischen Bragg-Spiegeln zweiter Ordnung

Ordnung. Leider zeigte sich bei Messungen, dass die Intensität bei diesen Proben sehr gering ist, was wohl auf Probleme bei der Prozessierung zurückzuführen ist.

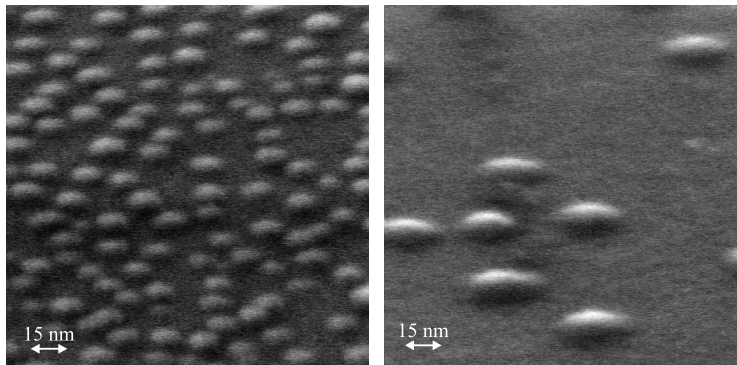
Mit einem weiteren C-basierten Simulationsprogramm lässt sich für den zweidimensionalen Fall berechnen, wie sich die Intensität der stehenden Welle in Abhängigkeit von der Position in der Struktur verhält. Dies ist in Abb. 6.3 dargestellt. Man sieht, dass die drei Maxima in der Mitte und an den Rändern der  $\lambda$ -Kavität und dass die Minima an den Grenzflächen zwischen AlAs und GaAs liegen. Außerdem ist deutlich der Abfall der Intensität im unteren und oberen DBR zu erkennen.



**Abbildung 6.3:** Intensität der optischen Mode in einer Mikroresonatorstruktur

Abb. 6.4 zeigt SEM-Aufnahmen von unüberwachten Proben mit den Standard-(Ga)InAs/GaAs-QPten, wie sie auch in kantenemittierenden Lasern und VCSELn eingesetzt werden, mit einer Flächendichte von  $2\text{-}3 \times 10^{10} \text{ 1/cm}^2$  (linkes Bild) und im MEE-Modus gewachsenen (Ga)InAs/GaAs-QPten (rechtes Bild) mit einer etwa um den Fak-

tor 10 kleineren Flächendichte. Beide Arten von QPten werden mit Submonolagen-Abscheidung hergestellt. Bei den Standard-QPten wird ein Zyklus von 7 Wiederholungen mit 0.1 nm  $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$  und 0.07 nm  $\text{InAs}$ , entsprechend 4 ML, bei einer Temperatur von 470 °C abgeschieden [Schä00]. Aus TEM-Messungen wurde ermittelt, dass diese

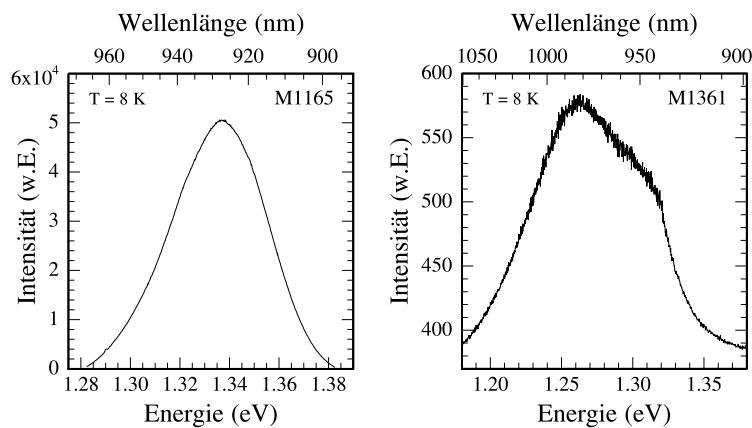


**Abbildung 6.4:** SEM-Aufnahmen der in den Mikroresonatoren enthaltenen QPte: links Standard-(Ga)InAs/GaAs-QPte, rechts im MEE-Modus gewachsene (Ga)InAs/GaAs-QPte

QPte einen mittleren Durchmesser von 12 nm, eine Ausdehnung in Wachstumsrichtung von 3-4 nm und einen lateralen Abstand von 20 nm haben. Der mittlere In-Gehalt ergibt sich unter der Voraussetzung einer vollständigen Durchmischung zu 42.5 %. Die Submonolagen-Abscheidung ist eine Methode, Schichten mit hohem In-Gehalt zu wachsen ohne die Temperatur der In-Zelle stark erhöhen zu müssen. Denn die Temperatur und damit der Fluss der Zelle entspricht normalerweise einem In-Gehalt in GaInAs von maximal 20 %. Um 42.5 % zu erreichen, müsste die Temperatur der Zelle also stark erhöht werden, was wegen drohender Hystereseffekte im Fluss und dem Materialverbrauch nicht wünschenswert ist. Aufgrund der Shutterzeiten im Bereich von 1/10 s treten Unsicherheiten bezüglich der abgeschiedenen Materialmenge auf, und es besteht auch keine vollständige Sicherheit darüber, dass eine optimale Durchmischung vorliegt. Daher sind die angegebenen Werte für die Schichtdicke der QPte als auch für den In-Gehalt nur als nominelle Werte anzusehen. Da es für die optische Spektroskopie interessant ist, einen einzelnen QPt in einem Resonator zu untersuchen, wurden Versuche unternommen, durch Veränderung der Wachstumsparameter die Flächendichte der QPte zu verringern. Denn bei einer Flächendichte von  $2 \times 10^{10} \text{ 1/cm}^2$  befinden sich im Mittel in einem  $0.5 \mu\text{m}$  großen Resonator 40 QPte. Reduziert man die Flächendichte um den Faktor 10 dann sind es nur noch 4, d.h. es sollte dann auch Resonatoren mit nur einem QP geben. Um die Redukti-

on zu erreichen, wurden die QPte im MEE-Modus gewachsen. Dabei werden die Atome der Gruppe III und der Gruppe V jeweils getrennt abgeschieden, um den ankommenden Teilchen Zeit zu geben, um sich auf der Oberfläche zu bewegen. Damit lassen sich größere QPte mit geringerer Flächendichte realisieren, wie man auf der rechten SEM-Aufnahme in Abb. 6.4 sehen kann. Damit trotz der nun größeren Abmessungen die Emissionswellenlänge nicht allzu stark rotverschiebt, muss der mittlere In-Gehalt abgesenkt werden. Dies wurde mit folgendem Wachstumszyklus erreicht: 20 x (0.04 nm In, 1 s As, 0.08 nm Ga, 1 s As), was nominell einer abgeschiedenen Schichtdicke von 8 ML und einem In-Gehalt von 33 % entspricht. Die Wachstumstemperatur betrug dabei 510 °C. Aus TEM-Messungen ergab sich für diese QPte im Mittel ein Durchmesser von 35 nm, eine Höhe von 5 nm und ein lateraler Abstand von 50 nm.

Die Unterschiede in der Morphologie der beiden Arten von QPten spiegelt sich auch in ihren PL-Spektren wider, wie in Abb. 6.5 zu erkennen ist. Die kleineren QPte emittieren um 935 nm bei einer Linienbreite von 44 meV, während die größeren QPte eine maximale Intensität um 980 nm (trotz des reduzierten In-Gehalts) bei einer Linienbreite von 100 meV zeigen, wobei die integrierte Intensität beider Proben etwa vergleichbar ist.



**Abbildung 6.5:** Vergleich der PL von Standard-(Ga)InAs/GaAs-QPten (links) und im MEE-Modus gewachsenen (Ga)InAs/GaAs-QPten (rechts)

## 6.2 Charakterisierung der Mikroresonatoren

Von den Mikroresonatorproben wurden vor der weiteren Strukturierung zunächst Reflexionsspektren aufgenommen sowie die Photolumineszenz untersucht. Der Aufbau zur Reflexionsmessung (Abb. 6.6) ist dem bereits vorgestellten Photolumineszenzmessplatz



ähnlich. Anstatt Laserlicht wird hier jedoch das kontinuierliche Licht einer Halogen-

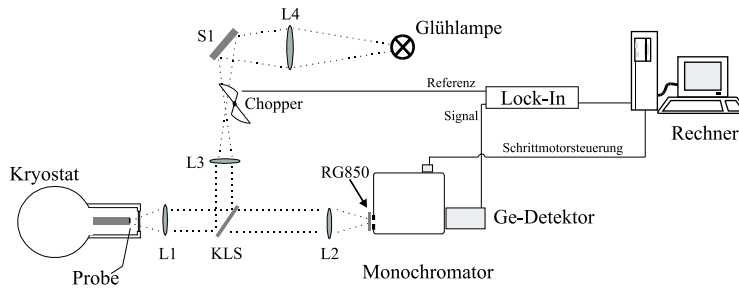


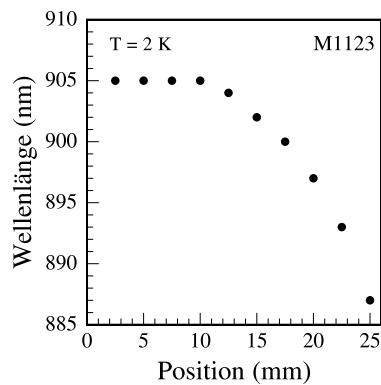
Abbildung 6.6: Aufbau des Messplatzes für Reflexionsmessungen (nach [Fis02])

Lampe auf die Probe gelenkt. Das reflektierte Licht wird dann auf den Eintrittsspalt des Monochromators fokussiert und schließlich mittels Ge-Detektor und Lock-In-Verstärker (oder der CCD-Kamera) spektral aufgelöst aufgenommen. Eine Überlagerung verschiedener Beugungsordnungen im gemessenen Wellenlängenbereich wird dabei von einem Filter (RG850) vor dem Monochromator verhindert.

Vor der Untersuchung der eigentlichen Probe bestimmt man zunächst die spektrale Intensitätsverteilung  $I_0(E)$  eines Goldplättchens, für das man im betrachteten Wellenlängenbereich eine Reflektivität von 100 % annimmt. Dabei enthält die Verteilung  $I_0(E)$  neben der Lampen- und Detektorcharakteristik auch die Blaze-Charakteristik des Monochromators. Nach der Messung der Reflexion  $I(E)$  der Probe erhält man das Reflexionsspektrum aus  $R(E) = I(E)/I_0(E)$ . Aus diesem Spektrum kann man jedoch bedingt durch den Messaufbau nicht die tatsächliche maximale Reflektivität der Struktur bestimmen. Die Güte des Resonators kann aber durch Messung in PL-Konfiguration nach  $Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$  ermittelt werden.

Da die Simulation der Reflexionsspektren nur für Raumtemperatur gültig ist, die Resonatoren aber bei Tieftemperatur gemessen werden sollten, wurde anfangs eine Probe bei beiden Temperaturen charakterisiert, um die Verschiebung zu bestimmen. Dabei ergab sich ein Wert von 12 nm, entsprechend der Temperaturverschiebung der Brechungsindizes. Vor der Strukturierung der ersten Mikroresonatoren wurde auch untersucht, wie sich die Wellenlänge der Resonanz verschiebt, wenn man diese für verschiedene Positionen auf der Epitaxiescheibe bestimmt. Denn es ist für den verwendeten Typ von MBE-Anlagen bekannt, dass die Schichtdicken aufgrund der geometrischen Anordnung der Quellen von der Mitte der 3"-großen Scheibe an abnehmen, und zwar bis zu einem Radius von  $2''/2$  eher wenig und danach bis zum Rand stark. Die Auswirkungen dieser Schichtdickenabnahme wurden bisher nur anhand der Wellenlänge von kantenemittierenden QF-Laserstrukturen

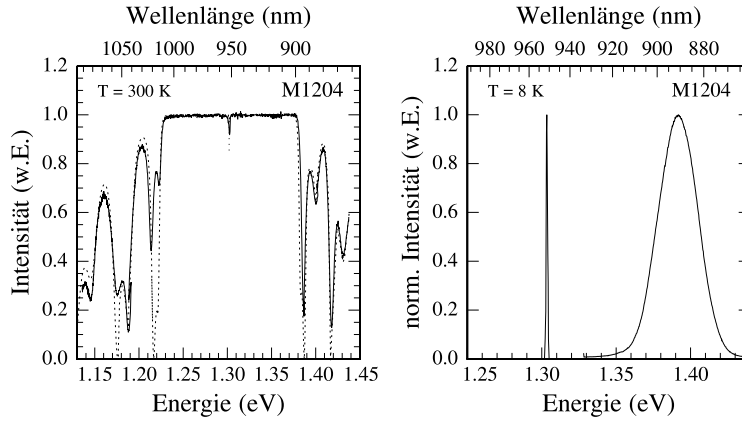
untersucht, wo sie bis zu einem Radius von 25 mm praktisch konstant bleibt (Schwankung  $\pm 1$  nm) und danach abfällt. Die Änderung der Schichtdicken wirkt sich bei einer Mikroresonatorstruktur besonders stark aus, da hier eine besonders gute Genauigkeit nötig ist. Abb. 6.7 zeigt die Verschiebung der Resonanz von der Probenmitte bis zu einem Radius von  $2\sqrt{2}$  (25 mm) im Falle der Probe M1123, der ersten hergestellten Mikroresonatorstruktur. Man sieht, dass bis zu einem Radius von 10 mm keine Verschiebung zu beobachten ist und danach die Wellenlänge bis zu einem Radius von 25 mm um 18 nm blauverschiebt. Bei größeren Entfernungen von der Mitte sind offenbar die Schichtdicken derart verändert, dass sich keine stehende Welle mehr ausbilden konnte und keine Resonanz mehr zu beobachten war. Mit diesem Wissen über die Verschiebung der Resonanz ist es möglich, auch gezielt Probenstücke mit kurzwelligerer Resonanz für den zweidimensionalen Fall auszuwählen und so bei einer schon gewachsenen Probe die relative Lage von Resonanz und PL zu verändern.



**Abbildung 6.7:** Wellenlänge der Resonanz in Abhängigkeit von der Position auf der Epitaxiescheibe

In Abb. 6.8 sind Reflexionsspektrum, PL und Resonanz der Probe M1204 dargestellt. Das PL-Spektrum wurde dabei an einer Probe gemessen, bei der der obere DBR bis auf etwa ein Spiegelpaar mit Trockenätzen entfernt wurde, um die Unterdrückung der Lumineszenz durch das Stopp-Band auszuschalten. Bei dieser Probe sind die Schichtdicken der GaAs-Spiegelschichten 67 nm, der AlAs-Spiegelschichten 81 nm und der Kavität 266 nm, und sie enthält die Standard-QPte. Die Resonanz liegt bei 1.289 eV (962 nm), und die Breite des Stopp-Bandes beträgt etwa 170 meV (110 nm).

Vergleicht man das simulierte mit dem gemessenen Reflexionsspektrum, dann erkennt man, dass die spektrale Lage von Stoppband, Resonanz und Seitenpeaks („Fringes“) gut übereinstimmen, während es bei den Intensitäten Diskrepanzen gibt. Dies ist auch bei

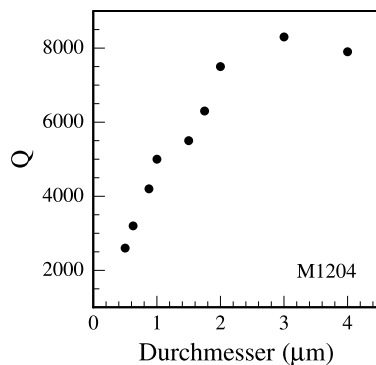


**Abbildung 6.8:** Reflexionsspektrum (punktiert: Simulation) und relative Lage von PL und Resonanz der Probe M1204

den übrigen in dieser Arbeit gezeigten Reflexionsspektren der Fall. Der Grund für die Abweichungen bei den Intensitäten ist, dass bei der Simulation die Absorption nicht berücksichtigt werden konnte.

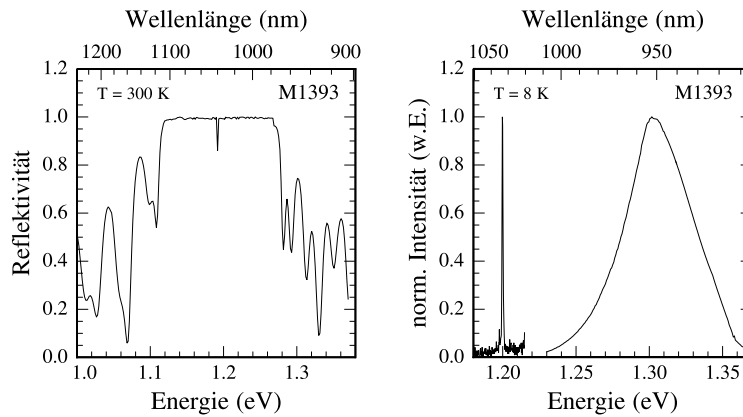
Wie man dem rechten Bild in Abb. 6.8 entnehmen kann, sind Resonanz und PL verstimmt, und zwar in diesem Fall um 90 meV (gemessen von Peak zu Peak). Der Grund dafür ist, dass in den prozessierten Mikroresonatoren („Türmchen“) der Modeneinschluss in allen drei Raumrichtungen erfolgt, und dadurch, abhängig vom Durchmesser des Resonators, die Resonanz zu höheren Energien verschiebt. Die Verstimmung wurde so gewählt, dass die Resonanz auch bei den kleinsten Strukturen noch auf der Niederenergieseite der PL liegt, so dass man immer die größeren QPte im Ensemble untersuchen kann. Die detaillierten Ergebnisse der spektroskopischen Untersuchungen an der Probe M1204 sind in einer anderen Arbeit vorgestellt worden [Kai04]. An dieser Stelle soll lediglich eine sehr wichtige charakteristische Größe für einen Mikroresonator vorgestellt werden, die aus diesen Messungen extrahiert wurde: die Güte oder der Q-Faktor (steht für englisch „quality“). Sie lässt sich aus der spektralen Lage und der Linienbreite der Resonanz bestimmen über den Zusammenhang  $Q = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ . In Abb. 6.9 sind die Q-Faktoren für verschiedene Durchmesser angegeben. Für die kleinsten Resonatoren mit einem Durchmesser von 0.5  $\mu\text{m}$  ist  $Q = 2600$ . Ab einer Größe von 3  $\mu\text{m}$  und einem Q von 8300 scheint eine Art Sättigung einzutreten. Danach bleibt Q etwa konstant und nimmt den Wert der unstrukturierten Probe von etwa 8000 an. Berechnet man den Q-Faktor nach (5.30) mit  $n_{eff} = 3.23$ ,  $L_{eff} = 2181.12$  nm und  $\lambda = 952$  nm, dann kommt man auf einen Wert von  $Q = 18420$ . Die Erklärung dafür, dass der berechnete Wert mehr als doppelt so hoch ist als der experimentell

bestimmte liegt in der Vernachlässigung der Absorptionsverluste bei den Reflektivitäten der Spiegel. Da die Absorptionswerte im Rahmen dieser Arbeit nicht bestimmt wurden, können hier keine realen Reflektivitäten angegeben werden, die sich nach den Gleichungen (5.6) - (5.8) berechnen lassen. Bei den strukturierten Mikroresonatoren sollte theoretisch die Güte höher sein als bei den unstrukturierten Proben, da hier der Einschluss der optischen Mode in allen drei Raumrichtungen erfolgt. Im Experiment war dies nicht zu sehen. Ursächlich dafür, dass die Güte zu kleineren Durchmessern hin abnimmt, sind die sogenannten „leaky modes“, d.h. der Verlust von Licht aus den Seitenflächen der Resonatoren sowie Verluste durch Streu- und Beugungseffekte. Diese sind bedingt durch Oberflächenrauigkeit, die durch das Ätzen und das Zurückbleiben von Maskenresten entsteht. Es sei an der dieser Stelle angemerkt, dass die gemessene Güte stark vom jeweiligen Messplatz (Auflösung, Justage) und von der Qualität der Strukturen abhängt. Das bedeutet, dass die hier angegebenen Werte eher als Abschätzung nach unten anzusehen sind.



**Abbildung 6.9:** *Q-Faktoren für verschiedene Durchmesser der Mikroresonatoren der Probe M1204 (nach [Kai04])*

Neben den Mikroresonatorstrukturen mit den Standard-QPten wurden auch Strukturen mit den MEE-QPten hergestellt mit dem primären Ziel, starke Kopplung zwischen der Emission eines einzelnen QPten (d.h. einer einzigen sehr scharfen Linie) und der Resonanz nachzuweisen. Dazu musste der Resonator an die langwelligere Emission dieser QPten angepasst werden. Die Schichtdicken wurden demnach erhöht, so dass die GaAs-Spiegelschichten 73 nm, die AlAs-Spiegelschichten 85 nm und die Kavität 286 nm dick sind. Wie man aus Abb. 6.10 entnehmen kann, beträgt hier die Verstimmung zwischen Resonanz und dem Maximum der PL 100 meV (Resonanz: 1.2 eV, PL-Maximum: 1.3 eV). Betrachtet man das PL-Spektrum und vergleicht es mit dem der Testprobe in Abb. 6.5 (rechts) dann stellt man fest, dass hier die Linienbreite nur halb so groß ist (50



**Abbildung 6.10:** Reflexionsspektrum und relative Lage von PL und Resonanz der Probe M1393

meV anstatt 100 meV). Auch bei der Probe M1204 ist ein solcher Effekt zu beobachten, jedoch in geringerem Ausmaß (30 meV anstatt 44 meV). In beiden Fällen ist die Reduktion der Linienbreite vermutlich auf Ausheilprozesse während der langen Wachstumszeit des oberen DBRs zurückzuführen. Dafür würde auch sprechen, dass in beiden Fällen die PL der Mikroresonatorproben höherenergetischer ist als die der Teststrukturen. Außerdem gehen Ausheilprozesse gewöhnlich mit einer Reduktion der Linienbreite infolge von Reorganisations- und Interdiffusionsprozessen im QPt-Ensemble einher. Ein weiterer Grund für die Reduktion der Linienbreite könnte die bessere Qualität des GaAs, auf dem die QPte entstehen, sein. Denn durch die vielen Heterogrenzflächen im unteren DBR dürfte der Kristall in der Kavität weitgehend frei von Versetzungen sein, die die Nukleation der QPte negativ beeinflussen könnten. Wenn jedoch die beobachtete Linienbreitenreduktion auch für manch anderes Einsatzgebiet ein wünschenswerter Effekt ist - im Fall der Mikroresonatoren scheint sie die Folge eines Prozesses zu sein, bei dem aus dem QPt-Ensemble mit großer Größenfluktuation und geringer Flächendichte eines von erhöhter Homogenität und Dichte wird. Daher konnten leider bisher an den Proben mit den MEE-QPten nicht die gewünschten Messungen vorgenommen werden.

# Kapitel 7

## Herstellung und Charakterisierung von Al(Ga)As/GaAs-Quantenpunkt-VCSELn

### 7.1 Theoretische Grundlagen

Geht man von Mikroresonatoren zu vertikal emittierenden Lasern über, dann rückt die Schwellenbedingung (2.4) wieder in den Vordergrund. Für den Fall eines VCSELs lautet sie [Col95][Sal95]:

$$R_1 R_2 \exp(2\Gamma_l \Gamma_t g L_{akt} - 2\alpha_i L_{eff}) = 1 \quad (7.1)$$

mit  $R_1, R_2$ : Spiegelreflektivitäten,  $\Gamma_l$ : longitudinaler Füllfaktor,  $\Gamma_t$ : transversaler Füllfaktor,  $L_{akt}$ : Länge der aktiven Schicht,  $L_{eff}$ : effektive Resonatorlänge,  $\alpha_i$ : interne Absorption. Das Produkt aus  $\Gamma_l$  und  $\Gamma_t$  ergibt dabei den gesamten optischen Füllfaktor. Bei einem Kantenemitter liegt  $\Gamma_t$  im Bereich von einigen Prozent und lässt sich aus dem Überlapp der Welle mit der aktiven Zone bestimmen. Für VCSEL ist  $\Gamma_t = 1$ . Der longitudinale Füllfaktor  $\Gamma_l$  ist ein Maß für die Intensität der Longitudinalmode am Ort der aktiven Schicht. Bei einem Kantenemitter ergibt sich hier aufgrund der Mittelung über die Intensitätsverteilung ein Wert von 1, während man bei VCSELn bei geeigneter Anordnung der aktiven Schichten in den Intensitätsmaxima einen Wert von 2 erreichen kann [Sal95]. Beachtet man nun, dass in (7.1) sowohl  $\alpha_i$  als auch  $\Gamma_l g$  als Integral über den Feldverlauf verstanden werden müssen, d.h.

$$\langle \alpha_i \rangle = \frac{\int_{L_{eff}} \alpha_i(x) E(x) dx}{\int_{L_{eff}} E(x) dx} \quad \text{und} \quad \langle \Gamma_l g \rangle = \frac{\int_{L_{akt}} g(x) E(x) dx}{\int_{L_{eff}} E(x) dx}, \quad (7.2)$$

dann erhält man nach dem Logarithmieren von (7.1) den Ausdruck

$$\frac{\langle \Gamma_l g \rangle L_{akt}}{L_{eff}} = \langle \alpha_i \rangle + \alpha_{m1} + \alpha_{m2} \quad (7.3)$$

mit den Auskoppelverlusten durch die beiden Spiegel  $\alpha_{mi} = \frac{1}{2L_{eff}} \ln(R_i)$ . Die optische Verstärkung der Struktur muss die Auskoppel- und Absorptionsverluste ausgleichen, d.h. entweder muss die Verstärkung entsprechend hoch sein, oder wenn diese nicht in ausreichendem Maße z.B. durch Einbau von mehreren QPt-Schichten erhöht werden kann, dann müssen die Verluste minimiert werden. Die Verluste, die nach (5.8) auch zu einer Reduktion der Reflektivität und der Resonatorgüte führen, werden dominiert von der Absorption durch freie Ladungsträger in den dotierten Spiegeln. In der Literatur findet man für die Absorption durch freie Ladungsträger in GaAs in der Nähe der Bandkantenenergie bei Raumtemperatur die folgende Abschätzung [Sco94]:

$$\alpha_{fc} \approx (5 \cdot 10^{-18}n + 11.5 \cdot 10^{-18}p)cm^2, \quad (7.4)$$

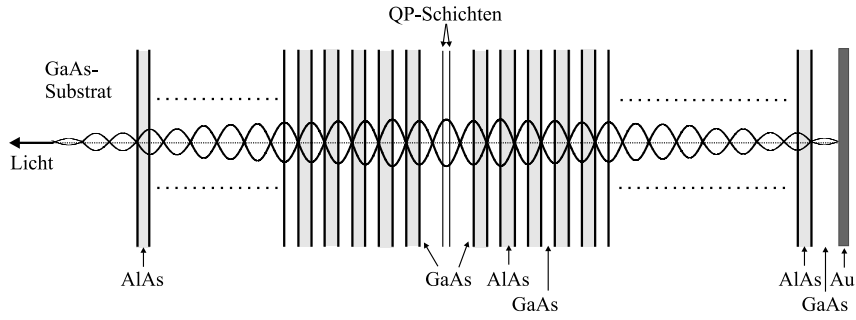
wobei  $n$  und  $p$  die Dotierkonzentrationen in  $\frac{1}{cm^3}$  sind. Aus diesem Zusammenhang wird deutlich, dass bei gleichem Dotierniveau die p-Dotierung zu einer deutlich höheren Absorption führt. Daher wäre es prinzipiell wünschenswert, die Spiegel komplett undotiert zu belassen und den Strom durch sogenannte Intracavity-Kontakte direkt in die Kavität zu injizieren. Am Ende dieses Kapitels wird der Aufbau eines VCSELS, bei dem dies realisiert ist, vorgestellt werden.

Die im Rahmen dieser Arbeit hergestellten VCSEL-Strukturen emittieren aus der Substratseite, d.h. der obere Bragg-Spiegel besteht aus mehr Spiegelpaaren als der untere. In Abb. 7.1 ist der schematische Aufbau einer solchen VCSEL-Struktur dargestellt. Da das Licht aus dem unteren DBR emittiert wird, kann der obere DBR komplett mit der p-Kontaktschicht bedeckt werden, was dessen Reflektivität nochmals erhöht. Um die Phasen Anpassung mit der zusätzlichen Metallschicht aus Gold zu gewährleisten, muss das letzte Spiegelpaar des oberen DBRs um eine Schicht aus GaAs ergänzt werden, die die Dicke

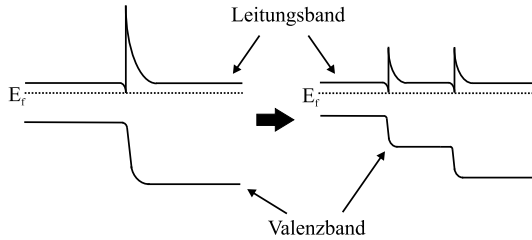
$$\frac{\lambda_0}{4n_{GaAs}} \left(1 - \frac{\Phi}{\pi}\right) \text{ mit } \Phi = \tan^{-1} \left( \frac{2n_{GaAs}k_{Au}}{n_{Au}^2 - n_{GaAs}^2 + k_{Au}^2} \right) \quad (7.5)$$

hat mit dem Brechungs- und Absorptionskoeffizienten von Gold  $n_{Au}$  und  $k_{Au}$  [Gee91].

Möchte man VCSEL realisieren, bei denen die Spiegel komplett dotiert sind und elektrisch gepumpt werden sollen, dann wird es nötig, den abrupten Übergang zwischen AlAs und GaAs (wie in den Mikroresonatoren) durch einen graduellen zu ersetzen. Denn wie in Abb. 7.2 dargestellt ist lässt sich dadurch der Bandoffset an den Grenzflächen erheblich verringern, was sich günstig auf den Widerstand der Bauteile auswirkt. Der Widerstand wiederum ist ein wichtiger Parameter für VCSEL, da er nach  $P = RI^2$  für die Erwärmung mitverantwortlich ist und aufgrund der kleinen Fläche hier ohnehin relativ große Werte annimmt. Dabei wird der elektrische Widerstand der Struktur vor allem durch den



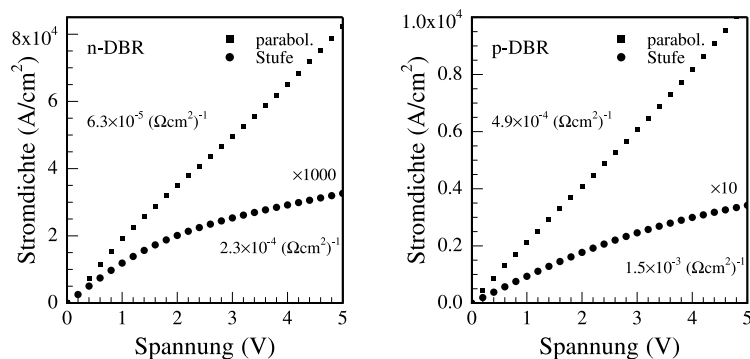
**Abbildung 7.1:** Schematische Darstellung eines aus der Substratseite emittierenden VCSELs



**Abbildung 7.2:** Verringerung des Bandoffsets zwischen AlAs und GaAs durch die Einführung von AlGaAs-Zwischenschichten

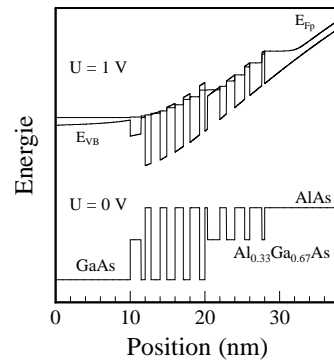
p-DBR bestimmt, während der Beitrag des n-DBR geringer ist. Dies liegt daran, dass die Elektronen leichter durch die Potentialbarrieren an den Heterogrenzflächen tunneln können als die Löcher. Um also die Spiegelschichten aus AlAs und GaAs langsam ineinander überzuführen, werden Übergangsbereiche mittlerer Zusammensetzung eingefügt. Eine Abschätzung für den Effekt verschiedenartig aufgebauter Übergangsbereiche ist mit dem Programm *SimWindows* möglich [Win96]. Zur Berechnung wurden DBRs mit 30 Spiegelpaaren mit den Schichtdicken für GaAs: 60 nm und für AlAs: 70 nm und einem 18 nm dicken Übergangsbereich sowie Dotierkonzentrationen von  $n = 5 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{cm}^3}$  und  $p = 1 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$  angenommen. Es wurden Simulationsrechnungen durchgeführt für eine  $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$ -Schicht und für einen parabolischen Übergang, bei dem der Al-Gehalt zwischen 0 und 100 % kontinuierlich verändert wird. Abb. 7.3 zeigt das Ergebnis dieser Rechnungen für Vorwärtsspannungen von 0 bis 5 V. Aufgetragen ist die Elektronen- (linkes Bild) bzw. die Löcherstromdichte (rechtes Bild) gegen die angelegte Spannung. Betrachtet man die angegebenen Widerstandswerte, dann erkennt man sofort, dass es zum Einen zwischen n-DBR und p-DBR unabhängig vom Übergangstyp einen Unterschied von etwa einer Größenordnung gibt. Dies bestätigt die Aussage, dass ein Übergang





**Abbildung 7.3:** Berechnete Elektronen- und Löcherstromdichten für DBRs mit 30 Perioden. Die Kreise beziehen sich jeweils auf eine Stufe aus  $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  und die Quadrate auf einen kontinuierlichen parabolischen Übergang.

vor allem für den p-DBR notwendig ist. Außerdem fällt auf, dass offenbar der Widerstand einer Stufe als Übergang um ebenfalls etwa eine Größenordnung höher ist als der eines kontinuierlichen Übergangs. Dabei ergibt sich aus einem parabolischen Übergang im Vergleich zu einem linearen Übergang ein geringfügig kleinerer Widerstandswert, da besonders bei hohem mittleren Al-Gehalt eine langsame Änderung erforderlich ist, während bei niedrigem Al-Gehalt die Änderung schneller bzw. in größeren Schritten vonstatten gehen kann [Sal95][Pet93]. Kombiniert man einen parabolischen Übergang zusätzlich mit einer Schichtfolge aus  $\text{AlAs}$ ,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  und  $\text{GaAs}$ , dann kann man aufgrund der nun geringeren Potentialdifferenz zwischen den einzelnen Schichten eine erhöhte Tunnelwahrscheinlichkeit der Ladungsträger und damit einen nochmals verringerten Widerstand erwarten. Außerdem lässt sich auf diese Weise die Belastung der Shutter wegen der geringeren Anzahl der Bewegungen verringern. Zusammenfassend kann man also sagen, dass in elektrisch zu pumpenden Spiegeln die Übergänge zwischen den einzelnen Spiegelschichten mit Zwischenschichten, in denen der Al-Gehalt parabolisch oder linear abgesenkt bzw. angehoben wird, versehen werden müssen. Abb. 7.4 zeigt den Verlauf des Valenzbandes eines ternären p-dotierten parabolischen Übergangs bei einer angelegten Vorwärtsspannung von 1 V. Dass sich auch mit einem digital gestuften Übergang, wie er hier verwendet wird, eine ebenso effiziente Reduktion des Serienwiderstands erreichen lässt wie mit einem kontinuierlichen Übergang, der sich im Übrigen in der Praxis nur schwer realisieren lässt, wurde bereits experimentell nachgewiesen [Kur93]. Die Übergänge zwischen den Spiegelschichten bewirken einerseits eine Verschiebung des Reflexionsspektrums hin zu niedrigeren Energien infolge des „Aufweichens“ der Grenzflächen, die durch Verringerung der Spiegeldicken ausgeglichen werden muss. Andererseits bewirken die Übergänge auch



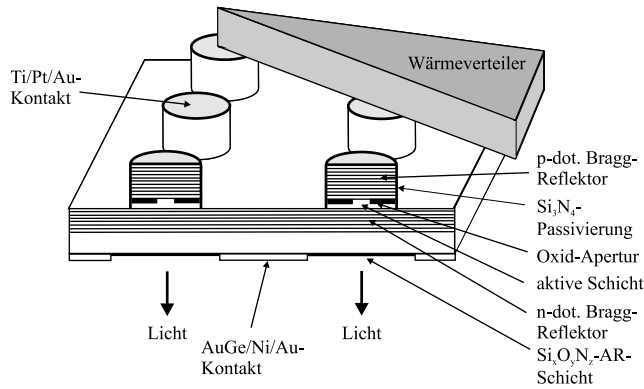
**Abbildung 7.4:** Bandverlauf eines parabolischen ternären *p*-dotierten Übergangs ohne Vorspannung (unten) und bei einer angelegten Vorwärtsspannung von 1 V (oben)

eine geringfügige Reduktion der Reflektivität, die sich aber in der Praxis kaum bemerkbar macht.

Eine weitere Maßnahme, um den Widerstand der Spiegel zu senken, ist die Modulationsdotierung im *p*-DBR. Dies bedeutet, dass die Dotierung an den Grenzflächen von AlAs zu GaAs, wo das elektrische Feld seine Minima hat (siehe Abb. 7.1), leicht erhöht wird [Pet93].

## 7.2 Herstellung von Al(Ga)As/GaAs-Quantenpunkt-VCSELn

Beim Entwerfen des Aufbaus der VCSEL-Strukturen flossen die oben genannten Aspekte für die Minimierung des Serienwiderstands der DBRs mit ein. Wie schon bei den Mikroresonatoren wurden die Reflexionsspektren vor dem Wachstum mit dem Transfermatrix-basierten C-Programm simuliert. Die VCSEL wurden als sogenannte *Bottom Emitter* ausgelegt, d.h. die Emission erfolgt aus der Substratseite, und zwar deshalb, weil diese an den zur Verfügung stehenden Messplätzen besser charakterisiert werden können und weil dieser VCSEL-Typ sich mit der Epitaxienseite auf eine Wärmesenke aufkleben lässt, wodurch bessere Bauteileigenschaften zu erreichen sind. Abb. 7.5 zeigt eine schematische Darstellung eines Arrays VCSELn, die aus der Substratseite emittieren. Dabei ist angedeutet, welche Schritte bei einem Prozess zum Aufbau eines solchen Arrays nötig sind: Die Substratseite wird mit einer  $\text{Si}_x\text{O}_y\text{N}_z$ -Antireflexbeschichtung versehen und die Seitenflächen der geätzten oberen DBRs werden passiviert bzw. mit einer Isolationsschicht überzogen. Danach wird die Epitaxienseite mittels eines AuSn-Lots auf eine Wärmevertei-

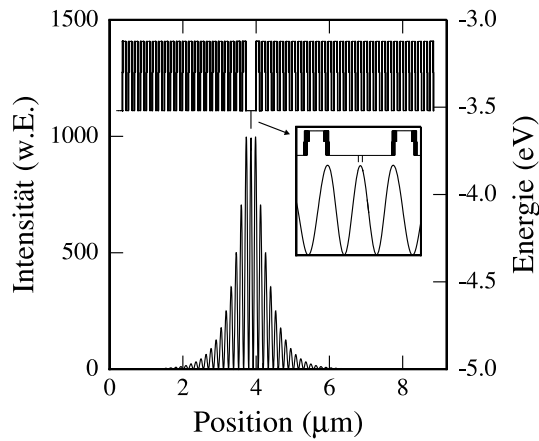


**Abbildung 7.5:** Schematische Darstellung eines Arrays VCSELn, die aus der Substratseite emittieren

lerschicht (am besten geeignet ist hier Diamant) aufgeklebt. Anschließend wird die Probe mit der Wärmeverteilerschicht auf eine Wärmesenke aus Kupfer aufgeklebt. Auf diese Weise erreicht man eine optimale Wärmeabfuhr und deshalb können solche Bauteile auch für Hochleistungsanwendungen eingesetzt werden [Gra98].

In den hergestellten VCSEL-Strukturen wurde die n-Dotierung mit Silizium und die p-Dotierung mit Kohlenstoff vorgenommen. Anders als in den kantenemittierenden Lasern benutzt man generell in Strukturen, in denen örtlich scharf begrenzt dotiert wird, Kohlenstoff als Dotierstoff, da hier die Atome kovalent in das Kristallgitter eingebaut werden und daher fest verankert sind. Im Gegensatz dazu besetzen die kleineren Beryllium-Atome Zwischengitterplätze, und es kommt zu Diffusionsprozessen, die lokal begrenztes Dotieren vereiteln. Während der untere n-DBR konstant mit  $5 \cdot 10^{17} \frac{1}{\text{cm}^3}$  dotiert wurde, fand im oberen p-DBR die bereits erwähnte Modulationsdotierung ihre Anwendung. Über die ersten drei Perioden nach der Kavität wurde die Dotierung von  $5 \cdot 10^{16} \frac{1}{\text{cm}^3}$  auf  $1 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$  angehoben, um die Absorption durch freie Ladungsträger in diesem Bereich zu minimieren. Denn in diesem Bereich ist die Intensität des elektrischen Feldes noch sehr hoch (siehe Abb. 7.6). In den restlichen Perioden wurde an den Grenzflächen von AlAs bzw.  $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$  zu GaAs die Dotierung auf  $2 \cdot 10^{18} \frac{1}{\text{cm}^3}$  erhöht. In der letzten GaAs-Spiegelschicht und der Phasenanpassungsschicht, deren Dicke nach (7.5) jeweils  $0,73 \times$  der Dicke der GaAs-Spiegelschichten betrug, wurde die Dotierkonzentration auf  $2-3 \times 10^{19} \frac{1}{\text{cm}^3}$  angehoben, um einen guten p-Kontakt zu ermöglichen. Die  $\lambda/n_{\text{GaAs}}$  dicke Kavität blieb intrinsisch dotiert.

Es wurden zunächst Strukturen mit 17,5 Perioden im unteren und 21 Perioden im oberen DBR hergestellt, wobei die Spiegel bei allen Proben bei  $570 \text{ }^\circ\text{C}$  gewachsen wur-



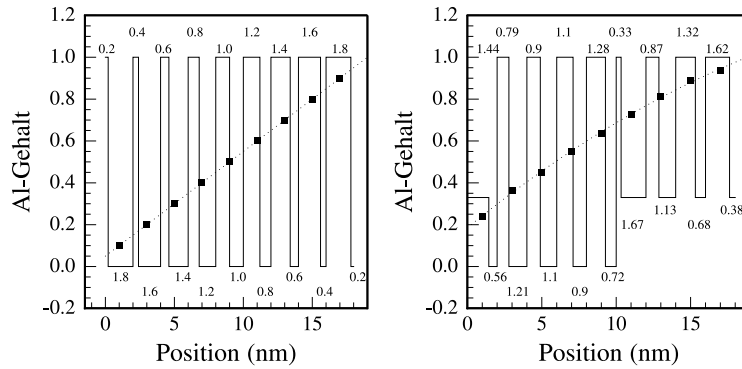
**Abbildung 7.6:** Intensität der optischen Mode in einer VCSEL-Struktur mit 20 Perioden im unteren und 30 Perioden im oberen DBR

den. Die halbe Periode steht dabei für die Al(Ga)As-Spiegelschicht vor der Kavität. Für die Probe M1014, deren Eigenschaften im weiteren Verlauf vorgestellt werden, sind die Schichtdicken 63 nm für AlAs und 56 für GaAs sowie 260 nm für die Kavität. Bei diesen ersten Strukturen war der Übergang zwischen den Spiegelschichten linear ausgeführt mit 9 Paaren à 2 nm bestehend aus alternierenden Schichten von AlAs und GaAs, woraus sich nominell nach

$$x_{Al} = \frac{d_{AlAs}}{d_{GaAs} + d_{AlAs}} \quad (7.6)$$

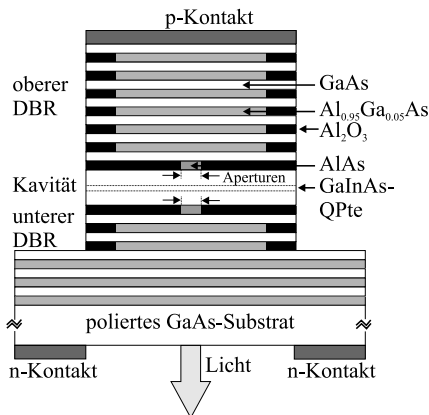
eine Änderung des mittleren Al-Gehalts um 10 % pro Schichtpaar ergibt (siehe Abb. 7.7 links). Als Al-haltige Spiegelschicht wurde hier AlAs verwendet, da noch keine Oxid-Apertur vorgesehen war, und die aktive Zone wurde von zwei Schichten mit den in Abschnitt 6.1 beschriebenen Standard-GaInAs/GaAs-QPten, die bei 470 °C gewachsen wurden, im Abstand von 20 nm in der Mitte der Kavität gebildet.

Mit dem Ziel, die Bauteileigenschaften zu verbessern, wurde die Anzahl der Perioden erhöht, und zwar auf 20.5 im unteren und auf 30 im oberen DBR. Die Anzahl der Perioden wurde so gewählt, da in der Literatur Bauteile mit diesen Daten zu finden sind, die aufgrund des günstigen Verhältnisses der Reflektivitäten der beiden DBRs sehr gute Eigenschaften bezüglich Effizienz und Schwellenstrom aufweisen [Gra98][Fra98][Gra99]. Eine weitere Verbesserung der Bauteileigenschaften lässt sich durch die Einführung einer Oxidapertur erreichen (z.B. [Huf94][Röh99]). Dazu wurden die AlAs-Spiegelschichten durch Schichten aus  $Al_{0.95}Ga_{0.05}As$  ersetzt, die nach (7.6) durch alternierende Schichten aus 2.72 nm AlAs und 0.5 nm  $Al_{0.33}Ga_{0.67}As$  hergestellt wurden. Die für die Oxidation



**Abbildung 7.7:** Schichtfolge und Verlauf des Al-Gehalts in einem linearen (links) und einem parabolischen Übergang (rechts). Die Zahlen geben die Dicken der einzelnen Schichten in nm an.

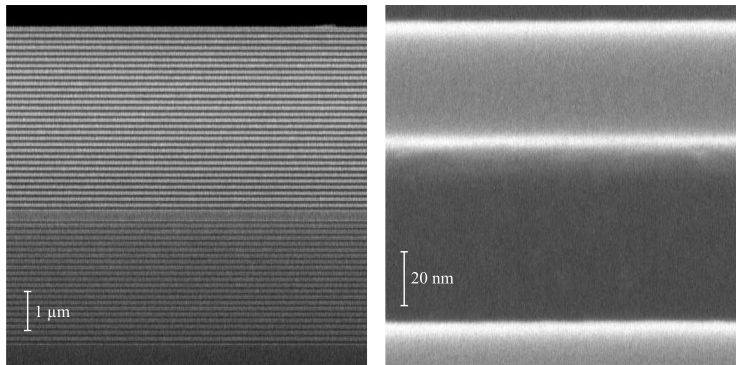
vorgesehenen 30 nm dicken AlAs-Schichten wurden in den  $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}$ -Schichten vor an und nach der Kavität auf der dieser zugewandten Seite eingefügt, so dass der Strompfad in beiden Spiegeln eingeschränkt werden konnte. 5 % Unterschied im Al-Gehalt zwischen den zu oxidierenden und den Spiegelschichten sind dabei ausreichend dafür, dass die Spiegelschichten bei der Oxidation nur marginal angegriffen werden, da die Oxidationsgeschwindigkeit exponentiell vom Al-Gehalt abhängt [Nic95]. Außerdem ist es wünschenswert, den Al-Gehalt in den Spiegelschichten nicht allzu stark abzusenken, da sich dadurch der Brechungsindexunterschied zu GaAs und damit die Reflektivität bei gleicher Periodenzahl verringert.



**Abbildung 7.8:** Schematische Darstellung eines aus der Substratseite emittierenden VCSELs

In Abb. 7.8 ist eine geätzte VCSEL-Struktur mit zwei Oxidaperturen schematisch dargestellt.

Die VCSEL werden hier durch die Kavität geätzt, um beide Aperturschichten oxidieren zu können. Es ist angedeutet, dass auch die Al-haltigen Spiegelschichten bei der Oxidation leicht angegriffen werden. Da infolge der  $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}$ -Spiegelschichten die Anzahl der Shutter-Bewegungen stark zugenommen hat und wie schon erwähnt ein parabolischer Übergang gegenüber einem linearen verbesserte elektrische Eigenschaften bewirken sollte, wurde der binäre lineare AlAs/GaAs-Übergang durch einen ternären bipolarischen AlAs/ $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ /GaAs-Übergang ersetzt (siehe Abb. 7.7 rechts). Dadurch wurde zumindest die Belastung des Al-Shutters stark reduziert.



**Abbildung 7.9:** SEM-Aufnahmen einer VCSEL-Struktur mit 20.5/30 Perioden: links die gesamte Struktur, rechts ein Spiegelpaar. Man erkennt, dass der Übergang nicht abrupt, sondern fließend ist.

Bei der Probe M1478 wurden die  $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}$ -Spiegelschichten realisiert durch 20 Wiederholungen von 2.72 nm AlAs und 0.5 nm  $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$  und abschließend nochmals 2.72 nm AlAs, entsprechend 67.12 nm. Die GaAs-Schichten sind hier 59 nm und die Kavität 270 nm dick. Abb. 7.9 zeigt SEM-Aufnahmen der gesamten Struktur (links) mit einer Schichtdicke von 8.2 µm und von einem einzelnen Spiegelpaar (rechts).

Man sieht hier, dass die Grenzflächen nicht abrupt sind, sondern eher verwaschen erscheinen. Daher ist es auch nicht möglich, die  $\text{Al}_{0.95}\text{Ga}_{0.05}\text{As}$ - (dunkel) und GaAs-Schichten (hell) im SEM getrennt auszumessen. Stattdessen kann man das gesamte Paar vermessen, dessen Dicke sich aus den Dicken der beiden Spiegelschichten und der Dicke des Übergangs (18 nm) ergibt. In diesem Fall ist also ein Spiegelpaar 144 nm dick. Aufgrund der verwaschenen Grenzflächen lässt sich leider auch die Dicke der Kavität im SEM nur abschätzen. Genauere Aussagen über die tatsächlichen Schichtdicken lässt in jedem Fall die

Anpassung eines simulierten Reflexionsspektrums an das gemessene zu.

Die einzelnen Schritte bei der Prozessierung der VCSEL-Proben sind in Abb. 7.10 schematisch dargestellt. Nach dem Polieren des Substrats, was nötig ist, da das Licht aus

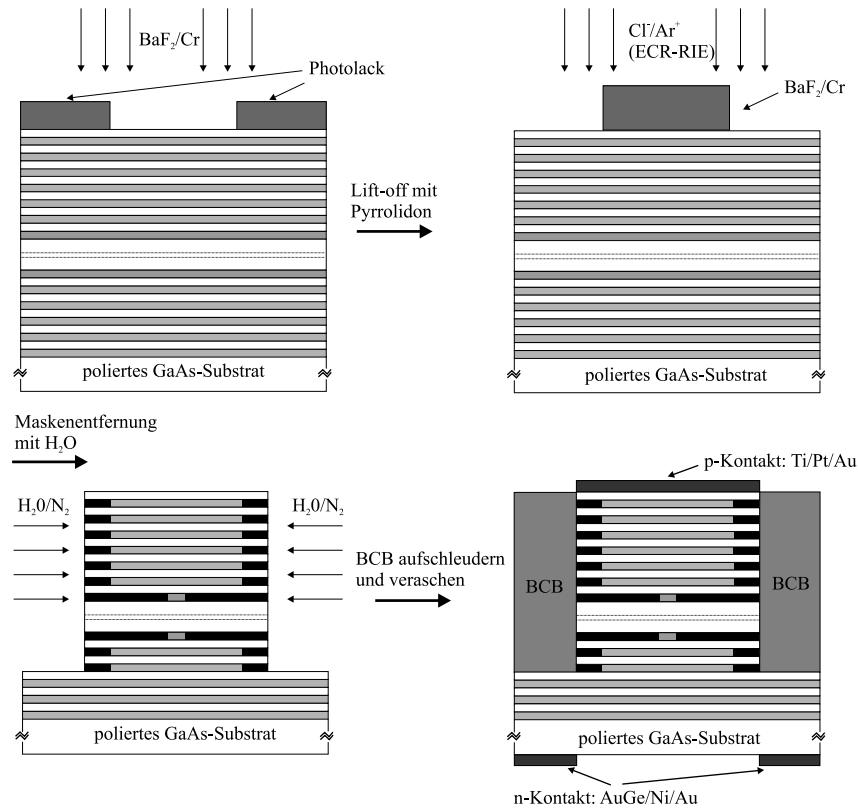


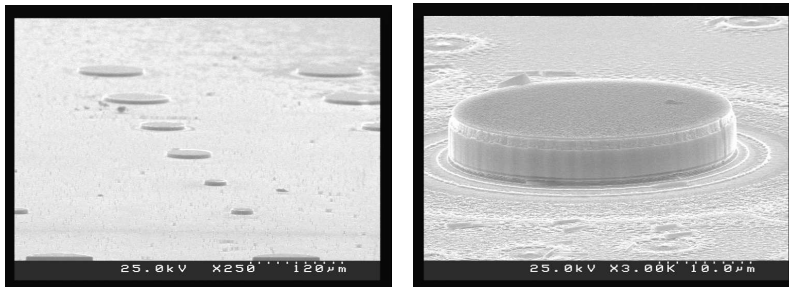
Abbildung 7.10: Schritte bei der Prozessierung der VCSEL-Proben

dieser Seite emittiert wird und ein raues Substrat die Emission erheblich stören würde, werden zunächst per UV-Lithographie je nach Maske 10 - 60  $\mu\text{m}$  (in 5  $\mu\text{m}$ -Schritten) bzw. 30, 60 und 90  $\mu\text{m}$  (für die oxidierten Proben wurde ausschließlich diese Maske verwendet) große runde Strukturen in Photolack, der zuvor aufgeschleudert wurde, belichtet. Nach der Entwicklung wird  $\text{BaF}_2$  und Cr als Ätzmaske aufgedampft. Auf den Lift-off-Prozess mit Pyrrolidon folgt danach das Trockenätzen mit ECR-RIE. Dabei wird bei den Strukturen mit Aperturschichten bis etwa zwei Spiegelpaare unterhalb der Kavität geätzt, während bei denjenigen, bei denen keine Oxidation vorgesehen war, bis etwa zwei Spiegelpaare oberhalb der Kavität geätzt wird. Nach dem Ätzen wird die  $\text{BaF}_2/\text{Cr}$ -Maske mit Wasser

entfernt, und bei den Proben mit Aperturschichten erfolgt nun deren Oxidation. Dazu werden die Proben in eine  $N_2/H_2O$ -Atmosphäre gebracht und bei einem  $N_2$ -Durchfluss von 80 l/h ( $N_2$  dient als Trägergas für den Wasserdampf), einer Temperatur des Wasserbades von 98 °C und einer Prozesstemperatur von 410 °C mit einer Rate von 2-3  $\mu\text{m}/\text{min}$  oxidiert. Der genaue Aufbau ist in [Röh99] beschrieben. Es wurde so lange oxidiert, bis für die 30  $\mu\text{m}$  großen VCSEL eine Oxidationstiefe von 11.5 - 12.5  $\mu\text{m}$  von allen Seiten erreicht war, was jeweils im SEM nachgemessen wurde. Dadurch ergeben sich Aperturdurchmesser von 5 - 7  $\mu\text{m}$ , was ausreichend klein ist, um transversal monomodige Emission zu erreichen (longitudinal monomodig sind VCSEL prinzipbedingt).

Darauf folgt die Planarisierung der Probe mit BCB, was zum Einen dem Schutz der Strukturen dient und zum Anderen diese elektrisch isoliert. Nach dem Veraschen des BCB in einem Sauerstoffplasma werden auf die nun freigelegten Oberflächen der VCSEL die p-Kontakte lithographisch definiert. Anschließend wird Ti, Pt und Au, sowie nach dem Masken-Lift-off auf die Substratseite der n-Kontakt aus AuGe, Ni und Au aufgedampft. Letzterer wird allerdings nicht flächig, sondern als Rahmen am Rand des Probenstücks, wo keine VCSEL-Strukturen sind, aufgebracht, da das Gold sonst die Emission behindern würde.

In Abb. 7.11 sind SEM-Aufnahmen von VCSEL-Strukturen nach dem Ätzen gezeigt. Im linken Bild ist eine Reihe von 30, 60 und 90  $\mu\text{m}$  großen VCSELn zu sehen, und rechts ist ein 30  $\mu\text{m}$  großer VCSEL vergrößert gezeigt. Bei genauerem Hinsehen erkennt man hier als etwas breiteren Ring die Kavität, über die hinaus um die Dicke von zwei Spiegelpaaren geätzt wurde.

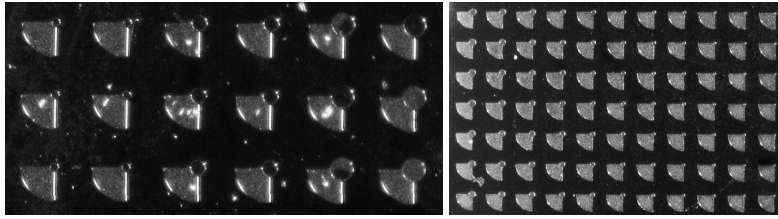


**Abbildung 7.11:** SEM-Aufnahmen von prozessierten VCSELn: links eine Reihe mit 30, 60 und 90  $\mu\text{m}$  großen VCSELn, rechts ein einzelner 30  $\mu\text{m}$  großer VCSEL

Abb. 7.12 zeigt durch das Mikroskop aufgenommene Bilder von der Oberfläche von prozessierten VCSEL-Proben. Man sieht kreisrunde Kontaktflächen, die den Abmessungen der VCSEL exakt angepasst sind, und an diese angrenzend sogenannte Kontaktpads, auf



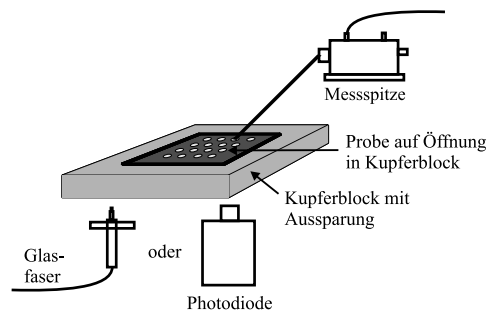
die bei der Messung die Messspitze aufgesetzt wird.



**Abbildung 7.12:** Blick durch das optische Mikroskop auf die p-Kontakte zweier VCSEL-Proben, links mit den Durchmessern 30, 60 und 90  $\mu\text{m}$  und rechts mit 10 - 60  $\mu\text{m}$  in 5  $\mu\text{m}$  Schritten

## 7.3 Charakterisierung von Al(Ga)As/GaAs-Quantenpunkt-VCSELn

Im Folgenden werden nun die Ergebnisse der Charakterisierung der beiden VCSEL-Proben M1014 und M1478 vorgestellt, deren Herstellung bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde. Die Charakterisierung der Proben folgte immer dem gleichen Ablauf: Zuerst wurden Reflexionsspektren aufgenommen und die spektrale Lage der Resonanz bestimmt. Parallel dazu wurden aus den Proben Breitstreifenlaser prozessiert und charakterisiert. Waren die Ergebnisse zufriedenstellend, dann wurden schließlich VCSEL strukturiert. Diese wurden dann zunächst im gepulsten Betrieb charakterisiert, und bei den Proben mit Oxidapertur (M1478) konnte auch das Verhalten im Dauerstrichbetrieb untersucht werden. Zur Charakterisierung der VCSEL an den elektrischen Messplätzen mussten diese wie in Abb. 7.13 gezeigt modifiziert werden. Der massive Kupferblock wird durch eine



**Abbildung 7.13:** Ergänzung der Messplätze für gepulsten und Dauerstrichbetrieb für die Charakterisierung der VCSEL

Kupferplatte mit einer quadratischen Öffnung ersetzt, auf dem die  $1\text{ cm}^2$  große VCSEL-Probe mit dem Rand aufliegt. Unter der Probe wird entweder die Photodiode oder eine Glasfaser positioniert. Der p-Kontakt wird wie gehabt von oben durch eine Messspitze hergestellt.

### 7.3.1 Reflexions- und Photolumineszenzmessungen

Wie schon erwähnt lassen sich weder aus den simulierten noch aus den gemessenen Reflexionsspektren die maximalen Reflektivitäten ablesen. Bei den gemessenen Reflexionsspektren ist dies nicht möglich, da die Messanordnung es nicht zulässt. Insbesondere kann hier die maximale Reflektivität bedingt durch die Justage oder durch einen schlechten Zustand des Goldspiegels mehr oder weniger stark von 1 abweichen. Bei den simulierten Spektren

kann man zwar einen Wert ablesen, in dem allerdings nicht die reflektivitätsmindernden Absorptionseffekte berücksichtigt sind.

Abb. 7.14 zeigt das Reflexionsspektrum (punktiert: Simulation) der Probe M1014. Die

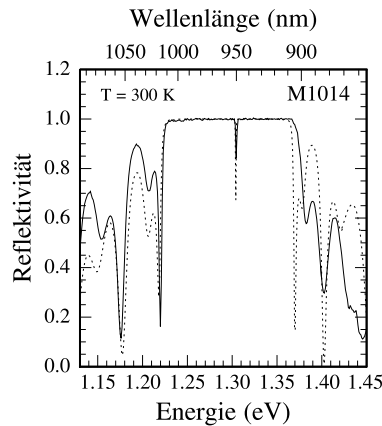
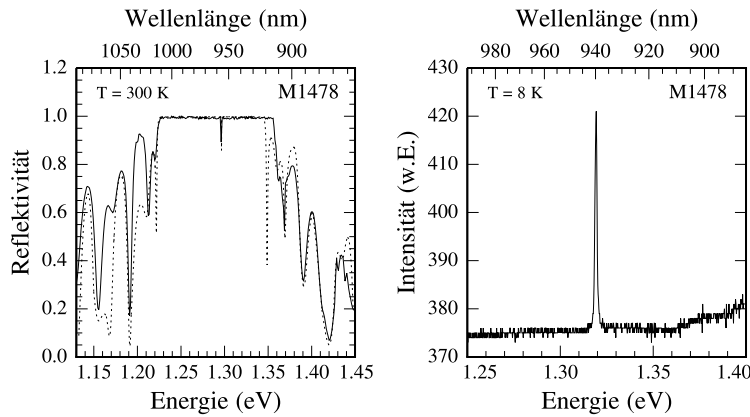


Abbildung 7.14: Reflexionsspektrum (punktiert: Simulation) der Probe M1014

Resonanz liegt hier bei 950 nm. Nach Gleichung (5.4) sind die theoretischen Reflektivitäten bei dieser Probe für den unteren DBR mit 17.5 Spiegelpaaren 0.9824 und für den oberen DBR mit 21 Spiegelpaaren 0.9983, woraus sich nach  $\alpha_m = \frac{1}{L_{eff}} \ln \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2}}$  Spiegelverluste von 44.6 1/cm ergeben. Die spektrale Lage der Resonanz bei der Probe M1478 stimmt mit 952 nm bei Raumtemperatur fast mit derjenigen der Probe M1014 überein (siehe Abb. 7.15). Bei 8 K ist der Peak um 12 nm auf 940 nm verschoben, entsprechend der schon bei den Mikroresonatoren beobachteten Verschiebung. Die theoretischen Reflektivitäten nach (5.4) liegen hier für die 20 Perioden im unteren DBR bei 0.9930 und für die 30 Perioden im oberen DBR bei 0.9999, woraus sich Spiegelverluste von 16.3 1/cm ergeben.

### 7.3.2 Charakterisierung im gepulsten Betrieb

Um erste Aussagen über die Qualität der hergestellten VCSEL-Proben machen zu können, wurden zunächst Breitstreifenlaser prozessiert und charakterisiert. Zwar sind die Eigenschaften dieser Laser schlechter als die von Lasern, bei denen der Wellenleiter für die Emission in der Ebene optimiert ist, aber man kann aus den Messdaten doch Informationen über die Schwellenstromdichten, die optische Verstärkung, die externe und interne Quanteneffizienz und über die interne Absorption bekommen, die Rückschlüsse auf die Qualität der Probe zulassen. Aus den Werten für die interne Quanteneffizienz  $\eta_i$  und der optischen Verstärkung  $g$  sowie der externen Quanteneffizienz eines VCSELs  $\eta_d$  lässt sich



**Abbildung 7.15:** Reflexionsspektrum (punktiert: Simulation) (links) und PL-Spektrum der Resonanz der Probe M1478 (rechts)

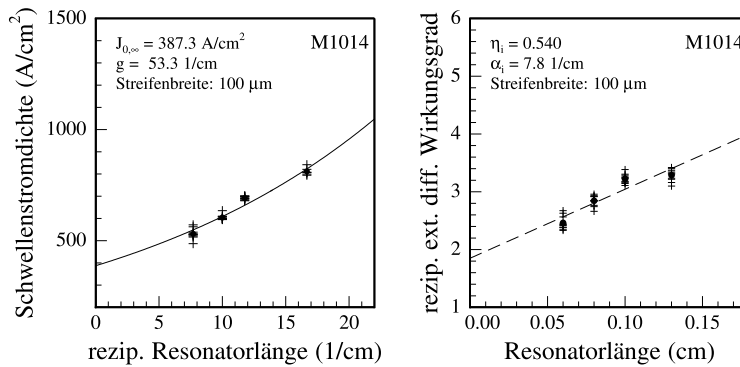
die interne Absorption im VCSEL abschätzen [Col95]:

$$\langle \alpha_i \rangle = g(1 - \eta_a/\eta_i). \quad (7.7)$$

Aus den Laserspektren kann man die relative Lage von Verstärkungsmaximum und Resonanz bestimmen. Dabei wäre speziell bei QPt-VCSELn optimal, wenn die Resonanz auf der Niederenergieseite des Verstärkungsspektrums läge, da in diesem Fall das Verstärkungsmaximum durch Erwärmen der Probe zur Resonanz hin verschoben würde und in diesem Bereich auch die differentielle Verstärkung am größten ist. Bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit hergestellten QPt-VCSELn war allerdings klar, dass für VCSEL mit dotierten Spiegeln die Verstärkung der QPte knapp werden könnte. Wegen der beschränkten Verstärkung von QPten (im Vergleich zu QFen) wurden auch die in der Literatur zu findenden QPt-VCSEL allesamt mit undotierten Spiegeln und Intracavity-Kontakten hergestellt (siehe z.B. [Zou99]). Da aber VCSEL mit dotierten Spiegeln deutlich einfacher und schneller zu prozessieren sind, wurde in dieser Arbeit dieser Ansatz verfolgt. Nach [Klo99] ist die optische Verstärkung eines Lasers mit einer Schicht mit den Standard-(Ga)InAs/GaAs-QPten 25 1/cm, d.h. in den VCSELn mit zwei QPt-Schichten kann man von einem Wert von etwa 50 1/cm ausgehen. Geht man von den theoretischen Reflektivitäten für 20/30 Perioden, 0.9930/0.9999, einer effektiven Resonatorlänge von 2.1  $\mu\text{m}$  und einer Schichtdicke der Kavität von 270 nm aus, dann ergibt sich nach (7.1) für  $\alpha_i = 1.0$  1/cm eine benötigte optische Verstärkung von 69.9 1/cm, für  $\alpha_i = 10.0$  1/cm von 104.9 1/cm und für  $\alpha_i = 20.0$  1/cm 143.7 1/cm. Aus dieser Abschätzung, die nur die minimalen Werte für die Verstärkung wiedergibt, lässt sich schließen, dass für VCSEL wahrscheinlich

die optische Verstärkung für Laserbetrieb auf dem Grundzustand nicht ausreichen wird, da mit einem  $\alpha_i$  zwischen 20 und 30 1/cm gerechnet werden muss [Cas74][Sco94][Röh99], wenn man die Spiegelverluste und die Absorption durch freie Ladungsträger von etwa 20 1/cm berücksichtigt. Da aber auf dem ersten angeregten Zustand aufgrund der Entartung die doppelte optische Verstärkung, d.h. etwa 100 1/cm, zu erwarten ist, wurde bei den VCSEL-Strukturen die Resonanz auf die Hochenergieseite des Verstärkungsspektrums gelegt, um für die VCSEL Laserbetrieb zu ermöglichen. Zur Verifizierung dieser Abschätzung wurde eine Struktur mit 20/30 Perioden hergestellt, bei der Resonanz und Verstärkungmaximum spektral an der gleichen Position waren. Hier konnte tatsächlich bei den VCSELn kein Laserbetrieb beobachtet werden.

Zur Charakterisierung der VCSEL-Proben als Breitstreifenlaser wurden jeweils 0.6, 0.8, 1.0 und 1.3 nm lange Barren abgespalten, und es wurden jeweils nur die 100  $\mu\text{m}$  breiten Streifen untersucht. In der Auftragung der Schwellenstromdichte gegen die reziproke Resonatorlänge wurden die Daten nach (2.16) exponentiell angepasst. Aus der Anpassung kann man sowohl durch Extrapolation für unendliche lange Resonatorlänge die Transparenzstromdichte als auch die optische Verstärkung bestimmen. Bei der Probe



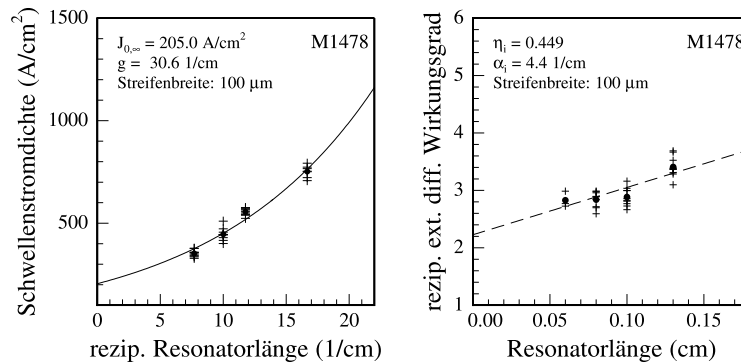
**Abbildung 7.16:** Auftragung der Schwellenstromdichte gegen die reziproke Resonatorlänge und der reziproken differentiellen Quanteneffizienz gegen die Resonatorlänge für Breitstreifenlaser der Probe M1014

M1014 ergibt sich für die Transparenzstromdichte ein Wert von 387.3 A/cm<sup>2</sup> und für die Verstärkung 53.3 1/cm, in Übereinstimmung mit der obigen Abschätzung (siehe Abb. 7.16 links).

Aus der Auftragung des reziproken differentiellen Wirkungsgrades gegen die Resonatorlänge ergibt sich für die interne Quanteneffizienz ein Wert von 0.54 und für die interne Absorption 7.8 1/cm. Letzterer Wert ist gegenüber den typischen Werten von Kantene-

mittern ( $1 - 2 \text{ 1/cm}$ ) erhöht, da das Dotierprofil der Struktur nicht für Emission in der Ebene optimiert ist. Die Emissionswellenlängen bewegen sich je nach Laserlänge im Bereich zwischen 995 und 999 nm, d.h. Verstärkungsmaximum und Resonanz sind um etwa 50 nm gegeneinander verstimmt.

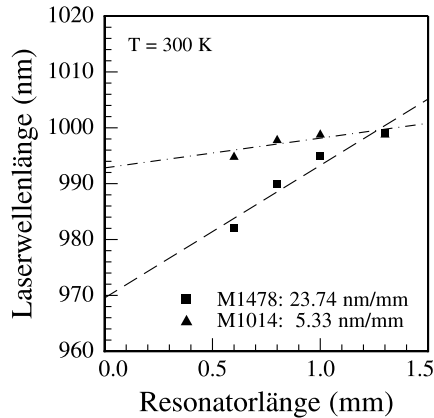
Der gleiche Wert für die Verstimmung ergibt sich auch für die Probe M1478. Allerdings weist diese Probe niedrigere Schwellenstromdichten auf, was sich auch im kleineren Wert für die Transparenzstromdichte von nur  $205 \text{ A/cm}^2$  äußert (siehe Abb. 7.17). Auch die



**Abbildung 7.17:** Auftragung der Schwellenstromdichte gegen die reziproke Resonatorlänge und der reziproken differentiellen Quanteneffizienz gegen die Resonatorlänge für Breitstreifenlaser der Probe M1478

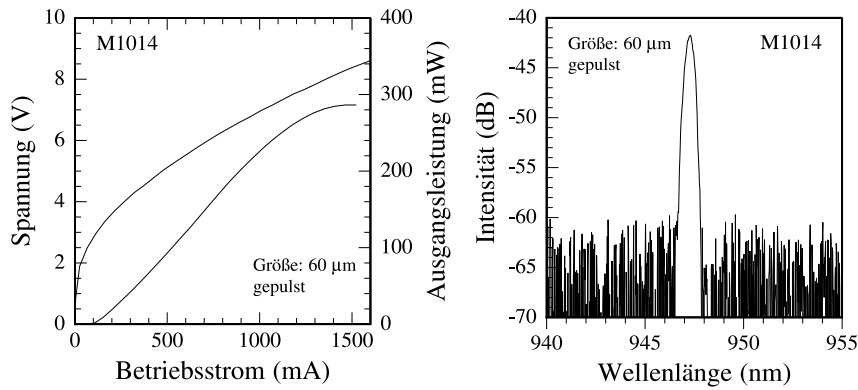
interne Absorption ist hier mit  $4.4 \text{ 1/cm}$  etwas geringer. Was jedoch hier negativ auffällt ist die offenbar geringere optische Verstärkung von nur  $30.6 \text{ 1/cm}$  und die etwas niedrigere interne Quanteneffizienz von  $0.45$ . Der geringeren optische Verstärkung könnte ursächlich eine schlechtere Qualität der QPt-Schichten zugrunde liegen. Denn beim Wachstum von VCSEL-Strukturen mit einer Resonanz zwischen  $900$  und  $1000 \text{ nm}$  oszilliert die vom Pyrometer angezeigte Temperatur, da die Wärmestrahlung bei  $975 \text{ nm}$  gemessen wird. Daher kann die Substrattemperatur nicht so exakt wie bei anderen Strukturen eingestellt werden. Die dadurch bedingten Abweichungen von der Soll-Temperatur ( $470 \text{ °C}$ ) können die Photolumineszenzeigenschaften der QPte (Intensität, Linienbreite) beeinträchtigen, was sich schließlich auch auf die optische Verstärkung in der Laserstruktur auswirken kann.

Bei QPt-Lasern spiegelt sich die beschränkte optische Verstärkung auch in der Verschiebung der Emissionswellenlänge mit der Resonatorlänge wider. Vergleicht man das diesbezügliche Verhalten der Proben M1014 und M1478, dann sieht man sofort, dass bei der Probe mit der höheren Verstärkung (M1014) die Verschiebung deutlich geringer ausfällt (siehe Abb. 7.18).



**Abbildung 7.18:** Vergleich der Verschiebung der Emissionswellenlänge in Abhängigkeit von der Resonatorlänge bei den Proben M1014 und M1478

Die VCSEL der Probe M1014 konnten nur im gepulsten Betrieb charakterisiert werden, da hier im Strukturaufbau noch keine Oxidapertur vorgesehen war. Für die Strukturierung wurde die Maske mit 10 - 60  $\mu\text{m}$  großen VCSELn verwendet, und es wurde nicht durch die Kavität geätzt, da sonst die Oberflächenrekombination den Laserbetrieb unterbunden hätte. Abb. 7.19 zeigt die Dioden- und die Lichtleistungskennlinie eines 60  $\mu\text{m}$  großen VCSELs. Dieser weist einen differentiellen Widerstand von 3.57  $\Omega$ , eine Einsatzspannung von 3.27 V, einen Schwellenstrom von 104 mA und eine externe Quanteneffizienz von 0.23 W/A auf. Bemerkenswert ist, dass mit dem Bauteil eine Ausgangsleistung von 300 mW zu erzielen ist, bevor eine thermisch bedingte Sättigung eintritt. Zu den elektrischen Daten ist zu sagen, dass hier bei der Herstellung der Proben eine starke Abhängigkeit der Werte von der Dotierkonzentration in der Deckschicht (letzte GaAs-Spiegelschicht und Phasen Anpassungsschicht) auffiel. Am Abschluss der Struktur wurde nämlich die Dotierkonzentration auf nominell  $2\text{-}3 \times 10^{19} \text{ 1/cm}^3$  erhöht, um an diesem Schottky-Übergang einen niederohmigen elektrischen Kontakt zu ermöglichen. Durch weitere Erhöhung der Dotierkonzentration in diesem Bereich wurden zwar die elektrischen Daten besser, aber die VCSEL funktionierten nicht mehr, da offenbar die Absorption dieser Schicht zu groß war. Nach (7.7) lässt sich mit den angegebenen Daten eine Abschätzung über die Absorptionsverluste machen. Das Ergebnis ist 30 1/cm, was man auch erwarten würde mit Spiegelverlusten 10.5 1/cm und einer Absorption durch freie Ladungsträger von etwa 20 1/cm. Aus dem auf der rechten Seite der Abb. 7.19 gezeigten Spektrum kann man eine Emissionswellenlänge von 947.3 nm und eine Seitenmodenunterdrückung von etwa 20 dB ablesen. Über die Linienbreite kann man aufgrund der begrenzten Auflösung des



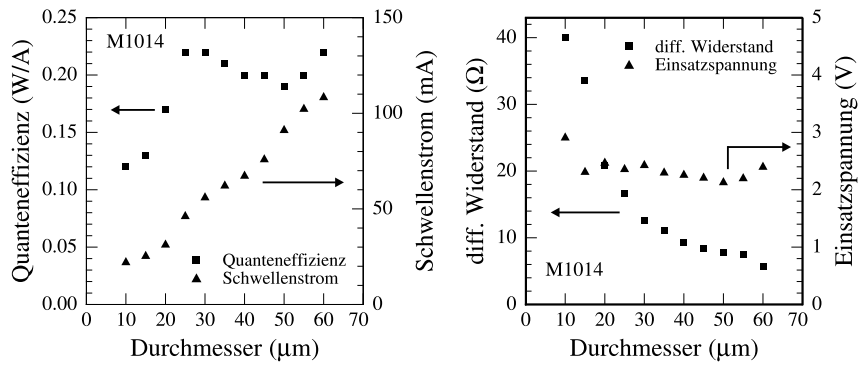
**Abbildung 7.19:** Lichtleistungs- und elektrische Kennlinien sowie Spektrum eines 60  $\mu\text{m}$  großen VCSELs der Probe M1014

Spektrometers keine Aussage machen, aber es liegt sicherlich bei dieser Größe noch keine transversal monomodige Emission vor.

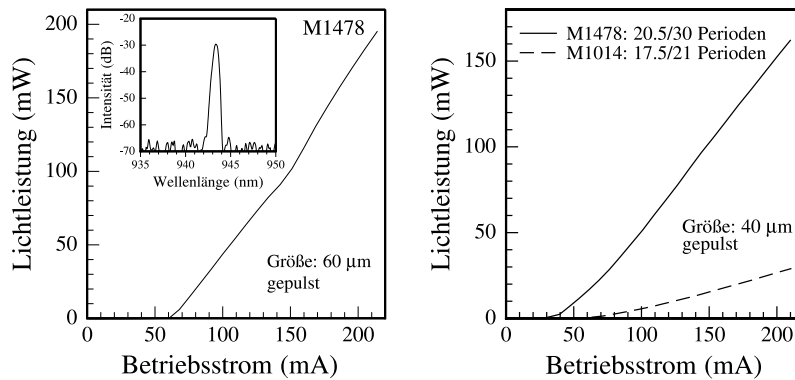
Betrachtet man die in Abb. 7.20 gezeigte Übersicht über Schwellenstrom, Quanteneffizienz, differentiellen Widerstand und Einsatzspannung für die verschiedenen VCSEL-Größen, dann erkennt man im linken Bild, dass der Schwellenstrom erwartungsgemäß mit der Größe zunimmt, während die Quanteneffizienz bis zu einer Größe von 25  $\mu\text{m}$  ansteigt und dann sättigt. Dieses Verhalten wird verursacht von Verlusten infolge von Oberflächenrekombination, die bei kleinen Durchmessern von größerer Bedeutung sind. Beim Widerstand zeigt sich ein stetiger Abfall mit der Größe gemäß  $R = \rho \frac{L}{A}$ , da die Querschnittsfläche zunimmt, während die Einsatzspannung, die sich nach  $R = \frac{U}{I}$  analog verhalten sollte, weitgehend konstant bleibt.

Bei den VCSELn der Probe M1478 war wegen der von 17.5/21 auf 20.5/30 erhöhten Anzahl der Perioden und damit der Reflektivität ein Anstieg der Quanteneffizienz, zumal der Aufbau in der Literatur für Hochleistungs-VCSEL verwendet wurde, sowie eine Absenkung der Schwellenströme zu erwarten, da auch die Breitstreifenlaser niedrigere Schwellenstromdichten (im Vergleich zur Probe M1014) aufwiesen. Die Kennlinie eines 60  $\mu\text{m}$  großen VCSELs in Abb. 7.21 (links) zeigt, dass die Erwartungen tatsächlich erfüllt wurden. Der Schwellenstrom ist hier auf 60 % von 104 auf 65 mA abgesunken, während die Quanteneffizienz bei gleicher Bauteildimension von 0.23 auf 0.86 W/A angestiegen ist. Der gezeigte VCSEL emittiert bei 943 nm. Noch deutlicher wird die Verbesserung der Eigenschaften, wenn man die Kennlinien zweier Bauteile direkt vergleicht, wie es in Abb. 7.21 (rechts) gemacht ist. Verglichen sind hier die Kennlinien von 40  $\mu\text{m}$  großen VCSELn der beiden Proben. Das Bauteil der Probe M1014 weist einen Schwellenstrom von 67.9





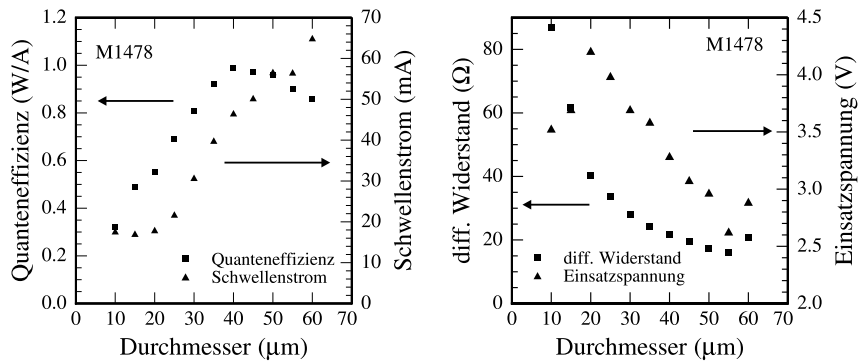
**Abbildung 7.20:** Übersicht über Schwellenstrom, Quanteneffizienz, differentiellen Widerstand und Einsatzspannung für die VCSEL der Probe M1014



**Abbildung 7.21:** Kennlinie eines 60 µm großen VCSELs der Probe M1478 (links) und Vergleich von 40 µm großen VCSELn der Proben M1478 und M1014

mA und eine Quanteneffizienz von 0,20 W/A auf, während der VCSEL der Probe M1478 einen Schwellenstrom von 46,6 mA und einen Wirkungsgrad von 0,99 W/A hat.

Schaut man sich nun auch für diese Probe die Übersicht über die Bauteildaten in Abb. 7.22 an, dann stellt man fest, dass der Wirkungsgrad von 0,99 W/A bei einer Größe von 40 µm der maximale Wert ist, während er zu kleineren Größen hin aufgrund der schon erwähnten Verluste durch Oberflächenrekombination abfällt. Auch für Durchmesser größer als 40 µm zeigt sich hier ein Abfall, der vermutlich in Zusammenhang mit erhöhten Verlusten aufgrund der nun größeren thermischen Belastung gesehen werden muss. Der Schwellenstrom steigt auch hier erwartungsgemäß stetig mit größer werdender zu pumpender Fläche an. Wie in der rechten Auftragung zu erkennen ist, verhalten sich bei dieser Probe sowohl differentieller Widerstand als auch Einsatzspannung entsprechend

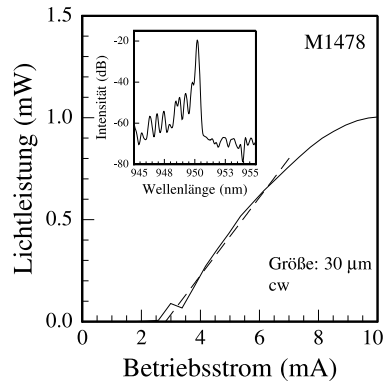


**Abbildung 7.22:** Übersicht über Schwellenstrom, Quanteneffizienz, differentiellen Widerstand und Einsatzspannung für die VCSEL der Probe M1478

dem Ohmschen Gesetz: Die Werte nehmen stetig mit zunehmender Größe ab, wobei die einzelnen Werte, vor allem der Widerstand, leicht höher sind als bei der Probe M1014, was mit der größeren Periodenanzahl zusammenhängen könnte, da jeder Übergang einen Beitrag zum gesamten Spannungsabfall liefert.

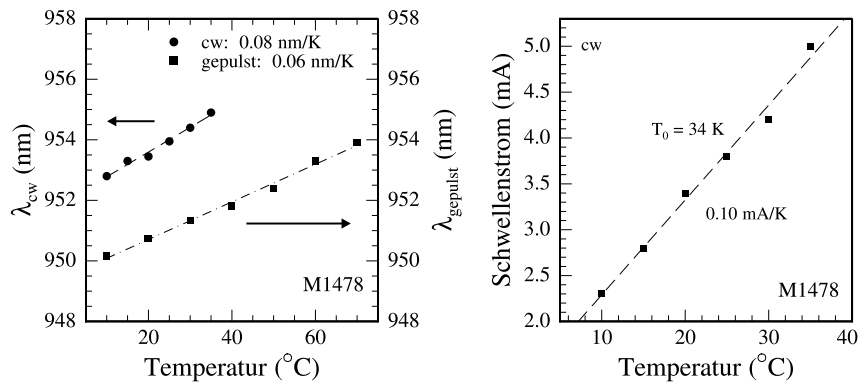
### 7.3.3 Charakterisierung im Dauerstrichbetrieb

Um die VCSEL auch im Dauerstrich betreiben zu können, wurde ein Probenstück mit der Maske mit 30, 60 und 90 µm großen Strukturen versehen, und nach dem Trockenätzschritt, wie in Abschnitt 7.2 beschrieben wurde, so lange oxidiert, bis eine Oxidationstiefe von 12 µm erreicht war, so dass bei den 30 µm großen Strukturen nur noch ein Bereich von 6 µm Durchmesser für den Stromfluss offen ist. Bei diesem Durchmesser ist sowohl transversale Monomodigkeit als auch ein niedriger Schwellenstrom zu erwarten, der aufgrund der nach  $P = RI^2$  geringeren Probenerwärmung einen Betrieb im Dauerstrich ermöglichen sollte. Da bei den 60 und 90 µm großen Strukturen der Aperturdurchmesser und damit auch der Schwellenstrom entsprechend größer ist, sind diese nach wie vor nur gepulst zu betreiben. In Abb. 7.23 ist eine Lichtleistungskennlinie mit Spektrum eines 30 µm großen VCSELs mit 6 µm Apertur gezeigt. Alle im Dauerstrichbetrieb charakterisierten VCSEL der Probe M1478 wiesen im Kennlinienbereich knapp oberhalb der Schwelle ein Artefakt auf, das während der Messung nicht zu beseitigen war. Der Schwellenstrom wurde mittels Anpassung einer Gerade an die Messdaten ermittelt, die in der Abbildung als gestrichelte Linie eingezeichnet ist. Für das gezeigte Bauteil liegt der Schwellenstrom bei 2.8 mA und die externe Quanteneffizienz bei 0.19 W/A. Zum Vergleich ist die Quanteneffizienz des gleichen Bauteils im gepulsten Betrieb mit 0.57 W/A etwa dreimal so hoch, was auf die



**Abbildung 7.23:** Lichtleistungskennlinie eines 30  $\mu\text{m}$  großen VCSELs mit Oxidapertur im Dauerstrichbetrieb

massive Erwärmung hindeutet. Auch die Emissionswellenlänge ist mit 950 nm gegenüber dem Wert im gepulsten Betrieb (943 nm) rotverschoben, was auch eine Folge der internen Erwärmung ist. Diese ist neben der nun kontinuierlichen Stromzuführung ursächlich verknüpft mit dem auf 60  $\Omega$  angestiegenen Widerstand. Die Erwärmung ist auch dafür verantwortlich, dass mit dem Bauteil nur eine Leistung von 1 mW zu erzielen ist, bevor eine thermische Sättigung eintritt. Abhilfe könnte hier sicherlich das Aufkleben der Epitaxiesseite der Probe auf eine Wärmesenke schaffen, wie es in Abb. 7.5 skizziert ist. Im



**Abbildung 7.24:** Temperaturabhängigkeit der Emissionswellenlänge im gepulsten und im Dauerstrichbetrieb (links) sowie des Schwellenstroms im Dauerstrichbetrieb (rechts)

Dauerstrichbetrieb funktionieren die Bauteile mit 6  $\mu\text{m}$  Apertur bis 35  $^{\circ}\text{C}$ , während im gepulsten Betrieb mit 30  $\mu\text{s}$  Pulsabstand bei 300 ns Pulsdauer (normalerweise wird mit 1 ms Pulsabstand und 300 ns Pulsdauer gemessen) bis 70  $^{\circ}\text{C}$  Laserbetrieb zu beobach-

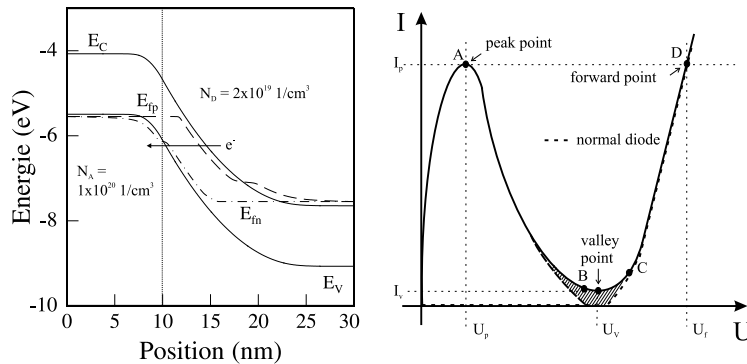
ten ist. Wie aus Abb. 7.24 zu entnehmen ist, ist sowohl das Niveau der Wellenlängen an sich als auch die Temperaturverschiebung mit 0.08 nm/K erwärmungsbedingt im Dauerstrichbetrieb höher als im gepulsten Betrieb (0.06 nm/K). Ein weiteres klares Indiz für die starke Erwärmung der Probe liefert die Temperaturabhängigkeit des Schwellenstroms. Dieser steigt im Bereich von 10 °C bis 35 °C auf mehr als das Doppelte an, und es ergibt sich ein  $T_0$ -Wert von 34 K.

Zu QPt-VCSELn im Wellenlängenbereich um 1  $\mu\text{m}$  gibt es nur bis zum Jahr 2000 Publikationen. Allerdings ist die Vergleichbarkeit mit den hier vorgestellten VCSELn nur eingeschränkt gegeben, da die publizierten VCSEL als oberen DBR einen dielektrischen Spiegel haben und die Zuführung der Löcher per Intracavity-Kontakt erfolgt. Außerdem wurde in diesen Strukturen nur eine QPt-Schicht verwendet, und es war wegen der größeren Reflektivität und der sehr viel niedrigeren Absorption durch freie Ladungsträger Laserbetrieb auf dem Grundzustand möglich. Für VCSEL mit 6  $\mu\text{m}$  großer Apertur wird in den Publikationen ein Schwellenstrom von 1 mA bei einer Quanteneffizienz von 0.2 W/A angegeben [Zou99][Huf98b]. Zum Vergleich: Der in Abb. 7.23 gezeigte VCSEL hat einen Schwellenstrom von 2.8 mA bzw. eine Schwellenstromdichte von 990 A/cm<sup>2</sup> (Literatur: 354 A/cm<sup>2</sup>) und eine Quanteneffizienz von 0.19 W/A. Berücksichtigt man den Anstieg des Schwellenstroms infolge der Sättigung des Grundzustandes, dann sind die Werte in etwa vergleichbar.

## 7.4 Alternative Vorschläge für den Aufbau von VCSEL-Strukturen

Wie in den vergangenen Abschnitten klar geworden ist, stellt die Absorption durch freie Ladungsträger in den Spiegeln eines VCSELs ein großes Problem dar. Möchte man VCSEL bei 1.3  $\mu\text{m}$  realisieren, dann erscheint dieses Vorhaben mit dotierten Spiegeln fast unmachbar. Denn für den Fall von 1.3  $\mu\text{m}$ -QPten ist das Funktionieren eines VCSELs bei einer optischen Verstärkung von 17 1/cm (6 DWELLS) und einer Absorption von etwa 30 1/cm ausgeschlossen. Man müsste also erheblich mehr QPt-Schichten in die Kavität, die dann auch erheblich dicker sein müsste, integrieren, um ausreichend optische Verstärkung zu erhalten. Dabei stößt man auf das Problem, dass in einer solch dicken Kavität der Ladungsträgertransport nur noch mithilfe von Modulationsdotierung in den Knoten des elektrischen Feldes gewährleistet werden kann. Außerdem kann es durch die Gesamtverspannung, die durch die große Zahl der QPt-Schichten erzeugt wird, zur Aufrauhung kommen. Jedoch ist auch bei 1.3  $\mu\text{m}$  VCSELn auf GaInAsN-Basis die Absorption ein kritischer Punkt, da auch hier die optische Verstärkung nicht beliebig hoch ist. Um

die p-Dotierung im oberen DBR zu umgehen, hat man die Möglichkeit, eine Tunneldiode einzusetzen. Dabei fügt man in die erste GaAs-Spiegelschicht nach der Kavität (in Wachstumsrichtung) eine Tunneldiode bestehend aus hochdotiertem p-GaAs und hochdotiertem n-GaAs ein. Der restliche obere DBR wird n-dotiert. Die vom p-Kontakt her injizierten Elektronen werden dann in der Tunneldiode vor der Kavität in Löcher umgewandelt. Da die Absorption durch freie Ladungsträger in n-dotiertem Material deutlich geringer ist als in p-dotiertem kann man dadurch die Verluste deutlich verringern. Dieses Verfahren wurde bei den veröffentlichten Nitrid-basierten VCSELn mit dotierten Spiegeln angewendet (z.B. [Cho00]).

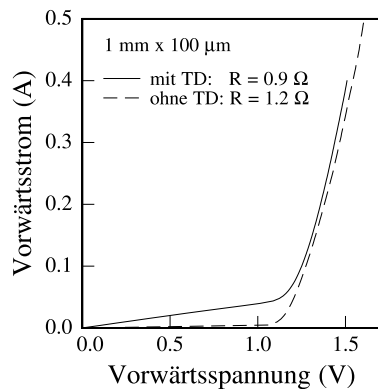


**Abbildung 7.25:** Bänderschema (links) und theoretische Kennlinie (rechts) einer Tunneldiode

In der Praxis kann man eine Tunneldiode z.B. herstellen, in dem man 10 nm p-GaAs mit einer Dotierkonzentration von  $1 \times 10^{20} \text{ 1/cm}^3$  und 20 nm n-GaAs mit einer Konzentration von  $2 \times 10^{19} \text{ 1/cm}^3$  wächst. Auf der linken Seite der Abb. 7.25 ist das Bänderschema bei angelegter Vorwärtsspannung einer solchen Struktur gezeigt. Die Spannung bewirkt eine Bandverbiegung. Sobald diese so stark ist, dass sich das Leitungsband im n-Bereich und das Valenzband im p-Bereich gegenüber liegen, dann können Elektronen in das Valenzband tunneln, wo sie sich als Löcher weiterbewegen. Dieses Verhalten lässt sich auch aus der typischen Kennlinie einer Tunneldiode ablesen: Erhöht man die Spannung, dann steigt zunächst der Strom an, bis die Bandverbiegung so groß ist, dass Tunneln möglich wird. Ab diesem Punkt fällt der Strom bis auf ein Minimum ab, und danach gleicht die Kennlinie der einer gewöhnlichen p-i-n-Diode (siehe Abb. 7.25 rechts).

Um die Eigenschaften von Strukturen mit einer solchen Tunneldiode zu testen und um die elektrischen Daten zu optimieren, wurden Teststrukturen bestehend aus n-dotierter Pufferschicht, einem intrinsischen Bereich, einer Tunneldiode (wie vorher beschrieben)

und einer n-dotierten Deckschicht und zum Vergleich eine Struktur mit n-dotierter Pufferschicht, intrinsischem Bereich und p-dotierter Deckschicht hergestellt. Die p-Dotierung wurde dabei mit Beryllium vorgenommen, da mit der in der verwendeten MBE-Anlage eingebauten Kohlenstoff-Quelle keine ausreichend hohen Dotierkonzentrationen zu erzielen waren. Um die Dotierkonzentration von  $2 \times 10^{19} \text{ 1/cm}^3$  mit Silizium zu realisieren, ist es notwendig, die Tunnelodiode bei sehr niedrigen Temperaturen von maximal  $470 \text{ }^\circ\text{C}$  zu wachsen, da man so die Autokompensation verhindern kann. Daher wurde bei den Teststrukturen mit Tunnelodiode diese bei  $470 \text{ }^\circ\text{C}$  und der Rest bei  $570 \text{ }^\circ\text{C}$  gewachsen. Abb. 7.26 zeigt die elektrischen Kennlinien einer Struktur mit Tunnelodiode und einer Vergleichsstruktur. Man sieht, dass die Struktur mit Tunnelodiode sogar einen etwas niedrigeren Widerstand von  $0.9 \text{ } \Omega$  gegenüber  $1.2 \text{ } \Omega$  aufweist. Die Tunnelodiode wurde sowohl in



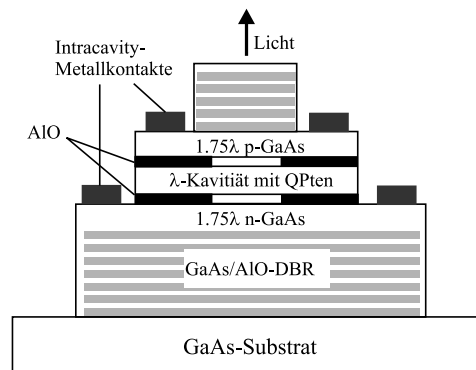
**Abbildung 7.26:** Elektrische Kennlinie einer Teststruktur mit einer Tunnelodiode und einer Vergleichsstruktur mit *p-i-n*-Übergang

kantenemittierende als auch in VCSEL-Strukturen erfolgreich eingebaut, d.h. die Strukturen haben Laserbetrieb gezeigt. Allerdings waren insbesondere die Eigenschaften der VCSEL-Struktur mit Tunnelodiode allesamt schlechter als die der Probe M1478 ohne Tunnelodiode. Daher wurde im Laufe der Arbeit dieser Ansatz nicht weiter verfolgt.

Ein weiterer Ansatz, wie man die Absorption durch freie Ladungsträger weitgehend vermeiden kann, ist die Spiegel komplett undotiert zu lassen und die Zufuhr der Ladungsträger durch Intracavity-Kontakte zu gewährleisten, wie es in Abb. 7.27 schematisch dargestellt ist. Der gezeigte Aufbau hat zusätzlich den großen Vorteil, dass hier die Spiegel aus Aluminium-Oxid und GaAs bestehen (die AlAs-Schichten werden im Prozess komplett oxidiert), woraus sich durch den großen Brechungsindexunterschied zwischen 1.6 (AlO) und 3.5 (GaAs) eine sehr große Reflektivität ergibt, obwohl die Gesamtschicht-

dicke der Struktur sehr viel kleiner ist, als bei einer herkömmlichen VCSEL-Struktur, was wiederum Material und Zeit spart. Mit dem hier gezeigten Aufbau wurden bereits  $1.3 \mu\text{m}$  QPt-VCSEL hergestellt [Lot00]. Dabei wurden 7.5 Perioden im unteren und 5 Perioden im oberen DBR verwendet. Die Kontaktschichten waren  $1.75 \lambda$  dick und jeweils mit  $1 \times 10^{18} \text{ 1/cm}^3$  dotiert. In der  $\lambda$ -Kavität befanden sich drei QPt-Schichten. Zusammen mit den beiden Kontaktschichten ergibt sich insgesamt eine Kavität von  $4.5 \lambda$  Dicke. Nach (7.1) kann man abschätzen, dass für diesen Aufbau eine optische Verstärkung von etwa  $10 \text{ 1/cm}$  notwendig ist. Da die in dieser Arbeit vorgestellten DWELLS pro Schicht nur eine Verstärkung von  $2.8 \text{ 1/cm}$  aufweisen, wären hier drei Schichten nicht genug. Jedoch kann man unter der Bedingung, dass die aktive Zone sich innerhalb von  $80 \%$  des Intensitätsmaximums befindet, noch zusätzliche QPt-Schichten einbauen, was in diesem Fall ohne weiteres möglich wäre.

Zusammenfassend kann man also sagen, dass der in Abb. 7.27 skizzierte Ansatz für die Realisierung von  $1.3 \mu\text{m}$  QPt-VCSELn der vielversprechendste zu sein scheint und zusätzlich noch den Vorteil hoher Material- und Zeitersparnis bietet, wenn auch die Prozessierung etwas anspruchsvoller als im Fall von VCSELn mit dotierten Spiegeln sein dürfte.



**Abbildung 7.27:** Schematischer Aufbau einer VCSEL-Struktur mit AIO/GaAs-DBRs und zwei Intracavity-Kontakten (nach [Lot00])





## Anhang A: verwendete Abkürzungen

AR	antireflektierend (antireflective)
BCB	Benzocyclobutene
cw	continuous wave
DBR	Distributed Bragg Reflector
DFB	Distributed Feedback
DWDM	Dense Wavelength Division Multiplexing
DWELL	Dots in a Well
ECR-RIE	Electron Cyclotron Resonance Reactive Ion Etching
EL	Elektrolumineszenz
GRIN SCH	Graded Index Separate Confinement Heterostructure
HR	hochreflektierend (highly reflective)
LAN	Local Area Network
LN <sub>2</sub>	Liquid Nitrogen
MBE	Molecular Beam Epitaxy
MEE	Migration Enhanced Epitaxy
MOCVD	Metal-organic chemical vapor deposition
PL	Photolumineszenz
QF	Quantenfilm
QPt	Quantenpunkt
RIN	Relative Intensity Noise
SEM	Scanning Electron Microscope
SMSR	Side Mode Suppression Ratio
TEM	Transmission Electron Microscope
VCSEL	Vertical Cavity Surface Emitting Laser



# Anhang B: Probenaufbau

## DWELL-Laserstrukturen:

Pufferschicht	300 nm GaAs
untere Mantelschicht	$4 \times 20$ nm $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ , 5 nm GaAs 600 nm $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ $3 \times 20$ nm $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ , 3 nm GaAs 600 nm $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ $3 \times 20$ nm $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ , 2 nm GaAs 400 nm $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$
Wellenleiter	$10 \times 0.20$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (30 % Al) $10 \times 0.36$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (28 % Al) $10 \times 0.54$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (26 % Al) $10 \times 0.75$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (24 % Al) $10 \times 1.14$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (21 % Al) $10 \times 1.67$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (18 % Al) $10 \times 2.40$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (15 % Al) 50 nm GaAs
aktive Zone	$x$ nm $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$ 2.4 ML InAs 5 nm $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$
$5 \times$	$y$ nm GaAs $x$ nm $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$ 2.4 ML InAs 5 nm $\text{Ga}_{0.85}\text{In}_{0.15}\text{As}$
Wellenleiter	50 nm GaAs $10 \times 2.40$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (15 % Al) $10 \times 1.67$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (18 % Al) $10 \times 1.14$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (21 % Al) $10 \times 0.75$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (24 % Al) $10 \times 0.54$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (26 % Al) $10 \times 0.36$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (28 % Al) $10 \times 0.20$ nm GaAs, 2 nm $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ (30 % Al)
obere Mantelschicht	1700 nm $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$
Deckschicht	100 nm GaAs
M709:	$x = 5, y = 50$
M1022:	$x = 5, y = 40$
M1029:	$x = 1, y = 30$

**Mikroresonatorstrukturen:****M1204**

Pufferschicht	400 nm GaAs
unterer DBR: 23 x	81 nm AlAs 67 nm GaAs
	82 nm AlAs
Kavität	133 nm GaAs
aktive Schicht: 7 x	0.1 nm Ga <sub>0.85</sub> In <sub>0.15</sub> As, 0.07 nm InAs 133 nm GaAs
oberer DBR: 20 x	81 nm AlAs 67 nm GaAs

**M1393**

Pufferschicht	400 nm GaAs
unterer DBR: 23 x	85 nm AlAs 73 nm GaAs
	82 nm AlAs
Kavität	143 nm GaAs
aktive Schicht: 20 x	0.04 nm In, 1 s As, 0.08 nm Ga, 1 s As 143 nm GaAs
oberer DBR: 20 x	85 nm AlAs 73 nm GaAs

## VCSEL-Strukturen

## M1014

Pufferschicht	400 nm 18 nm AlAs/GaAs Grading
unterer DBR: 17 ×	63 nm AlAs 18 nm AlAs/GaAs Grading 56 nm GaAs 18 nm AlAs/GaAs Grading 63 nm AlAs
Kavität	18 nm AlAs/GaAs Grading 120 nm GaAs
7 ×	0.1 nm Ga <sub>0.85</sub> In <sub>0.15</sub> As, 0.07 nm InAs 20 nm GaAs
7 ×	0.1 nm Ga <sub>0.85</sub> In <sub>0.15</sub> As, 0.07 nm InAs 120 nm GaAs 18 nm AlAs/GaAs Grading
oberer DBR: 21 ×	63 nm AlAs 18 nm AlAs/GaAs Grading 56 nm GaAs 18 nm AlAs/GaAs Grading
Phasenanpassung	40 nm GaAs
Grading (GaAs → AlAs)	0.2 nm AlAs, 1.8 nm GaAs (10 % Al) 0.4 nm AlAs, 1.6 nm GaAs (20 % Al) 0.6 nm AlAs, 1.4 nm GaAs (30 % Al) 0.8 nm AlAs, 1.2 nm GaAs (40 % Al) 1.0 nm AlAs, 1.0 nm GaAs (50 % Al) 1.2 nm AlAs, 0.8 nm GaAs (60 % Al) 1.4 nm AlAs, 0.6 nm GaAs (70 % Al) 1.6 nm AlAs, 0.4 nm GaAs (80 % Al) 1.8 nm AlAs, 0.2 nm GaAs (90 % Al)

## M1478

Pufferschicht	400 nm 18 nm AlAs/Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As/GaAs Grading
unterer DBR: 20 ×	67 nm Al <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As 18 nm AlAs/Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As/GaAs Grading 59 nm GaAs 18 nm AlAs/Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As/GaAs Grading
Aperturschicht	37 nm Al <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As 30 nm AlAs
Kavität	18 nm AlAs/Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As/GaAs Grading 125 nm GaAs
7 ×	0.1 nm Ga <sub>0.85</sub> In <sub>0.15</sub> As, 0.07 nm InAs 20 nm GaAs
7 ×	0.1 nm Ga <sub>0.85</sub> In <sub>0.15</sub> As, 0.07 nm InAs 125 nm GaAs 18 nm AlAs/Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As/GaAs Grading
oberer DBR:	30 nm AlAs 37 nm Al <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As 18 nm AlAs/Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As/GaAs Grading 59 nm GaAs 18 nm AlAs/Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As/GaAs Grading
29 ×	67 nm Al <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As 18 nm AlAs/Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As/GaAs Grading 59 nm GaAs 18 nm AlAs/Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As/GaAs Grading
Phasen Anpassung	43 nm GaAs
Grading (GaAs → Al <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As)	1.44 nm Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As, 0.56 nm GaAs (23.8 % Al) 0.79 nm AlAs, 1.21 nm GaAs (39.5 % Al) 0.9 nm AlAs, 1.1 nm GaAs (45.0 % Al) 1.1 nm AlAs, 0.9 nm GaAs (55.1 % Al) 1.28 nm AlAs, 0.72 nm GaAs (63.8 % Al) 0.33 nm AlAs, 1.67 nm Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As (72.5 % Al) 0.87 nm AlAs, 1.13 nm Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As (81.3 % Al) 1.32 nm AlAs, 0.68 nm Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As (88.8 % Al) 1.62 nm AlAs, 0.38 nm Al <sub>0.33</sub> Ga <sub>0.67</sub> As (93.8 % Al)

# Literaturverzeichnis

- [Ada93] S. Adachi (Ed.), *Properties of Aluminum Gallium Arsenide*, INSPEC Short Run Press Ltd. (1993)
- [Ara82] Y. Arakawa, H. Sakaki, *Appl. Phys. Lett.* **40**, 939 (1982)
- [Ara86] Y. Arakawa, A. Yariv, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 1887 (1986)
- [Art68] J. R. Arthur, *J. Appl. Phys.* **39**, 4032 (1968)
- [Asa86] M. Asada, Y. Miyamoto, Y. Suematsu, *IEEE J. Quantum Electron.* **22**, 1915 (1986)
- [Asa89] M. Asada, *IEEE J. Quantum Electron.* **25**, 2019 (1989)
- [Asr96] L. V. Asryan, R. A. Suris, *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 554 (1996)
- [Asr97a] L. V. Asryan, R. A. Suris, *Electron. Lett.* **33**, 1871 (1997)
- [Asr97b] L. V. Asryan, R. A. Suris, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.* **3**, 148 (1997)
- [Bal00] M. Balkanski, R. F. Wallis, *Semiconductor Physics and Applications*, Oxford University Press, New York 2000
- [Bat03] P. Bhattacharya, S. Ghosh, S. Pradhan, J. Singh, Z. Wu, J. Urayama, K. Kim, T. B. Norris, *IEEE J. Quantum Electron.* **39**, 952 (2003)
- [Bay01] M. Bayer, T. L. Reinecke, F. Weidner, A. Larionov, A. McDonald, A. Forchel, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3168 (2001)
- [Ble86] M. Bleicher, *Halbleiter-Optoelektronik*, Hüthig, Heidelberg 1986
- [Bor00] B. Borchert, A. Y. Egorov, S. Illek, S. H. Riechert, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **12**, 597 (2000)
- [Bry93] G. W. Bryant, *Phys. Rev. B* **47**, 1683 (1993)
- [Cas74] H. C. Casey, D. D. Sell, K. W. Wecht, *J. Appl. Phys.* **46**, 250 (1974)

- [Cho00] K. D. Choquette, J. F. Klem, A. J. Fischer, O. Blum, A. A. Allerman, I. J. Fritz, S. R. Kurtz, W. G. Breiland, R. Sieg, K. M. Geib, J. W. Scott, R. L. Naone, *Electron. Lett.* **36**, 1388 (2000)
- [Col95] L. A. Coldren, S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, John Wiley & Sons, New York, 1995
- [Der98] D. Derickson, *Fiber Optic Test and Measurement*, Hewlett Packard Professional Book, Prentice Hall, New Jersey, 1998
- [Dik04] A. A. Dikshit, J. M. Pikal, *IEEE J. Quantum Electron.* **40**, 105 (2004)
- [Ebe92] K. J. Ebeling, *Integrierte Optoelektronik: Wellenleiteroptik, Photonik, Halbleiter*, Springer-Verlag, Berlin, 1992
- [Fis00] M. Fischer, M. Reinhardt, A. Forchel, *Electron. Lett.* **77**, 1208 (2000)
- [Fis02] M. Fischer, *Wachstum und Charakterisierung von kanten- und vertikalemittierenden Laserstrukturen im GaInAsN-Materialsystem*, Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Würzburg, 2002
- [Foc28] V. Fock, *Z. Phys.* **77**, 446 (1928)
- [Fra98] D. Francis, H.-L. Chen, W. Yuen, G. Li, C. Chang-Hasnain, *Electron. Lett.* **34**, 2132 (1998)
- [Fuk99] M. Fukuda, *Optical Semiconductor Devices*, Wiley and Sons, New York, 1999
- [Gee91] R. Geels, S. Corzine, L. Coldren, *J. Quantum Electron.* **27**, 1359 (1991)
- [Gho02] S. Ghosh, S. Pradhan, P. Bhattacharya, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 3055 (2002)
- [Gra98] M. Grabherr, R. Jäger, M. Miller, C. Thalmaier, J. Heerlein, R. Michalzik, K. J. Ebeling, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **10**, 1061 (1998)
- [Gra99] M. Grabherr, M. Miller, R. Jäger, R. Michalzik, U. Martin, H. Unold, K.J. Ebeling, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* **5**, 495 (1999)
- [Hal62] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, R. O. Carlson, *Phys. Rev. Lett.* **9**, 366 (1962)
- [Her86] M. A. Herman, *Semiconductor Superlattices*, Akademie-Verlag, Berlin (1986)
- [Hol62] N. Holonyak, S. F. Bevacqua, *Appl. Phys. Lett.* **1**, 82 (1962)



- [Hor86] Y. Horikoshi, M. Kawashima, H. Yamaguchi, Jpn. J. Appl. Phys. **25**, L868 (1986)
- [Huf94] D. L. Huffaker, D. G. Deppe, K. Kumar, T. J. Rogers, Appl. Phys. Lett. **65**, 97 (1994)
- [Huf98] D. L. Huffaker, G. Park, Z. Zou, O. B. Shchekin, D. G. Deppe, Appl. Phys. Lett. **73**, 2564 (1998)
- [Huf98b] D. L. Huffaker, H. Deng, D. G. Deppe, IEEE Phot. Technol. Lett. **10**, 185 (1998)
- [Jac98] L. Jacak, P. Hawrylak, A. Wójs, *Quantum Dots*, Springer-Verlag, Warschau, 1998
- [Joy97] B. A. Joyce, J. L. Sudijono, J. G. Belk, H. Yamaguchi, X. M. Zhang, H. T. Dobbs, A. Zangwill, D. D. Vvedensky, T. S. Jones, Jpn. J. Appl. Phys. **36**, 4111 (1997)
- [Kai04] S. Kaiser, *Einzelquantenpunktspektroskopie von III/V-Mikroresonatoren und Halbleiterstrukturen*, Dissertation, Universität Würzburg, 2004
- [Kam96] K. Kamath, P. Bhattacharya, T. Sosnowski, T. Norris, J. Philips, Electron. Lett. **32**, 1374 (1996)
- [Kam97] K. Kamath, P. Bhattacharya, J. Philips, J. Cryst. Growth **175/176**, 720 (1997)
- [Kam99] M. Kamp, J. Hofmann, F. Schäfer, A. Forchel, and J. P. Reithmaier, Appl. Phys. Lett., **74**, 483 (1999)
- [Kim03] K. Kim, T. B. Norris, S. Ghosh, J. Singh, P. Bhattacharya, Appl. Phys. Lett. **82**, 1959 (2003)
- [Kim04] S. M. Kim, Y. Wang, M. Keever, J. S. Harris, IEEE Phot. Technol. Lett. **16**, 377 (2004)
- [Kir94] N. Kirstaedter, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, S. S. Ruvimov, M. V. Maximov, P. S. Kop'ev, Z. I. Alfërov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich, Electron. Lett. **30**, 1417 (1994)
- [Klo99] F. Klopf, *Selbstorganisiertes Wachstum von (Ga)InAs/GaAs-Quantenpunktschichten und deren Einsatz in Quantenpunktlasern*, Diplomarbeit, Universität Würzburg, 1999
- [Klo02] F. Klopf, S. Deubert, J. P. Reithmaier, A. Forchel, Appl. Phys. Lett. **81**, 217 (2002)
- [Kor00] E. Korutcheva, A. M. Turiel, I. Markov, Phys. Rev. B **61**, 16890 (2000)

- [Kov99] A. R. Kovsh, A. E. Zhukov, A. Yu. Egorov, V. M. Ustinov, Yu. M. Shernyakov, M. V. Maximov, V. V. Volovik, A. F. Tsatsul'nikov, Yu. V. Musikhin, N. N. Ledentsov, P. S. Kop'ev, D. Bimberg, Zh. I. Alfërov, *J. Cryst. Growth* **201/202**, 1117 (1999)
- [Kre01] R. Krebs, *Wachstum und Charakterisierung von InAs/GaInAs-Quantenpunktlasern für die Telekommunikation*, Diplomarbeit, Universität Würzburg, 2001
- [Kre03] R. Krebs, S. Deubert, J. P. Reithmaier, A. Forchel, *J. Cryst. Growth* **251**, 742 (2003)
- [Kur93] K. Kurihara, T. Numai, I. Ogura, A. Yasuda, M. Sugimoto, K. Kasahara, *J. Appl. Phys.* **73**, 21 (1993)
- [Laz01] O. L. Lazarenkova, A. A. Balandin, *J. Appl. Phys.* **89**, 5509 (2001)
- [Led96] N. N. Ledentsov, V. A. Shchukin, M. Grundmann, N. Kirstaedter, J. Böhrer, O. Schmidt, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, A. E. Zhukov, P. S. Kop'ev, S. V. Zaitsev, N. Yu. Gordeev, Zh. I. Alfërov, A. I. Borovkov, A. O. Kosogov, S. S. Ruvimov, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich, *Phys. Rev. B* **54**, 8743 (1996)
- [Les99] L. F. Lester, A. Stintz, H. Li, T. C. Newell, E. A. Pease, B. A. Fuchs, K. J. Malloy, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **11**, 931 (1999)
- [Lev96] M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur, *Handbook Series on semiconductor parameters Vol. 1+2*, World Scientific, Singapur 1996
- [Liu99] G. T. Liu, A. Stintz, H. Li, K. J. Malloy, L. F. Lester, *Electron. Lett.* **35**, 1163 (1999)
- [Liu00] G. T. Liu, A. Stintz, H. Li, T. C. Newell, A. L. Gray, P. M. Varangis, K. J. Malloy, L. F. Lester, *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 1272 (2000)
- [Liu01] G. T. Liu, X. Jin, S. L. Chuang, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **13**, 430 (2001)
- [Lot00] J. A. Lott, N. N. Ledentsov, V. M. Ustinov, N. A. Maleev, A. E. Zhukov, A. R. Kovsh, M. V. Maximov, B. V. Volovik, Zh. I. Alfërov, D. Bimberg, *Electron. Lett.* **36**, 1384 (2000)
- [Lüt00] N. Lütkenhaus, *Phys. Rev. A* **61**, 052304 (2000)
- [Mar03] I. P. Marko, A. D. Andreev, A. R. Adams, R. Krebs, J. P. Reithmaier, A. Forchel, *J. Sel. Top. Quantum Electron.* **9**, 1300 (2003)

- 
- [Mas02] Y. Masumoto, T. Takagahara, *Semiconductor Quantum Dots*, Springer-Verlag, Berlin 2002
- [Mir96] R. Mirin, A. Gossard, J. Bowers, *Electron. Lett.* **32**, 1732 (1996)
- [Miy89] Y. Miyamoto, Y. Miyake, M. Asada, Y. Suematsu, *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 2001 (1989)
- [Moi94] J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. André, O. Vatel, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 196 (1994)
- [Mos91] A. Moser, A. Oosenburg, E. E. Latta, Th. Forster, M. Gasser, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2642 (1991)
- [Muk98] I. Mukhametzhanov, R. Heitz, J. Zeng, P. Chen, A. Madhukar, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1841 (1998)
- [Muk99] K. Mukai, Y. Nakata, K. Otsubo, M. Sugawara, N. Yokoyama, H. Ishikawa, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **11**, 1041 (1999)
- [Muk00a] K. Mukai, Y. Nakata, K. Otsubo, M. Sugawara, N. Yokoyama, H. Ishikawa, *IEEE J. Quantum Electron.* **36**, 472 (2000)
- [Nat62] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill, G. Lasher, *Appl. Phys. Lett.* **1**, 62 (1962)
- [New99] T. C. Newell, D. J. Bossert, A. Stintz, B. Fuchs, K. J. Malloy, L. F. Lester, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **11**, 1527 (1999)
- [Nic95] H. Nickel, *J. Appl. Phys.* **78**, 5201 (1995)
- [Ohn96] B. Ohnesorge, M. Albrecht, J. Oshinowo, A. Forchel, Y. Arakawa, *Phys. Rev. B* **54**, 11532 (1996)
- [Ost97] A. Oster, G. Ebert, H. Wenzel, *Electron. Lett.* **28**, Nr. 10 (1997)
- [Ots96] N. Otsuka, M. Kito, M. Ishino, Y. Matsui, *IEEE J. Quantum Electron.* **32**, 1230 (1996)
- [Par99] G. Park, O. B. Shchekin, S. Csutak, D. L. Huffaker, D. G. Deppe, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 3267 (1999)
- [Pel02] M. Pelton, C. Santori, J. Vuckovic, B. Zhang, G. S. Solomon, J. Plant, Y. Yamamoto, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 233602 (2002)

- [Pet93] M. G. Peters, B. J. Thibault, D. B. Young, J. W. Scott, F. H. Peters, A. C. Gossard, L. A. Coldren, *Appl. Phys. Lett.* **63**, 3411 (1993)
- [Pet94] P. M. Petroff, S. P. Denbaars, *Superlattices and Microstructures*, **15**, 15 (1994)
- [Qui62] T. M. Quist, R. Rediker, R. J. Keyes, W. E. Krag, B. Lax, A. L. McWhorter, H. J. Zeigler, *Appl. Phys. Lett.* **1**, 91 (1962)
- [Ray96] S. Raymond, S. Fafard, P. J. Poole, A. Wojs, P. Hawrylak, S. Charbonneau, D. Leonard, R. Leon, M. Petroff, J. L. Merz, *Phys. Rev B* **54**, 11548 (1996)
- [Ray00] S. Raymond, K. Hinzer, S. Fafard, J. L. Merz, *Phys. Rev. B* **61**, R16331 (2000)
- [Rei90] J. P. Reithmaier, *Pseudomorphe InGaAs/Ga(Al)As Heterostrukturen: Wachstum und Charakterisierung*, Dissertation, TU München, 1990
- [Rei92] J. P. Reithmaier, R. F. Bloom, H. P. Meier, *Appl. Phys. Lett.* **61**, 1222 (1992)
- [Röh99] M. Röhner, *Lateral strukturierte Mikroresonatoren mit Al(Ga)As/GaAs-Bragg-Reflektoren. Grundlegende optische Untersuchungen und Herstellung von Laserdioden*, Dissertation, Universität Würzburg, 1999
- [Sal95] T. E. Sale, *Vertical Cavity Surface Emitting Lasers*, John Wiley & Sons, Somerset, 1995
- [Schä98] F. Schäfer, B. Mayer, J. P. Reithmaier, A. Forchel, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 2863 (1999)
- [Schä00] F. Schäfer, *Wachstum und Charakterisierung von GaInAs/AlGaAs-Quantenfilm- und Quantenpunkt-Laserstrukturen mit kurzperiodischen Übergittern*, Dissertation, Physikalisches Institut der Universität Würzburg, 2000
- [Schu03] E. F. Schubert, *Light-Emitting Diodes*, Cambridge University Press, Cambridge, 2003
- [Sco94] J. W. Scott, B. J. Thibeault, D. B. Young, L. A. Coldren, F. H. Peters, *IEEE Phot. Technol. Lett.* **6**, 678 (1994)
- [She99] Yu. M. Shernyakov, D. A. Bedarev, E. Yu. Kondrat'eva, P. S. Kop'ev, A. R. Kovsh, N. A. Maleev, M. V. Maximov, S. S. Mikhrin, A. F. Tsatsul'nikov, V. M. Ustinov, B. V. Volovik, A. E. Zhukov, Zh. I. Alferov, N. N. Ledentsov, D. Bimberg, *Electron. Lett.* **35**, 898 (1999)

- 
- [Shch00] O. B. Shchekin, G. Park, D. L. Huffaker, D. G. Deppe, Appl. Phys. Lett. **77**, 466 (2000)
- [Shch02] O. B. Shchekin, D. G. Deppe, Appl. Phys. Lett. **80**, 3277 (2002)
- [Sho96] H. Shoji, Y. Nakata, K. Mukai, Y. Sugiyama, M. Sugawara, N. Yokoyama, H. Ishikawa, Appl. Phys. Lett. **32**, 2023 (1996)
- [Sol96] G. S. Solomon, J. A. Trezza, A. F. Marshall, J. S. Harris Jr., Phys. Rev. Lett. **76**, 952 (1996)
- [Sti99] O. Stier, M. Grundmann, D. Bimberg, Phys. Rev. B **59**, 5688 (1999)
- [Sto03] V. G. Stoleru, E. Towe **83**, 5026 (2003)
- [Str39] I. N. Stranski, L. Krastanov, Akad. Wiss. Lett. Mainz Math. Natur K1 IIb **146**, 797 (1939)
- [Tat92] M. C. Tatham, I. F. Lealman, C. P. Seltzer, L. D. Westbrook, D. M. Cooper, IEEE J. Quantum Electron. **28**, 408 (1992)
- [Ura00] J. Urayama, T. B. Norris, B. Kochman, J. Singh, P. Bhattacharya, Appl. Phys. Lett. **76**, 2394 (2000)
- [Vol96] M. Vollmer, E. J. Mayer, W. W. Rühle, A. Kurtenbach, K. Eberl, Phys. Rev. B **54**, 17292 (1996)
- [Web01] A. Weber, K. Goede, M. Grundmann, V. M. Ustinov, A. E. Zhukov, N. N. Ledentsov, P. S. Kop'ev, Z. I. Alferov, Phys. Status Solidi B **224**, 833 (2001)
- [Win96] D. W. Winston, *Physical Simulation of Optoelectronic Semiconductor Devices*, Ph. D. Thesis, University of Colorado at Boulder, 1996
- [Xie95] Q. Xie, A. Madhukar, P. Chen, N. Kobayashi, Phys. Rev. Lett. **75**, 2542 (1995)
- [Zou99] Z. Zou, D. L. Huffaker, S. Csutak, D. G. Deppe, Appl. Phys. Lett. **75**, 22 (1999)



# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen herzlich danken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. A. Forchel für die Aufnahme an den Lehrstuhl für Technische Physik mit seinen hervorragenden technologischen Möglichkeiten.

Herrn Prof. Dr. J. P. Reithmaier für die interessante Themenstellung und die Betreuung während der Erstellung dieser Arbeit. Er war immer offen für Fragen und Probleme und stand auch für weiterführende Diskussionen jederzeit bereitwillig zur Verfügung.

Frank Klopff, Stefan Deubert und Andreas Löffler für die gute Zusammenarbeit an der MCS-MBE.

Andres Sauerwald, Tilmar Kümmell und Gerd Bacher von der Universität Duisburg-Essen für die Anfertigung der TEM-Bilder.

Karl Rößner, Dirk Gollub, Martin Kamp, Bernd Mayer und Siegfried Rennon für hilfreiche Diskussionen und ihre Hilfe bei zahlreichen Problemen.

Den Mitgliedern der Opto-Gruppe für die gute Atmosphäre in der Arbeitsgruppe.

Gerhard Heller für die Hilfe bei technischen Problemen.

Den technischen Assistentinnen und Assistenten, insbesondere Adriana Wolf, Susanne Parusel, Margit Wagenbrenner, Steffen Reuß und André Riebe für die gute und unkomplizierte Zusammenarbeit.

Allen Mitarbeitern der Technischen Physik für das sehr gute Arbeitsklima und die vielen Gespräche, Tips, Anregungen und Hilfestellungen.

Meinen Eltern, ohne deren Unterstützung meine bisherige Ausbildung in Schule und Universität nicht möglich gewesen wäre.





# Lebenslauf

Roland Krebs, geboren am 02. März 1976 in Aschaffenburg

- September 1982 - Juli 1986    Grundschule Bessenbach
- September 1986 - Juni 1995    Karl-Theodor-von-Dalberg-Gymnasium  
Aschaffenburg
- September 1995 - Juni 1996    Studium der Physik an der Bayerischen  
Julius-Maximilians-Universität Würzburg
- September 1996 - Juni 1997    Grundwehrdienst in Donauwörth
- Mai 1997 - Februar 2001    Fortsetzung des Studiums der Physik an der  
Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg,  
Abschluss: Diplom (30. April 2001),  
Diplomarbeit bei Prof. Dr. J. P. Reithmaier:  
„Wachstum und Charakterisierung von 1.3  $\mu\text{m}$  InAs/  
GaInAs-Quantenpunktlasern für die Telekommuni-  
kation“
- März 2001 - November 2004    Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Lehrstuhl für  
Technische Physik der Universität Würzburg bei  
Prof. Dr. J. P. Reithmaier mit Gelegenheit zur  
Promotion



# Ehrenwörtliche Erklärung

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

Hiermit erkläre ich ehrenwörtlich, dass ich die Dissertation selbständig 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 mit dem Ziel, einen akademischen Grad zu erwerben, vorgelegt.

Am 30.4.2001 wurde mir von der Bayerischen Julius-Maximilians-Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom-Physiker (Univ.)“ verliehen.

Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 06. September 2004

Roland Krebs