

Entwurf und Charakterisierung von Quantendrahtintersubband- laserstrukturen



DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften
(Dr. rer. nat.)

der Naturwissenschaftlichen Fakultät II - Physik
der Universität Regensburg

vorgelegt von
Thomas Herrle
aus Weiden i. d. Opf.

2007

Promotionsgesuch eingereicht am 28. Februar 2007.

Promotionskolloquium am 03. Juli 2007.

Die Arbeit wurde angeleitet von Prof. Dr. Werner Wegscheider.

Prüfungsausschuss:

Vorsitzender:	Prof. Dr. Jaroslav Fabian
1. Gutachter:	Prof. Dr. Werner Wegscheider
2. Gutachter:	Prof. Dr. Sergey Ganichev
weiterer Prüfer:	Prof. Dr. Christian Back

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	III-V-Verbindungshalbleiter	5
2.1.1	Kristallstruktur	5
2.1.2	Bandstruktur	6
2.2	Halbleiterheterostrukturen	9
2.2.1	Elektronische Zustände in Quantenfilmen	11
2.2.2	Elektronische Zustände in Quantendrähten	12
2.2.3	Einfluss der Dotierung	14
2.2.4	Die elektronische Zustandsdichte	15
2.2.5	Gekoppelte Quantensysteme	15
2.3	Intersubbandübergänge in Halbleiterheterostrukturen	18
2.3.1	Spontane Photonenemission	19
2.3.2	Durch LO-Phononen induzierte Übergänge	20
2.4	Zusammenfassung	23
3	Quantenkaskadenlaser für das mittlere Infrarot	25
3.1	Funktionsweise von Quantenkaskadenlasern	25
3.2	Der Quantenkaskadenlaser nach Sirtori	27
3.2.1	Der aktive Bereich	27
3.2.2	Der Injektor	30
3.2.3	Das Prinzip der Kaskadierung	31
3.3	Die Idee eines Quantendrahtintersubbandlasers	32
3.4	Aufbau einer Quantendrahtkaskadenemitterstruktur	34
3.5	Zusammenfassung	42
4	Wellenleitung in Quantenkaskadenlaserstrukturen	43
4.1	Komplexer Brechungsindex	44
4.2	Schichtwellenleiter	46
4.3	Zweidimensionale Wellenleiterrechnungen	50
4.4	Zweidimensionale Wellenleitersimulation für einen konventionellen Quantenkaskadenlaser	52
4.5	T-förmige Wellenleiter für Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen	54
4.5.1	Der Einfluss der GaAs-Wellenleiterschichten in [001]-Richtung auf die Wellenleitereigenschaften	61

4.5.2	Der Einfluss von Materialgewinn auf die Wellenleitereigenschaften	62
4.5.3	Der Einfluss der AlAs-Schicht auf die Wellenleitereigenschaften	64
4.5.4	Erhöhung des Füllfaktors durch Wellenleiterschichten mit höherem Brechungsindex als GaAs	66
4.6	Fabry-Perot-Resonator	68
4.7	Zusammenfassung	68
5	Materialgewinn und Schwellenstromdichte in Quantenkaskadenlasern	71
5.1	Materialgewinn und Schwellenstromdichte für einen konventionellen QCL	71
5.2	Materialgewinn und Schwellenstromdichte für eine Quantendrahtintersubbandlaserstruktur	78
5.3	Vergleich des Materialgewinns und der Schwellenstromdichte für Quantenfilm- und Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen	84
5.4	Zusammenfassung	88
6	Herstellung und strukturelle Charakterisierung von Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen	91
6.1	Molekularstrahlepitaxie entlang der [001]-Richtung	91
6.2	Herstellung von Quantendrahtstrukturen mittels Überwachsen von Spaltflächen	92
6.3	Molekularstrahlepitaxie entlang der [110]-Richtung	94
6.4	Strukturelle Charakterisierung mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM)	96
6.5	Strukturelle Charakterisierung mittels Mikro-Raman-Spektroskopie .	98
6.5.1	Mikro-Raman-Spektroskopie an der Probe D050202B ohne AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung	100
6.5.2	Mikro-Raman-Spektroskopie an der Probe D041125D mit AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung	105
6.6	Probenkontaktierung	108
6.7	Fouriermessplatz zur elektrischen und spektralen Charakterisierung .	109
6.8	Zusammenfassung	113
7	Elektrische und spektrale Charakterisierung von Intersubbandemitterstrukturen	115
7.1	Eigenschaften eines konventionellen Quantenkaskadenlasers	116
7.1.1	Elektrische Charakterisierung eines QCLs nach Kruck <i>et al.</i> .	117
7.1.2	Spektrale Charakterisierung eines QCLs nach Kruck <i>et al.</i> . .	119
7.2	Elektrische und spektrale Charakterisierung des ersten Wachstumschritts	123
7.2.1	Elektrische Charakterisierung	123
7.2.2	Spektrale Charakterisierung	125
7.3	Eigenschaften von Quantendrahtintersubbandemitterproben	128
7.3.1	Elektrische Charakterisierung	128
7.3.2	Spektrale Charakterisierung	134
7.4	Eigenschaften von Quantendrahtintersubbandlaserproben	142

7.4.1	Elektrische Charakterisierung	142
7.4.2	Spektrale Charakterisierung	143
7.5	Zusammenfassung	146
8	Zusammenfassung und Ausblick	149
A	Abkürzungen	155
B	Phononen	157
C	Probenverzeichnis	161

Kapitel 1

Einleitung

Quantenkaskadenlaser (QCLs) stellen eine neue Klasse von Halbleiterlasern im mittleren und fernen Infrarot dar. Ihre erste experimentelle Realisierung gelang erst mehr als zwanzig Jahre nach der theoretischen Vorhersage von Kazarinov und Suris [Kaz71, Kaz72] im Jahr 1994 durch J. Faist *et al.* [Fai94] im AlInAs/GaInAs-Materialsystem. Seither stellen Quantenkaskadenlaser eine kompakte, kohärente Lichtquelle im mittleren Infrarot dar. Anwendungsgebiete in diesem Spektralbereich sind die spektroskopische Spurengasanalytik, die medizinische Diagnostik und Therapie sowie die optische Freistrahlkommunikation in den atmosphärischen Transparenzfenstern.

Im Gegensatz zu herkömmlichen Interband-Diodenlasern beruht hier die stimulierte Emission der Photonen nicht auf der strahlenden Rekombination von Elektronen mit Löchern, sondern auf Übergängen zwischen diskreten Energieniveaus (Subbändern) in gekoppelten Quantentöpfen, die in Halbleiterheterostrukturen realisiert werden. Solche Strukturen können z.B. mithilfe der Molekularstrahlepitaxie hergestellt werden. Die einzelnen Quantentöpfe befinden sich dabei im Leitungs- oder Valenzband, weshalb im Gegensatz zu konventionellen Interband-Diodenlasern nur eine Sorte von Ladungsträgern, also Elektronen oder Löcher, am optischen Übergang beteiligt ist. Daher werden solche Bauelemente als unipolar bezeichnet. Die spezielle Eigenschaft der Unipolarität ermöglicht es auch mehrere Emissionsbereiche hintereinander zu schalten bzw. zu kaskadieren, um die Effizienz der Bauelemente zu erhöhen.

In konventionellen Interband-Diodenlasern ist die Emissionswellenlänge im Wesentlichen durch die Energielücke des verwendeten Halbleitermaterials festgelegt. Dagegen wird in QCLs die Emissionswellenlänge ausschließlich durch Quantisierungseffekte bestimmt. Die Emissionswellenlänge kann somit in einem gewissen Bereich durch die Variation der einzelnen Schichtdicken der gekoppelten Quantentöpfe prinzipiell beliebig eingestellt werden. Die Emissionsenergie wird nach oben hin durch die Tiefe der Potentialtöpfe und damit durch die Leitungsbanddiskontinuität des verwendeten Materialsystems beschränkt. Nicht nur der optische Übergang, sondern auch die Besetzungsinversion entsteht in QCLs erst aufgrund von quantenmechanischen Phänomenen. Dabei sind neben dem Tunneleffekt auch nichtstrahlende Streu- und Relaxationsprozesse der Ladungsträger zwischen den einzelnen Subbändern zur Realisierung der Lasertätigkeit von entscheidender Bedeutung.

Um Interband-Diodenlaser im Spektralbereich des mittleren Infrarot zu realisieren, müssen Halbleiter mit einer kleinen Energielücke verwendet werden. Hierbei kommen II-VI-Verbindungshalbleiter wie HgCdTe oder IV-VI-Verbindungshalbleiter wie die Bleisalze PbSbSe oder PbSnTe infrage. Bauelemente, die auf diesen Materialien basieren, bedürfen allerdings einer kryogenen Kühlung [Marf91, Tac95], was die praktische Einsetzbarkeit beschränkt. Hingegen wurden bei den Quantenkaskadenlasern in den letzten Jahren erhebliche Fortschritte erzielt. So konnten QCLs im AlGaAs/GaAs-Materialsystem, das auch in der vorliegenden Arbeit verwendet wird, realisiert werden [Sir98]. Außerdem ist mittlerweile die Herstellung von QCLs im Terahertzbereich möglich [Koe02]. Auch Quantenkaskadenlaser für Dauerstrichbetrieb bei Zimmertemperatur [BeHo02] und für gepulsten Laserbetrieb bei hohen Temperaturen [Ulb01] konnten verwirklicht werden. Trotz dieser Fortschritte besitzen Quantenkaskadenlaser im Vergleich zu Interband-Diodenlaser aufgrund eines geringen Materialgewinns und aufgrund von kurzen Intersubbandlebenszeiten immer noch hohe Schwellenstromdichten.

Theoretische Berechnungen sagen eine Verringerung der nichtstrahlenden Streuraten bei Verwendung von aktiven Regionen niedriger Dimension voraus [Bri89, Leb84, Kec03]. Der optische Übergang findet dabei nicht zwischen Zuständen in gekoppelten Quantentöpfen, sondern in Quantendrähten oder -punkten statt. Durch Messungen an einem konventionellen Quantenkaskadenlaser in einem magnetischen Feld entlang der Wachstumsrichtung wird eine Verringerung der nichtstrahlenden Streuraten durch eine Einschränkung der Dimensionalität des Elektronensystems der aktiven Region bestätigt [BeSi02, Sca04]. Der zusätzliche Einschluss der Elektronen wird dabei durch das parabolische Einschlusspotential, das durch das magnetische Feld bewirkt wird, erreicht. Dabei konnte gezeigt werden, dass sich die Intersubbandlebensdauer des oberen Laserzustands vergrößert, die Schwellenstromdichte verkleinert und die Ausgangsleistung erhöht. QCL-Strukturen mit einer aktiven Region bestehend aus einem niedrig-dimensionalen Elektronensystem erhalten daher in den letzten Jahren eine verstärkte Aufmerksamkeit [And03, ScKe03, Ulb03]. In der vorliegenden Arbeit sollen Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen entworfen sowie ihre elektrischen und spektralen Eigenschaften untersucht werden. Die Herstellung derartiger Proben erfolgt mit der Methode des Überwachsens von Spaltflächen (CEO). Dabei dient eine undotierte, konventionelle Quantenkaskadenlaserstruktur nach Sirtori *et al.* [Sir98, Sir99] als Grundlage. Diese Struktur wird gespalten und danach in einem zweiten Wachstumsschritt durch eine Modulationsdotierung ein zusätzliches Einschlusspotential für die Elektronen entlang der [110]-Richtung erzeugt. In dieser Arbeit wird gezeigt, dass sich dadurch zusammen mit dem Einschluss der Elektronen durch die Quantentöpfe entlang der [001]-Richtung quantendrahtartige Zustände an der Spaltfläche ausbilden.

Kapitel 2 behandelt die Grundlagen von Halbleiterheterostrukturen im AlGaAs/GaAs-Materialsystem. Im Speziellen wird auf die Ausbildung von Subbändern im Leitungsband dieser Heterostrukturen eingegangen. Einschränkungen der Dimensionalität des Elektronensystems haben dabei sowohl Auswirkungen auf die elektroni-

sche Zustandsdichte als auch auf die Dispersion. Abschließend werden unterschiedliche Intersubbandübergangsmechanismen in Quantenfilm- und -drahtsystemen besprochen. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Funktionsweise eines konventionellen Quantenkaskadenlasers im Spektralbereich des mittleren Infrarot. Es wird motiviert, warum man das Elektronensystem in der Dimensionalität einschränken möchte. Dabei steht die Verringerung der nichtstrahlenden Verluste im Vordergrund. Als konkrete Realisierung einer Quantenkaskadenlaserstruktur mit niedrig-dimensionalem Elektronensystem erfolgt die Vorstellung eines Quantendrahtintersubbandlasers und es wird gezeigt, wie eine derartige Struktur mit der Methode des Überwachsens von Spaltflächen hergestellt werden kann.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit dem Entwurf eines T-förmigen Wellenleiters für die in CEO-Technik hergestellten Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen. Es werden die wichtigsten Wellenleitereigenschaften wie Wellenleiterverlust und Füllfaktor für diese Strukturen berechnet und mit den Werten für den konventionellen QCL nach Sirtori *et al.* [Sir98, Sir99], der als Grundlage für die Quantendrahtstrukturen dient, verglichen. Der Schluss von Kapitel 4 widmet sich der Wirkungsweise eines Fabry-Perot-Resonators. In Kapitel 5 wird ein einfaches, analytisch lösbares Modell zur Berechnung von Materialgewinn und Schwellenstromdichte in konventionellen Quantenkaskadenlasern vorgestellt. Dieses Modell wird anschließend auf Quantendrahtsysteme umgeschrieben. Abschließend steht ein Vergleich der dabei erhaltenen Ergebnisse mit den Ergebnissen für den konventionellen QCL nach Sirtori *et al.*.

Kapitel 6 behandelt die Herstellungsmethode der in dieser Arbeit untersuchten Quantendrahtintersubbandemitter- bzw. -laserstrukturen mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE). Außerdem wird auf die strukturelle Charakterisierung dieser Proben mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM) und ortsaufgelöster Mikro-Ramanspektroskopie eingegangen. Neben der Probenkontaktierung erfolgt eine Vorstellung des für die elektrische und spektrale Charakterisierung der Proben verwendeten Fouriermessplatzes. Kapitel 7 beschäftigt sich mit der elektrischen und spektralen Charakterisierung von Intersubbandemitterproben. Nach der Vorstellung der temperaturabhängigen Strom-Spannungskennlinien und der spektralen Eigenschaften einer konventionellen Quantenkaskadenlaserstruktur werden die entsprechenden Ergebnisse für die Drahtstrukturen und für den diesen Strukturen zugrunde liegenden ersten Wachstumsschritt behandelt. Dabei wird vor allem der Einfluss einer strominduzierten Erwärmung dieser Strukturen auf die Strom-Spannungskennlinien und auf die Elektrolumineszenzspektren diskutiert. Die Ergebnisse für die Emmitterproben mit und ohne zweiten Wachstumsschritt werden mit den Ergebnissen für eine konventionelle QCL-Struktur verglichen. Um unterscheiden zu können, ob die aus den Proben stammende Elektrolumineszenzstrahlung auf Intersubbandübergängen zwischen quantendrahtartigen oder quantenfilmartigen Zuständen beruht, werden polarisationsabhängige Spektren der verschiedenen Proben untersucht. Abschließend werden die Ergebnisse für eine Quantendrahtintersubbandlaserprobe, die eine GaAs-Wellenleiterschicht entlang des zweiten Wachstumsschritts aufweist, vorgestellt und mit den zuvor behandelten Ergebnissen verglichen. Die Arbeit schließt in Kapitel 8 mit einer Zusammenfassung der erzielten Ergebnisse und einem Ausblick.

Kapitel 2

Grundlagen

In diesem Kapitel wird auf die grundlegenden physikalischen Eigenschaften von III-V-Verbindungshalbleitern eingegangen. Dabei liegt ein besonderes Augenmerk auf dem Materialsystem AlGaAs/GaAs. Zunächst erfolgt eine Vorstellung der Kristallstruktur und der elektronischen Bandstruktur dieser Halbleiter. Danach werden Halbleiterheterostrukturen und deren Einfluss auf die elektronische Bandstruktur behandelt. Der Schwerpunkt liegt dabei auf Quantisierungseffekten im Leitungsband, insbesondere auf der Ausbildung von Subbändern in Quantenfilmen. Des Weiteren wird der Einfluss der Quantisierung auf die Zustandsdichte behandelt. Abschließend erfolgt eine Betrachtung der Übergangsmechanismen von Ladungsträgern zwischen den Subbändern.

2.1 III-V-Verbindungshalbleiter

2.1.1 Kristallstruktur

III-V-Verbindungshalbleiter bestehen aus Atomen der dritten und fünften Hauptgruppe des Periodensystems. Die einzelnen Atome sind dabei in einer regelmäßigen Kristallstruktur angeordnet. Viele III-V-Verbindungshalbleiter kristallisieren in der Zinkblende-Struktur. Diese besteht aus einem kubisch flächenzentrierten Gitter mit einer Basis aus zwei Atomen. Die Atome der Basis befinden sich dabei bei $(0, 0, 0)$ und $(1/4, 1/4, 1/4)$, ausgedrückt in Einheiten des kubischen Gitterparameters a . Jedes Gruppe-III-Atom ist dabei von jeweils vier Gruppe-V-Atomen tetraedrisch umgeben (siehe Abbildung 2.1 a)). Eine Lage aus Gruppe-III- und eine Lage aus Gruppe-V-Atomen bilden dabei zusammen eine atomare Monolage der Dicke $a/2$. Neben einem kovalenten Anteil weisen die atomaren Bindungen wegen der unterschiedlichen Elektronegativitäten der beteiligten Atome einen polaren Anteil auf. Das im Ortsraum periodische Kristallgitter hat im Impulsraum das reziproke Gitter als periodische Entsprechung. Dabei ist das reziproke Gitter eines kubisch flächenzentrierten Gitters kubisch raumzentriert. Die primitive Einheitszelle des reziproken Gitters, Wigner-Seitz-Zelle, wird als erste Brillouin-Zone bezeichnet. Diese ist in Abbildung 2.1 b) für ein kubisch flächenzentriertes Kristallgitter dargestellt. Der Mittelpunkt der ersten Brillouin-Zone wird als Γ -Punkt bezeichnet. Diesem Punkt ist der reziproke Gittervektor $\mathbf{k}_\Gamma = (0, 0, 0)$ zugeordnet. Weitere Punkte

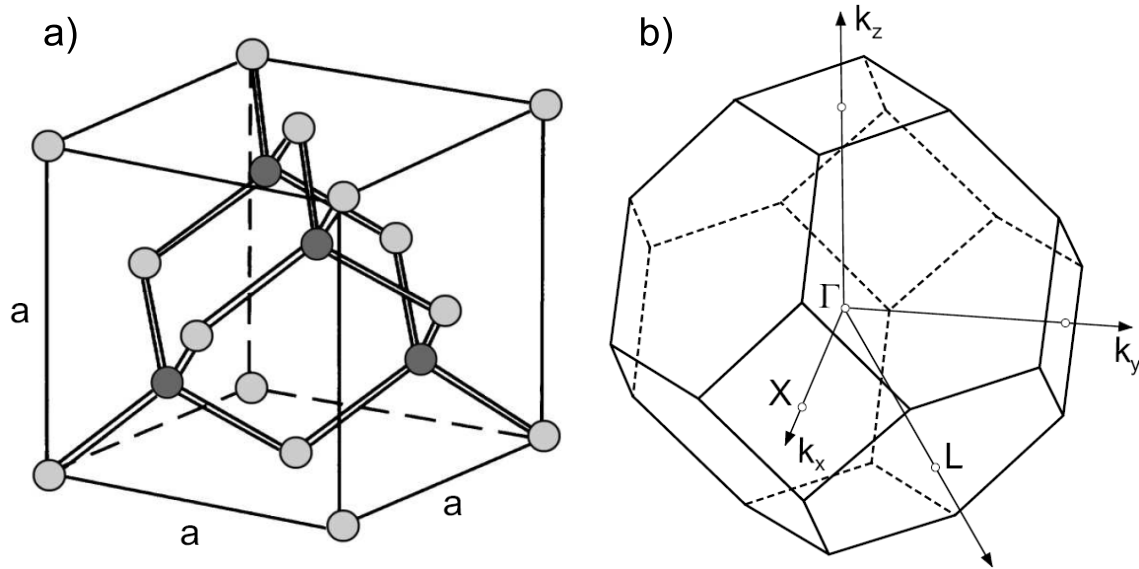


Abbildung 2.1: a) Kristallgitter der Zinkblende-Struktur, bestehend aus einem kubisch flächenzentrierten Gitter mit zweiatomiger Basis. In Einheiten des kubischen Gitterparameters a befinden sich die Atome der Basis bei $(0, 0, 0)$ (hellgrau) und bei $(1/4, 1/4, 1/4)$ (dunkelgrau). b) Erste Brillouin-Zone des kubisch flächenzentrierten Kristallgitters. Der Mittelpunkt bei $\mathbf{k}_\Gamma = (0, 0, 0)$ wird als Γ -Punkt bezeichnet. Weitere Punkte hoher Symmetrie sind der X- und der L-Punkt [Man04].

hoher Symmetrie sind der X-Punkt bei $\mathbf{k}_X = 2\pi/a(1, 0, 0)$ und der L-Punkt bei $\mathbf{k}_L = 2\pi/a(1/2, 1/2, 1/2)$.

2.1.2 Bandstruktur

In Kristallen zeigen Elektronen, die sich in äußeren Schalen befinden, andere Eigenschaften als in Atomen. Die Bewegung eines einzelnen Elektrons in einem gitterperiodischen effektiven Kristallpotential $U(\mathbf{r})$, das durch die Atomrümpfe und die Elektronen der inneren Schalen erzeugt wird, lässt sich in der Ein-Elektron-Näherung betrachten. Die dazugehörige Schrödingergleichung lautet

$$\left[-\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_0} + U(\mathbf{r}) \right] \psi_{\nu,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{\nu,\mathbf{k}} \psi_{\nu,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad . \quad (2.1)$$

Dabei ist $\hat{\mathbf{p}} = -i\hbar\nabla$ der Impulsoperator mit der Planckschen Konstante \hbar . m_0 ist die Masse des freien Elektrons und $\psi_{\nu,\mathbf{k}}$ die Wellenfunktion des Elektrons im Kristall mit Index ν und Wellenvektor \mathbf{k} . Die Energieeigenwerte der Schrödingergleichung sind durch $E_{\nu,\mathbf{k}}$ gegeben. Diese werden in Festkörpern für ein festes ν als Energieband bezeichnet. Aus der Gitterperiodizität des effektiven Kristallpotentials, $U(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r} + \mathbf{R})$ für alle Gittervektoren \mathbf{R} , folgt, dass die Wellenfunktionen $\psi_{\nu,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ das Blochtheorem

$$\psi_{\nu,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}} e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} u_{\nu,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad (2.2)$$

erfüllen. Dabei ist N eine Normierungskonstante. Die Blochfaktoren $u_{\nu,\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ sind gitterperiodisch und erfüllen damit die Beziehung $u_{\nu,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = u_{\nu,\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{R})$. Die möglichen Energiezustände $E_{\nu,\mathbf{k}}$ werden mit den gesamten Elektronen des Festkörpers nach dem Pauli-Prinzip besetzt. Bei $T = 0\text{ K}$ werden die letzten vollständig besetzten Energiebänder als Valenzbänder (engl.: *Valence Band*, VB) bezeichnet. Das darauf folgende Band wird als Leitungsband (engl.: *Conduction Band*, CB) bezeichnet. Das Leitungsband ist bei Halbleitern im Grundzustand bei $T = 0\text{ K}$ unbesetzt. Die Valenzbänder werden in kovalenten Kristallen meist aus den höchsten besetzten p-Niveaus der Anionen gebildet, während das Leitungsband aus den niedrigsten s-Niveaus der Kationen entsteht. Die Energiedifferenz zwischen dem Maximum des energetisch höchsten Valenzbandes und dem Minimum des Leitungsbandes wird Energielücke E_g (engl.: *energy gap*) genannt. In Abbildung 2.2 sind die Bandstruk-

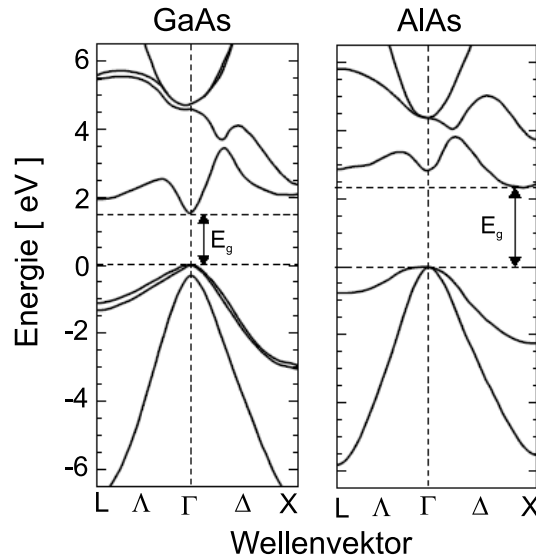


Abbildung 2.2: Bandstrukturen der binären III-V-Verbindungshalbleiter GaAs und AlAs innerhalb der ersten Brillouin-Zone für jeweils zwei Richtungen hoher Symmetrie [Che76, Hua85].

turen der binären III-V-Verbindungshalbleiter GaAs und AlAs innerhalb der ersten Brillouin-Zone für zwei Richtungen hoher Symmetrie dargestellt. In GaAs befinden sich sowohl das Maximum des energetisch höchsten Valenzbandes als auch das Minimum des Leitungsbandes am Γ -Punkt, weshalb GaAs als direkter Halbleiter bezeichnet wird. In AlAs hingegen liegt das Maximum des energetisch höchsten Valenzbandes am Γ -Punkt, während sich das Minimum des Leitungsbandes in der Nähe des X-Punktes befindet. Deshalb bezeichnet man AlAs als indirekten Halbleiter.

Aus Gleichung 2.1 folgt zusammen mit Gleichung 2.2

$$\left[\frac{\hat{\mathbf{p}}^2}{2m_0} + \frac{\hbar}{m_0} \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{p}} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + U(\mathbf{r}) \right] u_{\nu,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{\nu,\mathbf{k}} u_{\nu,\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad , \quad (2.3)$$

wobei $k = |\mathbf{k}|$ ist. Für nicht entartete Energiebänder wie das Leitungsband kann Gleichung 2.3 zunächst für $\mathbf{k} = 0$ exakt gelöst und anschließend der Einfluss der \mathbf{k} -abhängigen Terme mittels Störungstheorie behandelt werden. Dieses Vorgehen wird

als „k·p-Methode“ bezeichnet. Für die Energieeigenwerte ergibt sich

$$E_{\nu,\mathbf{k}} = E_{\nu,\mathbf{0}} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{\nu}^*} \quad (2.4)$$

mit der effektiven Masse der Elektronen im Band ν

$$m_{\nu}^* = m_0 \left[1 + \frac{2}{m_0 k^2} \sum_{\nu' \neq \nu} \frac{|\langle u_{\nu,\mathbf{0}} | \mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{p}} | u_{\nu',\mathbf{0}} \rangle|^2}{E_{\nu,\mathbf{0}} - E_{\nu',\mathbf{0}}} \right]^{-1}. \quad (2.5)$$

In der Effektivmassen-Näherung verlaufen die Energiebänder nach Gleichung 2.4 parabolisch. Die Elektronen bewegen sich wie freie Teilchen mit Quasi-Impuls $\hbar\mathbf{k}$, wobei sich jedoch durch den Einfluss des gitterperiodischen Potentials ihre effektive Masse m_{ν}^* von der Masse m_0 freier Elektronen unterscheidet. Das Leitungsband mit Gesamtdrehimpuls $J = 1/2$ ist bezüglich der z-Komponente $J_z = \pm 1/2$ zweifach entartet. Zwei Valenzbänder mit $J = 3/2$ sind bei $\mathbf{k} = 0$ vierfach entartet. Sie werden als Schwerloch- (engl.: *Heavy Hole*, HH) und Leichtloch- (engl.: *Light Hole*, LH) Valenzband bezeichnet. Für das HH-Valenzband ist $J_z = \pm 3/2$ und für das LH-Valenzband $J_z = \pm 1/2$. Das dritte Valenzband mit $J = 1/2$ und $J_z = \pm 1/2$ ist von den anderen Valenzbändern aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung um die Energie Δ_{so} abgespalten. Deshalb wird es auch als Split-off-Valenzband (SO) bezeichnet. Die Energie des Leitungsbandes (der Valenzbänder) bei $\mathbf{k} = 0$ wird auch als Leitungsbandkante (Valenzbandkante) bezeichnet. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich ausschließlich mit Elektronentransport und optischen Übergängen von Elektronen im Leitungsband.

Nichtparabolizität des Leitungsbandes

Mit abnehmender Energielücke E_g vergrößert sich die Wechselwirkung zwischen dem Leitungsband und den Valenzbändern durch den $\mathbf{k} \cdot \hat{\mathbf{p}}$ -Term in Gleichung 2.3 und die Spin-Bahn-Wechselwirkung. Dies hat zur Folge, dass der Verlauf des Leitungsbandes zunehmend von der parabolischen Näherung nach Gleichung 2.4 abweicht. Unter Berücksichtigung dieser Effekte verläuft das Leitungsband im Zentrum der Brillouin-Zone ebenso wie in der Effektivmassen-Näherung parabolisch ($\propto k^2$), während es für größere \mathbf{k} -Werte jedoch zu einer Abweichung vom parabolischen Verlauf kommt. Dies wird auch als „Nichtparabolizität“ des Leitungsbandes bezeichnet. Mathematisch kann die Nichtparabolizität des Leitungsbandes beispielsweise durch eine mit der Energie zunehmenden effektiven Elektronenmasse beschrieben werden [Bas96].

Ternäre III-V-Verbindungshalbleiter

Aus den binären III-V-Verbindungshalbleitern wie GaAs oder AlAs lässt sich der ternäre Mischhalbleiter $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ bilden. Dabei wird der Anteil x des Gruppe III-Elements Gallium des binären Verbindungshalbleiters GaAs durch Aluminium ersetzt. Die Abhängigkeit des Gitterparameters eines ternären Verbindungshalbleiters $\text{A}_{1-x}\text{B}_x\text{C}$ wird mit der Regel von Vegard durch lineare Interpolation der Gitterparameter der binären Verbindungen AC und BC beschrieben. Gleiches gilt auch für viele

andere physikalische Größen. Abweichungen von einem linearen Zusammenhang, die beispielsweise für die Energielücke auftreten, können durch einen phänomenologischen, so genannten „Bowling-Parameter“ beschrieben werden. In Abbildung 2.3 ist die Abhängigkeit der Energielücke E_g bei $T = 300$ K vom kubischen Gitterparameter a für verschiedene binäre III-V-Verbindungshalbleiter sowie für die elementaren Halbleiter Silizium (Si) und Germanium (Ge) dargestellt. Die Verbindungslinien kennzeichnen den Verlauf der Energielücken ternärer Verbindungshalbleiter. In die-

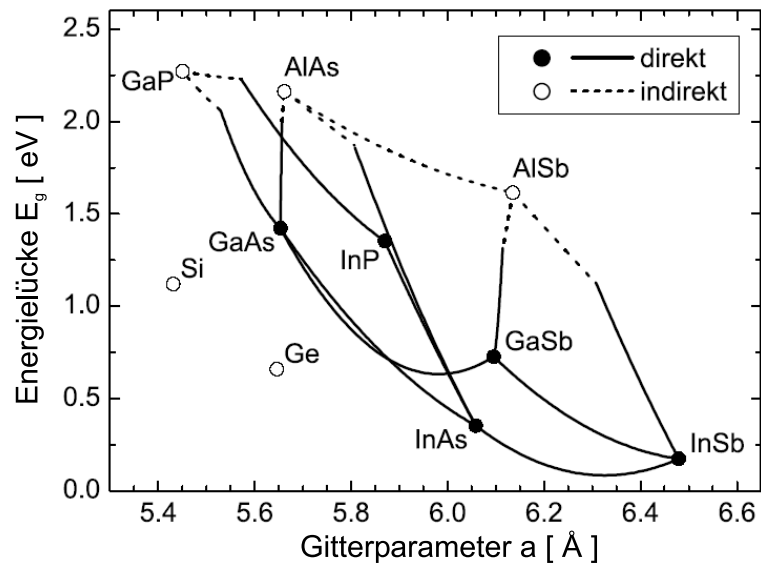


Abbildung 2.3: Abhängigkeit der Energielücke E_g bei $T = 300$ K vom kubischen Gitterparameter a für verschiedene binäre III-V-Verbindungshalbleiter sowie für die elementaren Halbleiter Silizium und Germanium [Vur01, Man04]. Die Verbindungslinien kennzeichnen den Verlauf der Energielücken ternärer Verbindungshalbleiter. Halbleiter mit direkter (indirekter) Energielücke sind durch geschlossene Kreise und durchgezogene Linien (offene Kreise und gestrichelte Linien) dargestellt. In dieser Arbeit werden GaAs- und AlGaAs-Verbindungshalbleiter gitterangepasst auf GaAs gewachsen.

ser Arbeit wurden Halbleiterheterostrukturen aus $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ auf GaAs-Substrate mit einem Gitterparameter von 5.6533 \AA gitterangepasst gewachsen (vgl. Abbildung 2.3). Dabei ist $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ für einen Aluminiumanteil $x \lesssim 0.45$ ein direkter Halbleiter und für einen Aluminiumanteil von $x > 0.45$ ein indirekter Halbleiter [Lev99]. In dieser Arbeit wurden für die $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ -Schichten Aluminiumanteile von $x = 0$ und $x \approx 0.33$ verwendet.

2.2 Halbleiterheterostrukturen

Durch Epitaxieverfahren wie beispielsweise Molekularstrahlepitaxie (MBE) können Halbleiterschichten atomlagengenau gewachsen werden (siehe Kapitel 6). Dies ermöglicht das Wachstum komplexer Heterostrukturen. Dabei werden verschiedene Halbleiter mit unterschiedlichen Energielücken aufeinander gewachsen. Dies führt zu einem zusätzlichen Einschlusspotential für Elektronen und Löcher, das ihre Bewegung einschränkt und als „Confinement-Potential“ bezeichnet wird. Eine Schicht-

struktur, welche die freie Bewegung der Ladungsträger in einer Raumdimension einschränkt wird als Quantenfilm, Quantentrog oder Quantentopf (engl.: *Quantum Well*, QW) bezeichnet. Die Energie in dieser Raumdimension ist quantisiert, d.h. es bilden sich diskrete Energieniveaus. In den anderen beiden Raumdimensionen ist eine freie Bewegung der Ladungsträger erlaubt. Wird die Bewegung der Elektronen oder Löcher in einer zweiten Raumdimension eingeschränkt, so spricht man von einem Quantendraht (engl.: *Quantum Wire*, QWR). Eine Struktur, bei der die Bewegung der Ladungsträger in allen drei Raumdimensionen eingeschränkt ist, wird Quantenpunkt genannt (engl.: *Quantum Dot*, QD). Die in dieser Arbeit untersuchten Halbleiterheterostrukturen sind aus Quantendrähten aufgebaut, wobei die Grundlage für die Quantendrahtstrukturen Quantenfilmstrukturen bilden (siehe Abschnitt 3.4 und 6.2). Deshalb soll im Folgenden auf diese beiden Quantenstrukturen genauer eingegangen werden.

Ein Quantenfilm entsteht, wenn sich eine Halbleiterschicht mit der Energielücke $E_g^{(QW)}$ und der Dicke L_z zwischen zwei Halbleiterschichten mit der Energielücke $E_g^{(B)} > E_g^{(QW)}$, den so genannten Barrieren, befindet. Um Quantisierungseffekte zu beobachten muss L_z in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge der Elektronen bzw. Löcher liegen. Die Richtung senkrecht zu diesen Schichten wird als Wachstumsrichtung bezeichnet. Die Differenz der Energielücken zwischen Quantenfilm und Barriere wird auf das Leitungsband (ΔE_c) und das Valenzband (ΔE_v) aufgeteilt. Diese Teildifferenzen werden auch als Leitungsband- und Valenzbanddiskontinuität bezeichnet. Dabei gilt für die meisten Materialsysteme $\Delta E_c > \Delta E_v$. In Abbildung 2.4 ist schematisch der Verlauf der Valenz- und Leitungsbandkante als Funktion der Wachstumsrichtung z eines so genannten Typ-I-QWs gezeigt. Hierbei überlappen die Energielücken der beiden Halbleiter vollständig und im Material mit der kleineren Energielücke entsteht sowohl im Leitungsband als auch im Valenzband ein Potentialtopf. In diesem bilden sich nun sowohl für die Elektronen als auch für die Löcher quantisierte Zustände aus.

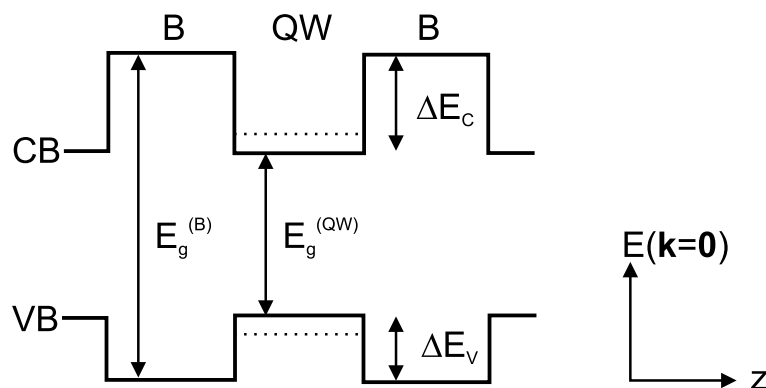


Abbildung 2.4: Schematischer Verlauf der Leitungs- und Valenzbandkante eines Typ-I-QWs.

2.2.1 Elektronische Zustände in Quantenfilmen

Die im Rahmen dieser Arbeit entworfenen und untersuchten Quantendrahtkaskadenlaserstrukturen basieren auf Übergängen von Elektronen in Quantendrähten im Leitungsband. Dabei bilden QCL-Strukturen basierend auf Übergängen in Quantenfilmen die Ausgangsbasis. Außerdem werden in dieser Arbeit die Eigenschaften von Quantendrahtkaskadenlaserstrukturen mit denen von Quantenfilmkaskadenlaserstrukturen verglichen. Daher wird im Folgenden auf die elektronischen Zustände in Quantenfilmen und -drähten näher eingegangen.

Dabei sind die elektronischen Zustände in der Nähe des Γ -Punktes von Bedeutung. Für die Wellenfunktion eines Elektrons kann der Ansatz

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})u_{\mathbf{0}}(\mathbf{r}) \quad (2.6)$$

gemacht werden. Dieser Ansatz entspricht einer Verallgemeinerung von Gleichung 2.2. Dabei wurde die Annahme gemacht, dass der gitterperiodische Blochfaktor $u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ im Zentrum der Brillouin-Zone nur schwach vom Wellenvektor \mathbf{k} abhängt ($u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \approx u_{\mathbf{0}}(\mathbf{r})$). Die Funktion $\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ beschreibt eine „Einhüllende“, die im Unterschied zum Blochfaktor nur langsam variiert (engl.: *envelope function approximation*). Da sich die nachfolgenden Betrachtungen auf Elektronen im Leitungsband beschränken, wurde im Folgenden auf den Bandindex ν verzichtet.

Ein QW befinde sich in der (x, y) -Ebene, die dazu senkrechte Wachstumsrichtung sei z . Mit der Annahme, dass sich die Blochfaktoren in den Barrieren und im QW nicht wesentlich voneinander unterscheiden, kann in der Effektivmassen-Näherung eine Schrödingergleichung für die Einhüllende $\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ hergeleitet werden [Bas96]. Im Ortsraum lautet diese Schrödingergleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla^2 + V(z) \right] \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{\mathbf{k}} \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad . \quad (2.7)$$

In Gleichung 2.7 ist m_e^* die effektive Masse der Elektronen im Leitungsband und $V(z)$ das Einschlusspotential. Dieses hängt für einen Quantenfilm ausschließlich von der Wachstumsrichtung z ab. Deshalb lässt sich die Einhüllende $\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ schreiben als

$$\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \phi_{j, \mathbf{k}_{\parallel}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{A}} e^{i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{r}} \varphi_j(z) \quad . \quad (2.8)$$

Dabei ist A eine Normierungskonstante. Für die Eigenenergien gilt dann

$$E_{\mathbf{k}} = E_{j, \mathbf{k}_{\parallel}} = E_j + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m_e^*} \quad . \quad (2.9)$$

Für eine feste Quantenzahl j wird $E_{j, \mathbf{k}_{\parallel}}$ als Subband bezeichnet. Die Subbänder stellen daher ineinander geschachtelte Paraboloiden dar. Die Elektronen bewegen sich in der Ebene des QWs wie in einem Volumenkristall mit Wellenvektor $\mathbf{k}_{\parallel} = (k_x, k_y, 0)$. Dagegen ist ihre Bewegung senkrecht dazu, also in Wachstumsrichtung,

eingeschränkt. Die diskreten Eigenenergien E_j , die ein Elektron annehmen kann, ergeben sich als Lösung der Gleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right] \varphi_j(z) = E_j \varphi_j(z) \quad . \quad (2.10)$$

Die Gleichung 2.10 gilt sowohl in den Barrieren (B) als auch im Quantenfilm (QW). An einer Grenzfläche zwischen Quantenfilm und Barriere, die sich bei $z = z_0$ befindet, müssen folgende Randbedingungen erfüllt sein

$$\varphi_j^{(\text{QW})}(z_0) = \varphi_j^{(\text{B})}(z_0) \quad , \quad (2.11)$$

$$\frac{1}{m_{e,\text{QW}}^*} \frac{d\varphi_j^{(\text{QW})}(z)}{dz} \Big|_{z=z_0} = \frac{1}{m_{e,\text{B}}^*} \frac{d\varphi_j^{(\text{B})}(z)}{dz} \Big|_{z=z_0} \quad . \quad (2.12)$$

Dabei ist $m_{e,\text{QW}}^*$ die effektive Masse der Elektronen im Quantenfilm und $m_{e,\text{B}}^*$ die effektive Masse der Elektronen in der Barriere. Die Kontinuität der Wahrscheinlichkeitsdichte ist dabei durch Gleichung 2.11 gewährleistet, während Gleichung 2.12 die Kontinuität der Wahrscheinlichkeitsstromdichte wahrt [Bas81]. Für physikalisch sinnvolle Lösungen muss weiterhin

$$\lim_{|z| \rightarrow \infty} \varphi_j(z) = 0 \quad (2.13)$$

gelten. Für einen unendlich tiefen Potentialtopf der Breite L_z sind die Eigenenergien durch

$$E_j = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_{e,\text{QW}}^* L_z^2} j^2 \quad (2.14)$$

gegeben [Gas96]. Die Eigenenergien E_j sind umgekehrt proportional zum Produkt aus effektiver Masse $m_{e,\text{QW}}^*$ und dem Quadrat der Breite L_z des Potentialtopfs und steigen quadratisch mit der Quantenzahl j an. Für endlich tiefe Potentialtöpfe gibt es mindestens einen gebundenen Zustand. Die Eigenenergien E_j und die zugehörigen Wellenfunktionen $\varphi_j(z)$ können allerdings nur numerisch berechnet werden. In Abbildung 2.5 ist ein GaAs-QW mit einer Breite von 12 nm dargestellt, der von $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ -Barrieren umgeben ist. Es ergeben sich drei gebundene Zustände mit den Eigenenergien E_1 , E_2 und E_3 . Dargestellt sind auch die Betragsquadrate der dazugehörigen Wellenfunktionen $|\varphi_j|^2$.

2.2.2 Elektronische Zustände in Quantendrähten

Bei Quantendrähten ist die Bewegung der Elektronen in zwei Raumrichtungen eingeschränkt. In der dritten Raumrichtung können sich die Ladungsträger frei bewegen. Sei die Richtung der freien Bewegung durch z gegeben, so ist die Bewegung entlang der dazu senkrechten Richtungen x und y eingeschränkt. Für die Einhüllende $\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ lässt sich nun in Analogie zu Gleichung 2.7 die Schrödingergleichung in der Effektivmassen-Näherung schreiben als

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla^2 + V(x, y) \right] \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{\mathbf{k}} \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad . \quad (2.15)$$

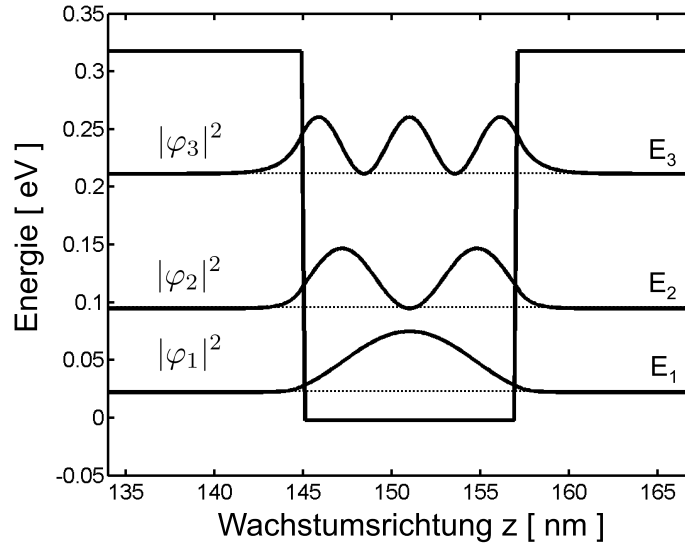


Abbildung 2.5: Leitungsbanddiagramm am Γ -Punkt eines 12 nm breiten GaAs-QWs, der in $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Barrieren eingebettet ist. Dargestellt sind auch die Eigenenergien E_j der drei gebundenen Zustände zusammen mit den dazugehörigen Betragsquadraten der Wellenfunktionen $|\varphi_j|^2$.

Die Einhüllende kann wieder zerlegt werden in ein Produkt aus einer ebenen Welle entlang der freien Ausbreitungsrichtung und einem Anteil, der von den quantisierten Richtungen abhängt

$$\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \phi_{j,k_z}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{L}} e^{ik_z z} \varphi_j(x, y) \quad . \quad (2.16)$$

Dabei ist L eine Normierungskonstante. Die Eigenenergien sind dann

$$E_{\mathbf{k}} = E_{j,k_z} = E_j + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e^*} \quad . \quad (2.17)$$

Die Eigenenergien E_{j,k_z} werden für eine feste Quantenzahl j wieder als Subband bezeichnet. Im Quantendrahtfall sind die Subbänder im Gegensatz zum Quantenfilmfall allerdings ineinander geschachtelte Parabeln und keine Paraboloiden. Die Elektronen können sich nur noch entlang des Drahtes mit dem Wellenvektor k_z frei bewegen. Die Bewegung in den dazu senkrechten Richtungen ist eingeschränkt. Die diskreten Eigenenergien E_j ergeben sich nun aus der Lösung der Gleichung

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} \right) + V(x, y) \right] \varphi_j(x, y) = E_j \varphi_j(x, y) \quad . \quad (2.18)$$

Die Eigenenergien E_j und die zugehörigen Wellenfunktionen $\varphi_j(x, y)$ können allerdings wiederum nur numerisch berechnet werden. Eine numerische Behandlung des Problems verlangt auch die Berücksichtigung von Ladungsträgern, die durch Dotierung in die Struktur eingebracht werden, wie der nächste Abschnitt zeigt.

2.2.3 Einfluss der Dotierung

Je nach Anwendung müssen Halbleiterstrukturen dotiert werden, um genügend Ladungsträger in der Struktur zur Verfügung zu stellen. Dies soll einen ausreichenden Stromfluss und somit die nötige Leitfähigkeit der Strukturen gewährleisten. Die eingebrachten Ladungsträger haben allerdings Einfluss auf das Potential in der Struktur. Dieser Einfluss muss in Form eines von der Ladungsträgerdichte $\rho(\mathbf{r})$ abhängigen Potentials $V_\rho(\mathbf{r})$ berücksichtigt werden. Des Weiteren wird an die untersuchten Quantenkaskadenstrukturen ein externes elektrisches Feld \mathbf{F} angelegt, um den Stromfluss durch diese Strukturen zu gewährleisten. Die Schrödingergleichung, die nun für die Einhüllende zu lösen ist, lautet

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m_e^*} \nabla^2 + V_C(\mathbf{r}) + V_\rho(\mathbf{r}) + e\mathbf{F} \cdot \mathbf{r} \right] \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = E_{\mathbf{k}} \phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \quad . \quad (2.19)$$

Gleichzeitig muss die Poissongleichung für die Ladungsträgerdichte $\rho(\mathbf{r})$ erfüllt werden

$$-\nabla [\epsilon(\mathbf{r}) \nabla V_\rho(\mathbf{r})] = \rho(\mathbf{r}) \quad . \quad (2.20)$$

Dabei ist $\epsilon(\mathbf{r})$ die ortsabhängige Dielektrizitätskonstante. $V_C(\mathbf{r})$ ist das Potential, das durch den Verlauf der Leitungsbandkante der Heterostruktur bestimmt wird. $V_\rho(\mathbf{r})$ ist das elektrostatische Potential, das durch die Ladungsträger in der Struktur gegeben ist. Die ortsabhängige Ladungsträgerdichte wird aus den einhüllenden Wellenfunktionen $\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})$ über

$$\rho(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}} |\phi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})|^2 f(E_{\mathbf{k}} - E_F) \quad (2.21)$$

bestimmt, wobei $f(E_{\mathbf{k}} - E_F)$ die Fermiverteilungsfunktion und E_F die Fermienergie ist. Die Schrödingergleichung 2.19 und die Poissongleichung 2.20 müssen gleichzeitig selbstkonsistent gelöst werden. Dies erfolgt numerisch mit einem so genannten Schrödinger-Poisson-Solver. Die Eigenenergien sowie die zugehörigen Wellenfunktionen der in dieser Arbeit untersuchten Halbleiterheterostrukturen wurden mit dem Schrödinger-Poisson-Solver AQUILA [Rot99] berechnet. Dieses Programm rechnet mit einem rein parabolischen Verhalten des Leitungsbandes. Dies führt dazu, dass die berechneten Energieniveaus der Zustände höher liegen als bei Berücksichtigung der Nichtparabolizität. Bei Zuständen mit niedriger Energie ist die Abweichung gering. Jedoch nimmt diese Abweichung mit zunehmender Energie der Zustände zu. Dies liegt daran, dass im Zentrum der Brillouin-Zone die Effektivmassen-Näherung das Leitungsband sehr gut parabolisch beschreibt, während für größere Energien die Abweichung vom parabolischen Verlauf des Leitungsbandes immer größer wird (vgl. Abschnitt 2.1.2). Bei der Implementierung eines angelegten externen elektrischen Feldes \mathbf{F} wird die Energie $e\mathbf{F} \cdot \mathbf{r}$ zur Fermienergie addiert, wodurch eine räumlich variierende Quasi-Fermienergie eingeführt wird. Dadurch wird in den Bandstrukturechnungen eine Anhäufung von Ladungsträgern am energetisch niedrigsten Punkt der Struktur verhindert. Die Einführung einer Quasi-Fermienergie ist nur eine Näherung, die aber mit der experimentellen Situation qualitativ gut übereinstimmt [Schm03].

2.2.4 Die elektronische Zustandsdichte

Mit der Dimensionalität des Elektronensystems ändern sich nicht nur die Abhängigkeit der Energien vom Wellenvektor, wie in den vorherigen Abschnitten gesehen, sondern auch die Zustandsdichte des Elektronensystems. Diese ist durch $D(E) = V^{-1} \sum_{\mathbf{k}} \delta(E - E_{\mathbf{k}})$ mit dem Gesamtvolumen des Kristalls V definiert. Im dreidimensionalen (3D) Fall erhält man eine kontinuierliche Verteilung der Eigenenergien. Die Zustandsdichte $D(E)$ nimmt wurzelförmig mit der Energie zu

$$D_{3D}(E) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^2 \hbar^3} (m_e^*)^{3/2} \sqrt{E} \quad . \quad (2.22)$$

Im zweidimensionalen (2D) Quantenfilmfall ist das niedrigste Energieniveau, verglichen mit dem 3D-Fall, durch die Quantisierungsenergie des ersten 2D-Subbands zu höheren Energien verschoben. Daher verschwindet die Zustandsdichte für Energien, die niedriger als die Energie des ersten Subbands sind. Wird die Energie des ersten Subbands erreicht springt die Zustandsdichte auf einen konstanten Wert, der bis zum Erreichen des nächsten Subbands beibehalten wird. Es entsteht eine stufenförmige Abhängigkeit der Zustandsdichte von der Energie

$$D_{2D}(E) = \frac{m_e^*}{\pi \hbar^2} \sum_j \Theta(E - E_j) \quad , \quad (2.23)$$

mit der Heaviside-Funktion $\Theta(E)$. Im eindimensionalen 1D-Fall, also für Quantendrähte, steigt die Zustandsdichte ebenfalls sprunghaft an, jedes Mal wenn ein neues Subband höherer Energie erreicht wird. Allerdings fällt die Zustandsdichte mit zunehmender Energie mit $E^{-1/2}$ ab, bis das nächste Subband erreicht ist

$$D_{1D}(E) = \sqrt{\frac{2m_e^*}{\pi^2 \hbar^2}} \sum_j (E - E_j)^{-1/2} \quad . \quad (2.24)$$

Für einen Quantenpunkt existieren nur diskrete Energieniveaus. Die dazugehörige Zustandsdichte stellt daher eine Summe von δ -Funktionen dar. Dabei können in jedes Energieniveau zwei Elektronen unterschiedlichen Spins gesetzt werden. Die Zustandsdichte ist in Abbildung 2.6 für verschiedene Dimensionen des Elektronensystems dargestellt. Die Dimensionalität des Elektronensystems hat also Auswirkungen auf den Verlauf der Zustandsdichte. Diese Unterschiede in den Zustandsdichten, vor allem zwischen dem zweidimensionalen Quantenfilm- und dem eindimensionalen Quantendrahtfall werden in den nächsten Kapiteln noch von Bedeutung sein.

2.2.5 Gekoppelte Quantensysteme

In diesem Abschnitt wird auf die gegenseitige Beeinflussung von Wellenfunktionen in benachbarten Quantenstrukturen eingegangen. Dies wird anhand von benachbarten Quantenfilmen untersucht. Die fundamentalen Schlussfolgerungen sind aber auch auf benachbarte Quantendrähte oder Quantenpunkte anwendbar. Betrachtet man zwei identische Quantenfilme (QWs), die durch eine Barriere der Dicke d voneinander getrennt sind, so beeinflussen sich die außerhalb der QWs exponentiell abfallenden

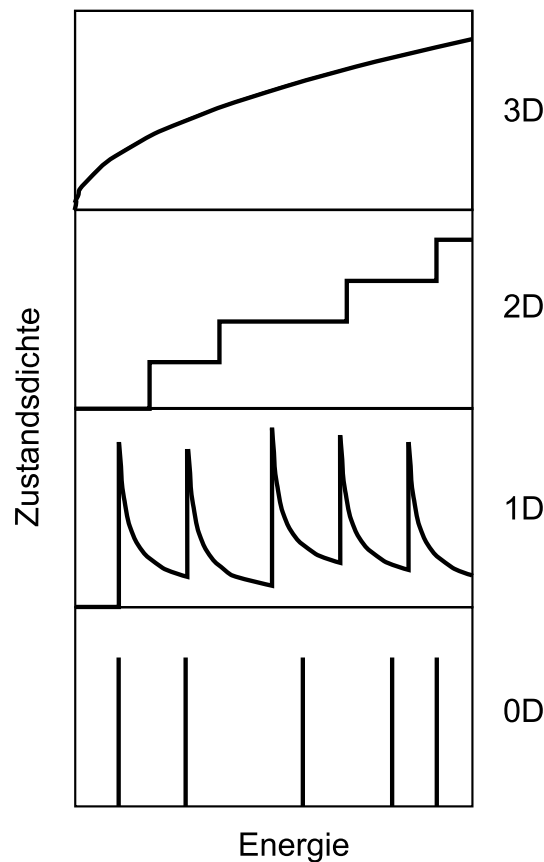


Abbildung 2.6: Elektronische Zustandsdichte für verschiedene Dimensionen des Elektronensystems. Dabei verläuft die Zustandsdichte in drei Dimensionen (3D) nach Gleichung 2.22 wurzelförmig mit der Energie. In zwei Dimensionen (2D), also für einen Quantenfilm, ist die Zustandsdichte eine Stufenfunktion (Gleichung 2.23). Für Quantendrähte (1D) ist die Zustandsdichte divergent und verläuft nach Gleichung 2.24 mit $E^{-1/2}$. Bei Quantenpunkten (0D) besteht die Zustandsdichte aus einer Reihe von δ -Funktionen.

Wellenfunktionen nicht, falls die Dicke d hinreichend groß ist. Mit abnehmender Dicke d können die Wellenfunktionen der einzelnen QWs jedoch zunehmend miteinander überlappen. Anders ausgedrückt existiert eine endliche Wahrscheinlichkeit dafür, dass ein Elektron aus einem QW durch die Barriere in den anderen QW gelangt. Dieser Vorgang wird als quantenmechanisches „Tunneln“ bezeichnet. Man spricht auch von miteinander gekoppelten QWs. Jeder Zustand mit der Eigenenergie E_j spaltet in eine symmetrische und eine asymmetrische Linearkombination der Wellenfunktionen der isolierten QWs auf, deren Energie E_{jS} bzw. E_{jA} beträgt. Es gilt dabei $E_{jS} < E_{jA}$.

In Abbildung 2.7 ist der Verlauf der Energien E_{1S} , E_{1A} , E_{2S} sowie E_{2A} für zwei gekoppelte 8 nm breite GaAs-QWs als Funktion der Dicke d der $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Barriere zwischen den QWs dargestellt. In den isolierten QWs existieren zwei gebundene Zustände mit den Eigenenergien $E_1 = 42.7 \text{ meV}$ und $E_2 = 173.3 \text{ meV}$. Mit abnehmender Dicke d , d.h. mit zunehmender Kopplung der QWs, kommt es zu einer zunehmenden Aufspaltung der Zustände. Für eine Dicke $d = 2.5 \text{ nm}$ beträgt die Aufspaltung für den unteren gebundenen Zustand $E_{1A} - E_{1S} = 5.64 \text{ meV}$ und

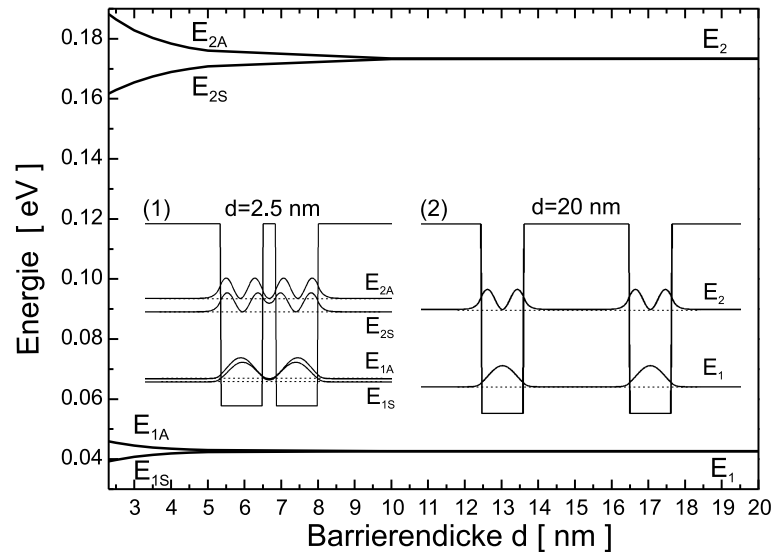


Abbildung 2.7: Energien E_{1S} , E_{1A} , E_{2S} sowie E_{2A} für zwei 8 nm breite GaAs-QWs als Funktion der Dicke d der $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Barriere zwischen den QWs. Die Bilder (1) und (2) zeigen das Leitungsbanddiagramm am Γ -Punkt zusammen mit den Betragsquadraten der Wellenfunktionen und den Eigenenergien für zwei isolierte QWs mit $d = 20$ nm (2) und für zwei gekoppelte QWs mit $d = 2.5$ nm (1).

$E_{2A} - E_{2S} = 23.5$ meV für den oberen gebundenen Zustand. Die Bilder (1) und (2) in Abbildung 2.7 veranschaulichen den Übergang von isolierten zu gekoppelten QWs. Hier ist das Leitungsbanddiagramm am Γ -Punkt für zwei QWs, die durch eine Barriere der Dicke $d = 20$ nm (2) bzw. $d = 2.5$ nm (1) voneinander getrennt sind, mit den Betragsquadraten der Wellenfunktionen auf der Höhe ihrer Eigenenergien dargestellt. Durch Aneinanderreihen von mehreren unterschiedlich dicken QWs, die durch geeignet dicke Barrieren getrennt sind, lässt sich eine Leitungsbandstruktur mit definierten Eigenenergien erzeugen. Eine solche Leitungsbandstruktur ist in Abbildung 2.8 dargestellt, wobei die QWs aus GaAs bestehen und die Barrieren durch $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ gebildet werden. Die Eigenenergien E_1 , E_2 und E_3 der Subbänder ergeben Energiedifferenzen zwischen den Zuständen 2 und 1 von $E_2 - E_1 = 39.3$ meV und zwischen den Zuständen 3 und 2 von $E_3 - E_2 = 117.5$ meV. Durch die unterschiedliche Kopplung der einzelnen QWs können auch die Übergangsraten der Elektronen zwischen den verschiedenen Energieniveaus eingestellt werden. Es wird sich in den folgenden Kapiteln zeigen, dass eine derartige Struktur dazu geeignet ist, einen Intersubbandlaser basierend auf drei Niveaus herzustellen.

Eine periodische Anordnung mehrerer QWs, die durch hinreichend dünne Barrieren miteinander gekoppelt sind, wird als Übergitter (engl.: *superlattice*) bezeichnet. Bei einer hinreichend großen Anzahl von gekoppelten QWs entsteht aus den diskreten Zuständen der isolierten QWs ein quasi-kontinuierliches „Miniband“ (engl.: *miniband*). Zwischen den einzelnen Minibändern existieren keine erlaubten Zustände so genannte Minilücken (engl.: *minigap*). Solche Übergitter mit den entsprechenden Minibändern spielen eine wichtige Rolle bei der Kaskadierung (siehe Abschnitt 3.2) von mehreren optisch aktiven Regionen wie aus Abbildung 2.8.

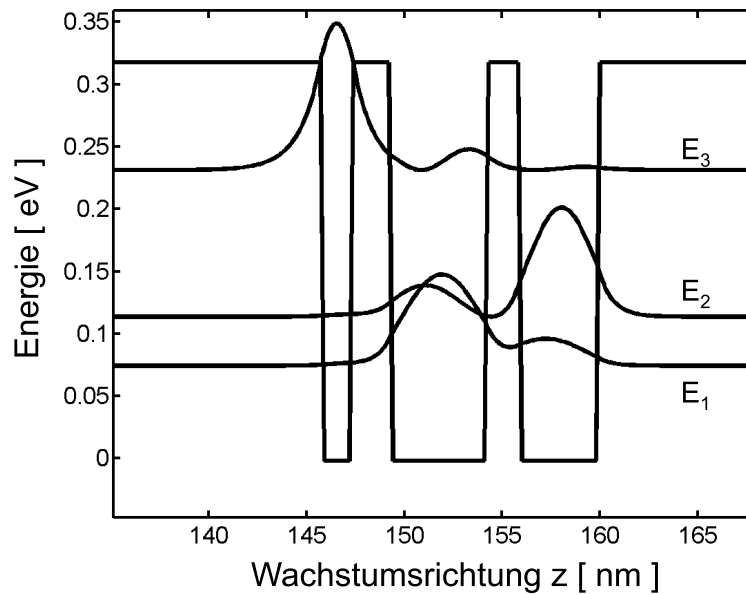


Abbildung 2.8: Leitungsbanddiagramm am Γ -Punkt dreier unterschiedlich dicker GaAs-QWs, die in $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Barrieren eingebettet sind. Es ergeben sich drei gebundene Zustände mit den Eigenenergien E_j . Ebenfalls dargestellt sind die Betragsquadrate der Wellenfunktionen dieser gebundenen Zustände.

2.3 Intersubbandübergänge in Halbleiterheterostrukturen

Nachdem in den letzten Abschnitten auf die Entstehung von Subbändern in Halbleiterheterostrukturen eingegangen wurde, werden nun die möglichen Übergangsmechanismen von Ladungsträgern zwischen den Subbändern behandelt. Dabei gibt es hauptsächlich drei Mechanismen für Intersubbandübergänge in Halbleiterheterostrukturen. Zum einen treten optische Übergänge auf, d.h. die Ladungsträger wechseln unter Abgabe oder Aufnahme eines Photons das Subband. Des Weiteren können Ladungsträger unter Abgabe oder Aufnahme eines Phonons das Subband wechseln. Dabei kann die Wechselwirkung sowohl durch akustische als auch durch optische Phononen vermittelt werden. Bei den optischen Phononen spielen nur die longitudinal-optischen (LO) Phononen eine Rolle [Ivc97]. Ein weiterer Mechanismus ist durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung gegeben. Dabei wechselwirken zwei Elektronen über ihr Coulombpotential miteinander und können das Subband wechseln. Zur Berechnung der Übergangsraten ist hier die Kenntnis der Elektronenverteilung von entscheidender Bedeutung.

Für Intersubbandemitter bzw. Quantenkaskadenlaser im mittleren Infrarot sind in erster Linie die Photonenemission und die phononischen Übergänge von Bedeutung [Fai94, Sir98, Ivc97]. Im Folgenden werden daher die Übergangsraten für diese Prozesse in der Nähe des Γ -Punktes in Quantenfilm- und Quantendrahtstrukturen behandelt.

2.3.1 Spontane Photonenemission

Die spontane Emission eines Photons wird in der Ein-Elektron-Näherung untersucht. Die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Anfangszustand E_i (engl.: *initial*) in einen Endzustand E_f (engl.: *final*) wird nach Fermis Goldener Regel [Nol97]

$$W_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f | H_I | i \rangle|^2 \delta(E_i - E_f) \quad (2.25)$$

beschrieben. Der Anfangs- und Endzustand der Emission sind dabei gegeben durch

$$|i\rangle = |l, \mathbf{k}_l\rangle |0\rangle, \quad (2.26)$$

$$|f\rangle = |l', \mathbf{k}_{l'}\rangle |1\rangle. \quad (2.27)$$

$|l, \mathbf{k}_l\rangle$ steht dabei für den angeregten Zustand des Elektrons mit dem Wellenvektor \mathbf{k}_l und $|l', \mathbf{k}_{l'}\rangle$ steht für den Grundzustand der Emission mit Wellenvektor $\mathbf{k}_{l'}$. Der Vakuumzustand und der Ein-Photon-Zustand des elektromagnetischen Feldes sind durch $|0\rangle$ bzw. $|1\rangle$ gegeben. Aus der Energieerhaltung ergeben sich folgende Bedingungen für die Energien des Anfangs- und Endzustands

$$E_i = \epsilon_l + \frac{\hbar^2}{2m_{e,l}^*} k_l^2, \quad (2.28)$$

$$E_f = \epsilon_{l'} + \frac{\hbar^2}{2m_{e,l'}^*} k_{l'}^2 + \hbar\omega. \quad (2.29)$$

Dabei ist ϵ_l die Energie der Subbandkante des angeregten Elektronenzustands, $\epsilon_{l'}$ die Energie der Subbandkante des Elektronengrundzustands der Emission und $\hbar\omega$ ist die Photonenergie. $m_{e,l}^*$ und $m_{e,l'}^*$ sind die effektiven Elektronenmassen in den entsprechenden Subbändern. Der Wechselwirkungshamiltonoperator H_I in Coulombbeichung ist dabei gegeben durch

$$H_I = \frac{e}{m_e^*} \mathbf{A}(\mathbf{r}) \cdot \hat{\mathbf{p}}. \quad (2.30)$$

$\mathbf{A}(\mathbf{r})$ ist das Vektorpotential der Lichtwelle in Coulombbeichung, wobei das elektrische Feld der Lichtwelle mit dem Vektorpotential über $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t$ verknüpft ist.

In der Dipolnäherung haben in z -Richtung quantisierte Quantenfilmsysteme eine optische Übergangsrate Γ_R von [Kec01, Kec03]

$$\Gamma_R(l \rightarrow l') = \frac{e^2 n_{\text{eff}}}{3\pi \hbar^4 c^3 \epsilon_0} (\epsilon_l - \epsilon_{l'})^3 |\langle l' | z | l \rangle|^2. \quad (2.31)$$

Dabei ist e die Elementarladung, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante, c die Vakuumlichtgeschwindigkeit und n_{eff} der effektive Brechungsindex der betreffenden Schichtfolge. Zum Ergebnis aus Gleichung 2.31 kommen auch Smet *et al.* [Sme96]. Diese erweitern die Rechnung noch um einen optischen Resonator in z -Richtung, der aus zwei idealen spiegelnden Ebenen im Abstand W_{mz} in x - und y -Richtung besteht und die optisch aktive Schicht einschließt. Die optische Übergangsrate ergibt sich dann zu

$$\Gamma_R(l \rightarrow l') = \frac{e^2}{2\hbar^3 c^2 \epsilon_0 W_{mz}} (\epsilon_l - \epsilon_{l'})^2 |\langle l' | z | l \rangle|^2. \quad (2.32)$$

Schränkt man die Bewegungsfreiheit der Elektronen in zwei Raumrichtungen (x - und y -Richtung) ein, geht also zu Quantendrähten über, so ergibt sich für die optische Übergangsrate [Kec01, Kec03]

$$\Gamma_{\text{R}}(l \rightarrow l') = \frac{e^2 n_{\text{eff}}}{\pi \hbar^4 c^3 \epsilon_0} (\epsilon_l - \epsilon_{l'})^3 (|\langle l'|x|l \rangle|^2 + |\langle l'|y|l \rangle|^2) \quad . \quad (2.33)$$

Ein Vergleich von Gleichung 2.31 und Gleichung 2.33 zeigt, dass im Quantenfilmfall ein Matrixelement des Ortsoperators entlang der Quantisierungsrichtung (z -Richtung) auftritt, welches die Polarisation des emittierten Lichts festlegt. Im Quantenfilmfall ist der elektrische Feldvektor senkrecht zu den Schichten des Quantenfilms, also in z -Richtung, orientiert. Im Quantendrahtfall dagegen treten zwei Matrixelemente des Ortsoperators entlang der beiden Quantisierungsrichtungen (x - und y -Richtung) auf. Hier finden sich Komponenten des elektrischen Feldvektors entlang der beiden Quantisierungsrichtungen x und y . Die spontane Emissionsrate ist im Quantendrahtfall um einen Faktor Drei größer als im Quantenfilmfall (vgl. Gleichungen 2.33 und 2.31), wenn man annimmt, dass die Matrixelemente $|\langle l'|z|l \rangle|^2$ (Quantenfilm) und $(|\langle l'|x|l \rangle|^2 + |\langle l'|y|l \rangle|^2)$ (Quantendraht) gleich groß sind [Kec01, Kec03].

2.3.2 Durch LO-Phononen induzierte Übergänge

Im vorherigen Abschnitt wurde die optische Übergangsrate für Quantenfilm- und Quantendrahtstrukturen behandelt. Diese spielt für die Emission von Photonen in Quantenkaskadenemitter- und -laserstrukturen eine wesentliche Rolle. Wie zu Beginn dieses Kapitels erwähnt wurde, stehen verschiedene nichtstrahlende Übergänge von Elektronen zwischen den Subbändern in Konkurrenz zum Prozess der Photonemission. Dabei spielt bei den in dieser Arbeit behandelten Strukturen die Wechselwirkung von Elektronen mit longitudinal-optischen (LO) Phononen die größte Rolle und soll im Anschluss sowohl für Quantenfilm- als auch für Quantendrahtstrukturen behandelt werden. Im Anhang B wird auf Phononen im für diese Arbeit relevanten Materialsystem AlGaAs/GaAs eingegangen.

Bei der Wechselwirkung von Elektronen mit Phononen kann ein Elektron mit Wellenvektor \mathbf{k} Phononen mit Wellenvektor \mathbf{q} und der Energie $\hbar\omega_{\mathbf{q}}$ emittieren oder absorbieren. Dabei gilt sowohl die Energie- als auch die Impulserhaltung, so dass das Elektron anschließend den Wellenvektor $\mathbf{k}' = \mathbf{k} \mp \mathbf{q}$ und die Energie $E_{\nu',\mathbf{k}'} = E_{\nu,\mathbf{k}} \mp \hbar\omega_{\mathbf{q}}$ aufweist. Das obere Rechenzeichen steht dabei jeweils für die Emission, das untere für die Absorption eines Phonons. Für Streuprozesse im Zentrum der Brillouin-Zone ist die Wechselwirkung von Elektronen mit Phononen mit kleinem Wellenvektor wichtig. Die Anregung akustischer Phononen mit kleinem Wellenvektor im Vergleich zur Brillouin-Zonengrenze entspricht einer Verschiebung der einzelnen Atome von ihren Gitterplätzen und führt daher zu einer Deformation des Kristalls. Diese bewirkt eine Veränderung der elektronischen Energien und kann mit der Behandlung von Verspannungen im Kristallgitter gleichgesetzt werden. Des Weiteren kann die Verschiebung der Atome aufgrund von Phononen in Kristallen ohne Inversionssymmetrie über den piezoelektrischen Effekt eine makroskopische elektrische Polarisation

induzieren. Diese wechselwirkt mit den Elektronen im Kristall und wird als piezoelektrische Elektron-Phonon-Wechselwirkung bezeichnet. Zusätzlich können die Elektronen auch mit optischen Phononen wechselwirken. Dabei soll im Folgenden die Streuung von Elektronen an LO-Phononen betrachtet werden, da in polaren Halbleitern wie den III-V-Verbindungshalbleitern die Wechselwirkung von Elektronen mit LO-Phononen am stärksten ist. Der Grund dafür ist, dass eine Anregung von LO-Phononen im Unterschied zu einer Anregung von longitudinal-akustischen (LA) Phononen, transversal-akustischen (TA) Phononen und transversal-optischen (TO) Phononen (siehe Anhang B) zu einem makroskopischen elektrischen Feld führt. Die Elektronen im Kristall wechselwirken nun mit diesem elektrischen Feld, was erstmals 1937 von H. Fröhlich berechnet wurde [Fro37]. Diese Wechselwirkung wird daher als Fröhlich-Wechselwirkung bezeichnet. Der dazugehörige Hamiltonoperator lautet [Pri81, YuCa99]

$$H_{Fr-WW} = i \sqrt{\frac{e^2 \hbar \omega_{LO}}{2V \epsilon_0}} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_s} \right) \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{q} [b_{\mathbf{q}}^\dagger \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) - b_{\mathbf{q}} \exp(-i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r})] \quad . \quad (2.34)$$

Dabei ist e die Elementarladung und $\hbar \omega_{LO} = 36.5 \text{ meV}$ die Energie der Phononen in GaAs bei $\mathbf{q} = \mathbf{0}$. Da die LO-Phononen in GaAs fast dispersionslos sind, lässt sich ihre Energie $\hbar \omega_{LO}$ als konstant annähern. V ist das Gesamtvolumen des Kristalls, ϵ_0 die dielektrische Feldkonstante, ϵ_∞ die dielektrische Konstante für hohe Frequenzen und ϵ_s die statische dielektrische Konstante. Die Erzeugung (Vernichtung) eines LO-Phonons mit Wellenvektor \mathbf{q} wird durch den Operator $b_{\mathbf{q}}^\dagger$ ($b_{\mathbf{q}}$) beschrieben. In Gleichung 2.34 wurde die Abschirmung des durch die LO-Phononen hervorgerufenen makroskopischen elektrischen Feldes durch die Leitungselektronen nicht berücksichtigt. Dies kann durch die Einführung der Thomas-Fermi-Wellenzahl q_s geschehen, die eine inverse Abschirmlänge darstellt. Dabei wird eine Gleichverteilung der Ladungsträger vorausgesetzt, was für eine Abschätzung des Einflusses der Abschirmung durch freie Ladungsträger auf die durch LO-Phononen induzierten Übergangsraten eine ausreichende Näherung darstellt [Schm03]. Die Thomas-Fermi-Wellenzahl q_s ist dabei gegeben durch [Kit96]

$$q_s^2 = \frac{m_e^* e^2}{\pi^2 \hbar^2 \epsilon_0} (3\pi^2 n_0)^{\frac{1}{3}} \quad , \quad (2.35)$$

wobei n_0 die Ladungsträgerdichte ist. Analog zur spontanen Photonenemission lässt sich mithilfe von Fermis Goldener Regel (vgl. Gleichung 2.25) die Übergangsrate für die Streuung von Elektronen an LO-Phononen sowohl für Quantenfilm- als auch für Quantendrahtsysteme berechnen. Dabei ergibt sich im Quantenfilmfall für den Übergang eines Elektrons von Subband l in das Subband l' unter der Annahme, dass der Übergang bei $\mathbf{k} = \mathbf{0}$ erfolgt, eine Übergangsrate von [Kec03, Schm03]

$$\Gamma_{LO}(\mathbf{0}l \rightarrow l') = C N_{\pm} \frac{1}{\sqrt{q_{\pm}^2 + q_s^2}} \int_{-\infty}^{\infty} dz \int_{-\infty}^{\infty} dz' \left\{ 1 - \frac{q_s^2}{2(q_{\pm}^2 + q_s^2)} + \frac{q_s^2 |z - z'|}{2(q_{\pm}^2 + q_s^2)} \right\} \times e^{-\sqrt{q_{\pm}^2 + q_s^2} |z - z'|} \varphi_l^*(z) \varphi_{l'}(z) \varphi_l(z') \varphi_{l'}^*(z') \quad . \quad (2.36)$$

Zu diesem Ergebnis kommen auch Ferreira und Bastard [Fer89]. Die Quantisierungsrichtung der Quantenfilmstruktur liegt dabei in der z -Richtung und C ist gegeben

durch $C = 2e^2 m_e^* \omega_{\text{LO}} (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_s^{-1}) / (\pi \hbar^2)$. Weiterhin sind $N_\pm = [\exp(\hbar \omega_{\text{LO}} / (k_B T)) - 1]^{-1} + (1/2) \pm (1/2)$ mit der Gittertemperatur T und der Boltzmannkonstante k_B und $q_\pm = \sqrt{(2m_e^* / \hbar^2)(\epsilon_l - \epsilon_{l'} \mp \hbar \omega_{\text{LO}})}$. Die effektiven Massen der beiden Subbänder l und l' wurden dabei gleichgesetzt. Das obere Vorzeichen in den Gleichungen bezieht sich auf die Emission eines LO-Phonons und das untere auf die Absorption eines LO-Phonons. Das Doppelintegral auf der rechten Seite von Gleichung 2.36 kann nur numerisch mit den Wellenfunktionen $\varphi_{l,l'}(z)$ berechnet werden. Diese Wellenfunktionen lassen sich mit dem Softwarepaket AQUILA für die Quantenfilmstruktur (siehe Abschnitte 2.2.1 und 2.2.3) ermitteln.

Für eine in den zwei Raumrichtungen x und y quantisierte Quantendrahtstruktur ergibt sich eine LO-Phononübergangsrate von [Kec01, Kec03]

$$\Gamma_{\text{LO}}(k_z l \rightarrow l') = C N_\pm \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{-\infty}^{\infty} dx' \int_{-\infty}^{\infty} dy' \sum_{j=1}^2 \frac{1}{k_z - \kappa_\mp^{(j)}} \times$$

$$\left\{ K_0 \left(\rho \sqrt{\kappa_\mp^{(j)2} + q_s^2} \right) - \frac{\rho q_s^2}{2 \sqrt{\kappa_\mp^{(j)2} + q_s^2}} K_1 \left(\rho \sqrt{\kappa_\mp^{(j)2} + q_s^2} \right) \right\} \times$$

$$\varphi_l^*(x, y) \varphi_{l'}(x, y) \varphi_l(x', y') \varphi_{l'}^*(x', y') \quad . \quad (2.37)$$

Dabei sind $\rho = \sqrt{(x - x')^2 + (y - y')^2}$, $\kappa_\mp^{(1)} = k_z + \sqrt{k_z^2 + 2m_e^*(\epsilon_l - \epsilon_{l'} \mp \hbar \omega_{\text{LO}}) / \hbar^2}$ und $\kappa_\mp^{(2)} = k_z - \sqrt{k_z^2 + 2m_e^*(\epsilon_l - \epsilon_{l'} \mp \hbar \omega_{\text{LO}}) / \hbar^2}$. K_0 und K_1 sind MacDonaldfunktionen der Ordnungen Null und Eins [Kec01, Kec03]. Das Vierfachintegral aus Gleichung 2.37 wird wiederum numerisch mit den mit dem Softwarepaket AQUILA bestimmten Wellenfunktionen $\varphi_{l,l'}(x, y)$ (siehe Abschnitte 2.2.2 und 2.2.3) der Quantendrahtstruktur berechnet. Dabei muss die logarithmische Singularität des Integranden bei $\rho = 0$ beachtet werden [Kec01].

Ein bedeutender Unterschied zwischen den LO-Phonon-Übergangsraten in idealen Quantenfilm- und Quantendrahtstrukturen ist deren Divergenz in Quantendrahtsystemen, wenn die Übergangsenergie in Resonanz mit der LO-Phononenergie ist [Kec03]. Die Übergangsrate für Quantenfilmsysteme nimmt dagegen immer einen endlichen Wert an, auch wenn man die Abschirmung durch freie Ladungsträger nicht berücksichtigt. Die unendlich hohe Übergangsrate für ideale Quantendrahtsysteme im Resonanzfall ist eine Konsequenz der divergierenden Zustandsdichte für ideale Quantendrähte. Für Quantenfilme hingegen ist die Zustandsdichte konstant (vgl. Abschnitt 2.2.4). In realen Quantendrahtsystemen divergiert die Zustandsdichte allerdings nicht und damit auch nicht die LO-Phononübergangsrate. Dies liegt an der Verbreiterung der Energieniveaus durch Streuprozesse, wie etwa Elektron-Elektron-Streuung, Elektron-Streuung an akustische Phononen, Elektron-Streuung an Grenzflächen [Bec02] oder LO-Phonon Streuung selbst.

Die durch LO-Phononen induzierten Übergänge sorgen als Konkurrenzprozess zur Photonenemission nicht nur für nichtstrahlende Verluste. Sie stellen auch einen wichtigen Mechanismus dar, um Besetzungsinversion in Quantenkaskadenlaserstrukturen zu erreichen (siehe Abschnitt 3.2).

2.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Grundlagen zur Entstehung von Subbändern in Halbleiterheterostrukturen vorgestellt. Dabei kann die Bewegung der Ladungsträger in unterschiedlichen Dimensionen eingeschränkt werden, so dass Quantenfilme, -drähte oder -punkte entstehen. Dies hat Auswirkungen sowohl auf die energetische Dispersion der Elektronen als auch auf deren Zustandsdichte. Durch geeignetes Maßschneiden der Bandstruktur, z.B. im Leitungsband, können die Eigenzustände so gestaltet werden, dass sie als Grundlage für Intersubbandübergänge und zur Herstellung von Intersubbandlasern dienen können. Die Ladungsträger haben die Möglichkeit durch verschiedene Streumechanismen die Subbänder zu wechseln. Es wurden in diesem Kapitel die für Quantenkaskadenlaserstrukturen wichtigsten Wechselwirkungen der Ladungsträger vorgestellt. Dazu zählt die Wechselwirkung mit einer elektromagnetischen Welle, die für die spontane Emission von Photonen von Bedeutung ist. Zum anderen wurden die durch LO-Phononen induzierten Übergänge von Elektronen zwischen den Subbändern behandelt. Diese stellen im mittleren Infrarot den bedeutendsten nichtstrahlenden Übergangsmechanismus, der in Konkurrenz zur Photonenemission steht, dar. Allerdings ist die LO-Phonon-Streuung auch der entscheidende Prozess, um Besetzungsinversion in Quantenkaskadenlaserstrukturen zu erreichen.

Kapitel 3

Quantenkaskadenlaser für das mittlere Infrarot

In diesem Kapitel wird die Funktionsweise von Quantenkaskadenlasern (QCLs) im mittleren Infrarot (MIR) vorgestellt. Dabei liegt das Augenmerk auf der Gestaltung des aktiven Bereichs und auf dem Zustandekommen der Besetzungsinversion in diesen Bauelementen. Außerdem wird motiviert, warum man im aktiven Bereich die Dimensionalität des Elektronensystems verringern will. Es erfolgt insbesondere eine Vorstellung der Idee eines Quantendrahtkaskadenlasers und der Unterschiede zu konventionellen Quantenfilmkaskadenlasern.

3.1 Funktionsweise von Quantenkaskadenlasern

In konventionellen Interband-Diodenlasern erfolgt die Photonenemission durch die Rekombination von Elektronen im Leitungsband mit Löchern im Valenzband. Die Energie der Photonen und damit die Emissionswellenlänge wird dabei im Wesentlichen durch die Energielücke des verwendeten Halbleitermaterials bestimmt. Da sowohl Elektronen als auch Löcher eine Rolle spielen, handelt es sich bei den Diodenlasern um bipolare Bauelemente. Kazarinov und Suris zeigten 1971, dass eine Erzeugung und Verstärkung von Photonen auch durch Übergänge von Elektronen oder Löchern zwischen quantisierten Subbändern im Leitungs- oder Valenzband erfolgen kann [Kaz71, Kaz72]. In einer Heterostruktur tunneln hierbei Ladungsträger in einem angelegten elektrischen Feld vom Grundzustand eines QWs in den energetisch tiefer liegenden ersten angeregten Zustand eines benachbarten QWs, wobei gleichzeitig ein Photon emittiert wird. Man bezeichnet diesen Vorgang auch als „photonassistiertes Tunneln“. Bei solchen Intersubbandübergängen wird nur eine Sorte Ladungsträger benötigt, entweder Elektronen im Leitungsband oder Löcher im Valenzband. Daher bezeichnet man derartige Bauelemente als unipolar.

Bei der experimentellen Realisierung eines auf Intersubbandübergängen beruhenden unipolaren Halbleiterlasers waren die größten Herausforderungen vor allem der im Vergleich zu Interbandübergängen wesentlich geringere Materialgewinn und die Entwicklung eines Wellenleiters für die erzeugten Photonen mit hinreichend geringen Verlusten. Daher gelang erst mehr als 20 Jahre nach den Arbeiten von Kazarinov

und Suris die Verwirklichung des ersten so genannten Quantenkaskadenlasers (engl.: *Quantum Cascade Laser*, QCL) durch J. Faist *et al.* im Jahr 1994 [Fai94]. Seine Funktionsweise ist in Abbildung 3.1 schematisch dargestellt. Die Struktur setzt sich im Wesentlichen aus zwei Bestandteilen zusammen. Der aktive Bereich, in dem der eigentliche Laserübergang erfolgt, besteht aus einem Dreiniveausystem. Ladungsträger

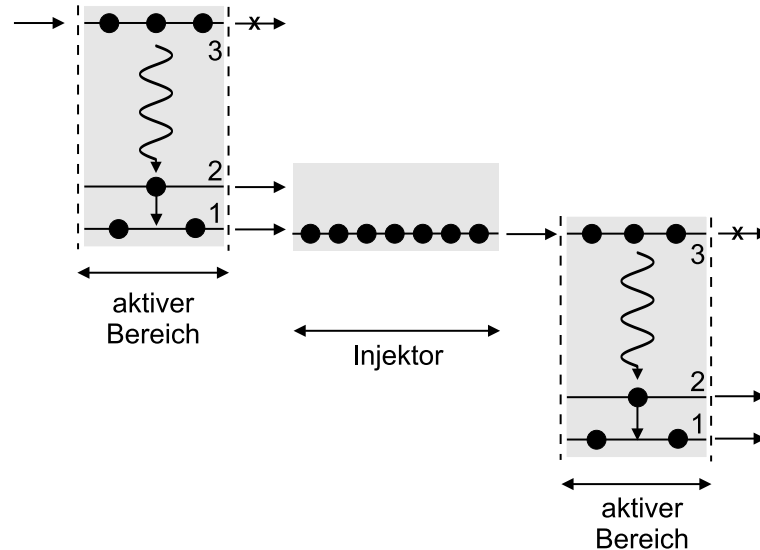


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der wesentlichen Bestandteile eines QCLs für den Spektralbereich des mittleren Infrarot. Veranschaulicht wird das Prinzip der Kaskadierung, bei dem die aktiven Bereiche, bestehend aus Dreiniveausystemen, durch Injektoren miteinander verbunden sind. Der optische Übergang findet zwischen den oberen beiden Zuständen eines Dreiniveausystems statt.

(hier Elektronen) werden in den oberen Zustand 3 injiziert und emittieren beim Übergang in den Zustand 2 Photonen. Die für Lasertätigkeit nötige Besetzungsinversion zwischen den Zuständen 3 und 2 wird dadurch erreicht, dass die Lebensdauer des oberen Zustands 3 wesentlich größer ist als die des unteren Zustands 2. Anschließend gelangen die Ladungsträger aus den unteren Zuständen 1 und 2 in den Injektor, der als Ladungsträgerreservoir dient. Vom Injektor aus können nun die Ladungsträger erneut in das obere Laserniveau 3 eines folgenden aktiven Bereichs injiziert werden. Durch die Aneinanderreihung von N_p aktiven Bereichen, die jeweils durch Injektoren miteinander verbunden sind, kann der Materialgewinn erhöht werden, da jeder Ladungsträger beim Durchlaufen der gesamten Kaskade N_p Photonen erzeugen kann. Dies steht im Gegensatz zu gewöhnlichen Interband-Diodenlasern, bei denen nach der Rekombination der Ladungsträger und der damit verbundenen Emission eines Photons, durch diese Ladungsträger keine weiteren Photonen mehr generiert werden können.

Die bereits oben erwähnte Besetzungsinversion in QCLs ist keine intrinsische Eigenschaft der verwendeten Heterostruktur. Vielmehr wird diese durch die gezielte Beeinflussung der nichtstrahlenden Streu- bzw. Relaxationsprozesse der Ladungsträger zwischen den Subbändern realisiert. Wenn der energetische Abstand der Subbänder größer als die LO-Phononenergie $\hbar\omega_{LO}$ ist, dann ist der dominierende Streuprozess

durch die Emission von LO-Phononen über die Fröhlich-Wechselwirkung (siehe Abschnitt 2.3.2) bestimmt [Hel00]. Dieser Prozess ist sehr effizient, so dass die entsprechenden Intersubbandlebensdauern im Pikosekundenbereich liegen. Im Vergleich dazu liegt die Lebensdauer für die Rekombination von Elektronen im Leitungsband und Löchern im Valenzband im Nanosekundenbereich [Col95]. Die durch Streuprozesse mit LO-Phononen bestimmte Lebensdauer nimmt mit dem energetischen Abstand der Subbänder ab und wird für $\Delta E = \hbar\omega_{LO}$ minimal und kann im idealen Quantendrahtfall sogar verschwinden (siehe Abschnitt 2.3.2). Daher kann in QCL-Strukturen die Besetzungsinversion durch eine geeignete Wahl der energetischen Abstände der Subbänder realisiert werden.

Im Allgemeinen werden QCLs durch Übergänge von Ladungsträgern zwischen Subbändern in einer QW-Struktur in einem angelegten elektrischen Feld realisiert. Übergänge von Elektronen zwischen Subbändern im Leitungsband werden solchen von Löchern im Valenzband vorgezogen, weil die Tiefe der Potentialtöpfe im Leitungsband größer als im Valenzband und die effektive Masse der Elektronen geringer als die von Löchern ist. Allerdings gibt es Bemühungen Quantenkaskadenlaser mit Löchern im Valenzband zu realisieren. Dies gilt vor allem für das Silizium/Germanium (Si/Ge) Halbleitersystem. Es ist ein lang gehegter Wunsch der Mikroelektronik einen Halbleiterlaser auf einem Siliziumchip zu integrieren, weil dadurch eine Kombination von optischen mit schon etablierten elektronischen Bauelementen auf einem Chip möglich wird. Da Silizium aber ein indirekter Halbleiter ist, kann ein Diodenlaser in diesem Materialsystem aufgrund eines geringen Elektron-Loch-Überlapps nicht realisiert werden. Dieses Problem kann man mit Intersubbandübergängen in einem unipolaren Quantenkaskadenlaser umgehen. Im Jahr 2000 wurde Elektrolumineszenz im mittleren Infrarot in einem auf Silizium basierenden Quantenkaskadenlaser im Valenzband gezeigt [Deh00]. Außerdem werden seit kürzerem mit Kohlenstoff p-dotierte AlGaAs/GaAs-Quantenfilmstrukturen im Valenzband hinsichtlich Intersubbandabsorption und Elektrolumineszenz untersucht [Mal05]. Der erste Quantenkaskadenlaser von Faist *et al.* wurde im GaInAs/AlInAs-Materialsystem verwirklicht [Fai94]. Danach erfolgte die Realisierung eines Quantenkaskadenlasers im AlGaAs/GaAs-Heterosystem durch Sirtori *et al.* [Sir98].

3.2 Der Quantenkaskadenlaser nach Sirtori

Die in dieser Arbeit untersuchten Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen basieren auf der konventionellen QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* im AlGaAs/GaAs-Materialsystem [Sir98, Sir99]. Daher wird der Aufbau dieses QCLs mit dem aktiven Bereich und dem Injektor im Folgenden genauer beschrieben.

3.2.1 Der aktive Bereich

Der aktive Bereich in dem von Sirtori *et al.* [Sir98] publizierten Quantenkaskadenlaser besteht aus drei gekoppelten GaAs-QWs, die durch $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}$ -Barrieren voneinander getrennt sind. Es bilden sich innerhalb des aktiven Bereichs drei gebundene Zustände 1 bis 3 aus, wie in Abbildung 3.2 gezeigt ist. Diese Abbildung stellt einen

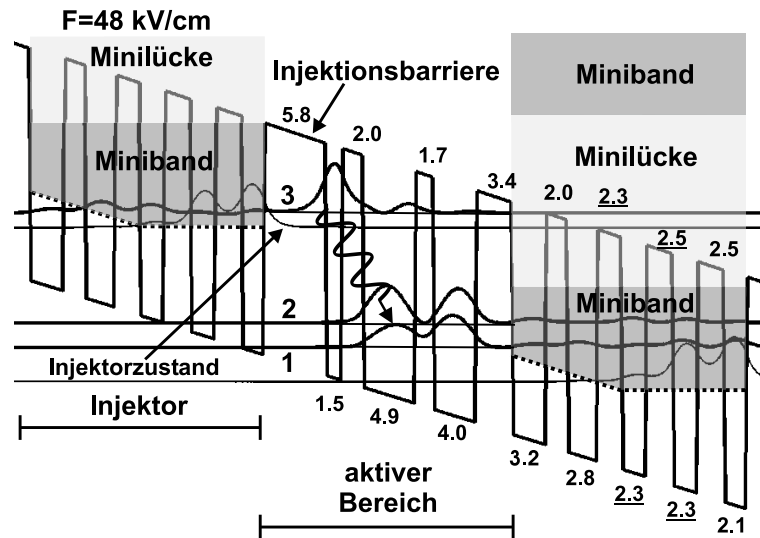


Abbildung 3.2: Leitungsbandverlauf eines Ausschnitts der QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* [Sir98] in einem externen elektrischen Feld von $F = 48 \text{ kV/cm}$. Die Betragsquadrate einiger wichtiger Wellenfunktionen sind auf Höhe ihrer jeweiligen Energieniveaus eingetragen, wie die Zustände 1 – 3 im aktiven Bereich und ein Injektorzustand. Der optische Übergang findet zwischen den Zuständen 3 und 2 statt. Die Dicken der einzelnen Schichten einer Periode bestehend aus Injektor und aktivem Bereich sind in Nanometern angegeben. Die unterstrichenen Schichten sind n -dotiert. Das sich im Injektor bildende Miniband zur Injektion in und zur Extraktion aus dem aktiven Bereich ist schematisch zusammen mit der Minilücke, die als Bragg-Reflektor dient, dargestellt.

Ausschnitt des Leitungsbandverlaufs der Quantenkaskadenlaserstruktur nach Sirtori *et al.* [Sir98] dar, wobei die Betragsquadrate einiger wichtiger Wellenfunktionen auf Höhe ihrer jeweiligen Energieniveaus eingetragen sind. Der optische Übergang findet zwischen den Zuständen 3 und 2 statt und entspricht einer berechneten Energie von 134 meV . Die gemessene Emissionsenergie liegt bei 131.6 meV , was einer Emissionswellenlänge von $\lambda = 9.4 \mu\text{m}$ entspricht. Dabei wird im Pulsbetrieb eine maximale Ausgangsleistung von 70 mW bei 77 K und eine maximale Betriebstemperatur von 140 K erreicht. Die individuellen Schichtdicken der QWs und der Barrieren sind so gewählt, dass $E_3 - E_2 = E_{32} \gg \hbar\omega_{\text{LO}}$ und $E_2 - E_1 = E_{21} \approx \hbar\omega_{\text{LO}}$ mit der LO-Phononenergie in GaAs $\hbar\omega_{\text{LO}} = 36.5 \text{ meV}$ gilt. Bei der vorliegenden Struktur ist $E_{21} = 38 \text{ meV}$. In diesem Fall ist die Rate der nichtstrahlenden Streuprozesse der Elektronen mit LO-Phononen zwischen den Zuständen 2 und 1 wesentlich größer als zwischen den Zuständen 3 und 2. Dadurch wird der Zustand 2 effizient in Zustand 1 entleert und somit die für die Lasertätigkeit notwendige Besetzungsinversion zwischen Zustand 3 und 2 realisiert. Bei dem Übergang von Zustand 3 nach 2 handelt es sich um einen so genannten diagonalen Übergang, bei dem die Wellenfunktion des Zustands 3 einen relativ geringen Überlapp mit der Wellenfunktion des Zustands 2 durch die räumliche Trennung der Maxima in den Aufenthaltswahrscheinlichkeiten hat. Diese räumliche Trennung der beiden Wellenfunktionen ist so gestaltet, dass einerseits die Streuung von Elektronen an LO-Phononen aus dem Zustand 3 in den Zustand 2 reduziert wird, aber andererseits das Matrixelement für den optischen Übergang ($z_{32} = 1.6 \text{ nm}$) nicht zu stark vermindert wird.

Die Intersubbandlebensdauern der einzelnen Zustände werden durch nichtstrahlende Übergänge der Elektronen zwischen den Zuständen $3 \rightarrow 2$, $3 \rightarrow 1$ und $2 \rightarrow 1$ bestimmt. Wie schon in Abschnitt 2.3.2 beschrieben wurde, wird die Intersubbandlebensdauer in Quantenkaskadenlasern im mittleren Infrarot durch Streuprozesse der Elektronen mit LO-Phononen bestimmt. Typische Lebensdauern für diese Streuprozesse betragen etwa 1 ps. Im Vergleich dazu liegen die Lebensdauern für die Streuprozesse von Elektronen mit akustischen Phononen im Bereich von 100 ps [Hel00] und für die Elektron-Elektron-Streuung zwischen 100 ps und 1000 ps [Har99]. Die Intersubbandlebensdauer in Quantenfilmen kann somit aus Gleichung 2.36 berechnet werden. Dabei nimmt die Intersubbandlebensdauer mit abnehmendem Wellenvektor q_- des emittierten LO-Phonons, d.h. mit abnehmender Energiedifferenz der Subbänder $E_l - E_{l'}$, ab und wird für $E_l - E_{l'} = \hbar\omega_{\text{LO}}$ minimal. Letztere Beziehung wird auch als „LO-Phonon-Resonanz“ bezeichnet. Diese Abhängigkeit ermöglicht die Realisierung der Besetzungsinversion in Quantenkaskadenlasern. Zur Veranschaulichung der Übergänge $3 \rightarrow 2$, $3 \rightarrow 1$ und $2 \rightarrow 1$ und den damit verbundenen unterschiedlichen Wellenvektoren der emittierten LO-Phononen ist in Abbildung 3.3 die Energie der drei Subbänder des aktiven Bereichs schematisch als Funktion des Wellenvektors \mathbf{k}_{\parallel} dargestellt. Der Laserübergang $3 \rightarrow 2$ erfolgt am Minimum des Subbands, da Elek-

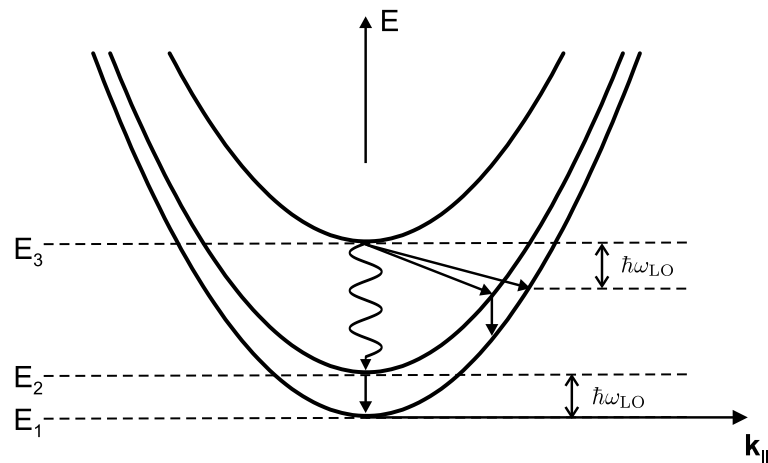


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Dispersionsrelation der drei Subbänder im aktiven Bereich eines konventionellen QCLs.

tronen durch Streuung an akustischen Phononen effizient im Vergleich zur Lebenszeit des Photonenübergangs (ca. 100 ns) von hohen Energiezuständen zu niedrigen Energiezuständen gebracht werden. Der Laserübergang erfolgt senkrecht, weil der Impuls des ausgesendeten Photons sehr klein gegenüber dem Impuls des beteiligten Elektrons ist (welliger Pfeil in Abbildung 3.3). Die durchgezogenen Pfeile in Abbildung 3.3 kennzeichnen beispielhaft einige mögliche nichtstrahlende Übergänge von Elektronen zwischen den Subbändern, bei denen jeweils ein LO-Phonon emittiert wird. Weil der Übergang $2 \rightarrow 1$ ungefähr in Resonanz mit der LO-Phononenergie ist, also $E_{21} \approx \hbar\omega_{\text{LO}}$ gilt, ist der auf das LO-Phonon übertragene Wellenvektor in etwa Null, was zu einer geringen Lebensdauer τ_{21} führt. Dagegen weisen die bei den Übergängen $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$ emittierten LO-Phononen wegen $E_{32} \gg \hbar\omega_{\text{LO}}$ und

$E_{31} \gg \hbar\omega_{\text{LO}}$ wesentlich größere Wellenvektoren auf, so dass für die Intersubbandlebensdauern $\tau_{32} \gg \tau_{21}$ und $\tau_{31} \gg \tau_{21}$ gilt. Für die QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* geben die Autoren eine Lebensdauer für den oberen Laserzustand 3 von $\tau_3 = 1.5$ ps an [Sir98]. Diese Lebensdauer ergibt sich aus der Summenregel für die Übergangsraten $\tau_3^{-1} = \tau_{32}^{-1} + \tau_{31}^{-1}$ aus den Übergangszeiten τ_{32} von Zustand 3 nach 2 und τ_{31} von Zustand 3 nach 1. Diese betragen für die vorgestellte Struktur $\tau_{32} = 2.4$ ps und $\tau_{31} = 4.0$ ps. Für die Lebensdauer des Zustands 2 ergibt sich $\tau_2 = 0.3$ ps. Diese ist im Wesentlichen durch die Übergangszeit von Zustand 2 nach 1 τ_{21} bestimmt. Allerdings können Elektronen auch direkt aus Zustand 2 in den angrenzenden Injektor tunneln [Sir01]. Damit ist auch die Bedingung für die Besetzungsinversion $(\tau_{32} - \tau_2) > 0$ erfüllt (siehe auch Kapitel 5).

Zu kleinen Emissionsenergien hin ist der Betrieb von QCLs dadurch beschränkt, dass die für die Besetzungsinversion wichtige Übergangszeit von Zustand 3 nach 2 mit der Energie des Laserübergangs E_{32} abnimmt. Die geringste Übergangsenergie für QCLs im mittleren Infrarot liegt daher etwas oberhalb der LO-Phononenergie in diesem Materialsystem und beträgt in etwa 52 meV, was einer Wellenlänge von $24 \mu\text{m}$ entspricht [CoCa01]. Um Emissionsenergien unterhalb der LO-Phononenergie zu erreichen, müssen andere Konzepte verwendet werden [Koe02, Roc02, Wil03]. Mit diesen Konzepten kann in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Heterostrukturen Lasertätigkeit für Emissionsenergien zwischen 19.4 meV [Roc02] und 8.8 meV [Wil04] erreicht werden, was Emissionswellenlängen zwischen $64 \mu\text{m}$ und $141 \mu\text{m}$ entspricht. Da die Emissionsfrequenz dieser Bauelemente im THz-Bereich liegt, werden sie auch als „Terahertz-Quantenkaskadenlaser“ bezeichnet. Die größtmögliche Emissionsenergie in QCLs wird durch die Leitungsbanddiskontinuität des verwendeten Materialsystems bestimmt. Von dieser vorgegebenen Tiefe der Potentialtöpfe kann etwa die Hälfte für den Laserübergang $3 \rightarrow 2$ verwendet werden. Die restliche Energie verteilt sich auf die Quantisierungsenergie des Zustands 1 und auf die Energie E_{21} des LO-Phononübergangs. Außerdem muss beachtet werden, dass sich das obere Laserniveau nicht zu nahe an der Leitungsbandkante der Barriere befinden darf, um die effektive Barrierenhöhe des Laserniveaus nicht zu gering werden zu lassen. Eine geringe effektive Barrierenhöhe des Laserniveaus bewirkt eine erhöhte Wahrscheinlichkeit dafür, dass Elektronen aus dem oberen Laserniveau in das Kontinuum der ungebundenen Zustände oberhalb der Barriere gelangen und dass Elektronen durch die Austrittsbarriere direkt in den angrenzenden Injektor tunneln, ohne dass sie ein Photon emittieren können [Man04]. Diese beiden Mechanismen erhöhen somit die nichtstrahlenden Verluste.

3.2.2 Der Injektor

In einer Quantenkaskadenlaserstruktur werden jeweils zwei aktive Bereiche durch einen Injektor miteinander verbunden, wodurch der Materialgewinn erhöht wird (siehe Kapitel 5). Eine Einheit aus aktivem Bereich und Injektor wird Periode genannt. Der Injektor besteht aus einem Übergitter und hat im Wesentlichen zwei Funktionen. Zum einen dient er als Elektronenreservoir und zum anderen als Bragg-Reflektor für die Elektronen im oberen Laserniveau 3.

Damit die Leitung des elektrischen Stroms innerhalb des Leitungsbands erfolgt, sind einige Schichten des Injektors mit Silizium als Donator n-dotiert (siehe Abbildung 3.2). Dabei ist die Ladungsträgerdichte pro Periode $3.9 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Die aktiven Bereiche werden undotiert belassen, um Streuung von Elektronen an den Donatoratomen zu vermeiden. Um die thermische Aktivierung von Elektronen aus dem Reservoir des Injektors in das untere Laserniveau des darüber liegenden aktiven Bereichs zu minimieren, darf die Ladungsträgerkonzentration nicht zu hoch sein, damit der energetische Abstand der Quasi-Fermienergie des Injektors zum unteren Laserniveau 2 wesentlich größer als $k_B T$ ist.

Die einzelnen Schichtdicken des Injektors sind so gewählt, dass sich mit einem in Wachstumsrichtung angelegten elektrischen Feld von 48 kV/cm für die Elektronen ein Miniband (siehe Abbildung 3.2) ergibt. Somit können die Elektronen in den Zuständen 2 und 1 schnell durch die Austrittsbarriere aus dem aktiven Bereich heraus in den angrenzenden Injektor tunneln. Im Gegensatz dazu ergibt sich für die Elektronen im oberen Laserniveau 3 eine verbotene Energiezone, eine so genannte „Minilücke“. Das bedeutet, dass der Injektor einen „Bragg-Reflektor“ darstellt, der das Tunneln dieser Elektronen aus dem aktiven Bereich heraus verringert. Die aus den Zuständen 2 und 1 heraustunnelnden Elektronen relaxieren beim Durchlaufen des Injektors in dessen Grundzustand. Aus diesem werden die Elektronen durch resonantes Tunneln durch die Injektionsbarriere in den sich anschließenden aktiven Bereich injiziert.

Erst durch Anlegen eines bestimmten elektrischen Felds entlang der Wachstumsrichtung wird Lasertätigkeit ermöglicht. Ohne dieses elektrische Feld kann kein Strom durch die Struktur fließen, da die quantisierten Zustände in den aktiven Bereichen energetisch nicht mit dem ersten Miniband der Injektoren übereinstimmen. Dies steht im Gegensatz zu konventionellen Interband-Diodenlasern bei denen lediglich der Schwellenstrom erreicht werden muss. Die Breite der gekoppelten QWs im Injektor nimmt von links nach rechts ab, damit sich im Laserbetrieb, d.h. bei angelegtem elektrischen Feld, in diesem ein Miniband bilden kann. Die sich mit abnehmender Quantentopfbreite im Injektor vergrößernde Quantisierungsenergie kompensiert das extern angelegte elektrische Feld.

3.2.3 Das Prinzip der Kaskadierung

In QCLs können theoretisch beliebig viele aktive Bereiche durch Injektoren miteinander verbunden werden. So kann ein Elektron beim Durchlaufen der entstehenden Kaskade in jedem aktiven Bereich ein Photon erzeugen. Im Unterschied dazu wird in konventionellen Interband-Diodenlasern bei der Rekombination eines Elektron-Loch-Paares nur genau ein Photon generiert. Die Anzahl der Perioden eines QCLs kann nach unterschiedlichen Gesichtspunkten optimiert werden. Mit zunehmender Periodenzahl N_p nimmt die Anzahl der pro Elektron erzeugten Photonen und damit der modale Gewinn des QCLs zu (siehe Kapitel 5). Aus diesem Grund sollte für QCLs, bei denen es auf eine hohe emittierte optische Leistung und geringe Schwel-

lenströme ankommt, eine große Anzahl an Perioden gewählt werden. Andererseits nimmt die Betriebsspannung $U \approx FL_p N_p$ des QCLs mit zunehmender Periodenzahl zu. Dabei ist F der Betrag des angelegten elektrischen Felds und L_p die Länge einer Periode. Benötigt man also geringe Betriebsspannungen des Bauelements, so sollte N_p klein gewählt werden. Für den Betrieb mit einer möglichst geringen injizierten Leistung, die durch das Produkt aus dem Schwellenstrom und der Betriebsspannung gegeben ist, muss ein Kompromiss für die Anzahl der Perioden gefunden werden. Der QCL nach Sirtori *et al.* hat $N_p = 36$ Perioden [Sir99] mit einer Periodenlänge von $L_p = 45.3$ nm.

3.3 Die Idee eines Quantendrahtintersubbandlaser

Trotz etlicher Fortschritte in den letzten Jahren, wie zum Beispiel Dauerstrichbetrieb (CW-Betrieb, engl.: *Continuous Wave*) bei Raumtemperatur [BeHo02] und gepulster Laserbetrieb mit hohen Ausgangsleistungen bei erhöhten Temperaturen [Ul01], weisen Quantenkaskadenlaser aufgrund hoher nichtstrahlender Verluste hohe Schwellenstromdichten auf. Daher heizen sich die Bauteile stark auf und man muss große Anstrengungen unternehmen, um die Wärme vom Bauelement wegzutransportieren. Theoretische Berechnungen sagen voraus, dass sich die nichtstrahlenden Verluste durch eine Erniedrigung der Dimension des zugrunde liegenden Elektronensystems verringern lassen [Bri89, Leb84, Kec03]. Eine Erniedrigung der Dimension führt dabei zu einer Verringerung der Elektron-LO-Phonon-Streuprozesse, die in starker Konkurrenz zur Photonenemission stehen. Das fundamentale Prinzip eines Quantenkaskadenlasers ist allerdings unabhängig von der Dimensionalität des zugrunde liegenden Elektronensystems. Daher kann man sich auch Quantenkaskadenlaser vorstellen, deren Elektronensystem nicht aus Quantenfilmen, sondern aus Quantendrähten oder auch aus Quantenpunkten besteht. Aus diesem Grund wurden in jüngster Zeit Quantenkaskadenstrukturen mit Quantendraht- [ScKe03] und Quantenpunktsystemen [Ul03, And03] vorgestellt und untersucht. Experimentell wurde die Verringerung der Elektron-LO-Phonon-Streuung durch eine Einschränkung der Dimensionalität des Elektronensystems durch Anlegen eines magnetischen Felds senkrecht zu den Schichten eines Quantenkaskadenlasers nachgewiesen [BeSi02]. Die Einschränkung der Dimensionalität des Elektronensystems wird durch den zusätzlichen Einschluss der Elektronen aufgrund des angelegten Magnetfelds erzielt, das die Elektronendispersion in diskrete Landau-Niveaus aufbricht. Dabei zeigte die Laserintensität Oszillationen als Funktion des magnetischen Felds. Dieser Effekt beruht auf der Änderung der Lebensdauer des oberen Laserzustands, die von der Elektron-LO-Phonon-Streuung bestimmt wird.

In dieser Arbeit werden aktive Bereiche aus gekoppelten Quantendrähten untersucht. Zunächst sollen in anschaulicher Weise die Übergangsmechanismen von Elektronen zwischen den Subbändern in Quantenfilm- und Quantendrahtstrukturen gegenübergestellt werden. In Abbildung 3.4 ist die Dispersionsrelation des oberen Laserniveaus und des unteren Laserniveaus sowohl für den Quantenfilm- als auch für den Quan-

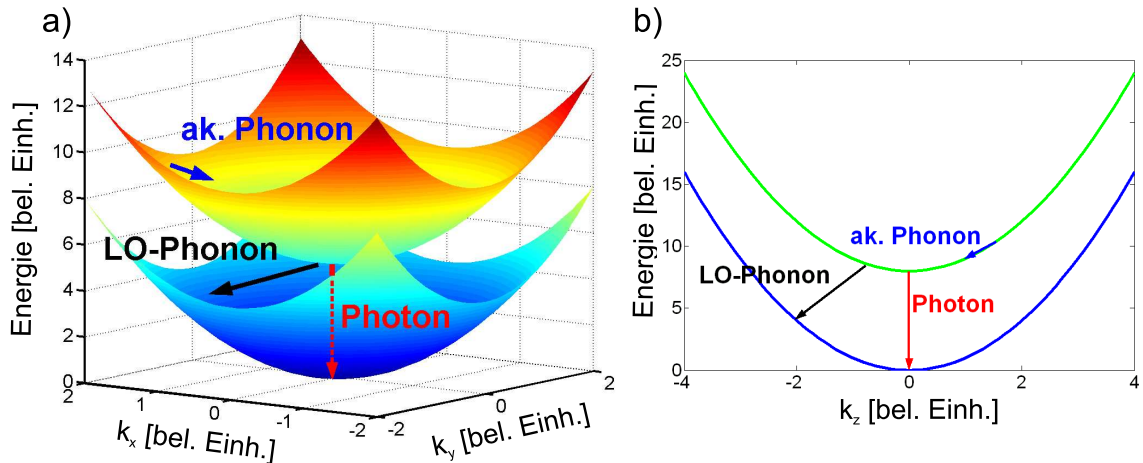


Abbildung 3.4: Dispersionsrelation des oberen und des unteren Laserniveaus sowohl für a) den Quantenfilm- als auch für b) den Quantendrahtfall. Eingezeichnet sind auch die wichtigsten Relaxationsmechanismen für Elektronen: Die Intrasubbandrelaxation durch akustische Phononen, die Intersubbandrelaxation durch LO-Phonon-Streuung und die strahlende Intersubbandrelaxation durch Aussendung eines Photons.

tendrahtfall gezeigt. Dabei ist im Quantenfilmfall die Bewegung der Elektronen in z -Richtung und im Quantendrahtfall in x - und y -Richtung eingeschränkt. Bei der Quantenfilmstruktur ergeben sich für die Dispersionsrelation beider Laserniveaus unter der Annahme parabolischer Subbänder zwei ineinander gesteckte Paraboloiden (siehe Gleichung 2.9 Abschnitt 2.2.1). Es sind drei Mechanismen der Elektronenrelaxation dargestellt. Zum einen Intrasubbandübergänge von Elektronen durch Streuung an akustischen Phononen. Dieser Mechanismus sorgt dafür, dass die Ladungsträger innerhalb eines Bands von hohen zu niedrigen Energien relaxieren können. Außerdem ist die Intersubbandrelaxation von Elektronen durch Aussendung eines Photons dargestellt. Dieser Prozess stellt den langsamsten der drei beschriebenen Mechanismen dar. Daher geschieht dieser Prozess am Minimum des Subbands und erfolgt wie weiter oben schon beschrieben nahezu senkrecht. Der dominierende Intersubbandrelaxationsmechanismus ist die Streuung von Elektronen an LO-Phononen. Bei Energieerhaltung kann ein Elektron einen geeigneten Wellenvektor \mathbf{k} finden, um unter Emission eines LO-Phonons vom oberen in den unteren Laserzustand zu relaxieren. Im Quantenfilmfall ist der Phasenraum für die LO-Phonon-Streuung groß, da sich viele Linearkombinationen aus den Wellenvektorkomponenten k_x und k_y finden, um einen geeigneten Wellenvektor \mathbf{k} für die Streuung zu bilden.

Geht man jetzt zum Quantendrahtfall über, so ergibt sich nur noch eine freie Bewegungsrichtung für die Elektronen, nämlich entlang der z -Richtung. Die Dispersionsrelationen des oberen und unteren Laserzustands sind nun zwei Parabeln (siehe Gleichung 2.17 Abschnitt 2.2.2). Es ergeben sich nun weniger Möglichkeiten einen geeigneten Wellenvektor für die nichtstrahlende Relaxation eines Elektrons vom oberen Subband in das untere Subband unter Energieerhaltung zu finden. Somit wird durch die Einschränkung der Dimensionalität der Phasenraum für die nichtstrahlende Relaxation von Elektronen durch Streuung an LO-Phononen stark eingeschränkt. Dies

lässt eine Verringerung der nichtstrahlenden Verluste durch LO-Phonon-Streuung in aktiven Bereichen mit niedriger Dimension des Elektronensystems erwarten. Diese Argumentation ist auch auf andere Intersubbandstreuprozesse, wie Elektron-Elektron-Streuung oder Elektron-akustische-Phonon-Streuung übertragbar. Sie ist allerdings für die Photonenemission nicht gültig, da der Photonenübergang wie weiter oben schon beschrieben nahezu senkrecht, also fast ohne Impulsübertrag, erfolgt. Damit bleibt die Photonenemission nahezu unbeeinflusst von der Einschränkung der Dimensionalität des Elektronensystems.

3.4 Aufbau einer Quantendrahtkaskadenemitterstruktur

Die hier behandelten Quantendrahtstrukturen werden mit der Methode des Überwachsens von Spaltflächen (engl.: *Cleaved Edge Overgrowth*, CEO) (siehe Abschnitt 6.2) durch Wachstum von AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen auf GaAs-Substraten hergestellt. Diese Methode ermöglicht es, atomar genau gekoppelte Quantendrahtstrukturen herzustellen, was eine essentielle Voraussetzung zur Erzeugung von Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen ist. Die grundlegende Idee zur Herstellung einer derartigen Struktur ist, in einem ersten Wachstumsschritt entlang der [001]-Richtung (x -Richtung) eine gewöhnliche Quantenkaskadenlaserstruktur zu wachsen. Hierbei wird die im AlGaAs/GaAs-Materialsystem erstmals von Sirtori *et al.* vorgestellte Struktur mit aluminiumfreiem Wellenleiter [Sir99] verwendet. Allerdings werden im Gegensatz zu dieser Struktur die Injektoren und die wellenleitenden Mantelschichten undotiert gelassen. Auf einem mit Silizium n^+ -dotierten GaAs-Substrat ($n_{\text{Si}} = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) wird entlang der [001]-Richtung zunächst eine $1 \mu\text{m}$ dicke hoch dotierte n^{++} -Kontaktschicht ($n_{\text{Si}} \approx 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) aus GaAs gewachsen, gefolgt von einer $3.5 \mu\text{m}$ dicken undotierten GaAs-Mantelschicht (siehe Abbildung 3.5), die wellenleitende Eigenschaften besitzt (siehe Abschnitt 4.2). Danach folgt die eigentliche aktive Region, welche sich aus 36 Perioden zusammensetzt, in denen sich der Injektor und der Bereich, der aus den drei gekoppelten Quantenfilmen besteht (siehe Abschnitt 3.2), abwechseln. Dieser Bereich ist insgesamt $1.6562 \mu\text{m}$ dick und undotiert. Abschließend wird wieder eine $3.5 \mu\text{m}$ dicke, undotierte Mantelschicht aus GaAs zur Wellenleitung aufgewachsen und der erste Wachstumsschritt mit einer $1 \mu\text{m}$ dicken hoch dotierten ($n_{\text{Si}} \approx 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) GaAs-Kontaktschicht beendet.

Die gewachsene Heterostruktur wird nun *in-situ* im Ultrahochvakuum (UHV) der MBE-Kammer entlang der nichtpolaren (110)-Oberfläche wie in den Abschnitten 6.2 und 6.3 beschrieben gespalten und entlang der [110]-Richtung überwachsen. Dabei beginnt der zweite Wachstumsschritt mit einer 50 nm dicken, undotierten $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Barrierenschicht, auf die eine Silizium- δ -Dotierung, eine spezielle Form einer Modulationsdotierung, folgt. Darauf wird eine undotierte 300 nm dicke Barrierenschicht aus $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ aufgewachsen. Abgeschlossen wird der zweite Wachstumsschritt mit einer Deckschicht, die keine Auswirkungen auf die elektronische Bandstruktur hat. Diese Deckschicht besteht aus einer 20 nm dicken, undotierten GaAs-Schicht, die als Oxidationsschutz der darunter liegenden aluminiumhaltigen

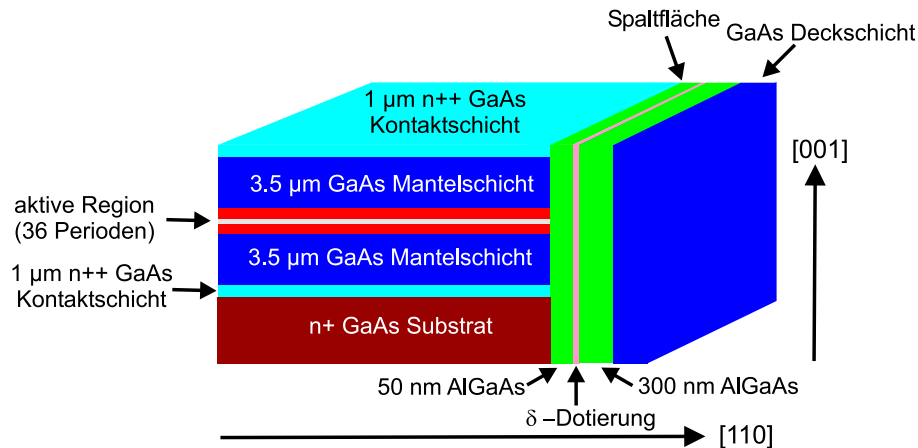


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau einer Quantendrahtkaskadenemitterstruktur hergestellt mit der Methode des Überwachsens von Spaltflächen (CEO).

Schichten dient. Abbildung 3.5 zeigt den schematischen Aufbau der eben beschriebenen Struktur. In einer solchen Struktur wurde bereits Intersubbandemission im mittleren Infrarot gemessen [Schm03, ScKe03]. Zur Optimierung einer solchen Emittterstruktur hinsichtlich eines Laserbetriebs muss die abschließende Deckschicht wellenleitende Eigenschaften entlang der [110]-Richtung besitzen, wie in Abschnitt 4.5 gezeigt werden wird.

Ein Ausschnitt der Leitungsbandstruktur, die sich in einer solchen Quantendrahtkaskadenemitterstruktur ausbildet, ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Diese Potenti- allandschaft wurde wie in Abschnitt 2.2.3 beschrieben mit dem Schrödinger-Poisson-Solver AQUILA berechnet. Entlang der [001]-Richtung kann man die Struktur von Sirtori *et al.* nach Abbildung 3.2 wieder erkennen. Einem Injektor folgt die so genannte Injektionsbarriere. Nach dieser kommt der aktive Bereich mit den drei gekoppelten Quantentöpfen. Anschließend folgt wiederum ein Injektor. Entlang des zweiten Wachstumsschritts, der [110]-Richtung, ist die Silizium δ -Dotierung in Form eines V-förmigen Grabens zu erkennen. Ladungsträger gelangen von dort an die Spaltfläche, wo sich ein dreiecksförmiges Potential entlang der [110]-Richtung ausbildet. Zusammen mit den Quantentöpfen entlang der [001]-Richtung bildet sich somit an der Spaltkante ein zweidimensionales Einschlusspotential für die Elektronen im Leitungsband aus. Dadurch entstehen quantendrahtartige Zustände an der Spaltkante. Die Quantendrähte verlaufen dabei in Abbildung 3.5 senkrecht zur Zeichenebene. Zwischen diesen quantendrahtartigen Zuständen können Intersubbandübergänge stattfinden. In der in [Kec01, Kec03] berechneten Struktur wird der optische Übergang zwischen den Zuständen 37 und 6 erwartet, welche den Zuständen 3 und 2 in einem konventionellem QCL entsprechen (vgl. Abbildung 3.9). Diese Struktur unterscheidet sich von der gerade vorgestellten Emittterstruktur etwas in der Dicke der AlGaAs-Barrierschichten und vor allem in der Stärke der Modulationsdotierung. Die grundlegenden physikalischen Prozesse zur Ausbildung der Quantendrähte an der Spaltkante sind allerdings in beiden Strukturen gleich. Auch die berechneten Übergangsenergien und Intersubbandlebensdauern unterscheiden sich nur unwesent-

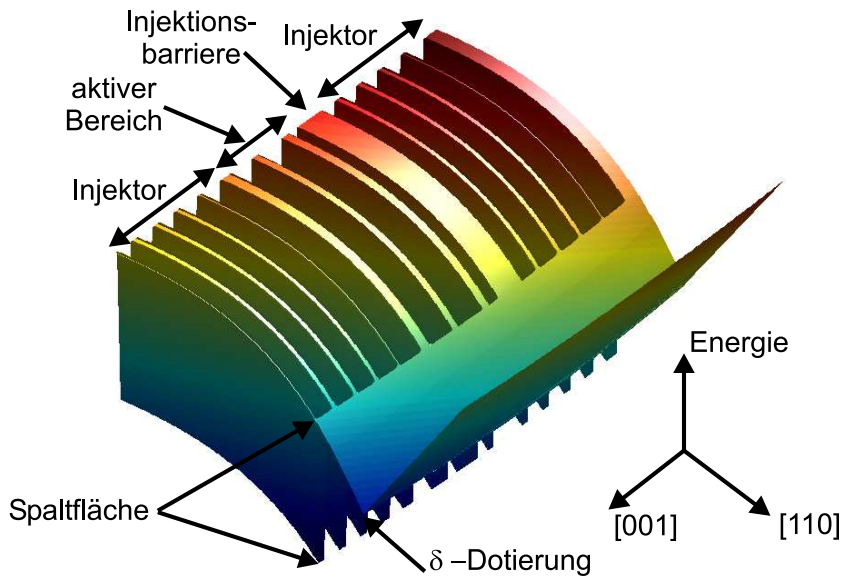


Abbildung 3.6: Leitungsbanddiagramm einer Quantendrahtintersubbandemitterstruktur hergestellt mittels CEO nach Abbildung 3.5. Entlang der $[001]$ -Richtung ist dabei ein elektrisches Feld von 48 kV/cm angelegt, was durch die Farbgebung des Leitungsbandpotentials wiedergegeben ist. Entlang der $[001]$ -Richtung ist die QCL-Struktur aus Abbildung 3.2 zu erkennen. Entlang der $[110]$ -Richtung entsteht an der Spaltfläche aufgrund der δ -Dotierung ein dreieckförmiges Potential, so dass sich an der Spaltfläche quantendrahtartige Zustände ausbilden.

lich. Die im Folgenden vorgestellten Wellenfunktionen, Intersubbandenergien und -übergangszeiten beziehen sich auf die Rechnungen in [Kec01, Kec03] und bilden die Grundlage für die Berechnung von Materialgewinn und Schwellenstromdichte in Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen in Kapitel 5.

Der optische Übergang zwischen den Zuständen 37 und 6 hat eine Übergangsrate von $\Gamma_{\text{opt}}(37 \rightarrow 6) \approx 29 \mu\text{s}^{-1}$ (siehe Gleichung 2.37) und entspricht dem Übergang 3 nach 2 im konventionellen Quantenkaskadenlaser nach Sirtori *et al.* aus Abbildung 3.2 mit einer optischen Übergangsrate von $\Gamma_{\text{opt}}(3 \rightarrow 2) \approx 12 \mu\text{s}^{-1}$ (siehe Gleichung 2.36) [Kec01, Kec03, Schm03]. Der Zustand 1 im konventionellen Schicht-QCL hat seine Entsprechung im Zustand 2 der Quantendrahtintersubbandemitterstruktur. Die Konturdarstellungen dieser drei Wellenfunktionen (37, 6 und 2) der Quantendrahtkaskadenemitterstruktur sind in Abbildung 3.7 dargestellt. Der Zustand 37 stellt den oberen Zustand der optischen Emission dar. Die maximale Aufenthaltswahrscheinlichkeit liegt bei diesem Zustand im ersten Quantentopf des aktiven Bereichs etwa 5 nm von der Spaltfläche entfernt. Der Zustand 6 breitet sich hauptsächlich über den zweiten und dritten Quantentopf der aktiven Region aus, mit einem Maximum der Aufenthaltswahrscheinlichkeit im zweiten Quantentopf. Die Entleerung des Zustands 6 mittels LO-Phononstreuung erfolgt hauptsächlich in den Zustand 2, der sich im Wesentlichen über den zweiten und dritten Quantentopf im aktiven Bereich erstreckt, mit einem Maximum der Aufenthaltswahrscheinlichkeit im dritten Quantentopf. Die Ausdehnung dieser quantendrahtartigen Zustände entlang der $[110]$ -Richtung beträgt ungefähr $10\text{-}20 \text{ nm}$, je nach Stärke der Modulationsdotierung und deren Abstand von der Spaltfläche. Daher kann man die sich bildenden

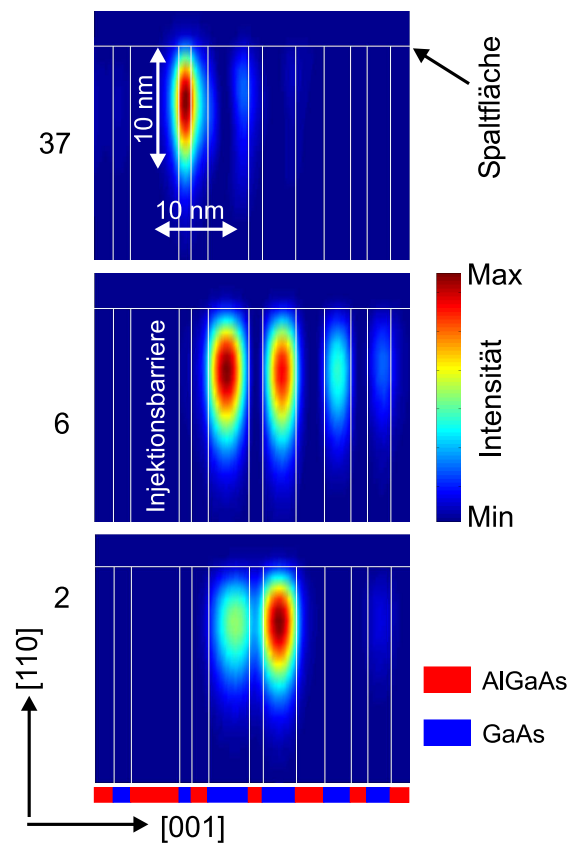


Abbildung 3.7: Konturdarstellungen der Wellenfunktionen 37, 6 und 2 einer Quantendrahtkaskadenemitterstruktur.

Zustände auch wirklich als quantendrahtartig bezeichnen. Die mit AQUILA berechneten energetischen Abstände dieser Energieniveaus sind in Tabelle 3.1 zusammen mit den entsprechenden Werten für den konventionellen QCL nach Sirtori *et al.* angegeben.

	Übergang	ΔE [meV] AQUILA	ΔE [meV] berechnet in [Sir98]	ΔE [meV] exp. [Sir98]
Quanten- topf	$3 \rightarrow 2$	163.3	134	131.6
	$2 \rightarrow 1$	37.9	38	35
Quanten- draht	$37 \rightarrow 6$	150.9	-	-
	$6 \rightarrow 2$	37.3	-	-

Tabelle 3.1: Übergangsenergien von Quantendrahtsystem und dem zugrunde liegenden Quantentopfsystem nach Sirtori *et al.* [Sir98]. Es ist zu beachten, dass die mit AQUILA berechneten Strukturen die Nichtparabolizität des Leitungsbandes nicht mitberücksichtigen, weshalb die mit AQUILA berechnete Übergangsenergie im Quantentopfsystem höher liegt als die in [Sir98] berechnete bzw. experimentell ermittelte Übergangsenergie. Außerdem geht AQUILA gegenüber den Berechnungen in [Sir98] von einer größeren Banddiskontinuität zwischen GaAs und AlGaAs aus.

Das schwache Einschlusspotential entlang der $[110]$ -Richtung bewirkt jedoch, dass nicht nur Zustände mit einem Maximum in der Aufenthaltswahrscheinlichkeit auftreten, sondern auch so genannte angeregte Zustände z.B. angeregte Zustände zu den Niveaus 37, 6 und 2 oder auch angeregte Zustände zu den Injektorniveaus. Diese angeregten Zustände besitzen zwei oder mehrere lokale Maxima der Aufenthaltswahrscheinlichkeit innerhalb des ersten Wachstumsschritts. Als Beispiel ist in Abbildung 3.8 der Zustand 25 dargestellt, welcher den vierten angeregten Zustand des Zustands 6 repräsentiert. Die Maxima mit der größten Aufenthaltswahrscheinlichkeit wandern

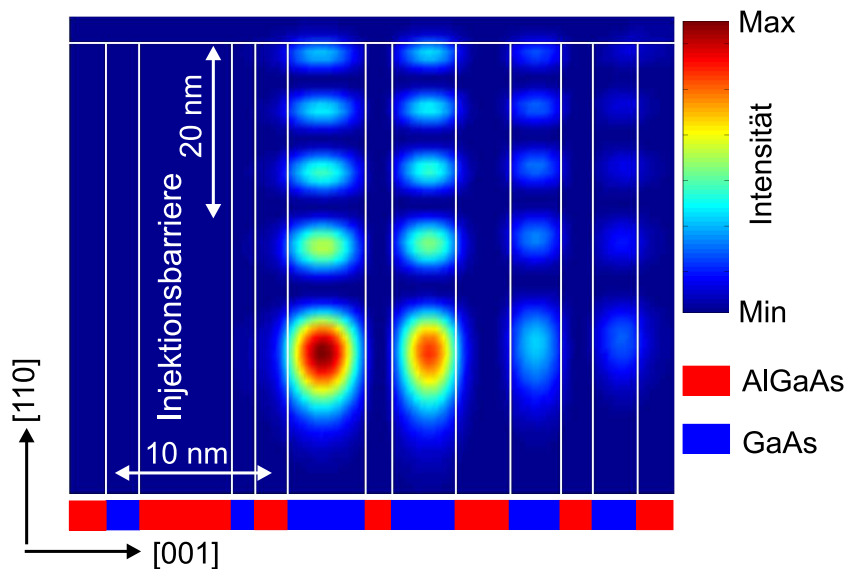


Abbildung 3.8: Konturdarstellung des Zustands 25, welcher den vierten angeregten Zustand des Zustands 6 repräsentiert. Dieser besitzt fünf Reihen lokaler Maxima der Aufenthaltswahrscheinlichkeit entlang der $[110]$ -Richtung innerhalb des ersten Wachstumsschritts. Die Maxima mit der größten Aufenthaltswahrscheinlichkeit wandern dabei für immer höher angeregte Zustände immer weiter von der Spaltkante weg in den ersten Wachstumsschritt hinein.

dabei für immer höher angeregte Zustände immer weiter von der Spaltkante weg in die Schichten des ersten Wachstumsschritts hinein. Die Ausbildung von angeregten Zuständen führt zu einer Vielzahl von Energiezuständen in der aktiven Region. Dies wird in Abbildung 3.9 ersichtlich, in der ein Schnitt durch einen Ausschnitt der Leitungsbandstruktur (vgl. Abbildung 3.6) entlang der $[001]$ -Richtung 5 nm entfernt von der Spaltkante dargestellt ist. Dort sind die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Zustände 37, 6 und 2 am größten. Entlang der $[001]$ -Richtung ist die Leitungsbandstruktur des zugrunde liegenden QCLs nach Sirtori *et al.* wieder zu erkennen (vgl. Abbildung 3.2). Ebenfalls dargestellt sind die Schnitte durch die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Zustände 37, 6 und 2 aus Abbildung 3.7, deren Analogie zu den Zuständen 3, 2 und 1 aus Abbildung 3.2 zu erkennen ist. Des Weiteren sind an der linken Seite von Abbildung 3.9 die energetischen Lagen der 75 ersten Zustände aufgetragen, welche Injektorzustände und angeregte Zustände beinhalten. Außerdem ist der Schnitt durch die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Zustands 25 aus Abbildung 3.8 eingezeichnet.

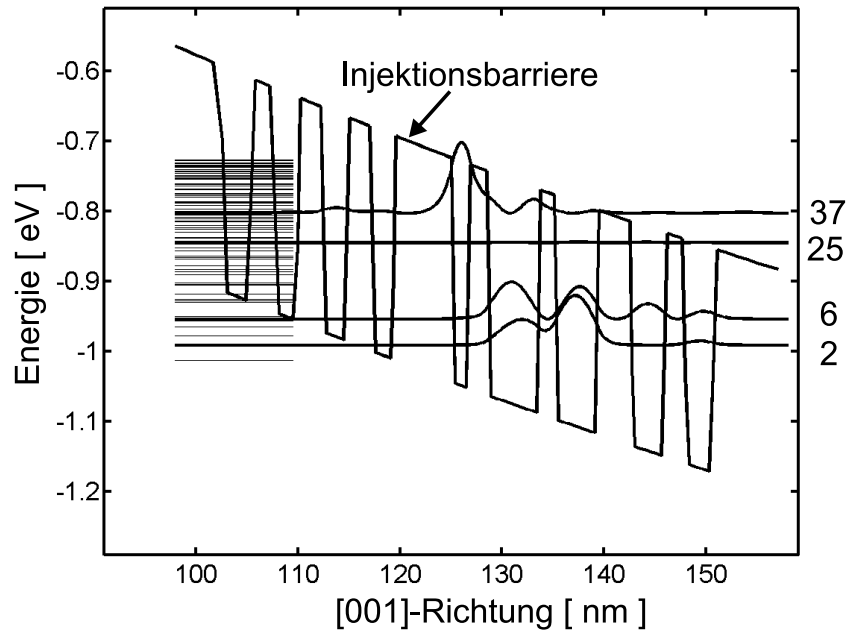


Abbildung 3.9: Schnitt durch einen Ausschnitt der Leitungsbandstruktur (vgl. Abbildung 3.6) entlang der $[001]$ -Richtung 5 nm von der Spaltkante entfernt, wo die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Zustände 37, 6 und 2 am größten sind. Ebenfalls eingezeichnet ist der Zustand 25, welcher der vierte angeregte Zustand des Zustands 6 ist. Dieser weist 5 nm von der Spaltkante entfernt eine geringe Aufenthaltswahrscheinlichkeit auf und ist daher flach.

Aus den Energieniveaus und den dazugehörigen Wellenfunktionen der Zustände lassen sich die LO-Phononübergangszeiten zwischen den Zuständen nach Gleichung 2.37 berechnen. In Tabelle 3.2 sind die Übergangsraten zwischen den wichtigsten Zuständen für die oben beschriebene Quantendrahtstruktur angegeben und den entsprechenden Übergangsraten für die zugrunde liegende QCL-Struktur nach [Sir98] gegenübergestellt. Es ist ersichtlich, dass sich die LO-Phononstreuraten zwischen den entsprechenden Zuständen, die einen wesentlich größeren energetischen Abstand als die LO-Phononenergie haben, beim Quantendraht verglichen zum Quantentopf reduzieren lassen. So sind zum Beispiel im Quantendrahtsystem die LO-Phononübergangsraten zwischen den Zuständen 37 und 6 und 37 und 2 geringer als zwischen den Zuständen 3 und 2 und 3 und 1 im Quantentopfsystem. Dies ist auf die Reduzierung der Dimensionalität des Elektronensystems zurückzuführen, wie es in Abbildung 3.4 anschaulich dargestellt ist und sich in Gleichung 2.37 niederschlägt.

Ebenfalls zu erkennen ist eine Erhöhung der LO-Phononstreurrate für den Übergang zwischen den Zuständen 6 und 2 gegenüber der Streurrate zwischen den Zuständen 2 und 1. Dies liegt an der divergierenden Zustandsdichte beim Quantendraht (siehe Abbildung 2.6 und Gleichung 2.24) im Vergleich zum Quantentopf (vgl. Abbildung 2.6 und Gleichung 2.23). Diese divergierende Zustandsdichte würde theoretisch zu einer divergierenden LO-Phononstreurrate im Quantendrahtsystem nach Gleichung 2.37 führen. Jedoch wird dies wie schon erwähnt im realen System z.B. durch Elektron-Elektron-Streuung, Grenzflächenrauhigkeiten oder Unordnung im Kristallgitter verhindert. Damit erfolgt die Entleerung des unteren Zustands der

	Übergang	Übergangsrate [ps ⁻¹] berechnet	Übergangsrate [ps ⁻¹] berechnet in [Sir98]
Quantentopf	3 → 2	0.495	0.417
	3 → 1	0.252	0.250
	2 → 1	7.35	3.33
	$\sum_{l<3} 3 \rightarrow l$	0.747	0.667
Quantendraht	37 → 6	0.109	-
	37 → 2	0.084	-
	6 → 2	23.9	-
	$\sum_{l<37} 37 \rightarrow l$	1.09	-
	$\sum_{l<6} 6 \rightarrow l$	24.7	-

Tabelle 3.2: Gegenüberstellung der Übergangsraten zwischen den wichtigsten Zuständen für die oben beschriebene Quantendrahtstruktur nach [Kec03] und für die zugrunde liegende QCL-Struktur nach [Sir98], basierend auf Quantentöpfen.

optischen Emission im Quantendraht schneller als im Quantentopf. Die verminderte LO-Phononstreurate zwischen den Zuständen 37 und 6 zusammen mit der verstärkten Entleerung des Zustands 6 führt zu einer höheren Besetzungsinversion zwischen den entsprechenden Zuständen im Quantendrahtsystem als im Quantentopfsystem, wie in Kapitel 5 noch genauer erläutert wird. Allerdings nimmt die gesamte Lebensdauer des oberen Zustands 37 (τ_{37}) im Quantendrahtfall im Vergleich zur Lebensdauer des Zustands 3 (τ_3) im Quantentopffall ab. Dies ist an der erhöhten Streurrate $\tau_{37}^{-1} = \sum_{l<37} \tau_{37 \rightarrow l}^{-1}$ aus dem Zustand 37 heraus in energetisch tiefer liegende Zustände im Vergleich zur Streurrate $\tau_3^{-1} = \tau_{32}^{-1} + \tau_{31}^{-1}$ aus Zustand 3 heraus zu erkennen (siehe Tabelle 3.2). Der Grund dafür liegt in der Vielzahl angeregter Zustände, die sich im Quantendrahtsystem unterhalb des Zustands 37 bilden. Abbildung 3.10 zeigt die LO-Phononstreuraten aus dem Zustand 37 heraus in die darunter liegenden Energieniveaus als Funktion der Übergangsenergie. Mit die größten Beiträge liefert dabei die Streuung in die Zustände 6 und 2 in Analogie zum Quantentopffall. Etwas größer ist sogar die Streurrate in den angeregten Zustand 25. Obwohl das Dipolmatrixelement bzw. das Matrixelement des Ortsoperators zwischen Zustand 37 und 25 wesentlich kleiner ist als das Matrixelement zwischen Zustand 37 und 6 (siehe Tabelle 3.3), ist die LO-Phononstreurate von Zustand 37 in den angeregten Zustand 25 trotzdem größer als in den zu Zustand 25 gehörigen Grundzustand 6. Dies liegt daran, dass die Zustände 37 und 25 energetisch ungefähr $\Delta E \approx 42.2$ meV voneinander getrennt sind. Dieser energetische Abstand liegt in der Nähe der LO-Phononenergie von etwa $\hbar\omega_{LO} \approx 36.5$ meV, was im Quantendrahtfall eine erhöhte LO-Phononstreurate zur Folge hat (siehe Gleichung 2.37). Das heißt, gerade der Effekt einer theoretisch divergierenden Zustandsdichte im Quantendrahtsystem, der zu der weiter oben beschriebenen Erhöhung der Besetzungsinversion führt, bewirkt eine Verringerung der

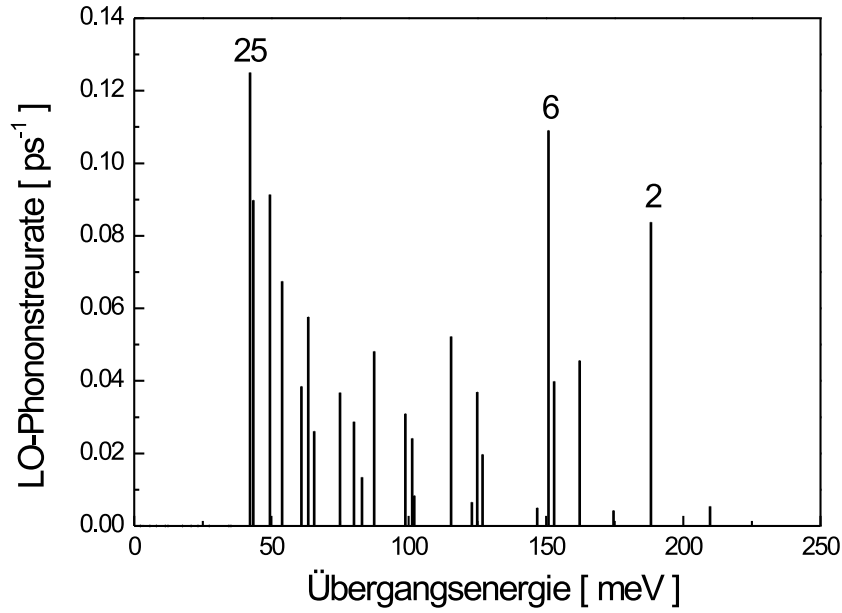


Abbildung 3.10: LO-Phononstreuraten aus dem Zustand 37 heraus in die darunter liegenden Energieniveaus als Funktion der Übergangsenergie. Die größten Beiträge liefert dabei die Streuung in die Zustände 6 und 2 in Analogie zum Quantentopffall. Am größten ist jedoch die Streurrate in den angeregten Zustand 25.

	Übergang	Matrizelement [nm] x - ([001]-) Richtung	Matrizelement [nm] y - ([110]-) Richtung
Quantentopf	3 → 2	1.13	-
	3 → 1	0.193	-
	2 → 1	1.72	-
Quantendraht	37 → 6	1.45	0.0139
	37 → 2	0.178	0.00285
	6 → 2	1.70	0.0706
	37 → 25	0.149	0.0729

Tabelle 3.3: Matrizelemente des Ortsoperators berechnet aus den Ergebnissen von AQUILA für die Energien und Wellenfunktionen sowohl für die konventionelle QCL-Struktur nach [Sir98] als auch für die Quantendrahtkaskadenstruktur nach [Kec03]. Dabei ist zu beachten, dass aufgrund der Auswahlregeln im Quantendrahtsystem Matrizelemente sowohl für eine Polarisation in [001]- als auch in [110]-Richtung auftreten. Dies steht im Gegensatz zu konventionellen QCL-Strukturen, in denen nur Matrizelemente für eine Polarisation entlang der [001]-Richtung auftreten.

Lebensdauer des oberen Emissionszustands 37 durch LO-Phononstreuung in angeregte Zustände. Wie sich das auf den Materialgewinn und die Schwellenstromdichte in der hier beschriebenen Quantendrahtstruktur auswirkt, wird in Kapitel 5 behandelt.

Die in Tabelle 3.3 aufgeführten Matrixelemente des Ortsoperators zeigen, dass in den hier beschriebenen Quantendrahtsystemen nicht nur ein Matrixelement entlang der [001]-Richtung, wie bei Quantenfilmsystemen, sondern auch entlang der [110]-Richtung auftreten kann. Allerdings ist das Matrixelement entlang der [110]-Richtung in den hier untersuchten Quantendrahtstrukturen aufgrund des geringen Einschlusspotentials entlang der [110]-Richtung wesentlich geringer als das Matrixelement entlang der [001]-Richtung. All dies hat Auswirkungen auf die zu erwartende Polarisation der Intersubbandelektrolumineszenz (siehe Kapitel 7).

3.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Funktionsweise eines herkömmlichen Quantenkaskadenlasers vorgestellt und die wichtigsten Komponenten wie Injektor, aktiver Bereich und das Prinzip der Kaskadierung erläutert. Ausgehend von einem konventionellen QCL wurde dargelegt, wie mithilfe der Methode des Überwachsens von Spaltflächen „Cleaved Edge Overgrowth“ (CEO) ein zweidimensionales Einschlusspotential für Elektronen an der Spaltfläche erzeugt werden kann. Dieses führt zur Ausbildung von quantendrahtartigen Zuständen an der Spaltfläche. Es wurde gezeigt, dass sich die Besetzungsinversion wegen der theoretisch divergierenden Zustandsdichte in Quantendrahtsystemen erhöht. Außerdem verringert sich die direkte LO-Phononstreuung vom oberen in den unteren Zustand der optischen Emission durch eine Einschränkung des Impulsraumes. Allerdings nimmt die gesamte Lebenszeit des oberen Emissionszustandes ab. Dies liegt an der Streuung von Elektronen an LO-Phononen in die Vielzahl angeregter Zustände, die sich in dem beschriebenen Quantendrahtsystem wegen des schwachen Einschlusspotentials entlang der [110]-Richtung ausbilden. Insbesondere LO-Phononresonanzen von angeregten Zuständen mit dem oberen Emissionsniveau führen dabei zu einer erhöhten LO-Phononstreurate.

Kapitel 4

Wellenleitung in Quantenkaskadenlaserstrukturen

Das aktive Medium, in dem Photonen durch stimulierte Emission erzeugt werden, ist bei einem Laser in einen optischen Resonator eingebettet. Dieser koppelt einen Teil der entstehenden Strahlung zurück in den aktiven Bereich, wo diese Strahlung verstärkt wird. Der Rest der Strahlung wird durch einen Endspiegel ausgekoppelt. In Halbleiterlasern befindet sich das Lasermedium zur Wellenführung in einem so genannten Wellenleiter. Dieser ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt. In der

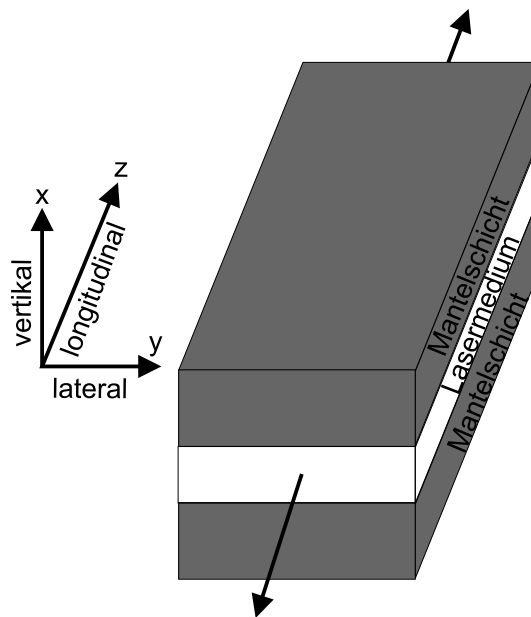


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung eines Wellenleiters für einen kantenemittierenden Halbleiterlaser. Dabei ist das Lasermedium zwischen wellenleitende Mantelschichten eingeschlossen.

Wachstumsrichtung x , der vertikalen Richtung, ist das Lasermedium, das in der Regel einen hohen Brechungsindex besitzt, von Mantelschichten mit einem niedrigen Brechungsindex umgeben. Das Licht kann so im Lasermedium in einer Wellenleitermode nahezu verlustfrei geführt werden. Strahlenoptisch kann dieses Verhalten durch Totalreflexion an der Grenzschicht zwischen zwei dielektrischen Schichten mit un-

terschiedlichen Brechungsindizes erklärt werden. Für eine wellenoptische Erklärung müssen die entsprechenden Wellengleichungen aufgestellt und gelöst werden. Die Wellenführung in der lateralen y -Richtung, wird durch geeignete Strukturierungsmaßnahmen erreicht. Hierfür wird oft ein so genannter „Ridge“-Wellenleiter geätzt. In der longitudinalen Richtung, z -Richtung, werden für kantenemittierende Halbleiterlaser durch das Spalten des Kristalls planparallele Flächen erzeugt, welche die teildurchlässigen Endspiegel eines Fabry-Perot-Resonators bilden.

Dieses Kapitel stellt unterschiedliche Wellenleitersimulationsrechnungen vor, um die Ausbreitung der optischen Mode sowohl in konventionellen als auch in Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen zu berechnen. Dadurch kann ein T-förmiger Wellenleiter für die Quantendrahtstrukturen entworfen und optimiert werden. Die Ergebnisse der Wellenleiterrechnungen für den Quantendrahtintersubbandlaser werden mit denen für einen konventionellen Quantenkaskadenlaser verglichen. Den Abschluss des Kapitels bildet eine Veranschaulichung der Schwellenbedingung in einem Fabry-Perot-Resonator.

4.1 Komplexer Brechungsindex

Um die in diesem Kapitel beschriebenen Wellenleitersimulationen durchführen zu können, muss der Brechungsindex der einzelnen Schichten des Wellenleiters bekannt sein. Der Brechungsindex n einer dielektrischen Schicht ist dabei eine komplexe Größe

$$n = n_{\text{real}} + iK \quad . \quad (4.1)$$

Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, spielen die komplexen Brechungsindizes der einzelnen Schichten eine zentrale Rolle bei der Bestimmung der Modenform und der Verluste eines Wellenleiters. Dabei hängt der Brechungsindex bei einer festen Wellenlänge vom verwendeten Material und der Stärke der Dotierung ab. Im Spektralbereich des mittleren Infrarots (MIR) bestimmt letztere die Verluste in diesen Schichten, die durch den Imaginärteil K des komplexen Brechungsindex ermittelt werden können. Diese Verluste sind nämlich im MIR hauptsächlich durch die Absorption der Strahlung durch freie Ladungsträger gegeben. Aus der komplexen dielektrischen Funktion lässt sich sowohl der Real- als auch der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex errechnen. Dabei ergibt sich für die komplexe dielektrische Funktion im Rahmen des klassischen Drude-Modells nach [Jack83]

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = \varepsilon_\infty \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \eta} \left(1 + \frac{i}{\omega \tau} \right) \right] \quad , \quad (4.2)$$

mit $\omega = 2\pi c/\lambda$ und der Plasmafrequenz $\omega_p = [n_{\text{Si}} e^2 / (\varepsilon_0 \varepsilon_\infty m_e^*)]^{1/2}$, $\eta = 1 + (\omega \tau)^{-2}$ und der Stoßzeit $\tau = \mu_e m_e^* / e$. Die Konzentration an Elektronen in der betreffenden Schicht ist durch n_{Si} gegeben. m_e^* ist die effektive Masse der Elektronen und μ_e ihre Beweglichkeit. $\varepsilon_\infty = n_\infty^2$ ist die Hochfrequenzdielektrizitätskonstante des undotierten Halbleiters. Aus der Beziehung $\varepsilon_1 + i\varepsilon_2 = n^2 = (n_{\text{real}} + iK)^2$ ergibt sich

$$\varepsilon_1 = n_{\text{real}}^2 - K^2 \quad (4.3)$$

$$\varepsilon_2 = 2n_{\text{real}}K \quad . \quad (4.4)$$

Damit erhält man für den Real- und Imaginärteil des Brechungsindex

$$n_{\text{real}} = \frac{1}{2} \sqrt{2\varepsilon_1 + 2\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}} \quad (4.5)$$

$$K = \frac{\varepsilon_2}{\sqrt{2\varepsilon_1 + 2\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}}} \quad (4.6)$$

Im Spektralbereich des mittleren Infrarot um $10 \mu\text{m}$ kann man $\eta \approx 1$ annehmen. Außerdem gilt $\varepsilon_2^2 \ll \varepsilon_1^2$ und damit ergibt sich für den Real- und Imaginärteil des Brechungsindex

$$n_{\text{real}} = n_{\infty} \left(1 - \frac{\omega_{\text{P}}^2}{\omega^2} \right)^{1/2} \quad (4.7)$$

$$K = \frac{n_{\text{Si}} e^3 \lambda^3}{16\pi^3 c^3 \varepsilon_0 n_{\text{real}} m_e^{*2} \mu_e} \quad (4.8)$$

In Abbildung 4.2 ist der Realteil n_{real} des Brechungsindex und der Absorptions-

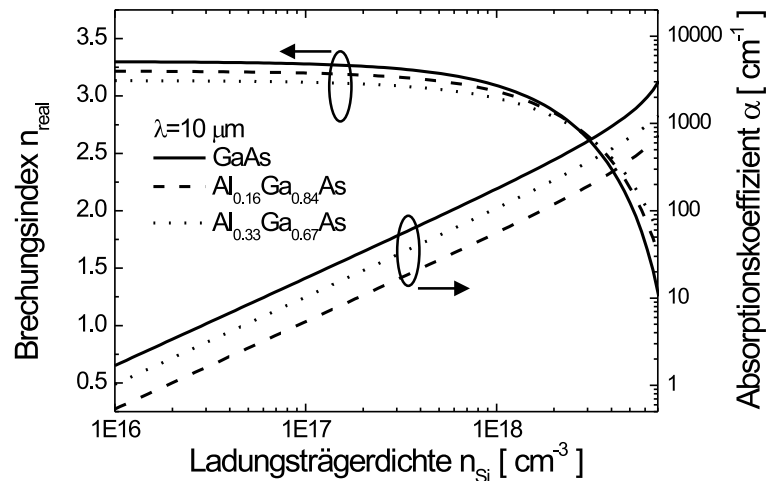


Abbildung 4.2: Realteil des Brechungsindex n_{real} und Absorptionskoeffizient α in Abhängigkeit von der Ladungsträgerdichte n_{Si} in GaAs- und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten mit unterschiedlichem Aluminiumanteil x .

koeffizient $\alpha = 4\pi K/\lambda$ für unterschiedliche GaAs- und $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten in Abhängigkeit von der Ladungsträgerkonzentration dargestellt. Dabei wurde bei den Rechnungen eine Wellenlänge von $\lambda = 10 \mu\text{m}$ verwendet. Es ist dabei zu beachten, dass sowohl die Beweglichkeit μ_e als auch die effektive Masse m_e^* von der Ladungsträgerkonzentration n_{Si} abhängig ist [Ada94, Mau89, Mey87]. Der Hochfrequenzbrechungsindex n_{∞} in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ -Heterostrukturen, der im hier untersuchten Spektralbereich gültig ist, wird nach

$$n_{\infty}(x) = 3.3 - 0.53x + 0.09x^2 \quad (4.9)$$

berechnet [Lev99].

In Abbildung 4.2 ist zu erkennen, dass der Realteil des Brechungsindex mit zunehmender Dotierung abnimmt, wenn die Plasmafrequenz des Halbleiters in der Nähe der Emissionsfrequenz ω liegt (vgl. Gleichung 4.7). Die Verluste α nehmen aufgrund von Photonenabsorption durch freie Ladungsträger mit zunehmender Ladungsträgerkonzentration stark zu. Diese beiden Punkte spielen, wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, beim Entwurf von Wellenleitern für Quantenkaskadenlaser im mittleren Infrarot eine entscheidende Rolle.

4.2 Schichtwellenleiter

In konventionellen QCLs basierend auf Quantentöpfen erfolgt die vertikale Wellenführung mithilfe eines Schichtwellenleiters. Abbildung 4.3 zeigt den schematischen Aufbau eines Schichtwellenleiters. Da die Brechungsindizes der verschiedenen

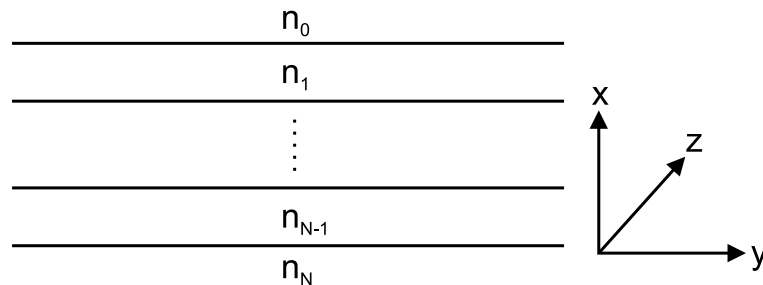


Abbildung 4.3: Schematische Darstellung eines Schichtwellenleiters mit den unterschiedlichen Brechungsindizes der Schichten $n_0 - n_N$. Die x -Richtung steht senkrecht zu den Schichten, während die y - und z -Richtung in der Schichtebene liegen. Die optische Mode breitet sich in z -Richtung aus.

Materialien in der lateralen Richtung häufig über größere Bereiche als in der vertikalen Richtung konstant sind, kann die räumliche Verteilung der elektromagnetischen Mode in der (y, z) -Ebene mithilfe der so genannten „effektiven Index-Näherung“ berechnet werden. Dabei wird das zweidimensionale Problem auf die Lösung von zwei entkoppelten eindimensionalen Wellengleichungen zurückgeführt [Buu82]. Bei Schichtsystemen bleibt oft auch die laterale Einschränkung der Mode durch den „Ridge“ unberücksichtigt und man geht von einer unendlichen Ausdehnung der Schichten in lateraler Richtung aus. Die Wellengleichung für die Amplitude $\phi_j(x)$ der Mode der elektromagnetischen Welle j -ter Ordnung in vertikaler Richtung ergibt sich aus den Maxwell-Gleichungen zu [AgDu93]

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + n^2(x)k_0^2 \right] \phi_j(x) = \beta^2 \phi_j(x) \quad . \quad (4.10)$$

Dabei ist $n(x)$ der ortsabhängige komplexe Brechungsindex. Ist die elektromagnetische Welle transversal-elektrisch (TE) polarisiert, so ist das elektrische Feld parallel zur y -Richtung und $\phi_j(x)$ entspricht der Amplitude des elektrischen Feldes $E_y(x)$ in y -Richtung. Für den Fall, dass das elektrische Feld wie in konventionellen Schicht-QCLs parallel zur Wachstumsrichtung x verläuft, handelt es sich um transversal-magnetische (TM) Polarisation. Dabei entspricht $\phi_j(x)$ der Amplitude

des magnetischen Feldes $H_y(x)$ in y -Richtung. Weiterhin ist $k_0 = 2\pi/\lambda$ der Betrag des Wellenvektors im Vakuum mit der Wellenlänge λ des emittierten Lichts. Für TE polarisierte Moden gilt für das elektrische Feld

$$\mathbf{E} = \begin{pmatrix} 0 \\ E_y(x) \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (4.11)$$

und für TM polarisierte elektromagnetische Wellen gilt für das magnetische Feld

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ H_y(x) \\ 0 \end{pmatrix} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (4.12)$$

Die elektromagnetische Welle breitet sich in z -Richtung mit der Ausbreitungskonstanten $\beta = k_0 n_j$ aus. Dabei ist n_j der komplexe Brechungsindex der Mode j -ter Ordnung. Dieser darf nicht mit dem komplexen Brechungsindex der einzelnen Wellenleiterschichten verwechselt werden. Vielmehr bezieht sich n_j auf den gesamten Wellenleiter, in dem sich die Mode j -ter Ordnung ausbreitet. Der Realteil von n_j gibt den effektiven Brechungsindex

$$n_{\text{eff},j} = \text{Re}(n_j) = \text{Re}\left(\frac{\beta}{k_0}\right) \quad (4.13)$$

und der Imaginärteil den Absorptionskoeffizient der j -ten Mode

$$\alpha_{\text{W},j} = -2k_0 \text{Im}(n_j) = -2\text{Im}(\beta) \quad (4.14)$$

an. Ein negativer Absorptionskoeffizient $\alpha_{\text{W},j}$ bedeutet dabei einen Wellenleiterverlust, während ein positives $\alpha_{\text{W},j}$ einen Gewinn darstellt (vgl. Gleichungen 4.11 und 4.12). Die Komponenten des elektrischen Feldes $E_y(x)$ bzw. des magnetischen Feldes $H_y(x)$ können in einem Schichtwellenleiter nach Gleichung 4.10 mithilfe der Transfermatrixmethode berechnet werden [Schm03, Man04, Pin04]. Dabei müssen die aus den Maxwellgleichungen resultierenden Stetigkeitsbedingungen erfüllt sein. Die räumliche Verteilung der Intensität $I(x)$ ist damit für TE Polarisation proportional zu $|E_y(x)|^2$ bzw. für TM Polarisation proportional zu $|H_y(x)|^2/n^2(x)$.

In Abbildung 4.4 ist die mithilfe der Transfermatrixmethode berechnete Intensität der Grundmode entlang der Wachstumsrichtung (x -Richtung) des Quantenkaskadenlasers nach Sirtori *et al.* [Sir99] dargestellt. Außerdem ist der ortsabhängige Realteil des Brechungsindex sowie der Verlust für die einzelnen Schichten des Wellenleiters aufgetragen. Dabei ergibt sich der Wellenleiterverlust α_{W} aus dem Imaginärteil des Brechungsindex der einzelnen Schichten des Wellenleiters gemäß Gleichung 4.14. Bei dem hier vorgestellten Wellenleiter wird die Änderung des Brechungsindex anstatt durch die Verwendung unterschiedlicher Materialien allein durch eine Änderung der Dotierung der einzelnen Schichten erreicht. Die aktive Region nach Abschnitt 3.2 ist dabei zwischen zwei $3.5 \mu\text{m}$ dicken niedrig dotierten ($n_{\text{Si}} = 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) und zwei $1 \mu\text{m}$ dicken hoch dotierten ($n_{\text{Si}} = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) GaAs-Schichten eingeschlossen. Letztere dienen auch als Kontaktschichten. Die Dotierkonzentration der hoch

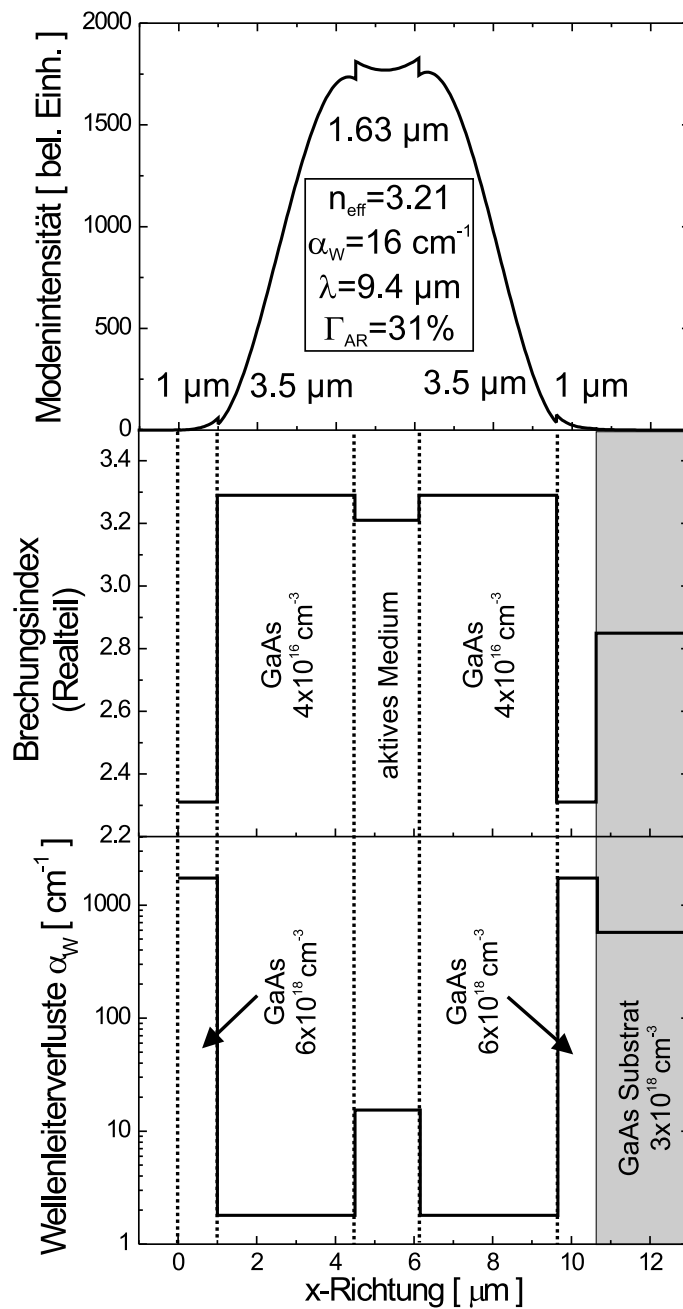


Abbildung 4.4: Wellenleiter nach Sirtori et al. [Sir99]. Dargestellt ist die Verteilung der Intensität für die Grundmode, berechnet mithilfe der Transfermatrixmethode, zusammen mit dem Realteil des Brechungsindex und den Wellenleiterverlusten in den einzelnen Schichten des Quantenkaskadenlasers.

dotierten n^{++} -GaAs-Schichten ist dabei so gewählt, dass ihre Plasmafrequenz nahe der Emissionsfrequenz des QCLs liegt. Dadurch wird der Realteil des Brechungsindex dieser Schichten stark reduziert (mittlerer Teil von Abbildung 4.4). Gleichzeitig erhöht sich der Imaginärteil des Brechungsindex, was nach Gleichung 4.14 zu einem größeren Absorptionskoeffizienten dieser Schichten führt (unterer Teil von Abbildung 4.4). Um den Wellenleiterverlust möglichst gering zu halten, muss der Überlapp der

optischen Mode mit diesen hoch dotierten GaAs-Schichten möglichst klein gehalten werden. Dies wird dadurch erreicht, dass die aktive Region von den hoch dotierten GaAs-Schichten durch die zwei dicken niedrig dotierten GaAs-Schichten getrennt wird. In Referenz [Sir99] geben die Autoren einen Überlappfaktor der optischen Mode mit den hoch dotierten n^{++} -GaAs-Schichten von $\Gamma_{n^{++}} \approx 0.8\%$ an. Dieser geringe Überlappfaktor bewirkt allerdings einen Wellenleiterverlust von ungefähr 14 cm^{-1} , was 90% der gesamten Wellenleiterverluste von $\alpha_W = 16 \text{ cm}^{-1}$ ausmacht. Dies liegt an dem hohen Absorptionskoeffizienten in den hoch dotierten GaAs-Schichten, der speziell im mittleren Infrarot durch die Absorption der emittierten Strahlung durch freie Ladungsträger zustande kommt (siehe Abbildung 4.4).

Der vorgestellte Wellenleiter aus Abbildung 4.4 kann im Wesentlichen mit drei Parametern optimiert werden. Dies sind die Dotierkonzentration, die Dicke der hoch dotierten n^{++} -GaAs-Schichten und die Dicke der niedrig dotierten GaAs-Mantelschichten. Deren geringe Dotierung spielt für die Wellenleitung keine Rolle und wird so gewählt, dass diese Schichten eine gute elektrische Leitfähigkeit besitzen ohne die Wellenleiterverluste zu erhöhen. In Referenz [Sir99] wird dafür ein Wert zwischen $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ und $6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ angegeben. In dieser Publikation wird der Wellenleiter optimiert, indem das Verhältnis

$$\frac{\Gamma}{\alpha_W} \quad (4.15)$$

maximiert wird, wobei Γ der Überlapp der optischen Mode mit der aktiven Region (AR) ist

$$\Gamma = \frac{\int_{\text{AR}} \phi^*(x)\phi(x) dx}{\int \phi^*(x)\phi(x) dx} \quad (4.16)$$

Dieser Überlappfaktor wird auch als Füllfaktor (engl.: *confinement factor*) bezeichnet. Die Maximierung des Verhältnisses Γ/α_W sorgt für einen hohen Überlappfaktor der Mode mit dem aktiven Bereich bei gleichzeitig niedrigen Wellenleiterverlusten. So nimmt mit größer werdender Dicke der niedrig dotierten GaAs-Mantelschichten der Füllfaktor ab. Gleichzeitig verringern sich wegen des geringeren Überlapps der Mode mit den verlustreichen hoch dotierten GaAs-Schichten aber auch die Wellenleiterverluste (vgl. Abbildung 4.4). Da die niedrig dotierten GaAs-Mantelschichten einen höheren Realteil des Brechungsindex als die aktive Region besitzen, werden diese Schichten auch als „Separate-Confinement“-Schichten bezeichnet. Für die Wellenleiterstruktur nach Abbildung 4.4 ergibt sich ein Verhältnis von $\Gamma_{\text{AR}}/\alpha_W \approx 1.9 \times 10^{-2}$ cm.

In früheren Wellenleiterdesigns [Sir98] wurden AlGaAs-Schichten mit einem niedrigeren Realteil des Brechungsindex als die aktive Region verwendet, um die Mode in der aktiven Region einzuschließen. Diese AlGaAs-Schichten haben gegenüber dem oben vorgestellten Wellenleiterdesign verschiedene Nachteile. Zum einen zeigen die Ladungsträgerdichten in diesen Schichten erhebliche Schwankungen gegenüber den unterschiedlichsten Einflüssen, wie zum Beispiel Streulicht und Temperatur. Dies kann zu Instabilitäten in der Schwellenstromdichte des QCLs führen [SiBa99]. Zum

anderen ist das Wachstum von dicken GaAs-Schichten hoher Qualität viel einfacher als von AlGaAs-Schichten, deren maximale Dicke aufgrund von auftretenden Rauigkeiten begrenzt ist. Des Weiteren ist die thermische Leitfähigkeit von ternären Verbindungen schlechter als von binären Kristallsystemen. Daher führt die Verwendung von GaAs-Schichten zu einem verminderten thermischen Widerstand [Sir99].

4.3 Zweidimensionale Wellenleiterrechnungen

Um einen Wellenleiter für Quantendrahtintersubbandemitter zu entwerfen, die mithilfe der CEO-Methode hergestellt werden, ist eine eindimensionale Lösung der Wellengleichung nicht mehr ausreichend. Da diese Strukturen aus zwei Schichtfolgen entlang zweier unterschiedlicher Kristallrichtungen (der [001]- und der [110]-Richtung) bestehen, ist das vorliegende Problem zweidimensionaler Natur. Daher muss auch die Wellengleichung in zwei Dimensionen gelöst werden. In dieser Arbeit wird dazu die skalare Wellengleichung

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} + n^2(x, y) \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \psi = 0 \quad (4.17)$$

betrachtet. Der komplexe Brechungsindex ist jetzt eine Funktion von x und y , wobei x entlang der [001]-Richtung und y entlang der [110]-Richtung verläuft. $\psi = \psi(x, y, z)$ stellt die Amplitude der zu berechnenden Mode dar. Die skalare Wellengleichung unterscheidet dabei nicht zwischen TM- und TE-Moden. Das heißt, dass die skalare Wellengleichung nur für Strukturen mit schwacher Wellenführung, in denen die Polarisation der Welle vernachlässigbar ist, verwendet werden kann. Im Fall von Quantenkaskadenlasern zeigen mit der Transfermatrixmethode durchgeführte Rechnungen kaum Unterschiede für TM- und TE-polarisierte Moden. Aus diesem Grund wird nur ein geringer Fehler bei Verwendung der Wellengleichung in der skalaren Form erwartet. Daher ist die Voraussetzung einer schwachen Wellenführung in den hier betrachteten Strukturen erfüllt. Um die Polarisation berücksichtigen zu können, müsste man die Wellengleichung in vektorieller Form lösen, was den Rechen- und Zeitaufwand deutlich erhöhen würde.

Die Lösung der skalaren Wellengleichung soll durch eine Reihenentwicklung der allgemeinen Lösung der Wellengleichung 4.17 erfolgen [Mar91, Pin04]

$$\psi(x, y, z) = e^{-i\beta z} \sum_{\mu=1}^{N_x} \sum_{\nu=1}^{N_y} c_{\mu\nu} \phi_{\mu\nu}(x, y) \quad . \quad (4.18)$$

Die Welle breitet sich in z -Richtung mit dem Wellenvektor β aus. Um eine exakte Lösung zu erhalten, müssen N_x und N_y gegen unendlich gehen, während man für eine numerische Lösung auf eine endliche Basis $N_x \times N_y$ beschränkt ist. Die Funktionen $\phi_{\mu\nu}(x, y)$ bilden einen vollständigen Satz von orthogonalen Basisfunktionen. Diese Basisfunktionen sollen die Wellenfunktion möglichst gut abbilden und numerisch leicht zu behandeln sein. Besonders gut eignen sich Produktfunktionen aus Sinus-

und Kosinusfunktionen. In [Mar91] werden die Basisfunktionen

$$\phi_{\mu\nu}(x, y) = \sqrt{\frac{4}{L_x L_y}} \sin\left(\frac{\pi}{L_x} \mu x\right) \sin\left(\frac{\pi}{L_y} \mu y\right) \quad (4.19)$$

verwendet, während [Pin04] eine Basis benützt, die folgendermaßen definiert ist:

$$\begin{aligned} \mu = 0 : \quad \phi_\mu(x) &= \sqrt{\frac{1}{L_x}}, \\ \mu = 1 \dots N_x/2 : \quad \phi_\mu(x) &= \sqrt{\frac{2}{L_x}} \sin\left(\frac{2\pi}{L_x} \mu x\right), \\ \mu = N_x/2 + 1 \dots N_x : \quad \phi_\mu(x) &= \sqrt{\frac{2}{L_x}} \cos\left(\frac{2\pi}{L_x} (\mu - N_x/2)x\right). \end{aligned} \quad (4.20)$$

Dabei ist

$$\phi_{\mu\nu}(x, y) = \phi_N(x, y) = \phi_\mu(x) \phi_\nu(y) \quad (4.21)$$

L_x und L_y begrenzen das Simulationsgebiet in x - und in y -Richtung. Die Indizes N , μ und ν sind durch die Beziehung

$$N = \mu + \nu(N_x + 1) \quad (4.22)$$

miteinander verknüpft. In dieser Arbeit werden die Basisfunktionen aus Gleichung 4.20 verwendet.

Setzt man die Reihenentwicklung von $\psi(x, y, z)$ aus Gleichung 4.18 in die skalare Wellengleichung 4.17 ein, so erhält man ein System von algebraischen Gleichungen

$$\sum_{\mu=1}^{N_x} \sum_{\nu=1}^{N_y} A_{\mu'\nu',\mu\nu} c_{\mu\nu} = \left(\frac{\beta\lambda}{2\pi}\right)^2 c_{\mu'\nu'} \quad (4.23)$$

Die Koeffizienten $A_{\mu'\nu',\mu\nu}$ sind mit den reellen Basisfunktionen $\phi_{\mu\nu}(x, y)$ aus Gleichung 4.20 gegeben durch

$$A_{\mu'\nu',\mu\nu} = \int_0^{L_x} dx \int_0^{L_y} dy [n^2(x, y) \phi_{\mu'\nu'}(x, y) \phi_{\mu\nu}(x, y)] - \frac{\lambda^2}{4} \left(\frac{\mu^2}{L_x^2} + \frac{\nu^2}{L_y^2}\right) \delta_{\mu'\mu} \delta_{\nu'\nu} \quad (4.24)$$

Die Gleichung 4.23 kann auch als Eigenwertgleichung der Form

$$\hat{\mathbf{A}}\mathbf{C} = \Lambda\mathbf{C} \quad (4.25)$$

geschrieben werden. Dabei sind die Eigenwerte Λ gegeben durch

$$\Lambda = \left(\frac{\beta\lambda}{2\pi}\right)^2 \quad (4.26)$$

Diese Eigenwerte ergeben die Wellenvektoren β der geführten Moden und aus den Eigenvektoren \mathbf{C} lassen sich mit Gleichung 4.18 die einzelnen Moden $\psi(x, y, z)$ berechnen. Zum Lösen der Eigenwertgleichung 4.25 wird ein modifizierter Jacobi-Algorithmus verwendet [Pin04]. Aus dem Wellenvektor β der geführten Moden lässt sich nach den Gleichungen 4.13 und 4.14 sowohl deren effektiver Brechungsindex als auch der Wellenleiterverlust α_w berechnen.

4.4 Zweidimensionale Wellenleitersimulation für einen konventionellen Quantenkaskadenlaser

In diesem Abschnitt werden die eindimensionalen Wellenleiterrechnungen aus Abschnitt 4.2 auf zwei Dimensionen ausgedehnt, um die im vorhergehenden Abschnitt 4.3 beschriebene zweidimensionale Wellenleiterrechnung zu testen und um die Ergebnisse für den konventionellen Quantenkaskadenlaser nach Sirtori *et al.* besser mit den im nächsten Abschnitt 4.5 durchgeführten Berechnungen für eine Quantendrahtkaskadenlaserstruktur vergleichen zu können. Dazu wird die Schichtstruktur nach Abbildung 4.5 betrachtet. Die Wachstumsrichtung verläuft entlang der [001]-Richtung, die mit x bezeichnet wird. Die laterale Ausdehnung des Wellenleiters entlang der [110]-Richtung wird mit y bezeichnet. Der komplexe Brechungsindex

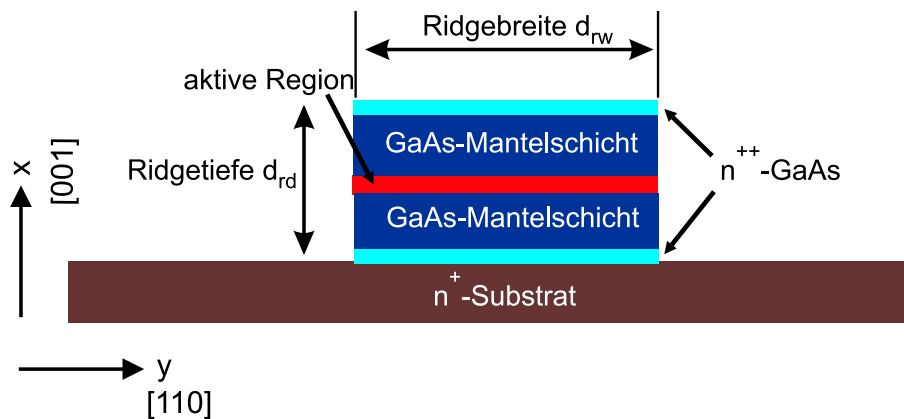


Abbildung 4.5: Quantenkaskadenlaserstruktur nach Sirtori *et al.* [Sir99]. Die Breite des Ridge in lateraler Richtung ist mit d_{rw} und die Ridgetiefe mit d_{rd} gekennzeichnet. Die Wachstumsrichtung verläuft entlang der [001]-Richtung (x -Richtung), während die laterale Ausdehnung des Ridge entlang der [110]-Richtung (y -Richtung) verläuft.

der einzelnen Schichten des Wellenleiters nach Abbildung 4.5 wird nach Abschnitt 4.1 berechnet. In Tabelle 4.1 ist der Realteil des Brechungsindex n_{real} und der Absorptionskoeffizient α der einzelnen Schichten für eine Wellenlänge von $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$ aufgeführt. Für das Substrat wurde in den Simulationsrechnungen eine Schichtdicke von $10 \mu\text{m}$ eingesetzt. Die Schichtdicke der aktiven Region beträgt $1.66 \mu\text{m}$ und ihr komplexer Brechungsindex wurde mithilfe eines effektiven Aluminiumanteils von $x = 0.16$ berechnet. Die in Tabelle 4.1 angegebenen Schichtdotierungen sind der Referenz [Sir99] entnommen. Für die laterale Ausdehnung des Wellenleiters wurde eine Ridgebreite von $d_{rw} = 30 \mu\text{m}$ verwendet. Die Ridgekanten wurden als senkrecht angenommen mit einer Tiefe des Ridge bis hinunter zum Beginn des Substrats (siehe Abbildung 4.5). Außerhalb der Struktur wurde als Medium Luft mit einem Brechungsindex von $n_{\text{real}} = 1$ ohne Absorption ($\alpha = 0$) angenommen. Durch Lösen der skalaren Wellengleichung nach Abschnitt 4.3 erhält man für die Grundmode der Wellenleiterstruktur nach Tabelle 4.1 einen Intensitätsverlauf gemäß Abbildung 4.6. Die Grundmode ist dabei die Mode mit dem größten Realteil des Brechungsindex.

Schichtdicke	Material	n_{real}	α [cm^{-1}]
1 μm	n^{++} -GaAs ($n_{\text{Si}} = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	2.31	1740
3.5 μm	GaAs ($n_{\text{Si}} = 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)	3.29	1.8
1.66 μm	$\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$ ($n_{\text{Si}} = 8.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)	3.21	15.4
3.5 μm	GaAs ($n_{\text{Si}} = 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$)	3.29	1.8
1 μm	n^{++} -GaAs ($n_{\text{Si}} = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	2.31	1740
10 μm	n^+ -GaAs-Substrat ($n_{\text{Si}} = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	2.85	574

Tabelle 4.1: Realteil des Brechungsindex n_{real} und Absorptionskoeffizient α der einzelnen Schichten der Quantenkaskadenlaserstruktur nach [Sir99] für eine Wellenlänge von $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$.

Die mit der skalaren Wellengleichung erzielten Ergebnisse stimmen gut mit den von Sirtori *et al.* angegebenen Werten überein (siehe Referenz [Sir99] und Abschnitt 4.2). Es ergibt sich ein effektiver Brechungsindex der Mode von $n_{\text{real}} = 3.24$ bei einem Wellenleiterverlust von $\alpha_{\text{W}} = 14 \text{ cm}^{-1}$. Der Füllfaktor errechnet sich zu $\Gamma = 0.28$, was zu einem Verhältnis von $\Gamma/\alpha_{\text{W}} = 2.0 \times 10^{-2} \text{ cm}$ führt. Abweichungen von den Werten aus [Sir99] können sich durch Verwendung einer etwas anderen Wellenlänge, eventuellen Unterschieden in den komplexen Brechungsindizes der Schichten, aber

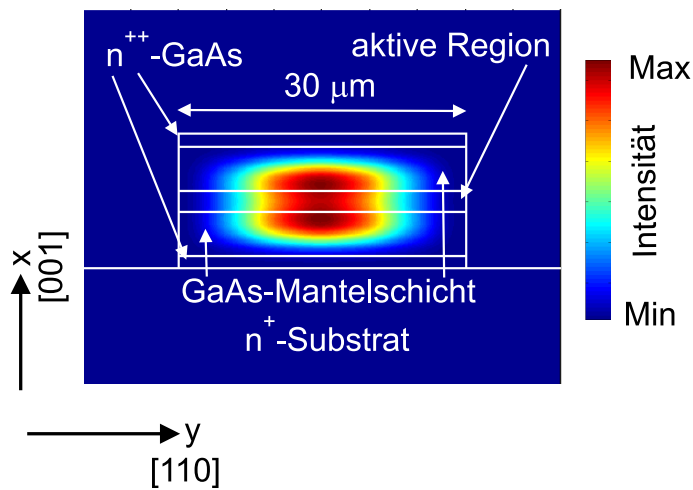


Abbildung 4.6: Zweidimensionale Intensitätsverteilung der Grundmode für die QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* [Sir99], berechnet durch Lösen der skalaren Wellengleichung nach Abschnitt 4.3. Für die laterale Ausdehnung des Wellenleiters wurde $30 \mu\text{m}$ gewählt.

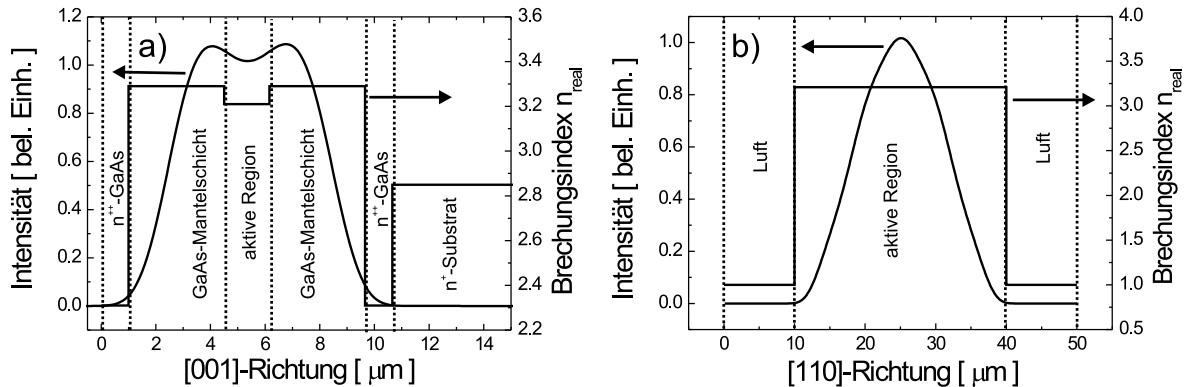


Abbildung 4.7: a) Schnitt durch die Grundmode entlang der [001]-Richtung in der Mitte des Wellenleiterridge. b) Schnitt der Grundmode durch den aktiven Bereich entlang der [110]-Richtung.

auch durch die Nichtberücksichtigung der TM-Polarisation bei der skalaren Wellengleichung, ergeben.

Abbildung 4.7 a) zeigt einen Schnitt durch die Grundmode nach Abbildung 4.6 in der Mitte des Wellenleiterridge entlang der [001]-Richtung. Die Form der Mode lässt sich mit der nach der Transfermatrixmethode berechneten Mode nach Abbildung 4.4 vergleichen. Ein Schnitt durch die Grundmode in der aktiven Region mit einem effektiven Brechungsindex von $n_{\text{eff}} = 3.21$ entlang der [110]-Richtung zeigt den Einschluss der Mode innerhalb des Wellenleiterridge (siehe Abbildung 4.7 b)). Der Ridge ist dabei auf beiden Seiten durch Luftschichten begrenzt.

4.5 T-förmige Wellenleiter für Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen

In diesem Abschnitt wird ein zweidimensionaler Wellenleiter für die in Abschnitt 3.4 vorgestellte Quantendrahtintersubbandemitterstruktur entworfen. Dabei muss der Wellenleiter mit der Herstellungsmethode des CEO vereinbar sein. Als geeignet hat sich das Konzept eines T-förmigen Wellenleiters erwiesen, das auch schon bei optisch und elektrisch gepumpten Interband-Diodenlasern, die mit dieser Methode hergestellt wurden, Anwendung fand [Weg93, Weg94]. Die Optimierung des T-förmigen Wellenleiters wird durch Lösen der skalaren Wellengleichung 4.17 aus Abschnitt 4.3 für unterschiedliche Wellenleiterstrukturen erreicht. Eine solche T-förmige Wellenleiterstruktur für einen Quantendrahtintersubbandemitter ist in Abbildung 4.8 exemplarisch dargestellt. In der ersten Wachstumsrichtung wird eine Quantendrahtkaskadenemitterstruktur nach Abschnitt 3.4 entlang der [001]-Richtung auf ein dotiertes GaAs-Substrat gewachsen. Dabei ist der undotierte aktive Bereich eines konventionellen Quantenkaskadenlasers zwischen zwei intrinsischen GaAs-Mantelschichten und zwei hoch dotierten GaAs-Kontaktschichten eingeschlossen. Diese Schichten haben wellenleitende Eigenschaften entlang der [001]-Richtung, wie schon in Abschnitt 4.4 beschrieben wurde. Die Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten der ein-

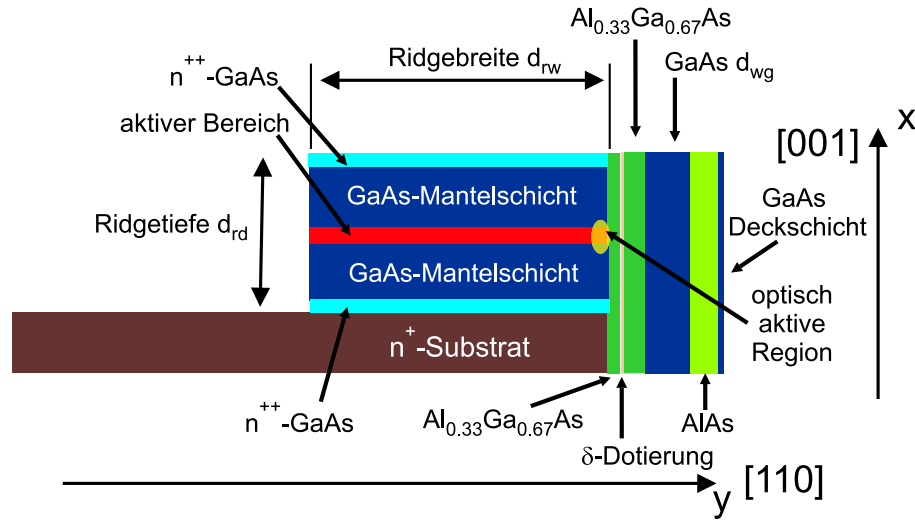


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung eines T-förmigen Wellenleiters für Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen. Eine derartige Struktur kann mit der Methode des CEO realisiert werden.

zelenen Schichten entlang des ersten Wachstumsschritts ([001]-Richtung) sind in Tabelle 4.2 zusammengefasst.

Entlang der zweiten Wachstumsrichtung, der [110]-Richtung wird zunächst eine 50 nm dicke $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht gewachsen. Darauf folgt eine Modulations- bzw. δ -Dotierung, gefolgt von einer weiteren 300 nm dicken $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht, wie in Abschnitt 3.4 beschrieben. Anders als in Abschnitt 3.4 wird nun eine wellenleitende

Schichtdicke	Material	n_{real}	α [cm^{-1}]
1 μm	$\text{n}^{++}\text{-GaAs}$ ($n_{\text{Si}} = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	2.31	1740
3.5 μm	GaAs	3.3	0.015
1.6562 μm	$\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.84}\text{As}$	3.22	0.018
3.5 μm	GaAs	3.3	0.015
1 μm	$\text{n}^{++}\text{-GaAs}$ ($n_{\text{Si}} = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	2.31	1740
10 μm	$\text{n}^+\text{-GaAs-Substrat}$ ($n_{\text{Si}} = 3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	2.85	574

Tabelle 4.2: Realteil des komplexen Brechungsindex und Absorptionskoeffizient α der Schichten einer Quantendrahtintersubbandlaserstruktur entlang des ersten Wachstumsschritts, also entlang der [001]-Richtung, berechnet nach Abschnitt 4.1.

Schicht aus intrinsischem GaAs der Dicke d_{wg} aufgebracht, welche die optische Mode entlang der [110]-Richtung führt und die Mode nahe an die Spaltfläche bringt, wo sich die optisch aktive Region mit den quantendrahtartigen Zuständen befindet. Diese Zustände erstrecken sich an der Spaltfläche wie in Abschnitt 3.4 beschrieben etwa 20 nm entlang der [110]-Richtung. Danach folgt eine 0.7 nm dicke AlAs-Schicht

Schichtdicke	Material	n_{real}	α [cm^{-1}]
Ridgebreite d_{rw}	erster Wachstumsschritt	-	-
0.35 μm	$\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$	3.13	0.035
GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg}	GaAs	3.3	0.015
0.7 μm	AlAs	2.86	0.15
0.02 μm	GaAs	3.3	0.015

Tabelle 4.3: Realteil des komplexen Brechungsindex und Absorptionskoeffizient α der Schichten einer Quantendrahtintersubbandlaserstruktur entlang des zweiten Wachstumsschritts, also entlang der [110]-Richtung, berechnet nach Abschnitt 4.1.

mit niedrigem Brechungsindex, welche die Mode zur Probenoberfläche hin begrenzt. Auf die Notwendigkeit dieser Schicht wird in Abschnitt 4.5.3 noch genauer eingegangen. Als Abschluß der [110]-Wachstumssequenz wird eine 20 nm dicke intrinsische GaAs-Schicht gewachsen, die als Oxidationsschutz dient. Die Brechungsindizes und Absorptionskoeffizienten der einzelnen Schichten entlang des zweiten Wachstumsschritts ([110]-Richtung) sind in Tabelle 4.3 aufgeführt.

Im Folgenden wird unter anderem die Abhängigkeit des Füllfaktors und der Wellenleiterverluste der optischen Mode von der Dicke d_{wg} des GaAs-Wellenleiters entlang der [110]-Richtung, sowie von der Breite d_{rw} des Wellenleiterridge untersucht. Dabei wird wie in Abschnitt 4.4 eine senkrechte Flanke des Ridge angenommen, der bis hinunter zum GaAs-Substrat reicht. Der Wellenleiterridge hat zum einen die Aufgabe die Mode in lateraler Richtung einzuschränken und zum anderen wird durch den Ridge auch das Gebiet für die numerische Berechnung der Moden mit der skalaren Wellengleichung nach Abschnitt 4.3 begrenzt. In Abbildung 4.9 sind die Intensitätsverteilungen einiger Grundmoden und einer Mode erster Ordnung für unterschiedliche Dicken d_{wg} der wellenleitenden GaAs-Schicht entlang des zweiten Wachstumsschritts aufgetragen. Dabei wird eine Ridgebreite von $d_{\text{rw}} = 30 \mu\text{m}$ angenommen. Die Rechnungen wurden für eine Wellenlänge von $\lambda = 8.3 \mu\text{m}$ durchgeführt, was einer Übergangsenergie von ungefähr 150 meV entspricht (vgl. Abschnitt 3.4). Ebenfalls aufgeführt ist der Füllfaktor Γ der optischen Moden, welcher den Anteil der Mode angibt, der mit der optisch aktiven Region in der untersuchten Quantendrahtintersubbandlaserstruktur überlappt. Der Füllfaktor ist im Quantendrahtfall sehr viel kleiner als im Quantenfilmfall (vgl. Abschnitt 4.4). Der Grund dafür liegt in der viel kleineren optisch aktiven Region an der Spaltkante, wo sich die quantendrahtartigen Zustände befinden. Diese haben nur eine Ausdehnung von etwa 20 nm entlang der [110]-Richtung. Dieser kleine Füllfaktor hat auch Auswirkungen auf die zu erwartende Schwellenstromdichte in Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen (siehe Kapitel 5).

Der für eine Quantendrahtintersubbandlaserstruktur zu entwerfende Wellenleiter hat die Aufgabe die optische Mode so gut wie möglich über der optisch aktiven Region mit den Quantendrahtzuständen zu konzentrieren. In Abbildung 4.9 ist zu erkennen, dass bei einer geringen Dicke d_{wg} des GaAs-Wellenleiters die Grundmode

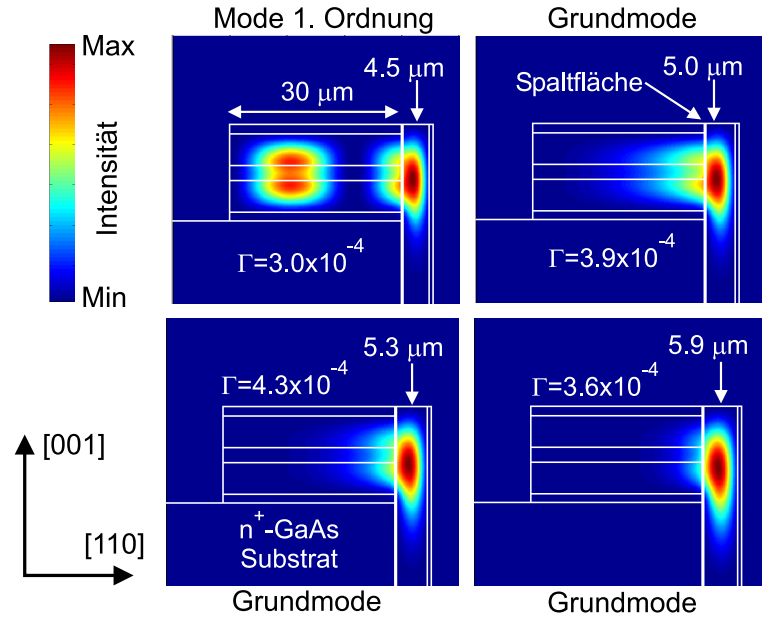


Abbildung 4.9: Intensitätsverteilung einiger Grundmoden und einer Mode erster Ordnung (links oben) für eine Quantendrahtintersubbandlaserstruktur bei verschiedenen GaAs-Wellenleiterdicken d_{wg} und einer Ridgebreite von $d_{rw} = 30 \mu\text{m}$. Ebenfalls angegeben sind die Füllfaktoren Γ für die jeweilige Mode.

einen großen Überlapp mit dem ersten Wachstumsschritt besitzt. Für dickere GaAs-Wellenleiterschichten wird die Grundmode immer weiter an die Spaltfläche herangezogen, wo sich die quantendrahtartigen Zustände befinden. Dies macht sich in einem zunehmenden Füllfaktor bemerkbar. Für noch dickere GaAs-Wellenleiterschichten wird die Grundmode immer weiter von der Spaltfläche weg in den zweiten Wachstumsschritt hineingezogen, was sich in einem abnehmenden Füllfaktor widerspiegelt. Dabei breitet sich die Mode innerhalb dieser GaAs-Wellenleiterschicht immer mehr in Richtung n^+ -GaAs-Substrat aus, also in Abbildung 4.9 nach unten. Gleiches gilt auch für das Maximum der Mode. Der Grund dafür liegt darin, dass innerhalb der GaAs-Wellenleiterschicht die Mode in Richtung GaAs-Substrat nicht durch eine Schicht mit niedrigem Brechungsindex begrenzt ist. In Richtung der Oberfläche der Struktur wird die Mode jedoch durch den Übergang von der GaAs-Wellenleiterschicht mit einem hohen Brechungsindex $n_{\text{real}} = 3.3$ zu Luft mit einem niedrigen Brechungsindex $n_{\text{real}} = 1$ begrenzt. Der Füllfaktor Γ der Grundmode hat für einen $30 \mu\text{m}$ breiten Ridge bei einer Dicke von $d_{wg} = 5.3 \mu\text{m}$ ein Maximum.

In Tabelle 4.4 sind einige Eigenschaften der Grundmode für die konventionelle Quantenkaskadenlaserstruktur nach Sirtori *et al.* [Sir99] den Berechnungen mit der skalaren Wellengleichung für diese Struktur nach Abschnitt 4.4 gegenübergestellt. Ebenfalls aufgeführt sind die Ergebnisse für die hier beschriebene Quantendrahtkaskadenlaserstruktur mit einer GaAs-Wellenleiterdicke von $d_{wg} = 5.3 \mu\text{m}$ und einer Ridgebreite von $d_{rw} = 30 \mu\text{m}$. Neben dem Füllfaktor Γ ist beim Entwurf einer Wellenleiterstruktur auch der Wellenleiterverlust α eine entscheidende Größe. So ist im Quantendrahtfall der Wellenleiterverlust etwa um einen Faktor Drei gerin-

	Sirtori QCL [Sir99]	Sirtori QCL (Abschnitt 4.4)	QWR-Struktur
n_{real}	3.21	3.24	3.25
α [cm ⁻¹]	16	14	5.3
Γ	0.31	0.28	4.3×10^{-4}
Γ/α [cm]	1.9×10^{-2}	2.0×10^{-2}	8.0×10^{-5}

Tabelle 4.4: Vergleich einiger Wellenleitereigenschaften der Grundmode. Zum einen werden die Werte aus [Sir99] für die konventionelle QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* mit den Werten aus den Berechnungen nach Abschnitt 4.4 für dieselbe Struktur verglichen. Zum anderen sind auch die Werte für die Quantendrahtintersubbandlaserstruktur nach Abbildung 4.8 aufgeführt.

ger als im Quantenfilmfall. Dies liegt im Wesentlichen an einem verringerten Überlapp der optischen Mode mit den hoch dotierten n^{++} -GaAs-Kontaktschichten, da die Mode in der hier präsentierten T-förmigen Wellenleiterstruktur stark in die intrinsische GaAs-Wellenleiterschicht entlang der [110]-Richtung mit einem niedrigen Absorptionskoeffizienten α gezogen wird. In Referenz [Sir99] wird angegeben, dass der Überlapp der Mode mit den hoch dotierten Kontaktschichten zwar gering ist, aber trotzdem für etwa 90% der gesamten Wellenleiterverluste verantwortlich ist. Die für die gleiche Wellenleiterstruktur in Abschnitt 4.4 durchgeführte Rechnung liefert, dass etwa 87% der Wellenleiterverluste durch den Überlapp mit den hoch dotierten GaAs-Kontaktschichten verursacht werden. In der hier behandelten T-förmigen Wellenleiterstruktur für einen Quantendrahtintersubbandlaser ist dieser Anteil noch viel größer. So werden 99% der gesamten Wellenleiterverluste durch den Überlapp der Mode mit den hoch dotierten Kontaktschichten verursacht. Dieser Überlapp beträgt in der hier behandelten Quantendrahtstruktur nur etwa $\Gamma_{n^{++}} \approx 0.3\%$. Neben dem Überlapp mit den hoch dotierten GaAs-Kontaktschichten spielt dabei auch die Tatsache eine Rolle, dass im Gegensatz zur Quantenfilmstruktur die $3.5 \mu\text{m}$ dicken GaAs-Mantelschichten und die gesamte $1.6562 \mu\text{m}$ dicke aktive Region undotiert sind. Die einzigen dotierten Schichten sind die n^{++} -Kontaktschichten, das n^+ -GaAs-Substrat und die optisch aktive Region mit den Quantendrähten an der Spaltkante, die eine Volumendotierkonzentration von $n_{\text{Si}} = 8.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ besitzt. Letztere Region liefert allerdings nur einen geringen Beitrag zu den gesamten Wellenleiterverlusten. Wie sich die verringerten Wellenleiterverluste zusammen mit dem kleineren Füllfaktor auf die im Quantendrahtsystem zu erwartende Schwellenstromdichte auswirkt, wird in Kapitel 5 behandelt.

In den Abbildungen 4.10 a) und b) sind der effektive Brechungsindex und der Wellenleiterverlust α der Grundmode sowie der Mode erster Ordnung in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} für verschiedene Ridgebreiten d_{rw} dargestellt. Mit zunehmender GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} nimmt der effektive Brechungsindex n_{real} der Grundmode und der Mode erster Ordnung stetig zu. Der Grund dafür liegt in der Tatsache, dass die Moden immer mehr mit dieser Wellenleiterschicht, die einen hohen Brechungsindex aufweist, überlappen. Mit abnehmender Ridgebreite nimmt der effektive Brechungsindex n_{real} sowohl der Grundmode als auch der Mode erster Ordnung ab. Dies liegt daran, dass die Moden in immer weniger Material mit einem

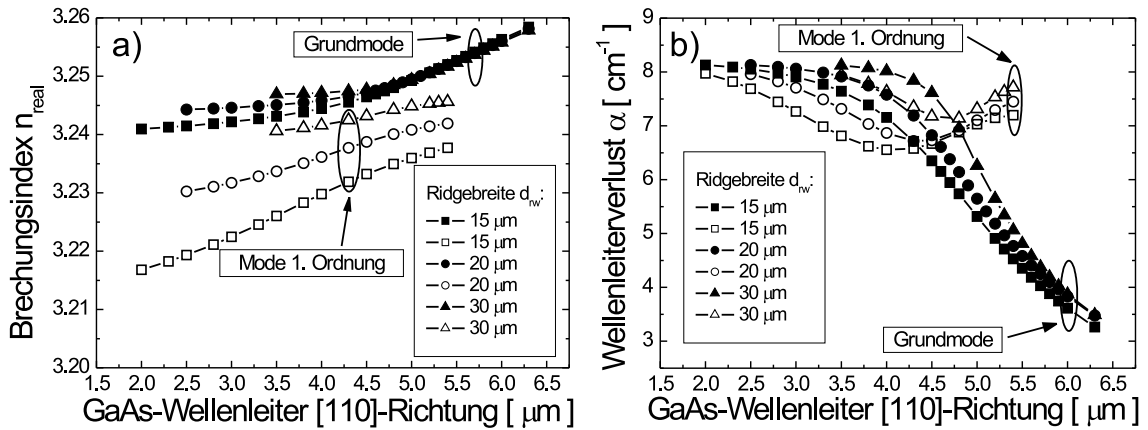


Abbildung 4.10: a) Effektiver Brechungsindex n_{real} und b) Wellenleiterverlust α der Grundmode (geschlossene Symbole) und der Mode erster Ordnung (offene Symbole) in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} für verschiedene Ridgebreiten d_{rw} .

hohen Brechungsindex eingeschlossen sind. Der Wellenleiterverlust α der Grundmode (siehe Abbildung 4.10 b)) nimmt mit zunehmender GaAs-Wellenleiterdicke ab, was daran liegt, dass die Grundmode immer weniger mit den verlustreichen n^{++} -GaAs-Schichten überlappt, da die Mode mit zunehmender GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} immer weiter in Richtung des zweiten Wachstumsschritts verschoben wird und immer mehr in dieser Wellenleiterschicht konzentriert wird (siehe auch Abbildung 4.9). Für die Mode erster Ordnung zeigt die Abhängigkeit des Wellenleiterverlustes α von der Dicke des GaAs-Wellenleiters ein anderes Verhalten als für die Grundmode. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Mode erster Ordnung in zwei Teile zerfällt (Abbildung 4.9 links oben). Ein Teil der Mode ist dabei im ersten Wachstumsschritt konzentriert, während der andere Teil an der Spaltfläche konzentriert ist. Für kleine GaAs-Wellenleiterdicken d_{wg} haben beide Teile der Mode erster Ordnung einen großen Überlapp mit den hoch dotierten n^{++} -GaAs-Kontaktschichten und der resultierende Wellenleiterverlust für die Mode ist hoch. Mit zunehmender Dicke der GaAs-Wellenleiterschicht nimmt der Überlapp des zweiten Teils der Mode erster Ordnung, der an der Spaltfläche konzentriert ist, mit den verlustreichen n^{++} -Schichten ab, da dieser Teil immer mehr in den zweiten Wachstumsschritt hineingezogen wird. Daher nehmen die Wellenleiterverluste der Mode erster Ordnung mit zunehmender Dicke der GaAs-Wellenleiterschicht zunächst ab. Bei weiterer Erhöhung der Dicke d_{wg} nimmt die Intensität des ersten Teils der Mode erster Ordnung zu Gunsten des zweiten Teils, der an der Spaltfläche konzentriert ist, zu. Der erste Teil hat aber einen großen Überlapp mit den verlustreichen n^{++} -GaAs-Schichten. Folglich nimmt der Wellenleiterverlust α der Mode erster Ordnung mit zunehmender GaAs-Wellenleiterdicke wieder zu. Die Abnahme der Wellenleiterverluste α sowohl für die Grundmode als auch für die Mode erster Ordnung mit abnehmender Ridgebreite lässt sich damit erklären, dass die Moden für abnehmende Ridgebreiten mit immer weniger Material mit hohen Absorptionskoeffizienten überlappen.

Für eine Optimierung des T-förmigen Wellenleiters nach Abbildung 4.8 ist allerdings nicht nur der Wellenleiterverlust α von Bedeutung, sondern auch der Füllfaktor Γ ,

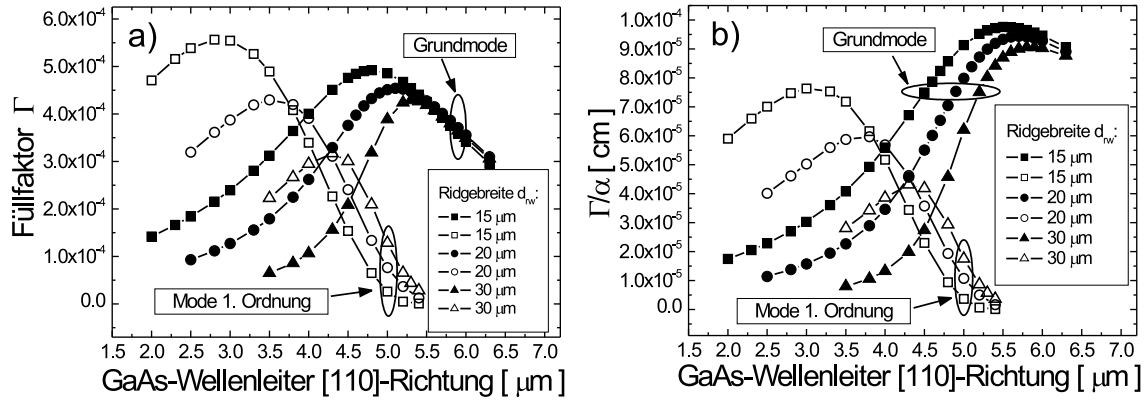


Abbildung 4.11: a) Füllfaktor Γ und b) Verhältnis Γ/α der Grundmode (geschlossene Symbole) und der Mode erster Ordnung (offene Symbole) in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} für verschiedene Ridgebreiten d_{rw} .

welcher den Überlapp der Mode mit der optisch aktiven Region angibt (siehe Abbildung 4.11 a)). Wie schon in Abbildung 4.9 zu sehen ist, nimmt der Füllfaktor Γ mit zunehmender GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} zu bis er ein Maximum erreicht. Für größere GaAs-Wellenleiterdicken nimmt der Füllfaktor Γ wieder ab. Dies gilt sowohl für die Grundmode als auch für die Mode erster Ordnung. Für kleinere Ridgebreiten d_{rw} ist dabei der Einschluss der Grundmode und der Mode erster Ordnung über der aktiven Region an der Spaltfläche besser und somit der Füllfaktor größer. Dies spiegelt sich auch darin wider, dass für kleiner werdende Ridgebreiten die GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} , bei der ein maximaler Füllfaktor erreicht wird, immer kleiner wird.

In Referenz [Sir99] wird das Verhältnis Γ/α aus Füllfaktor und Wellenleiterverlusten für die optische Mode maximiert, um einen optimalen Wellenleiter zu entwerfen. In Abbildung 4.11 b) ist dieses Verhältnis Γ/α in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} für verschiedene Ridgebreiten d_{rw} dargestellt. Wie beim Füllfaktor nimmt das Verhältnis Γ/α mit zunehmender GaAs-Wellenleiterdicke zunächst zu, bis es ein Maximum erreicht und bei weiterer Zunahme der Wellenleiterdicke d_{wg} wieder abnimmt. Dies gilt sowohl für die Grundmode als auch für die Mode erster Ordnung. Dabei liegt die GaAs-Wellenleiterdicke bei der das Maximum von Γ/α erreicht wird über der bei der ein Maximum im Füllfaktor Γ auftritt. Dieser Effekt ist bei der Grundmode ausgeprägter als bei der Mode erster Ordnung. Dies liegt an den bei größeren GaAs-Wellenleiterdicken geringen Wellenleiterverlusten, was vor allem bei der Grundmode zu beobachten ist (vgl. Abbildung 4.10 b)). Wegen der niedrigeren Wellenleiterverluste α bei größeren GaAs-Wellenleiterdicken sind auch die Maxima des Verhältnisses Γ/α für alle untersuchten Ridgebreiten bei der Grundmode größer als bei der Mode erster Ordnung, obwohl das Maximum des Füllfaktors für die Mode erster Ordnung bei einer Ridgebreite von $d_{rw} = 15 \mu\text{m}$ das für die Grundmode übersteigt. Aufgrund des geringeren Füllfaktors im Quantendrahtfall gegenüber dem Quantenfilmfall ist auch das Verhältnis Γ/α trotz der verminderten Wellenleiterverluste wesentlich geringer (vgl. Tabelle 4.4).

4.5.1 Der Einfluss der GaAs-Wellenleiterschichten in [001]-Richtung auf die Wellenleitereigenschaften

Im vorhergehenden Abschnitt wurde der Einfluss der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} entlang der [110]-Richtung auf einige Wellenleitereigenschaften wie Füllfaktor und Wellenleiterverluste behandelt. In diesem Abschnitt soll der Einfluss der intrinsischen GaAs-Wellenleiterschichten entlang der [001]-Richtung, die im letzten Abschnitt $3.5 \mu\text{m}$ dick waren, auf die Wellenleitereigenschaften betrachtet werden. Dazu wurden für unterschiedliche Dicken $d_{[001]}$ dieser wellenleitenden GaAs-Schichten entlang der [001]-Richtung zweidimensionale Simulationsrechnungen mit der skalaren Wellengleichung 4.17 für verschiedene GaAs-Wellenleiterdicken d_{wg} entlang der [110]-Richtung durchgeführt. Bei den Rechnungen wurde eine Ridgebreite von $d_{\text{rw}} = 30 \mu\text{m}$ verwendet. In Abbildung 4.12 a) und b) sind sowohl der effektive

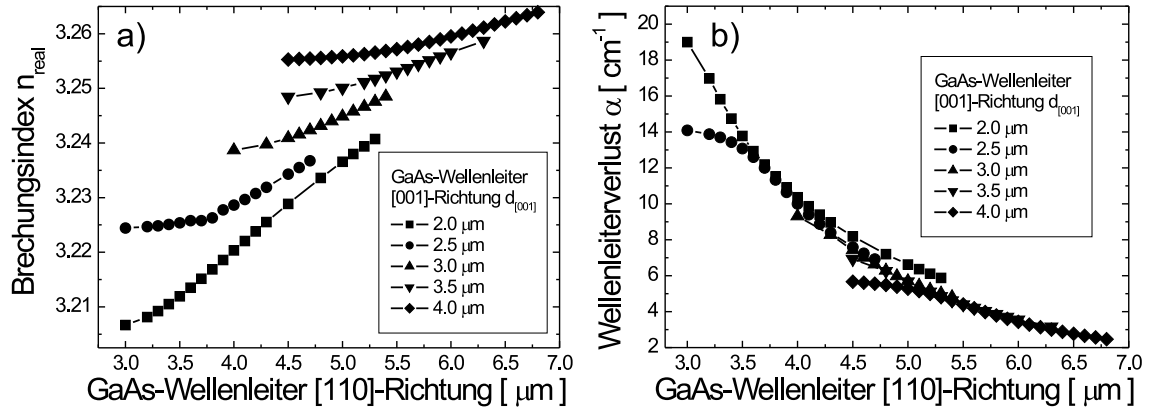


Abbildung 4.12: a) Effektiver Brechungsindex n_{real} der Grundmode in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} für verschiedene GaAs-Wellenleiterdicken entlang der [001]-Richtung. b) Wellenleiterverlust α der Grundmode in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} für verschiedene GaAs-Wellenleiterdicken entlang der [001]-Richtung.

ve Brechungsindex n_{real} der Grundmode als auch deren Wellenleiterverluste α in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} für verschiedene Dicken $d_{[001]}$ der GaAs-Wellenleiterschichten dargestellt. Wie schon in Abbildung 4.10 a) des vorherigen Abschnitts zu sehen, steigt der effektive Brechungsindex der Grundmode mit zunehmender GaAs-Wellenleiterdicke entlang der [110]-Richtung an. Dabei ist der effektive Brechungsindex umso größer, je dicker die wellenleitenden GaAs-Schichten entlang der [001]-Richtung sind. Ebenso ist der Überlapp der optischen Mode mit diesen Schichten umso größer, je dicker diese Schichten mit einem hohen Brechungsindex sind und folglich nimmt der effektive Brechungsindex der Mode zu. Die Wellenleiterverluste der Grundmode (siehe Abbildung 4.12 b)) nehmen, wie im vorherigen Abschnitt schon gezeigt, mit zunehmender GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} entlang der [110]-Richtung ab. Die Wellenleiterverluste nehmen allerdings mit abnehmender Wellenleiterdicke $d_{[001]}$ sehr stark zu, was sich vor allem bei kleinen GaAs-Wellenleiterdicken d_{wg} widerspiegelt. Der Grund dafür liegt im verstärkten Überlapp der optischen Mode mit den hoch dotierten, verlustreichen GaAs- n^{++} -Kontaktschichten mit abnehmender Dicke $d_{[001]}$ der GaAs-Wellenleiterschichten.

Der Einschluss der Grundmode über der optisch aktiven Region an der Spaltkante der Quantendrahtintersubbandlaserstruktur wird allerdings für kleiner werdende GaAs-Wellenleiterdicken $d_{[001]}$ immer besser, was sich in einem größer werdenden Füllfaktor niederschlägt (siehe Abbildung 4.13 a)). Außerdem verschiebt sich die

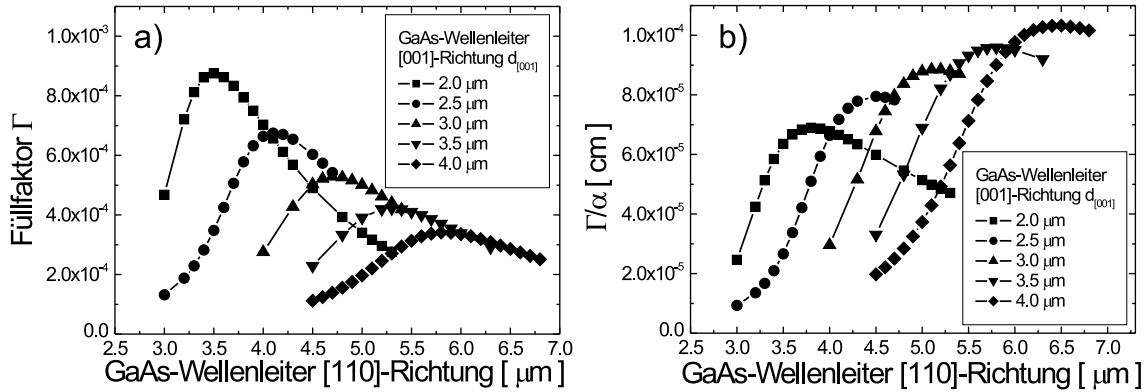


Abbildung 4.13: a) Füllfaktor Γ der Grundmode in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} für verschiedene GaAs-Wellenleiterdicken entlang der $[001]$ -Richtung. b) Verhältnis Γ/α der Grundmode in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} für verschiedene GaAs-Wellenleiterdicken entlang der $[001]$ -Richtung.

GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} , die benötigt wird, um ein Maximum im Füllfaktor zu erreichen, für kleiner werdende GaAs-Wellenleiterdicken $d_{[001]}$ zu geringeren Werten. Wie bereits vorher erwähnt, sind aber in diesem Bereich die Wellenleiterverluste relativ hoch, was bei geringen GaAs-Wellenleiterdicken entlang der $[001]$ -Richtung zu einem kleinen Verhältnis Γ/α führt (siehe Abbildung 4.13 b)). Für größere GaAs-Wellenleiterdicken $d_{[001]}$ als 3.5 μm nimmt der Überlapp der Grundmode mit den verlustreichen n^{++} -Kontaktschichten des ersten Wachstumsschritts ab und somit auch deren gesamten Wellenleiterverluste (vgl. Abbildung 4.12 b)). Allerdings steigt mit zunehmender Dicke $d_{[001]}$ der GaAs-Wellenleiterschichten auch der Füllfaktor an. Obwohl insgesamt das Verhältnis aus Füllfaktor und Wellenleiterverlusten Γ/α bei einer größeren GaAs-Wellenleiterdicke entlang der $[001]$ -Richtung zunimmt, bringt die Wahl von dickeren GaAs-Mantelschichten im ersten Wachstumsschritt auch Nachteile mit sich. Neben dem höheren Materialverbrauch beim MBE-Wachstum im ersten Wachstumsschritt sind auch dickere GaAs-Wellenleiterschichten entlang des zweiten Wachstumsschritts nötig, um einen maximalen Füllfaktor bzw. ein maximales Verhältnis Γ/α zu erzielen. Die 3.5 μm dicken GaAs-Wellenleiterschichten im ersten Wachstumsschritt stellen daher einen guten Kompromiss zwischen geringen Wellenleiterverlusten, hohem Füllfaktor und gemäßigten Schichtdicken dar.

4.5.2 Der Einfluss von Materialgewinn auf die Wellenleiter-eigenschaften

Um den Einfluss von Materialgewinn, der in Kapitel 5 behandelt wird, auf die Wellenleitereigenschaften zu untersuchen, wird in der aktiven Region an der Spaltfläche

ein positiver Imaginärteil des komplexen Brechungsindex eingeführt. Dieser stellt dann keinen Verlust dar wie in Abschnitt 4.1, sondern einen Gewinn. Um Lasertätigkeit zu erreichen, muss dieser Gewinn die Spiegel- und Wellenleiterverluste kompensieren. Bei den Simulationsrechnungen muss daher der Imaginärteil des komplexen Eigenwerts der Mode, berechnet mit der skalaren Wellengleichung 4.17, sowohl die Wellenleiter- als auch die Spiegelverluste, welche in Abschnitt 4.6 behandelt werden, kompensieren. Im vorliegenden Fall wurde der Imaginärteil des komplexen Brechungsindex so gewählt, dass der Gewinn der Mode im Bereich von $20\text{--}40\text{ cm}^{-1}$ liegt. In Abbildung 4.14 a) ist gezeigt, welche Imaginärteile K des komplexen Brechungsindex eingesetzt werden müssen, um einen entsprechenden Gewinn der Mode zu erhalten. Dieser Darstellung wurden Berechnungen an einer Quantendrahtintersubbandlaserprobe mit einer Ridgebreite von $d_{\text{rw}} = 30\text{ }\mu\text{m}$ und einer GaAs-Wellenleiterdicke entlang der $[110]$ -Richtung von $d_{\text{wg}} = 5.3\text{ }\mu\text{m}$ zugrunde gelegt. Es ist zu erkennen,

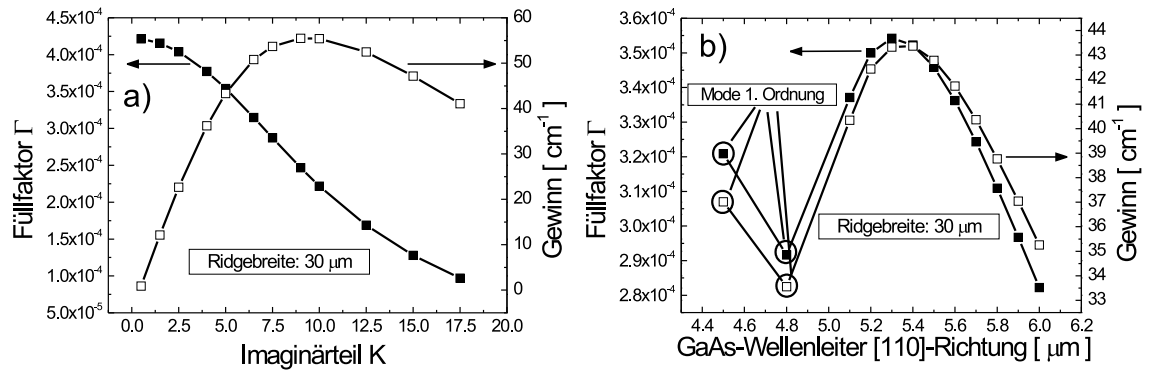


Abbildung 4.14: a) Füllfaktor Γ (geschlossene Symbole) und Gewinn (offene Symbole) der Grundmode in Abhängigkeit vom positiven Imaginärteil K , der in der optisch aktiven Region an der Spaltfläche eingeführt wurde. Dabei wurde eine Ridgebreite von $d_{\text{rw}} = 30\text{ }\mu\text{m}$ und eine GaAs-Wellenleiterdicke entlang der $[110]$ -Richtung von $d_{\text{wg}} = 5.3\text{ }\mu\text{m}$ gewählt. b) Füllfaktor Γ (geschlossene Symbole) und Gewinn (offene Symbole) für die Mode mit dem größten Gewinn in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterschichtdicke d_{wg} entlang der $[110]$ -Richtung. Bei diesen Rechnungen wurde ein positiver Imaginärteil von $K = 5.0$ in der aktiven Region und eine Ridgebreite von $d_{\text{rw}} = 30\text{ }\mu\text{m}$ gewählt.

dass der Gewinn der hier betrachteten Grundmode mit zunehmendem Imaginärteil K zunächst ansteigt und nach Erreichen eines Maximums wieder abnimmt. Dies liegt daran, dass mit zunehmendem Imaginärteil K in der aktiven Region die Mode nicht mehr an der Spaltkante konzentriert werden kann, sondern das Maximum der Mode in den ersten Wachstumsschritt hinein gedrängt wird. Dies spiegelt sich auch in einem abnehmenden Füllfaktor Γ wider (siehe Abbildung 4.14 a)). Berechnungen für die konventionelle QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* mit der skalaren Wellengleichung liefern dagegen einen mit zunehmendem Imaginärteil K linear ansteigenden Gewinn für die Grundmode. Da ein Wegdrängen der Mode aus der optisch aktiven Region hier nicht zu beobachten ist, bleibt der Füllfaktor Γ in diesem Fall nahezu konstant. In Abbildung 4.14 b) ist die Abhängigkeit des Füllfaktors Γ und des Gewinns für die Mode mit dem größten Gewinn von der GaAs-Wellenleiterschichtdicke d_{wg} entlang der $[110]$ -Richtung aufgetragen. Dabei wurde eine Ridgebreite von $d_{\text{rw}} = 30\text{ }\mu\text{m}$ und ein positiver Imaginärteil in der optisch aktiven Region von $K = 5.0$ angenommen.

Es ist zu erkennen, dass das Maximum des maximalen Gewinns der geführten Mode nicht mit dem Maximum für den Füllfaktor zusammenfällt, sondern bei einer etwas dickeren GaAs-Wellenleiterschicht entlang der [110]-Richtung liegt. Außerdem ist das Maximum des Gewinns der Mode auch nicht bei der gleichen GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} wie das Maximum für das Verhältnis Γ/α (vgl. Abbildung 4.11 b)). Dieses Ergebnis legt den Schluss nahe, dass bei Berücksichtigung des Materialgewinns in der optisch aktiven Region ein großer Füllfaktor wichtiger ist als geringe Wellenleiterverluste. Des Weiteren zeigt sich, dass für kleine GaAs-Wellenleiterdicken d_{wg} nicht die Grundmode, sondern die Mode erster Ordnung den größten Gewinn aufweist (vgl. Abbildung 4.14 b)). Diese Ergebnisse bestätigen die Resultate vom Beginn des Abschnitts 4.5, nach welchen für kleine GaAs-Wellenleiterdicken d_{wg} die Mode erster Ordnung bezüglich Füllfaktor und Wellenleiterverluste gegenüber der Grundmode bevorzugt ist.

Die Berechnungen mit Materialgewinn, also mit einem positiven Imaginärteil K in der optisch aktiven Region, zeigen, dass dieser Wert für eine Quantendrahtkaskadenlaserstruktur nach Abbildung 4.8 etwa um einen Faktor 250 größer sein muss, um den gleichen Gewinn für die geführte Mode zu erreichen, als für die konventionelle Quantenkaskadenlaserstruktur nach Sirtori *et al.* [Sir99]. Dies ist in Übereinstimmung mit dem Verhältnis aus den Werten von Γ/α für die konventionelle Quantenkaskadenlaserstruktur und die Quantendrahtkaskadenlaserstruktur (vgl. Tabelle 4.4). Ob Werte für den positiven Imaginärteil in der optisch aktiven Region von $K \approx 2.5$, was einem Materialgewinn in der Größenordnung von $\alpha \approx 40000 \text{ cm}^{-1}$ entspricht, in den hier vorgestellten Quantendrahtstrukturen erreicht werden können, wird in den Abschnitten 5.2 und 5.3 genauer behandelt. Die in den letzten Abschnitten erhaltenen Ergebnisse sind nochmals in Referenz [Her05] zusammengefasst.

4.5.3 Der Einfluss der AlAs-Schicht auf die Wellenleitereigenschaften

Bisher wurde die Schichtdicke der AlAs-Wellenleiterschicht entlang der [110]-Richtung aus Abbildung 4.8 als konstant betrachtet. In diesem Abschnitt soll der Einfluss dieser Schicht auf die Wellenleitereigenschaften wie Füllfaktor Γ und Wellenleiterverlust α behandelt werden. Diese Schicht ist dafür gedacht, mit ihrem niedrigen Brechungsindex die Mode zur Oberfläche hin zu begrenzen [Schm03]. In Abbildung 4.15 a) ist der Füllfaktor Γ und der Wellenleiterverlust α in Abhängigkeit von der AlAs-Schichtdicke für verschiedene GaAs-Wellenleiterdicken d_{wg} dargestellt. Es zeigt sich, dass mit abnehmender GaAs-Wellenleiterdicke die AlAs-Schichtdicke größer werden muss, um einen maximalen Füllfaktor zu erreichen. Dieses Ergebnis bedeutet, dass die AlAs-Schicht nicht ihren ursprünglichen Zweck der Begrenzung der Mode zur Oberfläche hin erfüllt. Vielmehr ist sie eine Verlängerung der GaAs-Wellenleiterschicht, allerdings mit einem niedrigeren Brechungsindex. Dies bewirkt, dass die Gesamtschichtdicke aus GaAs-Wellenleiterschicht und AlAs-Schicht mit abnehmender GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} zunehmen muss, um einen maximalen Füllfaktor zu erreichen. Dies zeigt sich auch am Verhältnis Γ/α aus Abbildung 4.15 b), das erst bei einer AlAs-Schichtdicke von ungefähr $2.0 \mu\text{m}$ sättigt. Diese Sätti-

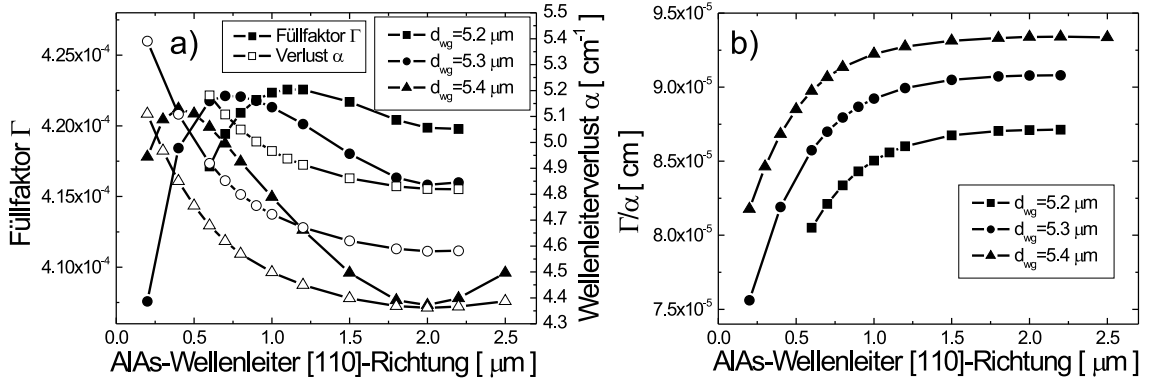


Abbildung 4.15: a) Füllfaktor Γ (geschlossene Symbole) und Wellenleiterverlust α (offene Symbole) in Abhängigkeit von der AlAs-Schichtdicke für verschiedene GaAs-Wellenleiterdicken d_{wg} . Es wurde eine Ridgebreite von $30 \mu\text{m}$ gewählt. b) Verhältnis Γ/α in Abhängigkeit von der AlAs-Schichtdicke für verschiedene GaAs-Wellenleiterdicken d_{wg} .

gung tritt ein, da bei größeren AlAs-Schichtdicken der Füllfaktor nach Abbildung 4.15 a) nicht monoton abnimmt, sondern konstant bleibt bzw. sogar zunimmt. Dies deutet darauf hin, dass in diesem Bereich die AlAs-Schicht wellenleitende Eigenschaften übernimmt. Der erneute Anstieg des Wellenleiterverlusts α bei dickeren AlAs-Schichten in Abbildung 4.15 a) spiegelt diese Tatsache wider. Dies liegt an einem größeren Überlapp der Mode mit der AlAs-Schicht, die einen größeren Absorptionskoeffizienten als die GaAs-Wellenleiterschicht besitzt (vgl. Tabelle 4.3).

Diese Ergebnisse zeigen, dass die AlAs-Schicht, ihren ursprünglichen Zweck (vgl. auch [Schm03]), mit ihrem niedrigen Realteil des Brechungsindex die Mode zur Oberfläche hin zu begrenzen, nicht ausreichend erfüllt. Vielmehr sind dicke AlAs-Schichten um $2 \mu\text{m}$ erforderlich, um ein optimales Verhältnis aus Füllfaktor und Wellenleiterverlusten Γ/α zu erreichen. Allerdings ist das Wachstum von dicken AlAs-Schichten mittels MBE vor allem auf der Spaltfläche mit einigen Problemen behaftet. Die AlAs-Schicht wächst nur für geringe Schichtdicken planar ohne Rauigkeiten auf. Des Weiteren kann beim Wachstum von dicken AlAs-Schichten auf der Spaltfläche auch AlAs auf die obere GaAs- n^{++} -Kontaktschicht aufwachsen. Bei Kontakt mit Luft kann sich dann dort Aluminiumoxid bilden, was eine anschließende Kontaktierung der Probe erschwert bzw. unmöglich macht (siehe Abschnitte 6.3 und 6.5.2). Daher wurden Wellenleiterstrukturen untersucht, die ohne diese AlAs-Schicht auskommen. Dabei wurden Strukturen nach Abbildung 4.8 betrachtet, bei denen keine AlAs-Schicht mehr vorhanden ist. Die Begrenzung der Mode zur Oberfläche hin wird dabei durch den Übergang zwischen der GaAs-Wellenleiterschicht mit einem hohen Brechungsindex ($n_{\text{real}} = 3.3$) und Luft mit einem niedrigen Brechungsindex ($n_{\text{real}} = 1$) gewährleistet.

In Abbildung 4.16 a) ist der Füllfaktor Γ und der Wellenleiterverlust α für die Grundmode in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} dargestellt. Bei den Berechnungen wurde von einer Ridgebreite von $d_{rw} = 30 \mu\text{m}$ ausgegangen. Der Füllfaktor weist ein Maximum bei einer bestimmten GaAs-Wellenleiterdicke auf.

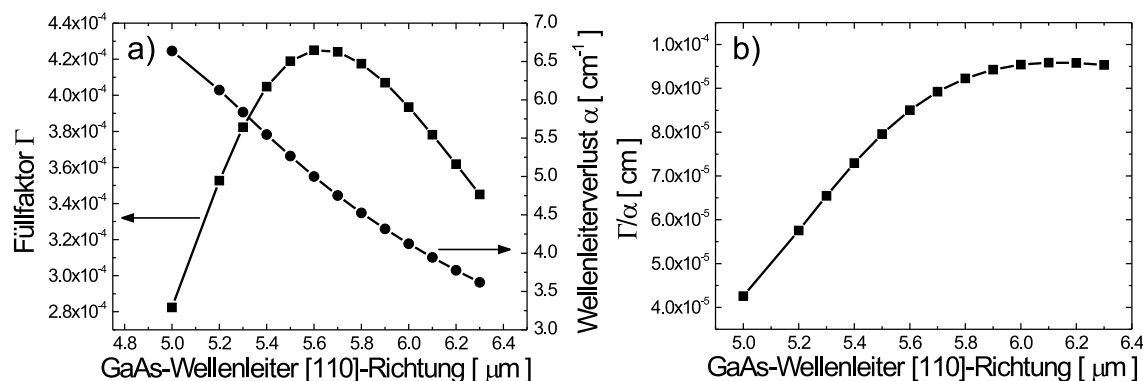


Abbildung 4.16: a) Füllfaktor Γ und Wellenleiterverlust α in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} . b) Verhältnis Γ/α des Füllfaktors und des Wellenleiterverlusts in Abhängigkeit von der GaAs-Wellenleiterdicke. Bei den Berechnungen wurde auf die AlAs-Schicht aus Abbildung 4.8 verzichtet und eine Ridgebreite von $d_{rw} = 30$ μm gewählt.

Anders als in Abbildung 4.11 a) liegt jetzt der maximale Füllfaktor bei einer größeren GaAs-Wellenleiterdicke, was auf das Fehlen der AlAs-Schicht zurückzuführen ist. Die etwas größeren Wellenleiterverluste (vgl. Abbildung 4.16 a)) bei gleicher GaAs-Wellenleiterdicke sind auf die insgesamt geringere Schichtdicke im zweiten Wachstumsschritt zurückzuführen. Dies bewirkt, dass die Mode weniger stark in den zweiten Wachstumsschritt gezogen wird und somit einen größeren Überlapp mit den verlustreichen GaAs-Kontaktschichten aus dem ersten Wachstumsschritt hat. Das Verhältnis Γ/α aus Abbildung 4.16 b) hat wie der Füllfaktor ein Maximum bei einer größeren GaAs-Wellenleiterdicke d_{wg} als mit AlAs-Schicht (vgl. Abbildung 4.11 b)). Die Größe des Verhältnisses Γ/α verändert sich im Vergleich zur Verwendung einer AlAs-Schicht kaum bzw. wird sogar etwas größer. Daher lässt sich auch ein T-förmiger Wellenleiter nach Abbildung 4.8 ohne AlAs-Schicht realisieren.

4.5.4 Erhöhung des Füllfaktors durch Wellenleiterschichten mit höherem Brechungsindex als GaAs

Wie in Kapitel 5 gezeigt wird, beeinflusst der Füllfaktor Γ die zu erwartende Schwellenstromdichte in Quantenkaskadenlaserstrukturen. In diesem Abschnitt soll darauf eingegangen werden, wie man den Füllfaktor Γ mithilfe von anderen Wellenleiterschichten als GaAs, die einen größeren Brechungsindex besitzen, erhöhen kann. Dazu wird die T-förmige Wellenleiterstruktur aus Abbildung 4.8 betrachtet. Für die Berechnungen wurde angenommen, dass nach der letzten $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht entlang der [110]-Richtung zunächst 200 nm GaAs als Deckschicht aufgewachsen werden. Anschließend soll ein Wellenleitermaterial mit einem höheren Brechungsindex als GaAs ($n_{\text{real}} = 3.3$) verwendet werden. Wegen der guten Gitteranpassung von Germanium (Ge) zu GaAs (siehe Abbildung 2.3) wurde als Material für die Berechnungen Germanium mit einem Realteil des Brechungsindex von $n_{\text{real}} = 3.9$ und einem Absorptionskoeffizienten von $\alpha \approx 0.227$ cm^{-1} bei einer Wellenlänge von $\lambda = 8.3$ μm angenommen [Haw04]. Zur Oberfläche der Struktur soll die Mode wieder durch den

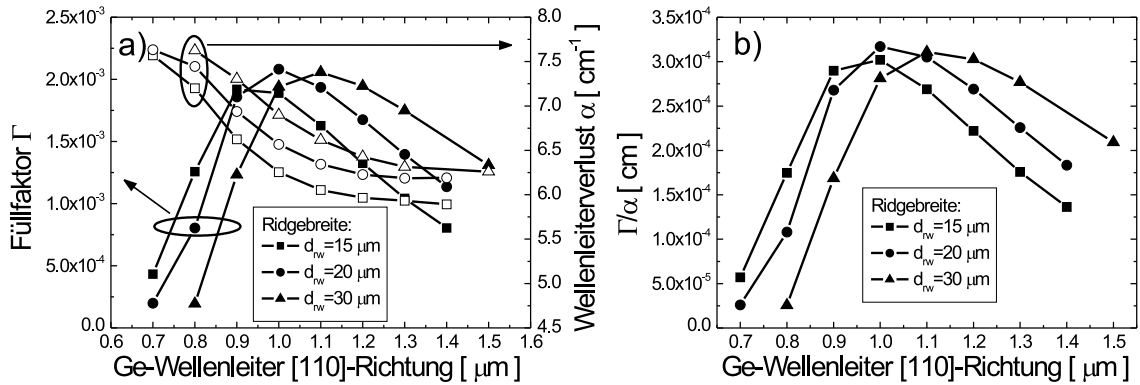


Abbildung 4.17: a) Füllfaktor Γ (geschlossene Symbole) und Wellenleiterverlust α (offene Symbole) in Abhängigkeit von der Ge-Wellenleiterdicke. b) Verhältnis Γ/α des Füllfaktors und des Wellenleiterverlusts in Abhängigkeit von der Ge-Wellenleiterdicke. Bei den Berechnungen wurde eine Ridgebreite von $d_{rw} = 30 \mu\text{m}$ gewählt.

Übergang von der Ge-Schicht mit einem hohen Brechungsindex zu Luft mit niedrigem Brechungsindex begrenzt werden.

Der Füllfaktor Γ aus Abbildung 4.17 a) weist wiederum ein Maximum für eine bestimmte Ge-Wellenleiterdicke auf. Diese ist allerdings viel geringer als für den GaAs-Wellenleiter (vgl. Abbildung 4.11 a)). Für größere Ridgebreiten d_{rw} nimmt die Dicke der Ge-Wellenleiterschicht, bei der ein Maximum im Füllfaktor erreicht wird, etwas zu. Aufgrund des größeren Absorptionskoeffizienten der Ge-Schicht sind allerdings die Wellenleiterverluste insgesamt etwas größer als für einen GaAs-Wellenleiter (vgl. Abbildung 4.10 b)). Der absolute Wert des Füllfaktors lässt sich mit einem Ge-Wellenleiter im Vergleich zu einem GaAs-Wellenleiter vergrößern. Das Verhältnis aus Füllfaktor und Wellenleiterverlust Γ/α (siehe Abbildung 4.17 b)) weist ebenfalls ein Maximum für eine bestimmte Ge-Wellenleiterdicke auf, die ungefähr beim gleichen Wert wie für den Füllfaktor liegt. Mit größer werdender Ridgebreite d_{rw} nimmt die Ge-Wellenleiterdicke, bei der ein Maximum im Verhältnis Γ/α erreicht wird, zu. Obwohl der gesamte Wellenleiterverlust α für einen Ge-Wellenleiter höher ist als für einen GaAs-Wellenleiter, ist aufgrund des größeren Füllfaktors Γ das Verhältnis Γ/α für den Ge-Wellenleiter größer als für den GaAs-Wellenleiter (vgl. Abbildung 4.11 b)).

Diese Ergebnisse zeigen, dass sich mit einem Wellenleitermaterial mit höherem Brechungsindex n_{real} sowohl der Füllfaktor Γ als auch das Verhältnis Γ/α im Vergleich zu einem GaAs-Wellenleiter entlang des zweiten Wachstumsschritts erhöhen lässt. In Kapitel 5 wird gezeigt werden, dass die mit einem Ge-Wellenleiter erzielten Erhöhungen des Füllfaktors zu gering sind, um die Schwellenstromdichten in Quantendrahtkaskadenlaserstrukturen essentiell zu senken. Daher wurde in dieser Arbeit auf eine experimentelle Realisierung eines Ge-Wellenleiters verzichtet.

4.6 Fabry-Perot-Resonator

Wie schon am Anfang dieses Kapitels erwähnt, werden die planparallelen Endspiegel des Fabry-Perot-Resonators eines kantenemittierenden Halbleiterlasers durch Spalten des Kristalls erzeugt. Diese Endspiegel bezeichnet man auch als Facetten. Die auf die Intensität bezogene Reflektivität der Facetten ist durch den Brechungsindexunterschied an der Halbleiter-Luft-Grenzfläche gemäß

$$R = \left(\frac{n_{\text{eff}} - n_{\text{Luft}}}{n_{\text{eff}} + n_{\text{Luft}}} \right)^2 \quad (4.27)$$

gegeben [Hec99]. Für einen effektiven Brechungsindex der optischen Mode von $n_{\text{eff}} \approx 3.2$ und einem Brechungsindex von Luft von $n_{\text{Luft}} \approx 1$ ergibt sich eine Reflektivität der Spiegel von $R \approx 0.27$. Die Schwellenbedingung für das Einsetzen von Lasertätigkeit ist erfüllt, wenn die Intensität I_0 der optischen Mode nach einem Umlauf durch den Fabry-Perot-Resonator der Länge L unverändert bleibt, d.h. wenn

$$I_0 R_1 R_2 \exp [(\Gamma g_{\text{th}} - \alpha_{\text{W}}) 2L] = I_0 \quad (4.28)$$

gilt [AgDu93]. Dabei sind R_1 und R_2 die Reflektivitäten der beiden Facetten, Γ der Füllfaktor und g_{th} beschreibt den Materialgewinn des Lasermediums an der Laserschwelle. Die Größe Γg wird auch als „modaler Gewinn“ bezeichnet. Die Konstante α_{W} beschreibt die internen Verluste des Resonators, welche im Wesentlichen durch die in den letzten Abschnitten beschriebenen Wellenleiterverluste $\alpha_{\text{W}} = \alpha$ gegeben sind. Aus Gleichung 4.28 folgt für den modalen Gewinn an der Laserschwelle

$$\Gamma g_{\text{th}} = \alpha_{\text{W}} + \alpha_{\text{M}} \quad (4.29)$$

mit den Spiegelverlusten

$$\alpha_{\text{M}} = -\frac{\ln(R_1 R_2)}{2L} \quad (4.30)$$

Beim Erreichen der Laserschwelle werden die gesamten Verluste des optischen Resonators, bestehend aus den Wellenleiterverlusten α_{W} und den Spiegelverlusten α_{M} , durch den modalen Gewinn des Lasermediums kompensiert. Im nächsten Kapitel wird beschrieben, wie man den Materialgewinn g sowohl in konventionellen Quantenkaskadenlaserstrukturen als auch in den in Abschnitt 3.4 vorgestellten Quantendrahtkaskadenlaserstrukturen berechnen kann. Daraus lässt sich mit Gleichung 4.29 die zu erwartende Schwellenstromdichte berechnen.

4.7 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die laterale, vertikale und longitudinale Wellenführung in Quantenkaskadenlaserstrukturen behandelt. Zur vertikalen Wellenführung entlang der Wachstumsrichtung wird die optisch aktive Region einer Quantenkaskadenlaserstruktur in wellenleitende Schichten eingebettet. Um die Ausbreitung der optischen Mode in vertikaler Richtung zu berechnen und so zu optimieren hat sich für konventionelle Quantenkaskadenlaser die Transfermatrixmethode bewährt. Für Quantendrahtkaskadenlaserstrukturen muss dagegen die Wellengleichung in zwei Dimensionen gelöst werden. Dazu wurde die Wellengleichung in ihrer skalaren Form mithilfe

einer Eigenwertgleichung gelöst. Dadurch ist es möglich einen T-förmigen Wellenleiter für Quantendrahtkaskadenlaserstrukturen, die mit der Methode des CEO hergestellt werden, zu entwerfen. Die optische Mode kann in diesen Strukturen nahe an die Spaltkante gebracht werden, wo sich die optisch aktive Region mit den Quantendrähten befindet. Wichtige Ergebnisse liefert ein Vergleich mit konventionellen Quantenkaskadenlasern, der zeigt, dass aufgrund der viel kleineren optisch aktiven Region der Füllfaktor in den Quantendrahtstrukturen stark reduziert ist. Die Wellenleiterverluste können allerdings in den T-förmigen Wellenleiterstrukturen, wegen eines geringeren Überlapps der Mode mit den hoch dotierten Kontaktschichten, reduziert werden.

Auch die Dicke des GaAs-Wellenleiters entlang der [001]-Richtung beeinflusst den Überlapp der Mode mit den hoch dotierten Kontaktschichten, aber auch den Füllfaktor. Dabei zeigt sich, dass ein Kompromiss zwischen hohem Füllfaktor, geringen Wellenleiterverlusten und praktikablen Schichtdicken gefunden werden muss. Die Einführung eines positiven Imaginärteils des Brechungsindex erlaubt es, Materialgewinn in den Quantendrahtstrukturen zu simulieren. Um die Wellenleiter- und Spiegelverluste zu kompensieren, muss dabei ein Materialgewinn von $\alpha \approx 40000 \text{ cm}^{-1}$ erreicht werden. Ob dies in den hier untersuchten Quantendrahtstrukturen möglich ist, wird im folgenden Kapitel behandelt. Die Wellenleiterrechnungen zeigen auch, dass entlang der [110]-Richtung eine zur Begrenzung der Mode zur Oberfläche hin gedachte AlAs-Schicht ihren Zweck nicht erfüllt und nach Anpassung der Dicke der GaAs-Wellenleiterschicht in dieser Richtung weggelassen werden kann. Es wurde auch die Möglichkeit behandelt, den Füllfaktor mithilfe eines Ge-Wellenleiters, der einen größeren Brechungsindex als ein GaAs-Wellenleiter besitzt, zu erhöhen. Dies ist aber nur in einem begrenzten Maße möglich, weshalb sich die zu erwartende Schwellenstromdichte in den vorgestellten Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen nicht essentiell senken lässt, wie das nächste Kapitel zeigen wird. Abschließend erfolgte eine Vorstellung der Schwellenbedingung für Laserbetrieb in einem Fabry-Perot-Resonator.

Kapitel 5

Materialgewinn und Schwellenstromdichte in Quantenkaskadenlasern

In diesem Kapitel soll der Materialgewinn und die zu erwartende Schwellenstromdichte in einer Quantendrahtintersubbandlaserstruktur berechnet werden. Diese Rechnungen werden zunächst anhand eines einfachen Modells für konventionelle Quantenkaskadenlaser durchgeführt und erläutert. Dazu muss man den Elektronentransport durch die Heterostruktur berücksichtigen. Die mikroskopische Beschreibung des Elektronentransports und des Materialgewinns in Quantenkaskadenlasern ist allerdings wegen der Komplexität der Heterostrukturen mit großem theoretischen und numerischen Aufwand verbunden. Indjin *et al.* berechnen dazu selbstkonsistent die möglichen Streuprozesse in einem 15-Niveau-System [Ind02]. Wacker *et al.* verwenden eine auf Nichtgleichgewichts-Greens-Funktionen basierende Theorie [Wac02, Lee02]. Iotti *et al.* führen globale Monte-Carlo-Simulationen durch, um die Elektronenverteilung in einer QCL-Struktur zu beschreiben [Iot01a, Iot01b]. Aus diesem Grund wird oft ein vereinfachendes, analytisch lösbares Modell zur Simulation der makroskopisch relevanten Größen wie des Materialgewinns, der Schwellenstromdichte und der emittierten optischen Leistung aufgestellt. Der Materialgewinn eines QCLs wird dabei mithilfe von Fermis Goldener Regel berechnet [Yan00, Fai00] und der Elektronentransport durch ein Ratengleichungsmodell beschrieben. Nach Anwendung dieses Modells auf konventionelle QCLs wird es anschließend auf die in den vorhergehenden Kapiteln beschriebene Quantendrahtintersubbandlaserstruktur erweitert. Abschließend werden die Ergebnisse für Quantenkaskadenlaserstrukturen basierend auf Quantentöpfen und Quantendrähten miteinander verglichen.

5.1 Materialgewinn und Schwellenstromdichte für einen konventionellen QCL

Zur Bestimmung des Materialgewinns muss die optische Übergangsrate W_{if} von einem Ausgangszustand i (engl.: *initial state*) in einen Endzustand f (engl.: *final state*) berechnet werden. Die Übergangsrate W_{if} wird mit Fermis Goldener Regel

folgendermaßen beschrieben

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \psi_i | H' | \psi_f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad . \quad (5.1)$$

ψ_i und ψ_f sind die Wellenfunktionen des Ausgangszustands bzw. des Endzustands. E_i und E_f stellen die Energieniveaus der entsprechenden Zustände dar. Eine schematische Darstellung der Dispersionsrelation der beteiligten Subbänder ist in Abbildung 3.3 mit $i = 3$ und $f = 2$ gezeigt. Die Energie des beteiligten Photons ist durch $\hbar\omega$ gegeben. H' stellt den Elektron-Photon-Wechselwirkungsoperator

$$H' = \frac{e}{2m^*} (\mathbf{A}\hat{\mathbf{p}} + \hat{\mathbf{p}}\mathbf{A}) \quad (5.2)$$

mit dem Elektronenimpuls $\hat{\mathbf{p}}$ dar. Das Vektorpotential \mathbf{A} beschreibt dabei das elektrische Feld der elektromagnetischen Welle $\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t$ mit

$$\mathbf{A} = \frac{iF_0\mathbf{e}}{2\omega} e^{i(\mathbf{q}\mathbf{r}-\omega t)} + c.c. \quad . \quad (5.3)$$

F_0 ist der Betrag des elektrischen Felds und \mathbf{e} ist der Polarisationsvektor. Die Dipolnäherung fordert, dass die Wellenlänge der elektromagnetischen Strahlung sehr viel größer ist als jede charakteristische Länge elektronischen Ursprungs, welche hier die Ausdehnung der entsprechenden Einschlusspotentiale darstellt. Im mittleren Infrarot ist die Dipolnäherung daher sehr gut erfüllt. Damit kommutieren \mathbf{A} und $\hat{\mathbf{p}}$, wodurch H' dann als $H' = (e/m^*)\mathbf{A}\hat{\mathbf{p}}$ geschrieben werden kann. Somit ergibt sich für die Übergangsrate

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{F_0^2 e^2}{4\omega^2 m^{*2}} |\langle i | \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} | f \rangle|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad . \quad (5.4)$$

In der Effektivmassen-Näherung und unter der Annahme, dass die Elektronen im Ausgangszustand $|i\rangle$ dieselbe effektive Masse wie im Endzustand $|f\rangle$ haben, lässt sich das Impulsmatrixelement in das Matrixelement des Ortsoperators

$$\langle i | \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} | f \rangle = \frac{m^*(E_i - E_f)}{i\hbar} \langle i | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | f \rangle \quad (5.5)$$

umschreiben. Im Falle von QCLs basierend auf Quantenfilmen ist die elektromagnetische Strahlung transversal-magnetisch (TM) polarisiert, d.h. das elektrische Feld der Strahlung steht senkrecht zur Quantenfilmebene, also parallel zur Wachstumsrichtung (z -Richtung). Damit ergibt sich für das Impulsmatrixelement

$$|\langle i | \mathbf{e} \cdot \mathbf{p} | f \rangle|^2 = \frac{m^{*2}(E_i - E_f)^2}{\hbar^2} |\langle i | z | f \rangle|^2 = \frac{m^{*2}(E_i - E_f)^2}{\hbar^2} |z_{if}|^2 \quad . \quad (5.6)$$

Somit lässt sich die optische Übergangsrate vereinfachen zu

$$W_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{F_0^2 e^2}{4} |z_{if}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) \quad . \quad (5.7)$$

Für den Übergang eines Elektrons aus dem Ausgangszustand des oberen Laserniveaus $i = 3$ mit Wellenvektor $\mathbf{k}_{3\parallel}$ und Energie $E_{3,\mathbf{k}_{3\parallel}}$ durch Aussendung eines Photons

mit Wellenvektor $\mathbf{k}_{\text{photon}}$ und Energie $\hbar\omega$ in den Endzustand, dem unteren Laserniveau $f = 2$, mit Wellenvektor $\mathbf{k}_{2\parallel}$ und Energie $E_{2,\mathbf{k}_{2\parallel}}$ (vgl. Abbildung 3.3) muss das obere Laserniveau besetzt sein und das untere Laserniveau freie Zustände aufweisen. Damit erhält man für die optische Übergangsrate eines Elektrons durch Emission eines Photons

$$W_{\text{em},3\rightarrow 2} = \frac{2\pi F_0^2 e^2 |z_{if}|^2}{\hbar} \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) f(E_{3,\mathbf{k}_{\parallel}}) (1 - f(E_{2,\mathbf{k}_{\parallel}})) \quad (5.8)$$

mit den Fermifunktionen

$$f(E_{j,\mathbf{k}_{\parallel}}) = \frac{1}{\exp \left[\left(E_{j,\mathbf{k}_{\parallel}} - E_{F,j} \right) / (k_B T) \right] + 1} \quad (5.9)$$

der Subbänder $j = 2, 3$ des End- bzw. Anfangszustands. $E_{F,j}$ sind die Quasi-Fermienergien der jeweiligen Subbänder. Entsprechend ergibt sich für die Übergangsrate eines Elektrons von Zustand 2 in den Zustand 3 durch Absorption eines Photons

$$W_{\text{abs},2\rightarrow 3} = \frac{2\pi F_0^2 e^2 |z_{if}|^2}{\hbar} \delta(E_f - E_i - \hbar\omega) f(E_{2,\mathbf{k}_{\parallel}}) (1 - f(E_{3,\mathbf{k}_{\parallel}})) \quad (5.10)$$

Dabei muss das Subband 2 besetzt sein und das Subband 3 freie Zustände aufweisen. Der Impuls des ausgesandten Photons kann vernachlässigt werden $\mathbf{k}_{\text{photon}} \approx 0$ und damit ist $\mathbf{k}_{3\parallel} = \mathbf{k}_{2\parallel} = \mathbf{k}_{\parallel}$. Zur Berechnung des Materialgewinns muss die Netto-Übergangsrate R pro Volumen V

$$R = \frac{2}{V} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} (W_{\text{em},3\rightarrow 2} - W_{\text{abs},2\rightarrow 3}) \quad (5.11)$$

bestimmt werden. Die Summation in Gleichung 5.11 wird durch eine Integration ersetzt

$$\frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}_{\parallel}} \longrightarrow \frac{1}{2\pi L_p} \int_0^\infty dk k \quad (5.12)$$

Dabei hängen die Energien der Subbänder nur vom Betrag des Wellenvektors $k = |\mathbf{k}_{\parallel}|$ ab. L_p ist die Periodenlänge einer Kaskade in der aktiven Region des betrachteten QCLs.

Der Materialgewinn g berechnet sich aus der gesamten Netto-Übergangsrate R pro Volumen geteilt durch die Photonenerate pro Fläche $c\epsilon_0 n_{\text{eff}} F_0^2 / (2E_{32})$

$$g = \frac{e^2 E_{32} |z_{32}|^2}{\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p} \int_0^\infty dk k \delta(E_{3,k} - E_{2,k} - \hbar\omega) [f(E_{3,k}) - f(E_{2,k})] \quad (5.13)$$

Dabei ist $E_{32} = E_3 - E_2$ die Energiedifferenz zwischen den Subbändern 3 und 2 bei $\mathbf{k}_{\parallel} = 0$. Im Allgemeinen ist eine Berechnung des Materialgewinns nach 5.13 nur numerisch möglich. In der Effektivmassen-Näherung ist jedoch eine analytische Lösung möglich, wenn man von perfekt parabolischen Subbändern mit gleicher effektiver Masse ausgeht. Dann gilt $E_{3,k} = E_3 + \hbar^2 k^2 / (2m^*)$ und $E_{2,k} = E_2 + \hbar^2 k^2 / (2m^*)$,

so dass die Energiedifferenz $E_{3,k} - E_{2,k} = E_3 - E_2 = E_{32}$ unabhängig von k ist. Das Integral über k in Gleichung 5.13 lässt sich in ein Integral über die Energie umschreiben zu

$$\frac{1}{2\pi L_p} \int_0^\infty dk k \longrightarrow \frac{m^*}{2\pi \hbar^2 L_p} \int_0^\infty dE \quad . \quad (5.14)$$

Die Quasi-Fermienergie $E_{F,j}$ der Zustände $j = 2, 3$ hängt über die Beziehung $N = \int dE D(E) f(E)$ mit der Zustandsdichte im Quantenfilmfall $D(E) = m^*/(\hbar^2 \pi)$ (siehe Abschnitt 2.2.4) und mit der Fermifunktion $f(E)$ von der Elektronendichte N ab. Damit ergibt sich für den Materialgewinn nach Gleichung 5.13

$$g(\hbar\omega) = \frac{e^2 E_{32} |z_{32}|^2}{2\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p} \frac{\gamma_{32}}{(E_3 - E_2 - \hbar\omega)^2 + \gamma_{32}^2/4} (N_3 - N_2) \quad . \quad (5.15)$$

Die δ -Funktion aus Gleichung 5.13 wurde dabei durch eine lorentzförmige Spektrallinie mit der vollen Halbwertsbreite (engl.: *Full Width at Half Maximum*, FWHM) γ_{32} ersetzt

$$\delta(E_3 - E_2 - \hbar\omega) \longrightarrow \frac{\gamma_{32}/(2\pi)}{(E_3 - E_2 - \hbar\omega)^2 + (\gamma_{32}/2)^2} \quad . \quad (5.16)$$

Die eingeführte Halbwertsbreite γ_{32} berücksichtigt dabei die Variation der Energien der Subbänder durch z.B. Legierungsunordnung und Rauigkeiten der Heterostruktur Grenzflächen. Außerdem gehen nichtstrahlende Streuprozesse von Elektronen an LO-Phononen und in der Effektivmassen-Näherung vernachlässigte geringe Abhängigkeiten der Differenz $E_{3,\mathbf{k}_\parallel} - E_{2,\mathbf{k}_\parallel}$ vom Wellenvektor \mathbf{k}_\parallel infolge der Nicht-Parabolizität des Leitungsbands in die Halbwertsbreite γ_{32} ein. Ein Dichtematrix-Formalismus zur Berechnung des Materialgewinns führt zu einem dispersiven Beitrag zum Profil des Materialgewinns, der umso ausgeprägter ist, je kleiner die Besetzungsinversion wird [WiDoFa03]. Die Differenz $N_3 - N_2$ lässt sich mithilfe der weiter unten aufgestellten Ratengleichungen 5.19-5.21 durch die Stromdichte ausdrücken.

In Abbildung 5.1 a) ist der auf die Stromdichte normierte Materialgewinn g_{norm} für den Quantenfilm QCL nach Sirtori *et al.* [Sir99] dargestellt. Die verwendeten Parameter sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 auf Seite 85 aufgeführt. Der Materialgewinn in QCLs wird nach Gleichung 5.15 für $\hbar\omega = E_3 - E_2$ maximal und ist proportional zur Differenz der Elektronendichten $N_3 - N_2$ im oberen und unteren Laserniveau. Damit ist der maximale Materialgewinn durch

$$g_{\text{max}} = \frac{2e^2 E_{32} |z_{32}|^2}{\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p \gamma_{32}} (N_3 - N_2) = g_{0,N} (N_3 - N_2) \quad (5.17)$$

gegeben. Dabei ist $g_{0,N}$ der Gewinnkoeffizient bezüglich der Elektronendichte

$$g_{0,N} = \frac{2e^2 E_{32} |z_{32}|^2}{\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p \gamma_{32}} \quad . \quad (5.18)$$

Der Elektronentransport in einem Quantenkaskadenlaser soll nun mithilfe eines Rattengleichungsmodells beschrieben werden. Dabei wird die Periodizität der Struktur

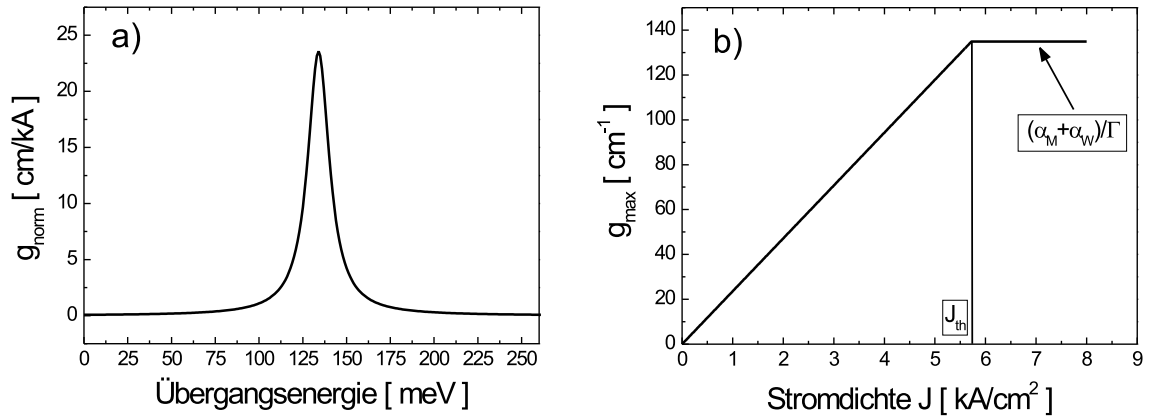


Abbildung 5.1: a) Auf die Stromdichte normierter Materialgewinn g_{norm} eines Quantenfilm QCLs. b) Maximaler Materialgewinn g_{max} des Quantenfilm QCLs nach Sirtori *et al.* Die zur Berechnung verwendeten Parameter sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 aus Abschnitt 5.3 aufgeführt und stammen aus den Arbeiten von Sirtori *et al.* [Sir98, Sir99].

berücksichtigt und angenommen, dass die für das Modell verwendeten Parameter in jeder Periode identisch sind. Die betrachteten Tunnel- und Streuprozesse sind schematisch in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Ratengleichungen für die Elektronendichten im Zustand 3 und 2 (N_3 und N_2) und für die durch stimulierte Emission

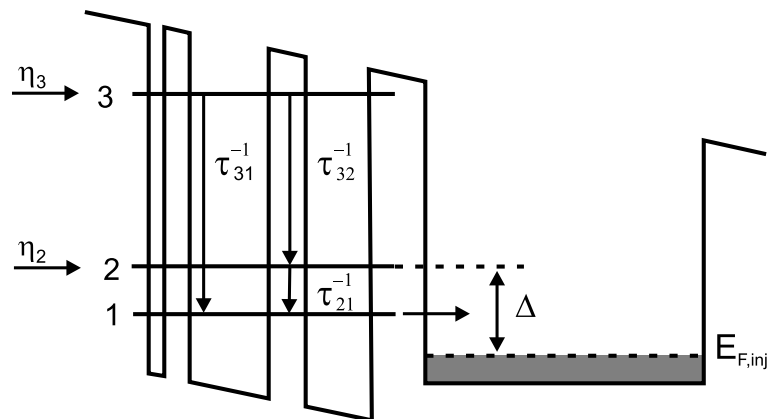


Abbildung 5.2: Schematische Darstellung der aktiven Region eines QCLs, bestehend aus drei gekoppelten Quantentöpfen, und des Elektronenreservoirs im Injektor. Dargestellt sind auch die energetischen Lagen der Zustände 3, 2 und 1 in dem betrachteten QCL in Analogie zu den Abbildungen 3.2 und 3.3. Ebenfalls eingezeichnet sind die Injektionseffizienzen η_3 und η_2 in die Zustände 3 und 2 zusammen mit den Übergangsraten τ_{32}^{-1} , τ_{31}^{-1} und τ_{21}^{-1} .

erzeugte Photonendichte N_{ph} lauten

$$\frac{dN_3}{dt} = \eta_3 \frac{J}{e} - \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_3}{\tau_{31}} - \frac{\Gamma}{N_p} \frac{c}{n_{\text{eff}}} g N_{\text{ph}} \quad , \quad (5.19)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \eta_2 \frac{J}{e} + \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} + \frac{N_{\text{therm}}}{\tau_{21}} + \frac{\Gamma}{N_p} \frac{c}{n_{\text{eff}}} g N_{\text{ph}} \quad , \quad (5.20)$$

$$\frac{dN_{\text{ph}}}{dt} = \left(\Gamma \frac{c}{n_{\text{eff}} g} - \frac{1}{\tau_{\text{ph}}} \right) N_{\text{ph}} \quad . \quad (5.21)$$

Die Elektronendichten sind im Quantenfilmfall auf die Fläche wL des QCLs der Breite w und der Länge L bezogen. Die Stromdichte J bestimmt die in den aktiven Bereich injizierte Elektronenflussdichte J/e . Der Anteil $\eta_3 J/e$ tunnelt in das obere Laserniveau 3 und der Anteil $\eta_2 J/e$ gelangt durch Streuprozesse, die den Tunnelprozess begleiten, in den Laserzustand 2. Der restliche Anteil $(1 - \eta_2 - \eta_3) J/e$ beschreibt Elektronen, die durch den aktiven Bereich direkt in den folgenden Injektor tunneln. Die Injektionskoeffizienten sind im Allgemeinen sowohl temperatur- als auch stromdichteabhängig. Die Lebensdauer der Photonen im Fabry-Perot-Resonator des QCLs (siehe Abschnitt 4.6) ist durch $\tau_{\text{ph}} = (\alpha_{\text{W}} + \alpha_{\text{M}})^{-1} n_{\text{eff}}/c$ gegeben, wobei α_{W} die Wellenleiter- und α_{M} die Spiegelverluste darstellen. Elektronen können aus dem Reservoir im Injektor in das untere Laserniveau 2 thermisch aktiviert werden (engl.: *thermal backfilling*). Diese thermische Aktivierung wird beschrieben durch $N_{\text{therm}} = N_{\text{inj}} \exp[-\Delta/(k_B T)]$ mit der Flächendichte der Elektronen im Injektor N_{inj} und dem energetischen Abstand zwischen der Quasi-Fermienergie und dem unteren Laserniveau $\Delta = E_2 - E_{F,\text{inj}}$. Weitere Parameter sind der effektive Brechungsindex n_{eff} , die Anzahl der Perioden N_p , der Füllfaktor Γ und der Materialgewinn g . Im vorliegenden Modell wird die spontane Emission von Photonen vernachlässigt, da QCLs eine geringe Übergangsrate im Vergleich zu Diodenlasern besitzen. Dies liegt daran, dass das Matrixelement des Impulsoperators für den Laserübergang in QCLs bis zu drei Größenordnungen geringer ist als in Interband-Diodenlasern [Man04]. Da der Materialgewinn vom Impulsmatrixelement abhängig ist (vgl. Gleichungen 5.6 und 5.7), ist auch der Materialgewinn in QCLs deutlich geringer als in Diodenlasern.

Im stationären Zustand kann das gekoppelte Differentialgleichungssystem 5.19-5.21 gelöst werden. Für Stromdichten J unterhalb der Laserschwelle ($J < J_{\text{th}}$) ist $N_{\text{ph}} = 0$ und man erhält

$$N_3 = \eta_3 \tau_3 \frac{J}{e} \quad , \quad (5.22)$$

$$N_2 = \tau_{21} \left(\eta_2 + \eta_3 \frac{\tau_3}{\tau_{32}} \right) \frac{J}{e} + N_{\text{therm}} \quad . \quad (5.23)$$

Für den maximalen Materialgewinn in Abhängigkeit von der Stromdichte folgt dann aus Gleichung 5.17

$$g_{\text{max}}(J) = g_{0,\text{N}} \left(\frac{1}{e} \left[\eta_3 \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_{21}}{\tau_{32}} \right) - \eta_2 \tau_{21} \right] J - N_{\text{therm}} \right) \quad . \quad (5.24)$$

Die gesamte Übergangsrate aus dem Laserniveau 3 errechnet sich dabei zu $\tau_3^{-1} = \tau_{32}^{-1} + \tau_{31}^{-1}$. Für die Schwellenstromdichte J_{th} muss die Bedingung $\Gamma g_{\text{max}}(J_{\text{th}}) = \alpha_{\text{W}} +$

α_M (siehe Abschnitt 4.6) erfüllt sein und es ergibt sich

$$J_{\text{th}} = \left(\frac{(\alpha_W + \alpha_M)}{\Gamma} \frac{1}{g_{0,N}} + N_{\text{therm}} \right) e \left[\eta_3 \tau_3 \left(1 - \frac{\tau_{21}}{\tau_{32}} \right) - \eta_2 \tau_{21} \right]^{-1} . \quad (5.25)$$

Für $J > J_{\text{th}}$ ist der maximale Gewinn konstant $g_{\text{max}} = (\alpha_W + \alpha_M) / \Gamma$. In Abbildung 5.1 b) ist der Verlauf des maximalen Materialgewinns für den Quantenfilm QCL nach Sirtori *et al.* [Sir98, Sir99] in Abhängigkeit von der Stromdichte dargestellt. Dabei wurde $\eta_3 = 1$, $\eta_2 = 0$ und $N_{\text{therm}} = 0$ angenommen. Die sich ergebende Schwellenstromdichte von $J_{\text{th}} \approx 5.7 \text{ kA/cm}^2$ stimmt gut mit den von Sirtori *et al.* berechneten und experimentell bestimmten Schwellenstromdichten überein [Sir99].

Für $J > J_{\text{th}}$ ergibt sich mit $g_{\text{max}} = (\alpha_W + \alpha_M) / \Gamma$ aus den Ratengleichungen 5.19-5.21

$$N_3 = (\eta_2 + \eta_3) \frac{\tau_{31} \tau_{21}}{\tau_{31} + \tau_{21}} \frac{J}{e} + \frac{\tau_{31}}{\tau_{31} + \tau_{21}} \left(N_{\text{therm}} + \frac{\alpha_W + \alpha_M}{\Gamma g_{0,N}} \right) , \quad (5.26)$$

$$N_2 = (\eta_2 + \eta_3) \frac{\tau_{31} \tau_{21}}{\tau_{31} + \tau_{21}} \frac{J}{e} + \frac{\tau_{31}}{\tau_{31} + \tau_{21}} \left(N_{\text{therm}} - \frac{\tau_{21}}{\tau_{31}} \frac{\alpha_W + \alpha_M}{\Gamma g_{0,N}} \right) , \quad (5.27)$$

$$N_{\text{ph}} = \frac{\tau_{31}}{\tau_{31} + \tau_{21}} \left[\eta_3 \left(1 - \frac{\tau_{21}}{\tau_{32}} \right) - \eta_2 \frac{\tau_{21}}{\tau_3} \right] \frac{n_{\text{eff}}}{ce(\alpha_W + \alpha_M)} N_p (J - J_{\text{th}}) . \quad (5.28)$$

Die optische Leistung P errechnet sich aus dem Produkt der Photonenenergie E_{32} , der Gesamtzahl der im Fabry-Perot-Resonator umlaufenden Photonen wLN_{ph} und ihrer Austrittsrate durch die Facetten $\alpha_M c / n_{\text{eff}}$ zu

$$P(I) = \eta_{\text{opt}} \frac{E_{32}}{e} \frac{\alpha_M}{\alpha_M + \alpha_W} \frac{\tau_{31}}{\tau_{31} + \tau_{21}} \left[\eta_3 \left(1 - \frac{\tau_{21}}{\tau_{32}} \right) - \eta_2 \frac{\tau_{21}}{\tau_3} \right] N_p (I - I_{\text{th}}) . \quad (5.29)$$

Dabei ist $I = wLJ$ der Strom durch eine Struktur der Breite w und Länge L . Entsprechend ist $I_{\text{th}} = wLJ_{\text{th}}$ der Schwellenstrom. Der Anteil η_{opt} der aus der vorderen Facette mit Reflektivität R_1 emittierten Photonen ist [AgDu93]

$$\eta_{\text{opt}} = \frac{(1 - R_1) \sqrt{R_2}}{(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2})(1 - \sqrt{R_1 R_2})} . \quad (5.30)$$

Die Reflektivität der hinteren Facette beträgt R_2 . Für $R_1 = R_2$ beträgt $\eta_{\text{opt}} = 1/2$. Die emittierte optische Leistung ist proportional zur Anzahl der Perioden N_p und nimmt für konstante Injektionskoeffizienten η_2 und η_3 linear mit dem Strom zu. Aus Gleichung 5.29 kann die differentielle Quanteneffizienz

$$\eta_d = \frac{e}{E_{32}} \frac{dP}{dI} \quad (5.31)$$

bestimmt werden.

In Abbildung 5.3 a) sind die Elektronendichten aus dem Ratengleichungsmodell in Abhängigkeit von der Stromdichte J für die QCL Struktur nach Sirtori *et al.* [Sir98, Sir99] dargestellt. Unterhalb der Schwellenstromdichte J_{th} werden N_3 und N_2

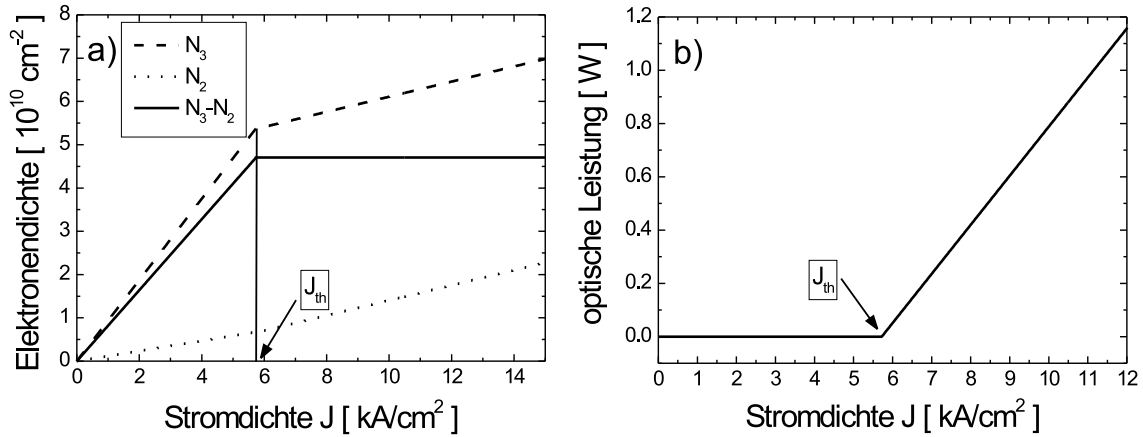


Abbildung 5.3: a) Aus dem Ratengleichungsmodell berechnete Elektronendichten N_3 des oberen Laserzustands (gestrichelte Kurve), des unteren Laserzustands N_2 (gepunktete Kurve) und die Differenz $N_3 - N_2$ (durchgezogene Kurve) in Abhängigkeit von der Stromdichte J . b) Emittierte optische Leistung als Funktion der Stromdichte J . Sowohl Elektronendichten als auch die optische Leistung sind für die QCL Struktur nach Sirtori *et al.* [Sir98, Sir99] mit den Parametern aus den Tabellen 5.1 und 5.2 in Abschnitt 5.3 berechnet.

nach den Gleichungen 5.22 bzw. 5.23 berechnet, während für Stromdichten größer als die Schwellenstromdichte ($J > J_{\text{th}}$) Gleichungen 5.26 bzw. 5.27 gelten. Unterhalb der Laserschwelle nehmen die Elektronendichten N_3 , N_2 ebenso wie die Differenz $N_3 - N_2$ linear mit der Stromdichte zu. Für $J > J_{\text{th}}$ bleibt $N_3 - N_2$ konstant. Im Unterschied zu konventionellen Interband-Diodenlasern nimmt in QCLs jedoch die Elektronendichte im oberen und unteren Laserniveau auch oberhalb der Laserschwelle linear mit der Stromdichte zu [Man04]. In Abbildung 5.3 b) ist die optische Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der Stromdichte J für die Struktur nach Sirtori *et al.* dargestellt. Oberhalb der Laserschwelle nimmt diese linear mit einer Steigung (engl.: *slope efficiency*) von $dP/dI \approx 1.0 \text{ W/A}$ zu, was nach Gleichung 5.31 einer differentiellen Quanteneffizienz von $\eta_d \approx 764\%$ entspricht. Auf eine Periode der Kaskade umgerechnet bedeutet dies eine differentielle Quanteneffizienz von etwa 21%.

5.2 Materialgewinn und Schwellenstromdichte für eine Quantendrahtintersubbandlaserstruktur

Im Folgenden soll das eben vorgestellte Modell für den Materialgewinn und die Schwellenstromdichte auf Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen, wie sie in Abschnitt 3.4 vorgestellt wurden, erweitert werden. Die Herleitung verläuft analog zum Quantenfilmfall, jedoch ist zu berücksichtigen, dass die Energiedispersion der Subbänder nicht paraboloidisch ist wie im Quantenfilmfall, sondern parabelförmig. Es ergibt sich wie im Quantenfilmfall (Gleichung 5.11) eine Netto-Übergangsrate von

$$R_{\text{1D}} = \frac{2}{V} \sum_k (W_{\text{em},37 \rightarrow 6} - W_{\text{abs},6 \rightarrow 37}) \quad . \quad (5.32)$$

Das obere Laserniveau wird dabei durch den Zustand 37 und das untere Laserniveau durch Zustand 6 repräsentiert (vgl. Abschnitt 3.4). In Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen ist zu beachten, dass die Auswahlregeln für Intersubbandübergänge nicht nur eine TM-Polarisation der emittierten Strahlung zulassen, sondern auch eine TE-Polarisation. Dabei liegt das Verhältnis der Matrixelemente zwischen TE- und TM-Polarisation bei ungefähr 1/100 (vgl. Tabelle 3.3). Deshalb wird das Matrixelement des Ortsoperators im Quantendrahtfall in vektorieller Form als $\langle 37 | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | 6 \rangle$ geschrieben. Bei der Ersetzung der Summation in Gleichung 5.32 durch ein Integral erhält man

$$\frac{1}{V} \sum_k \longrightarrow \frac{1}{\pi L_p L_{[110]}} \int_0^\infty dk \quad . \quad (5.33)$$

Dabei ist $L_{[110]}$ die Ausdehnung der Quantendrahtzustände in [110]-Richtung und beträgt ungefähr $L_{[110]} \approx 20 \text{ nm}$ [Kec01, Kec03]. Dieses Integral über den Wellenvektor k lässt sich umschreiben in ein Integral über die Energie

$$\frac{1}{\pi L_p L_{[110]}} \int_0^\infty dk \longrightarrow \frac{1}{\pi L_p L_{[110]}} \sqrt{\frac{m^*}{2\hbar^2}} \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{E}} dE \quad . \quad (5.34)$$

Mit der Zustandsdichte für Quantendrähte $D_{1D}(E) = \frac{1}{\pi} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2}} \frac{1}{\sqrt{E}}$ (siehe Abschnitt 2.2.4) ergibt sich analog zum Quantenfilmfall unter Ersetzung der δ -Funktion durch eine Lorentzfunktion für den Materialgewinn in Quantendrahtstrukturen

$$g_{1D}(\hbar\omega) = \frac{e^2 E_{37 \rightarrow 6} |\langle 37 | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | 6 \rangle|^2}{2\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p L_{[110]}} \frac{\gamma_{37 \rightarrow 6}}{(E_{37} - E_6 - \hbar\omega)^2 + \gamma_{37 \rightarrow 6}^2/4} (N_{37} - N_6) \quad . \quad (5.35)$$

$\gamma_{37 \rightarrow 6}$ ist die volle Halbwertsbreite der Photonenemission von Zustand 37 in den Zustand 6 unterhalb der Laserschwelle. Die eindimensionalen Dichten der Zustände 37 und 6 sind durch N_{37} bzw. N_6 gegeben. Die Differenz $N_{37} - N_6$ lässt sich wieder mithilfe der später aufgeführten Ratengleichungen 5.38-5.40 durch die eindimensionale Stromdichte ausdrücken.

Für den maximalen Materialgewinn in Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen ergibt sich

$$g_{\text{max},1D} = \frac{2e^2 E_{37 \rightarrow 6} |\langle 37 | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | 6 \rangle|^2}{\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p L_{[110]} \gamma_{37 \rightarrow 6}} (N_{37} - N_6) = g_{0,N,1D} (N_{37} - N_6) \quad (5.36)$$

mit dem eindimensionalen Gewinnkoeffizienten bezüglich der Elektronendichte

$$g_{0,N,1D} = \frac{2e^2 E_{37 \rightarrow 6} |\langle 37 | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | 6 \rangle|^2}{\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p L_{[110]} \gamma_{37 \rightarrow 6}} \quad . \quad (5.37)$$

Um die eindimensionalen Dichten N_{37} und N_6 mit der eindimensionalen Stromdichte in Verbindung zu bringen, müssen die Ratengleichungen für den Quantendrahtfall aufgestellt werden. Dies erfolgt analog zum Quantenfilmfall, jedoch muss beachtet werden, dass es im Quantendrahtfall eine Reihe von angeregten Zuständen gibt, in

die Elektronen, vor allem aus dem Zustand 37 heraus, streuen können. Damit ergibt sich für die Ratengleichungen im Quantendrahtfall

$$\frac{dN_{37}}{dt} = \eta_{37} \frac{J}{e} - N_{37} \sum_{l < 37} \frac{1}{\tau_{37 \rightarrow l}} - \frac{\Gamma}{N_p} \frac{c}{n_{\text{eff}}} g_{1D} N_{\text{ph}} \quad , \quad (5.38)$$

$$\begin{aligned} \frac{dN_6}{dt} &= \eta_6 \frac{J}{e} + \frac{N_{37}}{\tau_{37 \rightarrow 6}} - N_6 \sum_{l < 6} \frac{1}{\tau_{6 \rightarrow l}} + N_{\text{therm}} \sum_{l < 6} \frac{1}{\tau_{6 \rightarrow l}} \\ &+ \frac{\Gamma}{N_p} \frac{c}{n_{\text{eff}}} g_{1D} N_{\text{ph}} \quad , \end{aligned} \quad (5.39)$$

$$\frac{dN_{\text{ph}}}{dt} = \left(\Gamma \frac{c}{n_{\text{eff}} g_{1D}} - \frac{1}{\tau_{\text{ph}}} \right) N_{\text{ph}} \quad . \quad (5.40)$$

Im stationären Fall kann dieses Gleichungssystem analytisch gelöst werden und man erhält für N_{37} und N_6

$$N_{37} = \eta_{37} \tau_{37} \frac{J}{e} \quad , \quad (5.41)$$

$$N_6 = \tau_6 \left(\eta_6 + \eta_{37} \frac{\tau_{37}}{\tau_{37 \rightarrow 6}} \right) \frac{J}{e} + N_{\text{therm}} \quad . \quad (5.42)$$

Dabei ist τ_{37} die Lebenszeit des oberen Zustands 37 und errechnet sich aus $\tau_{37}^{-1} = \sum_{l < 37} \tau_{37 \rightarrow l}^{-1}$. Die sich ergebende Lebenszeit ist $\tau_{37} \approx 0.91$ ps (vgl. Tabelle 3.2). Betrachtet man nur die Übergangszeit von Zustand 37 in die für den Laserübergang wichtigsten Zustände 6 und 2, so erhält man für den oberen Emissionszustand eine sehr viel größere Lebenszeit von $\tau_{37 \rightarrow 6,2} \approx 5.3$ ps (vgl. Tabelle 3.2). Daran lässt sich erkennen, dass die Streuung von Elektronen in angeregte Zustände im Quantendrahtfall die Lebenszeit des oberen Emissionszustands 37 stark erniedrigt. Die Lebenszeit für den unteren Zustand 6 ergibt sich aus $\tau_6^{-1} = \sum_{l < 6} \tau_{6 \rightarrow l}^{-1}$ und wird durch den Übergang vom Zustand 6 in den Zustand 2 dominiert (vgl. Tabelle 3.2), der in Resonanz mit der LO-Phononenergie ist. Es ergibt sich somit für den Zustand 6 eine Lebenszeit von $\tau_6 \approx \tau_{6 \rightarrow 2} \approx 0.042$ ps.

In Abbildung 5.4 a) ist der auf die eindimensionale Stromdichte normierte Materialgewinn aus Gleichung 5.35 dargestellt. Die zur Berechnung benötigten Parameter sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 aus Abschnitt 5.3 aufgelistet. Die Daten für die Übergangsraten, -energien und das Matrixelement des Ortsoperators sind aus Keck *et al.* [Kec01, Kec03] (vgl. Abschnitt 3.4) entnommen. Die Angaben bezüglich des Wellenleiters, wie Wellenleiterverlust α_w und Füllfaktor Γ , stammen aus den Wellenleiterrechnungen aus Abschnitt 4.5 und sind für eine Ridgebreite von $d_{\text{rw}} = 30 \mu\text{m}$ und eine GaAs-Wellenleiterdicke entlang des zweiten Wachstumschritts von $d_{\text{wg}} = 5.3 \mu\text{m}$ angegeben. In Abbildung 5.4 a) wurde die Streuung von Elektronen in angeregte Zustände in der schwarzen Kurve nicht berücksichtigt. Hier setzt sich die durch LO-Phononen induzierte Übergangsrate des Zustands 37 wie im Quantenfilmfall aus der Streuung von Elektronen in die am Laserübergang hauptsächlich beteiligten Zustände 6 und 2 zusammen, $\tau_{37}^{-1} = \tau_{37 \rightarrow 6}^{-1} + \tau_{37 \rightarrow 2}^{-1}$. Bei Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände (rote Kurve)

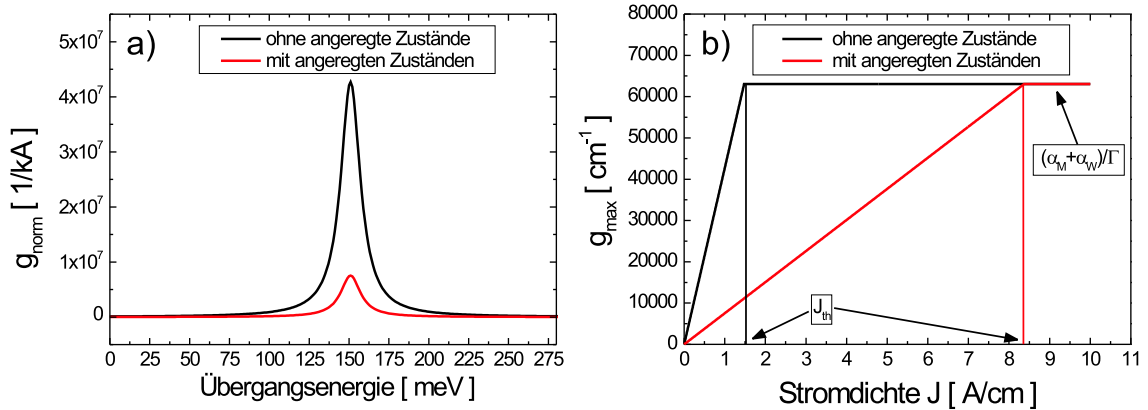


Abbildung 5.4: a) Materialgewinn g_{norm} , normiert auf die eindimensionale Stromdichte, einer Quantendrahtintersubbandlaserstruktur. Die zur Berechnung verwendeten Parameter sind in den Tabellen 5.1 und 5.2 aus Abschnitt 5.3 aufgeführt und stammen aus den Arbeiten von Keck et al. [Kec01, Kec03] und aus den Wellenleiterrechnungen aus Abschnitt 4.5. b) Maximaler Materialgewinn g_{max} für eine Quantendrahtintersubbandlaserstruktur in Abhängigkeit von der eindimensionalen Stromdichte. In der schwarzen Kurve ist die Streuung von Elektronen in angeregte Zustände nicht berücksichtigt, während in der roten Kurve diese Streuung von Elektronen in angeregte Zustände die Lebenszeit von Zustand 37 verringert und somit zu einem geringeren maximalen Materialgewinn pro Stromdichte führt. Dies bedingt eine erhöhte Schwellenstromdichte.

setzt sich die durch LO-Phononen induzierte Übergangsrate des Zustands 37 jedoch aus $\tau_{37}^{-1} = \sum_{l < 37} \tau_{37 \rightarrow l}^{-1}$ zusammen. Wie beim Quantenfilmfall wurde die Injektionswahrscheinlichkeit gleich eins gesetzt ($\eta_{37} = 1$, $\eta_6 = 0$) und die thermische Rückbefüllung des Zustands 6 aus dem Elektronenreservoir im Injektor vernachlässigt ($N_{\text{therm}} = 0$). Dieses Ergebnis zeigt, dass bei Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände der auf die eindimensionale Stromdichte normierte Materialgewinn im Vergleich zur Nichtberücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände stark reduziert ist.

Für den eindimensionalen Materialgewinn in Abhängigkeit von der eindimensionalen Stromdichte ergibt sich aus Gleichung 5.36 zusammen mit den Gleichungen 5.41 und 5.42

$$g_{\text{max,1D}}(J) = g_{0,\text{N,1D}} \left(\left[\eta_{37} \tau_{37} \left(1 - \frac{\tau_6}{\tau_{37 \rightarrow 6}} \right) - \eta_6 \tau_6 \right] \frac{J}{e} - N_{\text{therm}} \right) \quad . \quad (5.43)$$

Die eindimensionale Schwellenstromdichte $J_{\text{th,1D}}$ errechnet sich wie in Abschnitt 4.6 beschrieben aus $\Gamma g_{\text{max,1D}}(J_{\text{th,1D}}) = (\alpha_{\text{W}} + \alpha_{\text{M}})$ zu

$$J_{\text{th,1D}} = \left(\frac{\alpha_{\text{W}} + \alpha_{\text{M}}}{\Gamma g_{0,\text{N,1D}}} + N_{\text{therm}} \right) e \left[\eta_{37} \tau_{37} \left(1 - \frac{\tau_6}{\tau_{37 \rightarrow 6}} \right) - \eta_6 \tau_6 \right]^{-1} \quad . \quad (5.44)$$

Dabei ist allerdings zu beachten, dass sich die Wellenleiterverluste α_{W} und der Füllfaktor Γ auf die Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen beziehen, die in Abschnitt 4.5 behandelt wurden. Für $J > J_{\text{th,1D}}$ wird der maximale Gewinn wieder als konstant $g_{\text{max,1D}} = (\alpha_{\text{W}} + \alpha_{\text{M}})/\Gamma$ angenommen. Der maximale Materialgewinn für eine Quantendrahtkaskadenlaserstruktur aus Gleichung 5.43 ist in Abbildung 5.4 b)

dargestellt. In der schwarzen Kurve ist die Streuung von Elektronen aus dem oberen Laserniveau 37 in die angeregten Zustände nicht berücksichtigt, während in der roten Kurve diese Streuung berücksichtigt ist. Die Streuung von Elektronen in angeregte Zustände führt zu einer geringeren Lebenszeit des oberen Laserzustands 37 und somit zu einem geringeren maximalen Materialgewinn pro eindimensionaler Stromdichte (vgl. Abbildung 5.4 a)). Dies hat nach Gleichung 5.44 eine erhöhte Schwellenstromdichte zur Folge. So ist die eindimensionale Schwellenstromdichte bei Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände mit $J_{\text{th,1D}} \approx 8.5 \text{ A/cm}$ mehr als 5 mal größer als ohne Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände ($J_{\text{th,1D}} \approx 1.5 \text{ A/cm}$).

In Analogie zum Quantenfilmfall ergeben sich für eine eindimensionale Stromdichte $J > J_{\text{th,1D}}$ mit $g_{\text{max,1D}} = (\alpha_{\text{W}} + \alpha_{\text{M}}) / \Gamma$ aus den Ratengleichungen 5.38-5.40 die Elektronendichten in den Zuständen 37 und 6 sowie die durch stimulierte Emission erzeugte Photonendichte N_{ph} zu

$$N_{37} = \frac{(\eta_6 + \eta_{37})\tau_{37 \rightarrow 6}\tau_{37}\tau_6}{\tau_{37 \rightarrow 6}(\tau_6 + \tau_{37}) - \tau_{37}\tau_6} \frac{J}{e} + \frac{\tau_{37 \rightarrow 6}\tau_{37}}{\tau_{37 \rightarrow 6}(\tau_6 + \tau_{37}) - \tau_{37}\tau_6} \cdot \left(\frac{\alpha_{\text{W}} + \alpha_{\text{M}}}{\Gamma g_{0,\text{N,1D}}} + N_{\text{therm}} \right), \quad (5.45)$$

$$N_6 = \frac{(\eta_6 + \eta_{37})\tau_{37 \rightarrow 6}\tau_{37}\tau_6}{\tau_{37 \rightarrow 6}(\tau_6 + \tau_{37}) - \tau_{37}\tau_6} \frac{J}{e} + \frac{\tau_{37}\tau_6}{\tau_{37 \rightarrow 6}(\tau_6 + \tau_{37}) - \tau_{37}\tau_6} \cdot \left[\frac{\alpha_{\text{W}} + \alpha_{\text{M}}}{\Gamma g_{0,\text{N,1D}}} \left(1 - \frac{\tau_{37 \rightarrow 6}}{\tau_{37}} \right) + \frac{\tau_{37 \rightarrow 6}}{\tau_6} N_{\text{therm}} \right], \quad (5.46)$$

$$N_{\text{ph}} = \frac{n_{\text{eff}} N_{\text{p}}}{ce(\alpha_{\text{W}} + \alpha_{\text{M}})} \frac{\tau_{37 \rightarrow 6}}{\tau_{37 \rightarrow 6}\tau_6 + \tau_{37 \rightarrow 6}\tau_{37} - \tau_{37}\tau_6} \cdot \left[\eta_{37}\tau_{37} \left(1 - \frac{\tau_6}{\tau_{37 \rightarrow 6}} \right) - \eta_6\tau_6 \right] (J - J_{\text{th,1D}}). \quad (5.47)$$

Die optische Leistung P ergibt sich wieder als Produkt aus der Photonenenergie $E_{37 \rightarrow 6}$, der Gesamtzahl der im Fabry-Perot-Resonator umlaufenden Photonen LN_{ph} und der Austrittsrate $\alpha_{\text{M}}c/n_{\text{eff}}$ zu

$$P(I) = \eta_{\text{opt}} \frac{E_{37 \rightarrow 6}}{e} \frac{\alpha_{\text{M}}}{\alpha_{\text{M}} + \alpha_{\text{W}}} \frac{\tau_{37 \rightarrow 6}}{\tau_{37 \rightarrow 6}\tau_6 + \tau_{37 \rightarrow 6}\tau_{37} - \tau_{37}\tau_6} \cdot \left[\eta_{37}\tau_{37} \left(1 - \frac{\tau_6}{\tau_{37 \rightarrow 6}} \right) - \eta_6\tau_6 \right] N_{\text{p}}(I - I_{\text{th}}). \quad (5.48)$$

Dabei ist $I = LJ$ der Strom durch eine Struktur der Länge L und entsprechend $I_{\text{th}} = LJ_{\text{th}}$ der Schwellenstrom. In Abbildung 5.5 a) sind die Elektronendichten aus dem Ratengleichungsmodell in Abhängigkeit von der eindimensionalen Stromdichte J für eine Quantendrahtintersubbandlaserstruktur mit und ohne Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände dargestellt. Unterhalb der Schwellenstromdichte $J_{\text{th,1D}}$ werden N_{37} und N_6 mit den Gleichungen 5.41 bzw. 5.42 berechnet, während für Stromdichten, die größer als die Schwellenstromdichte sind ($J > J_{\text{th,1D}}$), Gleichungen 5.45 bzw. 5.46 gelten. Unterhalb der Laserschwelle nehmen die Elektronendichten N_{37} , N_6 sowie die Differenz $N_{37} - N_6$ linear mit

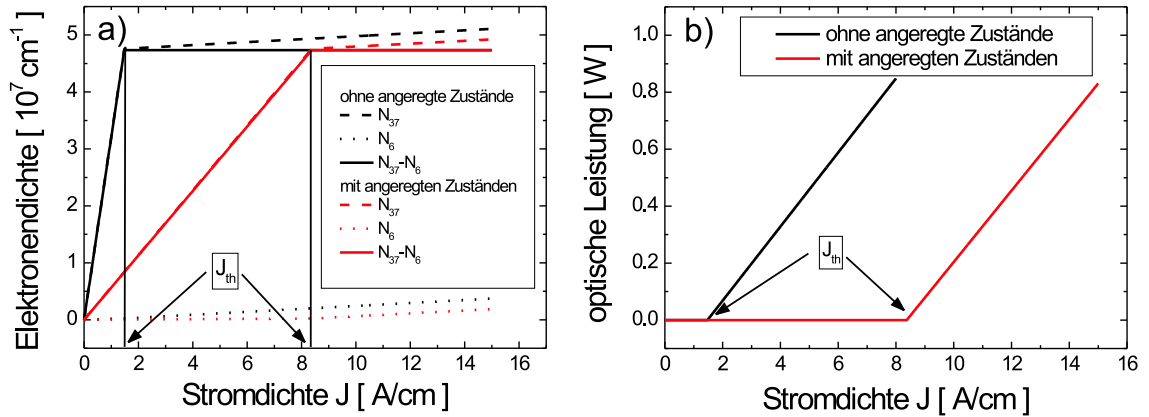


Abbildung 5.5: a) Aus dem Ratengleichungsmodell berechnete Elektronendichten N_{37} des oberen Laserzustands (gestrichelte Kurve), des unteren Laserzustands N_6 (gepunktete Kurve) und Differenz $N_{37} - N_6$ (durchgezogene Kurve) in Abhängigkeit von der eindimensionalen Stromdichte J für eine Quantendrahtintersubbandlaserstruktur ohne (schwarze Kurven) und mit (rote Kurven) Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände. b) Emittierte optische Leistung als Funktion der eindimensionalen Stromdichte J . Sowohl Elektronendichten als auch die optische Leistung sind für die in den Abschnitten 3.4 und 4.5 behandelte Quantendrahtintersubbandlaserstruktur mit den Parametern aus den Tabellen 5.1 und 5.2 in Abschnitt 5.3 berechnet.

der Stromdichte zu. Für $J > J_{th,1D}$ bleibt $N_{37} - N_6$ konstant und wird nur durch das Verhältnis $(\alpha_M + \alpha_W)/(\Gamma g_{0,N,1D})$ bestimmt. Dies ist analog zum Quantenfilmfall (siehe Abbildung 5.3 a)) und gilt sowohl mit als auch ohne Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände. Die Differenz $N_{37} - N_6$ steigt bei Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände unterhalb der Laserschwelle aufgrund der geringeren Lebenszeit des oberen Laserniveaus τ_{37} weniger stark an als ohne Berücksichtigung dieser Streuung (vgl. Gleichungen 5.41 und 5.42). Dies hat eine erhöhte Schwellenstromdichte zur Folge.

In Abbildung 5.5 b) ist die optische Ausgangsleistung in Abhängigkeit von der eindimensionalen Stromdichte J für eine Quantendrahtintersubbandlaserstruktur mit und ohne Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände dargestellt. Oberhalb der Laserschwelle nimmt die Ausgangsleistung nach Gleichung 5.48 linear mit einer Steigung von $dP/dI \approx 2.2 \text{ W/A}$ ohne Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände bzw. einer Steigung von $dP/dI \approx 2.1 \text{ W/A}$ bei Berücksichtigung dieser Streuung zu, was nach Gleichung 5.31 einer differentiellen Quanteneffizienz von $\eta_d \approx 1437\%$ bzw. $\eta_d \approx 1385\%$ entspricht. Auf eine Periode umgerechnet ergeben sich Werte von etwa 40% bzw. 38%. Die Ursache für die größere Quanteneffizienz im Quantendrahtfall im Vergleich zum Quantenfilmfall liegt nach Gleichungen 5.29 und 5.48 hauptsächlich in den im Quantendrahtfall verringerten Wellenleiterverlusten α_W (vgl. Abschnitt 4.5). Die unterschiedlichen Streuzeiten im Quantenfilm- und Quantendrahtfall wirken sich dagegen nur schwach auf die differentielle Quanteneffizienz aus.

5.3 Vergleich des Materialgewinns und der Schwellenstromdichte für Quantenfilm- und Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen

Das Modell für den Materialgewinn und das Ratengleichungsmodell liefert eine gute theoretische Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen für den Materialgewinn und den Schwellenstrom in Quantenfilm QCLs [Sir99]. Dabei wird oft von einer Injektionswahrscheinlichkeit von $\eta_3 = 1$ in das obere Laserniveau ausgegangen. Des Weiteren nimmt man für $\eta_2 = 0$ an und vernachlässigt häufig auch die thermische Rückbefüllung, das so genannte „*thermal backfilling*“ ($N_{\text{therm}} = 0$). Damit erhält man für den maximalen Materialgewinn im Quantenfilmfall

$$g_{\text{max}}(J) = \frac{2eE_{32}|z_{32}|^2}{\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p \gamma_{32}} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_{21}}{\tau_{32}} \right) \right] J \quad (5.49)$$

und für die Schwellenstromdichte

$$J_{\text{th}} = \frac{\alpha_W + \alpha_M}{\Gamma} \frac{\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p \gamma_{32}}{2eE_{32}|z_{32}|^2} \left[\tau_3 \left(1 - \frac{\tau_{21}}{\tau_{32}} \right) \right]^{-1}. \quad (5.50)$$

Für den Quantendrahtfall erhält man mit diesen vereinfachenden Annahmen für den maximalen Materialgewinn

$$g_{\text{max,1D}}(J) = \frac{2eE_{37 \rightarrow 6} | \langle 37 | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | 6 \rangle |^2}{\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p L_{[110]} \gamma_{37 \rightarrow 6}} \left[\tau_{37} \left(1 - \frac{\tau_6}{\tau_{37 \rightarrow 6}} \right) \right] J \quad (5.51)$$

und für die eindimensionale Schwellenstromdichte ergibt sich

$$J_{\text{th,1D}} = \frac{\alpha_W + \alpha_M}{\Gamma} \frac{\hbar c \epsilon_0 n_{\text{eff}} L_p L_{[110]} \gamma_{37 \rightarrow 6}}{2eE_{37 \rightarrow 6} | \langle 37 | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | 6 \rangle |^2} \left[\tau_{37} \left(1 - \frac{\tau_6}{\tau_{37 \rightarrow 6}} \right) \right]^{-1}. \quad (5.52)$$

Im Folgenden sollen die Ergebnisse für den Quantendraht- und Quantenfilmfall miteinander verglichen werden. Dazu sind die zur Berechnung der verschiedenen Größen benötigten Parameter in den Tabellen 5.1 und 5.2 aufgelistet. Die Werte für den Quantenfilm QCL im AlGaAs/GaAs-Materialsystem sind den Arbeiten von Sirtori *et al.* entnommen [Sir98, Sir99]. Die Parameter für den Quantendrahtfall stammen aus der Arbeit von Keck *et al.* [Kec01, Kec03], die in Abschnitt 3.4 zusammengefasst sind, und aus den in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Wellenleiterrechnungen aus Abschnitt 4.5. Der Wert für die Spiegelverluste ergibt sich aus den Reflektivitäten der Facetten nach Gleichung 4.30 aus Abschnitt 4.6. Dabei wurde $R_1 = R_2 \approx 0.27$ und eine Resonatorlänge von $L = 0.6 \text{ mm}$ angenommen. Die Ridgebreite wurde sowohl im Quantenfilm- als auch im Quantendrahtfall zu $d_{\text{rw}} = 30 \mu\text{m}$ gewählt. Aufgrund der mangelnden Kenntnis der vollen Halbwertsbreite (FWHM) der Emission knapp unterhalb der Laserschwelle im Quantendrahtfall wurde dieselbe FWHM wie im Quantenfilmfall angenommen. Dabei ist zu beachten, dass die FWHM nicht nur durch die Lebenszeit des oberen Laserniveaus bestimmt wird, sondern auch durch andere Streumechanismen, wie z.B. Grenzflächenstreuung. Da in

Quantenfilm	Quantendraht
$ z_{32} = 1.6 \text{ nm}$	$ \langle 37 \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} 6 \rangle = 1.46 \text{ nm}$
$E_{32} = 134 \text{ meV}$	$E_{37 \rightarrow 6} = 151 \text{ meV}$
$\gamma_{32} = 15 \text{ meV}$	$\gamma_{37 \rightarrow 6} = 15 \text{ meV}$
$\tau_{32} = 2.40 \text{ ps}$	$\tau_{37 \rightarrow 6} = 9.09 \text{ ps}$
$\tau_{31} = 4.00 \text{ ps}$	$\tau_{37 \rightarrow 2} = 12.5 \text{ ps}$
$\tau_{21} = 0.30 \text{ ps}$	$\tau_{6 \rightarrow 2} = 0.042 \text{ ps}$
$\tau_3 = 1.50 \text{ ps}$	$\tau_{37} = 0.91 \text{ ps}$

Tabelle 5.1: Matrixelemente des Ortsoperators, Übergangsenergien, FWHM der spontanen Emission und LO-Phonon-Übergangsraten sowohl für einen Quantenfilm QCL als auch für eine Quantendrahtintersubbandlaserstruktur.

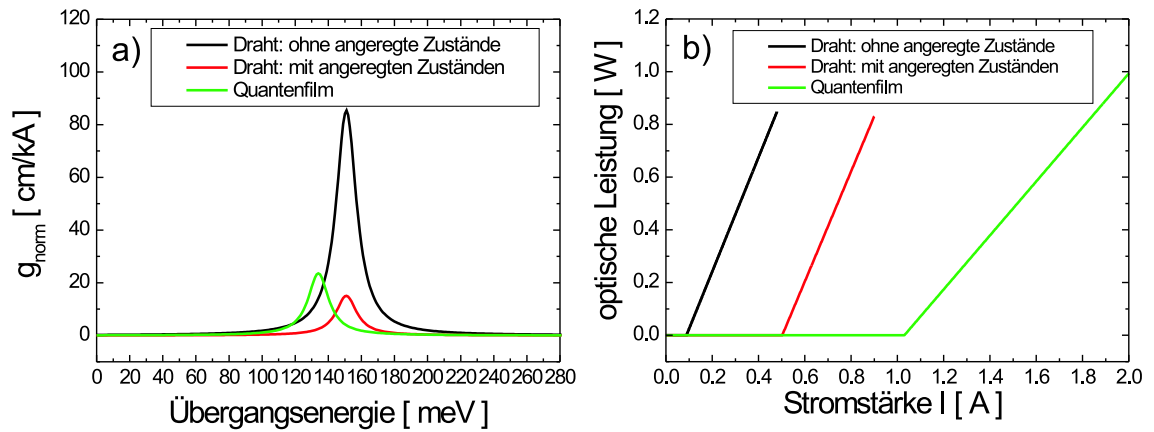


Abbildung 5.6: Vergleich des normierten Materialgewinns g_{norm} a) und der optischen Leistung b) für die Quantenfilm QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* und eine Quantendraht QCL-Struktur ohne und mit Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände.

Quantenfilm	Quantendraht
$L_p = 45.3 \text{ nm}$	$L_p = 45.3 \text{ nm}$
	$L_{[110]} = 20 \text{ nm}$
$n_{\text{eff}} = 3.21$	$n_{\text{eff}} = 3.25$
$\alpha_W = 20 \text{ cm}^{-1}$	$\alpha_W = 5.3 \text{ cm}^{-1}$
$\alpha_M = 21 \text{ cm}^{-1}$	$\alpha_M = 21 \text{ cm}^{-1}$
$\Gamma = 0.31$	$\Gamma = 4.3 \times 10^{-4}$

Tabelle 5.2: Periodenlänge entlang der $[001]$ -Richtung L_p , Ausdehnung der Wellenfunktionen entlang der $[110]$ -Richtung $L_{[110]}$ im Quantendrahtfall, Wellenleiter- und Spiegelverluste α_W und α_M und Füllfaktor Γ sowohl für den Quantenfilm- als auch den Quantendrahtfall.

Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen Grenzflächen entlang zweier Wachstumsrichtungen auftreten, kann die FWHM in diesen Strukturen durchaus größer sein als in Quantenfilmstrukturen. Um den Materialgewinn von Quantenfilm- mit dem von Quantendraht QCL-Strukturen zu vergleichen wird der Materialgewinn im Quanten-

drahtfall mit der Ausdehnung der Wellenfunktionen in $[110]$ -Richtung $L_{[110]} = 20$ nm multipliziert, damit in beiden Fällen der Materialgewinn auf dieselbe Einheit von $[\text{cm}/\text{kA}]$ normiert ist.

Das Ergebnis ist in Abbildung 5.6 a) dargestellt. Der Materialgewinn im Quantendrahtfall ist bei Nichtberücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände größer als bei Berücksichtigung dieser Streuung und auch größer als im Quantenfilmfall. Dies liegt daran, dass bei Nichtberücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände nur die Zustände 37, 6 und 2 betrachtet werden. Die Übergangszeiten $\tau_{37 \rightarrow 6}$ und $\tau_{37 \rightarrow 2}$ dieser Zustände sind im Quantendrahtfall wegen der eingeschränkten Dimensionalität (vgl. Abschnitt 3.4) gegenüber den entsprechenden Übergangszeiten τ_{32} und τ_{31} im Quantenfilmfall erhöht (siehe auch Tabelle 5.1). Der in Abschnitt 3.3 vorgestellte Vorteil von Quantenkaskadenlasern mit niedriger Dimensionalität liegt gerade in dieser Tatsache begründet. Allerdings ist bei Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände der Materialgewinn sogar geringer als im Quantenfilmfall. Dies ist auf die insgesamt geringere Lebenszeit des oberen Emissionsniveaus 37 aufgrund der LO-Phononstreuung von Elektronen in angeregte Zustände im Quantendrahtfall im Vergleich zum Quantenfilmfall zurückzuführen ($\tau_{37} < \tau_3$, siehe Tabelle 5.1). Obwohl die angeregten Zustände keinen großen räumlichen Überlapp mit dem oberen Laserzustand 37 haben (vgl. Abbildung 3.9), kann die Streurrate dennoch relativ groß werden, wenn die Übergangsenergie zwischen den entsprechenden Zuständen nahe an der LO-Phononenergie liegt (vgl. Abbildung 3.10). Die bessere Inversionsrate ($\tau_{37 \rightarrow 6}/\tau_6$) im Quantendrahtfall im Vergleich zum Quantenfilmfall (τ_{32}/τ_{21}) spielt dabei keine Rolle, da sowohl der Ausdruck $(1 - \tau_6/\tau_{37 \rightarrow 6})$ im Quantendrahtfall als auch der entsprechende Ausdruck $(1 - \tau_{21}/\tau_{32})$ im Quantenfilmfall auf Eins begrenzt ist. Der Materialgewinn ist somit hauptsächlich durch die Lebenszeit des oberen Zustands und durch die Betragsquadrate der Matrixelemente $|z_{32}|^2$ im Quantenfilmfall und $|\langle 37 | \mathbf{e} \cdot \mathbf{r} | 6 \rangle|^2$ im Quantendrahtfall begrenzt und nicht durch die Inversionsrate (siehe Gleichungen 5.49 und 5.51). Das gleiche gilt auch für die Schwellenstromdichte nach Gleichungen 5.50 und 5.52. Das bedeutet, dass eine Erhöhung der Inversionsrate z.B. durch Verbesserung der Einstellung der Resonanzbedingung zwischen Zustand 2 und 1 im Quantenfilmfall bzw. 6 und 2 im Quantendrahtfall keinen großen Nutzen hat, um den Materialgewinn zu erhöhen bzw. den Schwellenstrom zu erniedrigen. Daher optimieren einige Autoren ihre Quantenfilm QCL-Strukturen, indem sie den Ausdruck $|z_{32}|^2 \tau_3 (1 - \tau_{21}/\tau_{32})$ maximieren [InTo02]. In ähnlicher Weise sollte auch bei der Konzeption von Quantenkaskadenlaserstrukturen mit niedrig-dimensionalen aktiven Regionen verfahren werden.

Um die Vorteile der verringerten nichtstrahlenden Verluste in niedrig-dimensionalen Quantenkaskadenlaserstrukturen ausnutzen zu können, muss durch sorgfältiges Strukturdesign die Ausbildung von angeregten Zuständen, in die Elektronen aus dem oberen Laserniveau nichtstrahlend streuen können, vermieden oder die Anzahl der angeregten Zustände insgesamt vermindert werden. Insbesondere müssen LO-Phononresonanzen zwischen dem oberen Laserniveau und angeregten Zuständen verhindert werden, die zu großen Streuraten zwischen diesen Zuständen führen.

In ähnlicher Weise wie der Materialgewinn wird auch die Schwellenstromdichte durch die Streuung von Elektronen in angeregte Zustände beeinflusst. In Abbildung 5.4 b) ist der maximale Materialgewinn für eine Quantendrahtkaskadenlaserstruktur in Abhängigkeit von der eindimensionalen Stromdichte sowohl ohne als auch mit Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände dargestellt. Zum Vergleich der sich ergebenden eindimensionalen Schwellenstromdichten von $J_{\text{th,1D}} \approx 8.5 \text{ A/cm}$ und $J_{\text{th,1D}} \approx 1.5 \text{ A/cm}$ mit bzw. ohne Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände mit der Schwellenstromdichte für eine konventionelle QCL-Struktur von $J_{\text{th,2D}} \approx 5.7 \text{ kA/cm}^2$ (siehe Abbildung 5.1 b)) werden erstere Werte durch die Ausdehnung der Wellenfunktionen im Quantendrahtfall von $L_{[110]} = 20 \text{ nm}$ dividiert. Dies führt zu $J_{\text{th,1D}} \approx 4187 \text{ kA/cm}^2$ und $J_{\text{th,1D}} \approx 738 \text{ kA/cm}^2$ mit bzw. ohne Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände. Wie bereits in Abschnitt 5.2 erwähnt ist die Schwellenstromdichte mit Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände mehr als 5 mal so groß wie ohne Berücksichtigung dieser Streuung. Aber auch ohne Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände ist die Schwellenstromdichte fast 130 mal größer als für einen konventionellen Quantenkaskadenlaser auf Quantenfilmbasis [Her06]. Der Grund hierfür liegt in dem im Quantendrahtfall stark reduzierten Füllfaktor Γ im Vergleich zum Quantenfilmfall (siehe Tabelle 5.1), obwohl die Wellenleiterverluste α_{W} verringert sind (siehe Tabelle 5.2) und der Materialgewinn erhöht ist (siehe Abbildung 5.6 a)). Diese Ergebnisse legen nahe, dass in der in Abschnitt 3.4 vorgestellten Quantendrahtkaskadenlaserstruktur hergestellt mittels CEO sowohl aufgrund der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände als auch aufgrund des sehr geringen Füllfaktors Γ die Schwellenstromdichte für den Laserbetrieb nicht erreicht werden kann. Diese sollte im AlGaAs/GaAs-Materialsystem geringer als etwa 20 kA/cm^2 sein [Fai05].

Bei der Konzeption von Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen ist es zukünftig nötig, die Wellenleiterverluste weiter zu reduzieren und vor allem den Füllfaktor zu erhöhen, um Laseraktivität in diesen Bauteilen zu erreichen. Dies kann durch die Wahl eines Wellenleitermaterials mit hohem Brechungsindex entlang des zweiten Wachstumsschritts geschehen (vgl. Abschnitt 4.5.4). Allerdings führt dies nur zu einer leichten Erhöhung des Füllfaktors um einen Faktor 4 bis 5. Die Schwellenstromdichte muss aber um etwa zwei Größenordnungen gesenkt werden, um Laserbetrieb zu erreichen. Am effizientesten kann dies dadurch erreicht werden, dass mehrere aktive Regionen aus gekoppelten Quantendrähten die optische Mode überlappen, anstatt nur einer einzigen wie in der hier präsentierten Struktur. Eine derartige Struktur lässt sich aber nicht mehr mit der Methode des CEO, wie in [Kec03, ScKe03] beschrieben, herstellen, sondern könnte durch selbstorganisierte niedrig-dimensionale Systeme wie Quantendrähte oder Quantenpunkte erreicht werden.

Die absoluten Schwellenströme in Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen der Länge $L = 0.6 \text{ mm}$ sind $I_{\text{th,1D}} \approx 502 \text{ mA}$ und $I_{\text{th,1D}} \approx 88.6 \text{ mA}$ mit bzw. ohne Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände. Für den Quantenfilm QCL nach Sirtori *et al.* ergibt sich bei einer Ridgebreite von $30 \mu\text{m}$ und einer Länge

von $L = 0.6$ mm ein Schwellenstrom von $I_{\text{th},2\text{D}} \approx 1.0$ A. Dies zeigt, dass der benötigte Schwellenstrom im Quantendrahtfall aufgrund der geringeren Größe der aktiven Region geringer ist als im Quantenfilmfall. Für die kleinstmögliche Ridgebreite von einer halben Wellenlänge, was im Fall der QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* etwa $4.5 \mu\text{m}$ entspricht, ergibt sich bei Annahme eines unveränderten Füllfaktors ein Schwellenstrom von $I_{\text{th},2\text{D}} \approx 154$ mA. Vergleicht man dies mit dem Quantendrahtsystem, so ist trotz des geringen Füllfaktors der Schwellenstrom zumindest ohne Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände geringer als im Quantenfilmfall. Dies zeigt das Potential, in Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen die gesamte in das Bauteil gesteckte elektrische Leistung zu reduzieren, wenn es möglich ist den Schwellenstrom um zwei Größenordnungen zu reduzieren, um Laseraktivität in derartigen Strukturen zu erreichen. In Abbildung 5.6 b) ist die optische Leistung nach Gleichungen 5.29 und 5.48 für die Quantenfilm QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* und eine Quantendraht QCL-Struktur ohne und mit Berücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände gegen die durch die verschiedenen Strukturen geschickten Stromstärken aufgetragen. Die größere Steigung (engl.: *slope efficiency*) dP/dI im Quantendrahtfall ist wie in Abschnitt 5.2 schon erwähnt hauptsächlich auf die geringeren Wellenleiterverluste α_{W} gegenüber dem Quantenfilmfall zurückzuführen.

5.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde ein einfaches, analytisch lösbares Modell zur Beschreibung des Materialgewinns und der Schwellenstromdichte in konventionellen QCL-Strukturen vorgestellt. Dabei wird der Materialgewinn mithilfe von Fermis Goldener Regel und der Elektronentransport durch die Quantenkaskadenlaserstruktur mit einem Ratengleichungsmodell beschrieben. Dieses Modell wurde auf Quantendrahtstrukturen erweitert und auf die in dieser Arbeit beschriebenen, mittels CEO hergestellten, Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen angewendet. Dabei zeigt sich, dass die Streuung von Elektronen in angeregte Zustände, die sich in diesen Strukturen aufgrund des schwachen Einschlusspotentials entlang der zweiten Wachstumsrichtung ausbilden, den Materialgewinn in diesen Strukturen im Vergleich zu konventionellen Quantenfilm QCL-Strukturen vermindert. Nur wenn die Streuung von Elektronen in diese angeregten Zustände vernachlässigt wird, ergibt sich eine Erhöhung des Materialgewinns in den untersuchten Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen im Vergleich zum Quantenfilmsystem.

Da im Quantendrahtsystem die optisch aktive Region, wo sich die Quantendrähte befinden, sehr viel kleiner ist als im Quantenfilmfall, ist auch der Überlapp der optischen Mode mit der optisch aktiven Region viel geringer. Dies führt, selbst wenn die Streuung von Elektronen in angeregte Zustände nicht berücksichtigt wird, im Quantendrahtsystem zu einer sehr viel größeren Schwellenstromdichte als im Quantenfilmsystem. Die Schwellenstromdichte erweist sich selbst bei Nichtberücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände als zu groß, um Laserbetrieb in den untersuchten Quantendrahtsystemen zu erreichen. Aufgrund der geringeren

Wellenleiterverluste in den untersuchten Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen ist die differentielle Quanteneffizienz größer als in der zugrunde liegenden Quantenfilm QCL-Struktur.

Dies zeigt die Ziele beim zukünftigen Entwurf von Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen auf. Zum einen muss die Streuung von Elektronen in angeregte Zustände vermieden bzw. vermindert werden, um in Quantendrahtstrukturen einen höheren Materialgewinn als in Quantenfilmstrukturen zu erreichen. Dies kann durch ein möglichst gleich großes Einschlusspotential in den beiden Quantisierungsrichtungen erfolgen. Außerdem muss vor allem der Überlappfaktor der optischen Mode mit der optisch aktiven Region vergrößert werden, um die Schwellenstromdichte zu verringern. Dies kann zum Beispiel durch das Wachstum von selbstorganisierten niedrigdimensionalen Strukturen geschehen, bei denen mehrere optisch aktive Regionen die optische Mode überlappen und somit insgesamt der Füllfaktor erhöht wird. Dies erfordert allerdings eine präzise Kontrolle über das selbstorganisierte Wachstum, um homogene Heterostrukturen für die Intersubbandübergänge in den niedrigdimensionalen aktiven Regionen herzustellen, was bislang nur begrenzt möglich ist.

Kapitel 6

Herstellung und strukturelle Charakterisierung von Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen

In diesem Kapitel wird die Herstellung der in Abschnitt 3.4 vorgestellten Quantendrahtkaskadenlaserstrukturen mittels Molekularstrahlepitaxie (MBE) besprochen. Dabei liegt das Augenmerk zunächst auf dem Wachstum der zugrunde liegenden Quantenfilmstruktur nach Sirtori *et al.* [Sir98, Sir99] entlang der [001]-Richtung. Diese Struktur wird danach für das so genannte „Cleaved Edge Overgrowth“ (CEO) vorbereitet und anschließend entlang der [110]-Richtung überwachsen. Dabei ergeben sich Unterschiede für die Wachstumsbedingungen entlang der [001]- und [110]-Richtung. Die so hergestellten Quantendrahtintersubbandproben werden mithilfe von Rasterkraftmikroskopie untersucht. Ortsaufgelöste Ramanspektroskopie bei Raumtemperatur macht ebenfalls eine strukturelle Charakterisierung dieser Proben möglich. Dabei wird in diesem Kapitel vor allem auf den Unterschied zwischen Proben mit und ohne AlAs-Schicht zur Wellenleitung entlang der [110]-Richtung (siehe Abschnitt 4.5.3 und Abbildung 4.8) eingegangen.

6.1 Molekularstrahlepitaxie entlang der [001]-Richtung

Die Molekularstrahlepitaxie (MBE) ermöglicht es, Halbleiterheterostrukturen auf monokristallinen Substraten atomlagengenau herzustellen. Dies ist auch erforderlich, da bei einem Quantenkaskadenlaser die Schichtdicken in den aktiven Bereichen und Injektoren nur wenige Monolagen betragen. Dies steht im Gegensatz zu selbstorganisierten Wachstumsmethoden, bei denen ein homogenes, atomlagengenaueres Wachstum nur schwer möglich ist. In dieser Arbeit wird mittels MBE in einem ersten Wachstumsschritt entlang der [001]-Richtung zunächst eine konventionelle Quantenkaskadenlaserstruktur nach Sirtori *et al.* im AlGaAs/GaAs-Materialsystem auf ein dotiertes ($n_{\text{Si}} = 3.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) GaAs-Substrat epitaktisch gewachsen (vgl.

Abschnitt 3.4). Allerdings bleiben sowohl die GaAs-Mantelschichten als auch die aktive Region undotiert. Die dabei verwendeten Substrate (engl.: *Wafer*) haben einen Durchmesser von 2 Zoll und sind zwischen 300 und 500 μm dick. Die Wachstumskammer befindet sich im Ultrahochvakuum (UHV). In dieser sind die Effusionszellen mit den Ausgangsmaterialien, darunter Gallium, Aluminium, Arsen und Silizium zur n-Dotierung, radial um das auf einem geheizten Halter angebrachte Substrat angeordnet (vgl. Abbildung 6.3). Die Substrattemperatur während des [001]-Wachstums beträgt etwa $580^\circ\text{C} - 640^\circ\text{C}$. Die Materialien in den Effusionszellen werden aufgeheizt und treffen als gerichtete Molekularstrahlen auf das Substrat, auf dem die Schichten epitaktisch aufwachsen. Dieses Wachstum wird durch kinetische Prozesse der auf das Substrat auftreffenden Moleküle bestimmt und findet außerhalb des thermodynamischen Gleichgewichts statt [HeSi89]. Durch separate Kontrolle der Temperatur jeder Effusionszelle lässt sich der Fluss der Moleküle bzw. Atome und somit die Zusammensetzung sowie die Wachstumsrate der epitaktischen Schichten einstellen. Dabei wird die Wachstumsrate hauptsächlich durch den Fluss der Gruppe-III-Elemente bestimmt, da ihr Haftkoeffizient auf dem Substrat sehr groß ist. Der Haftkoeffizient für das Gruppe-V-Element alleine, ohne Gruppe-III-Elemente, ist dagegen verschwindend gering. Daher erfolgt das Wachstum unter einem Überangebot an Arsen-Molekülen. Der druckgemessene Arsen-Materialfluss (engl.: *Beam Equivalent Pressure*, BEP) liegt für das [001]-Wachstum bei etwa 1×10^{-5} mbar. Der Teilchenfluss der einzelnen Moleküle bzw. Atome und damit die Zusammensetzung der Schichten einer Heterostruktur kann mithilfe von Beugung hochenergetischer Elektronen (engl.: *Reflection High-Energy Electron Diffraction*, RHEED) eingestellt werden. Die Wachstumsrate beim [001]-Wachstum beträgt für GaAs etwa $1 \mu\text{m}/\text{h}$.

6.2 Herstellung von Quantendrahtstrukturen mittels Überwachsen von Spaltflächen

Quantendrähte lassen sich in Halbleiterheterostrukturen auf verschiedene Arten erzeugen. Zum einen können Quantendrahtstrukturen durch Selbstorganisation hergestellt werden. Dabei nutzt man gezielt sich bildende Verspannungen zwischen den Materialien einer Heterostruktur untereinander und mit dem Substrat aus [NoP100]. Eine weitere Methode Quantendrähte herzustellen ist das Wachstum auf vorstrukturierten Substraten. Dazu werden vor der Halbleiterepitaxie V-förmige Gräben in die Oberfläche des Substrats geätzt. Durch die unterschiedliche Wachstumskinetik der verschiedenen Materialien an den Seitenwänden und an der Spitze der V-förmigen Gräben bildet sich dort ein drahtartiges Einschlusspotential für die Ladungsträger [Kap89]. Außerdem kann man Quantendrähte aus Quantenfilmen mittels Lithographie und Ätzen erzeugen. All diese Methoden haben den Nachteil, dass die erzeugten Quantendrähte deutlichen Größenfluktuationen unterworfen sind. Eine weitere Möglichkeit Quantendrähte selbstorganisiert herzustellen ist das Wachstum von so genannten Nanodrähten mithilfe von katalytisch wirkenden Metallpartikeln auf einer Substratoberfläche [Sam04]. Bislang ist es allerdings schwierig, diese Strukturen mit einer definierten Dotierung zu versehen.

In dieser Arbeit werden die untersuchten Quantendrahtstrukturen mithilfe der Methode des Überwachsens von Spaltflächen (engl.: *Cleaved Edge Overgrowth*, CEO) realisiert. Diese von Pfeiffer *et al.* [Pfe90] im Jahr 1990 entwickelte Methode beruht darauf, dass sich in Zinkblende-Struktur kristallisierende Halbleiter entlang nichtpolarer Oberflächen über makroskopische Distanzen atomar glatt spalten lassen. Eine solche nichtpolare Oberfläche stellt die (110)-Oberfläche dar. Auf diese Spaltflächen können nun wieder epitaktisch Heterostrukturen aufgewachsen werden. Zunächst wird allerdings in einem ersten Wachstumsschritt eine Quantenkaskadenlaserstruktur nach Sirtori *et al.* mit undotierten Mantel- und Injektorschichten (siehe Abschnitt 3.4) entlang der [001]-Richtung in der MBE-Anlage gemäß Abschnitt 6.1 hergestellt. Nach dem Ausschleusen aus der Wachstumskammer wird dieser Wafer für das CEO vorbereitet. Dazu muss er zuerst von der Substratseite her mit einer 10-prozentigen Brom-Methanol-Lösung auf 80 – 120 μm chemisch-mechanisch gedünnt werden. Anschließend wird der Wafer an einem computergesteuerten Ritztisch in $6.5 \times 7 \text{ mm}^2$ große Stücke zerlegt. Diese Stücke werden nun auf der Waferoberseite (Epi-Seite) am Rand senkrecht zur [110]-Richtung mit einem 0.95 mm langen Ritz versehen, der die Sollbruchstelle für den späteren Spaltvorgang bildet. Nach der Reinigung in Aceton und Methanol werden die Stücke auf einem speziellen Probenhalter, der in Abbildung 6.1 schematisch dargestellt ist, befestigt. Die CEO-Probenstücke werden

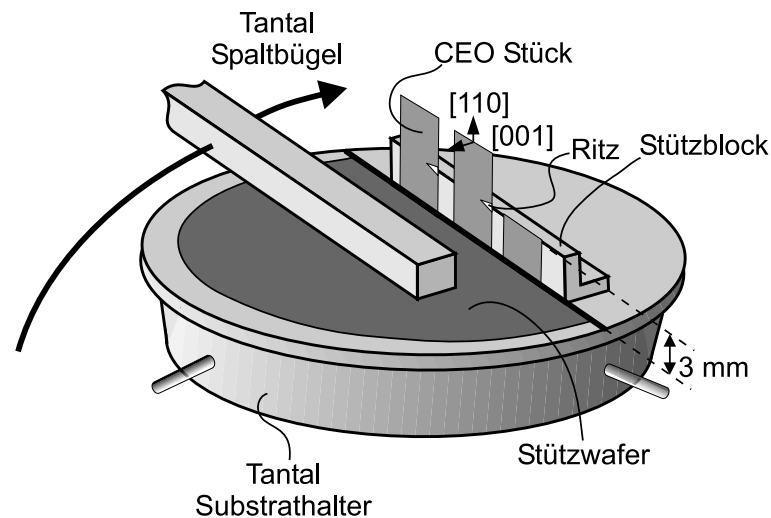


Abbildung 6.1: Probenhalter für CEO-Proben, der es ermöglicht, die Proben *in-situ* zu spalten. Dazu trifft der Spaltbügel die Proben oberhalb des Ritzes, von dem aus die Proben atomar glatt brechen.

auf dem Probenhalter gegen einen Stützblock gelehnt. Ein Galliumfilm zwischen dem Stützblock und den CEO-Probenstücken sorgt für das Haften der Proben an diesem Stützblock und für einen guten thermischen Kontakt mit dem Halter. Zusätzlich werden die CEO-Probenstücke mit dem Stützwafer an den Stützblock gedrückt und so fixiert. Der vorher definierte Ritz befindet sich nun 0.3 mm oberhalb des Stützblocks. Der Probenhalter kann mit bis zu fünf CEO-Probenstücken bestückt werden. Der Probenhalter wird nun in die MBE-Wachstumskammer geschleust. Mit einem drehbaren Spaltbügel aus Tantal werden die CEO-Probenstücke *in-situ* in der

Wachstumschamber an der Sollbruchstelle (Ritz) gespalten. Dabei werden die Ober-
teile dieser Probenstücke mit dem Spaltbügel weggeschlagen. Unmittelbar danach
startet das $[110]$ -Wachstum auf der soeben freigelegten, atomar glatten Spaltfläche.
In diesem zweiten Wachstumsschritt wird nun entlang der $[110]$ -Richtung eine Struk-
tur nach Abschnitt 3.4 ohne Wellenleiter oder nach Abschnitt 4.5 mit Wellenleiter
entlang der $[110]$ -Richtung gewachsen (siehe Anhang C). In Abbildung 6.2 sind die
wichtigsten Schritte zur Herstellung einer Probe mittels des Überwachsens von Spalt-
flächen schematisch dargestellt.

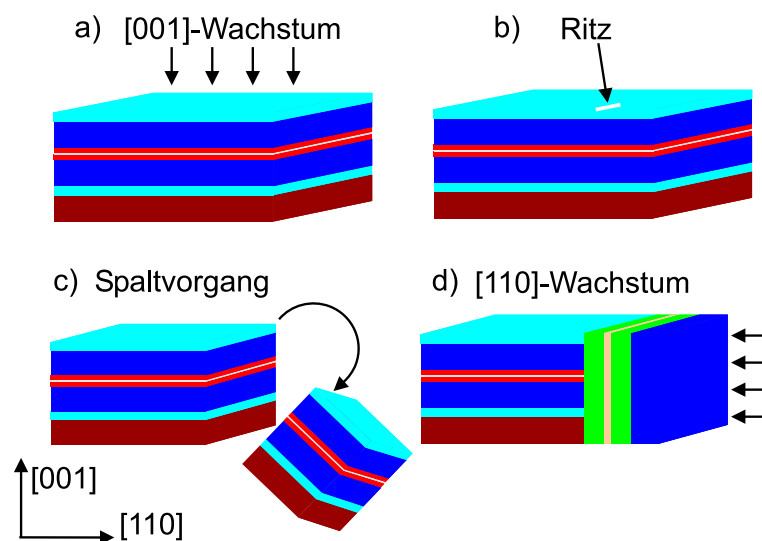


Abbildung 6.2: Schritte zur Herstellung von CEO-Proben. Zuerst wird eine Heterostruktur entlang der $[001]$ -Richtung gewachsen (a). Danach werden die CEO-Probenstücke angeritzt (b). Nach dem *in-situ* Spaltvorgang (c) wird sofort mit dem $[110]$ -Wachstum begonnen (d).

6.3 Molekularstrahlepitaxie entlang der $[110]$ -Richtung

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, beginnt beim CEO-Verfahren unmittelbar nach Freilegen der (110) -Spaltfläche das Wachstum einer AlGaAs/GaAs-Heterostruktur auf dieser Oberfläche entlang der $[110]$ -Richtung. Dabei unterscheiden sich allerdings die Wachstumsbedingungen gravierend von denen entlang der $[001]$ -Richtung (siehe Abschnitt 6.1). Dies liegt am geringen Haftkoeffizienten der Arsen-Moleküle auf der unpolaren (110) -Fläche. Daher muss beim $[110]$ -Wachstum die Substrattemperatur auf etwa 480°C gesenkt und der druckgemessene Arsen-Materialfluss (BEP) auf etwa 3.3×10^{-5} mbar erhöht werden. Des Weiteren werden die Flüsse der Effusionszellen so eingestellt, dass die Wachstumsrate in $[110]$ -Richtung nur etwa halb so groß ist wie für das $[001]$ -Wachstum. Damit ergibt sich für die Wachstumsrate der AlGaAs/GaAs-Heterostruktur entlang der $[110]$ -Richtung etwa $0.5 \mu\text{m/h}$. Im Gegensatz zum $[001]$ -Wachstum werden die CEO-Proben im Allgemeinen nicht rotiert gewachsen. Das heißt, die Proben besitzen eine feste Stellung

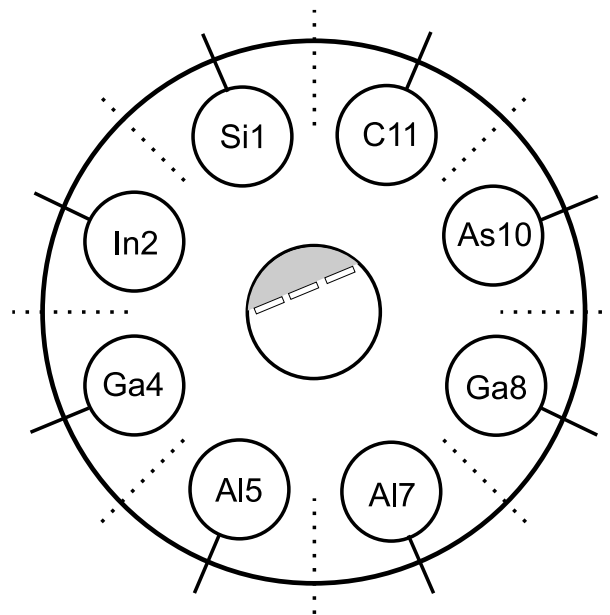


Abbildung 6.3: Position der Effusionszellen in der Wachstumskammer von der Außenseite betrachtet mit Blick entgegen der Wachstumsrichtung. Es befinden sich jeweils zwei Gallium- und zwei Aluminiumquellen, sowie jeweils eine Arsen-, Indium-, Kohlenstoff- und Siliziumquelle in der MBE-Kammer. Die Nummern an den einzelnen Effusionszellen bezeichnen die Position der Quellen wie sie die Proben gemäß des Ziffernblatts einer Uhr sehen. In der vorliegenden Arbeit werden nur die Arsen-, Gallium-, Aluminium- und die Siliziumquellen benötigt.

bezüglich der Position der Effusionszellen in der Kammer. Für die in dieser Arbeit mithilfe von CEO hergestellten Quantendrahtproben wurde die in Abbildung 6.3 dargestellte Probenposition des CEO-Probenhalters gewählt, so dass bei der Dotierung der Siliziummolekularstrahl die CEO-Probenstücke möglichst homogen von der Rückseite trifft. Dies bedeutet allerdings, dass ein Gradient im Galliumfluss entlang der CEO-Probenstücke herrscht, was zu unterschiedlichen Schichtdicken entlang der CEO-Proben führen kann. Außerdem trifft Aluminium von der Vorderseite her auf die CEO-Probenstücke. Dadurch kann sich AlGaAs bzw. AlAs unkontrolliert auf der oberen Kontaktschicht der Quantendrahtkaskadenproben entlang der [001]-Richtung abscheiden. Nach dem Ausschleusen der Proben aus der Wachstumskammer besteht die Möglichkeit, dass sich Aluminiumoxid auf der [001]-Kontaktschicht der Quantendrahtkaskadenproben bildet. All dies kann beim Wachstum von dicken AlGaAs- bzw. AlAs-Schichten dazu führen, dass sich die Quantendrahtkaskadenproben nicht mehr kontaktieren lassen. So konnten zum Beispiel bei der Quantendrahtintersubbandlaserprobe D041125D (siehe Anhang C), die eine $0.7 \mu\text{m}$ dicke AlAs-Schicht zur Wellenleitung (vgl. Abschnitt 4.5) entlang der [110]-Richtung enthält, keine ohmschen Kontakte aufgebracht werden. Eine Möglichkeit dieses Problem zu umgehen ist es, die Probe von der (001)-Oberfläche her anzuätzen und anschließend zu kontaktieren. Allerdings lieferte diese Methode keine zufrieden stellenden Ergebnisse. Eine weitere Möglichkeit ist es, die Position des CEO-Spalthalters beim [110]-Wachstum so einzustellen, dass der Aluminiumteilchenfluss nicht von vorne auf die Proben gelangt, sondern eher von der Seite oder von der Rückseite. Allerdings wird dann der

Siliziumfluss zur Erzeugung der δ -Dotierung nach Abschnitt 3.4 entlang der CEO-Probenstücke inhomogen. Außerdem sollen die in dieser Arbeit erzeugten Quantendrahtkaskadenproben auch von der Rückseite, also von dem n^+ -dotierten GaAs-Substrat her kontaktiert werden. In den Wellenleiterrechnungen aus Abschnitt 4.5.3 wurde gezeigt, dass eine Wellenführung entlang der [110]-Richtung auch ohne diese AlAs-Schicht möglich ist. Aufgrund der sich beim Wachstum und bei der Kontaktierung ergebenden Komplikationen mit dieser AlAs-Schicht, wurde auf diese Schicht bei den weiteren Quantendrahtintersubbandlaserproben verzichtet.

6.4 Strukturelle Charakterisierung mittels Rasterkraftmikroskopie (AFM)

In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie sich Quantendrahtintersubbandlaserproben mittels Rasterkraftmikroskopie (engl.: *Atomic Force Microscopy*, AFM) auf ihre strukturellen Eigenschaften hin untersuchen lassen. Dazu wird bei den Quantendrahtlaserstrukturen durch Spalten die $(1\bar{1}0)$ - bzw. die $(\bar{1}10)$ -Oberfläche freigelegt. Da diese auch als Auskoppelspiegel für die im nächsten Kapitel 7 untersuchte Intersubbandstrahlung dienen, werden diese Oberflächen als Facetten bezeichnet. Diese Oberflächen sind wie die (110)-Oberfläche unpolar und brechen atomar glatt. Danach werden die Proben einige Stunden der Zimmeratmosphäre ausgesetzt. Dadurch können die in der AlGaAs/GaAs-Heterostruktur befindlichen aluminiumhaltigen Schichten an Luft oxidieren. Das oberflächennahe Aluminium auf den Facetten oxidiert zu Aluminiumoxid, tritt aus der Oberfläche hervor und bildet Erhebungen. Diese Erhebungen können unterschiedliche Höhen von einigen Nanometern erreichen, je nach dem Aluminiumgehalt der entsprechenden Schichten. Die GaAs-Schichten ohne Aluminiumanteil oxidieren ebenfalls, jedoch wesentlich langsamer als aluminiumhaltige Schichten. Die so entstehenden Höhenvariationen können nun mit einem AFM aufgezeichnet werden. In Abbildung 6.4 ist links eine Schemazeichnung der Probe D041125D (siehe Anhang C) mit einer wellenleitenden GaAs-Schicht und einer AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung mit Blick auf die $(\bar{1}10)$ -Oberfläche nach Abschnitt 4.5 und Abbildung 4.8 dargestellt. Diese Oberfläche wurde mit dem AFM im gekennzeichneten Bereich (weißer Kasten) abgerastert. Dabei entstand die in Abbildung 6.4 rechts zu sehende Aufnahme, welche entlang der [001]-Richtung die undotierten GaAs-Mantelschichten und den aktiven Bereich zeigt. Entlang der [110]-Richtung ist nach der Spaltkante die insgesamt 350 nm dicke $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht zu sehen gefolgt von der GaAs-Wellenleiterschicht. Die Silizium δ -Dotierung innerhalb der AlGaAs-Schicht kann mit dem AFM nicht aufgelöst werden. Die Schichtdicken konnten mit dem AFM auf 10% Genauigkeit ermittelt werden, wobei entlang der [001]-Richtung für den aktiven Bereich eine zu geringe Schichtdicke und entlang der [110]-Richtung für die AlGaAs-Schicht eine zu große Schichtdicke gefunden wurde. So ergibt sich für den aktiven Bereich entlang der [001]-Richtung aus den AFM-Messungen ein Wert von durchschnittlich $1.58 \mu\text{m}$, wobei dieser Bereich nominell eine Dicke von $1.66 \mu\text{m}$ aufweist. Entlang der [110]-Richtung ergibt sich für die nominell 350 nm dicke AlGaAs-Schicht aus den AFM-Messungen im Mittel ein Wert von 386 nm. Bei dem verwendeten AFM besteht bei der Schichtdickenbestimmung je nach Eichung eine Ungenauigkeit von bis zu 10% [Schm03, Rei05].

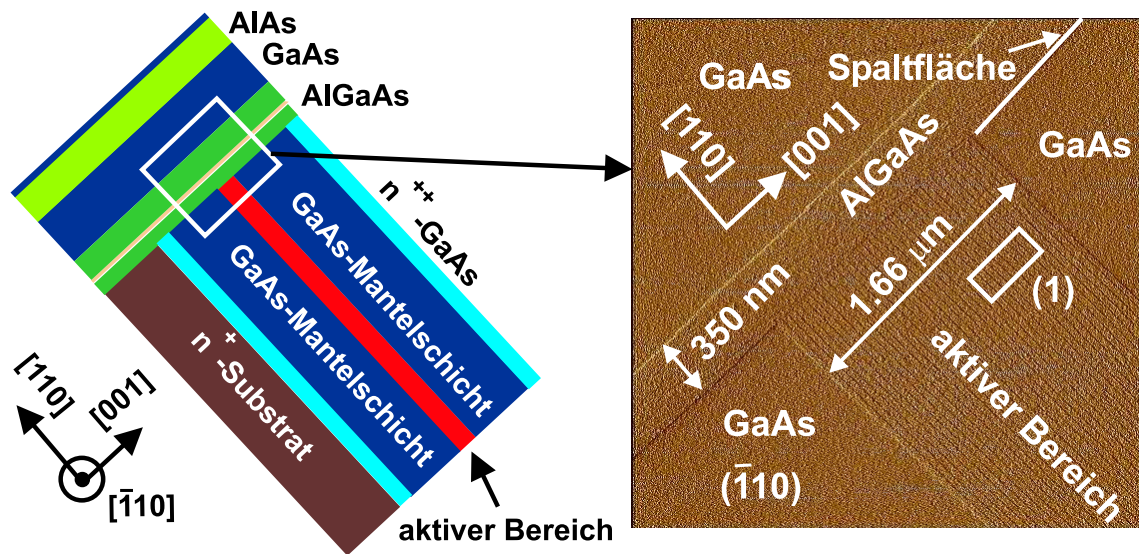


Abbildung 6.4: Das linke Bild zeigt eine Schemazeichnung der Quantendrahtintersubbandlaserprobe D041125D mit einer wellenleitenden GaAs-Schicht entlang der $[110]$ -Richtung. Die weiße Markierung gibt an, welcher Bereich der $(\bar{1}10)$ -Oberfläche mit dem AFM abgerastert wurde. Im rechten Bild ist das Ergebnis der AFM-Aufzeichnung zu sehen. Gut zu erkennen ist der aktive Bereich entlang der $[001]$ -Richtung, die Spaltkante, sowie die AlGaAs- und die wellenleitende GaAs-Schicht entlang der $[110]$ -Richtung.

Vergrößert man einen Teil des aktiven Bereichs (1) im rechten AFM-Bild aus Abbildung 6.4, so kann man die Periodenlänge von 45.3 nm der 36 Perioden aus abwechselnd Injektor und dem Bereich mit den drei gekoppelten Quantentöpfen erkennen (siehe Abbildung 6.5 a)). Die aus den AFM-Aufnahmen ermittelte Periodenlänge stimmt gut mit dem nominellen Wert überein. Die einzelnen Schichten von nur wenigen Nanometern können in diesem Bereich allerdings nicht aufgelöst werden. Die Periodenlänge kann leicht aus der periodischen Wiederholung der relativ dicken AlGaAs-Injektionsbarriere (vgl. Abschnitt 3.2) bestimmt werden. Der krumme Verlauf dieser Injektionsbarriere im AFM-Bild ist ein Artefakt der AFM-Aufzeichnung und auf ein Driften der AFM-Spitze zurückzuführen. Eine Auflösung der einzelnen Schichten einer Periode wird mithilfe einer Transmissionselektronenmikroskopieaufnahme (TEM) ermöglicht (siehe Abbildung 6.5 a)). Auch in der TEM-Aufnahme ist die dicke AlGaAs-Injektionsbarriere gut zu erkennen und kann als Anhaltspunkt zur Bestimmung der Periodenlänge verwendet werden.

Die AlAs-Schicht entlang der $[110]$ -Richtung ist im betrachteten Bildausschnitt von Abbildung 6.4 rechts nicht enthalten. Sie wurde gesondert untersucht, wobei sich ein AFM-Bild nach Abbildung 6.5 b) ergab. Da die AlAs-Schicht einen sehr hohen Aluminiumgehalt besitzt, sind die sich durch Oxidation des Aluminiums bildenden Erhebungen sehr groß und betragen etwa 30 nm. Auf eine Schichtdickenbestimmung dieser am Rand der Probe liegenden AlAs-Schicht wurde verzichtet, da die AFM-Spitze nicht bis zum Rand der Probe bewegt wurde, um sie nicht zu beschädigen. Auf diese AlAs-Schicht wurde bei weiteren Proben aufgrund der im vorangehenden Abschnitt 6.3 besprochenen Kontaktierungsprobleme verzichtet.

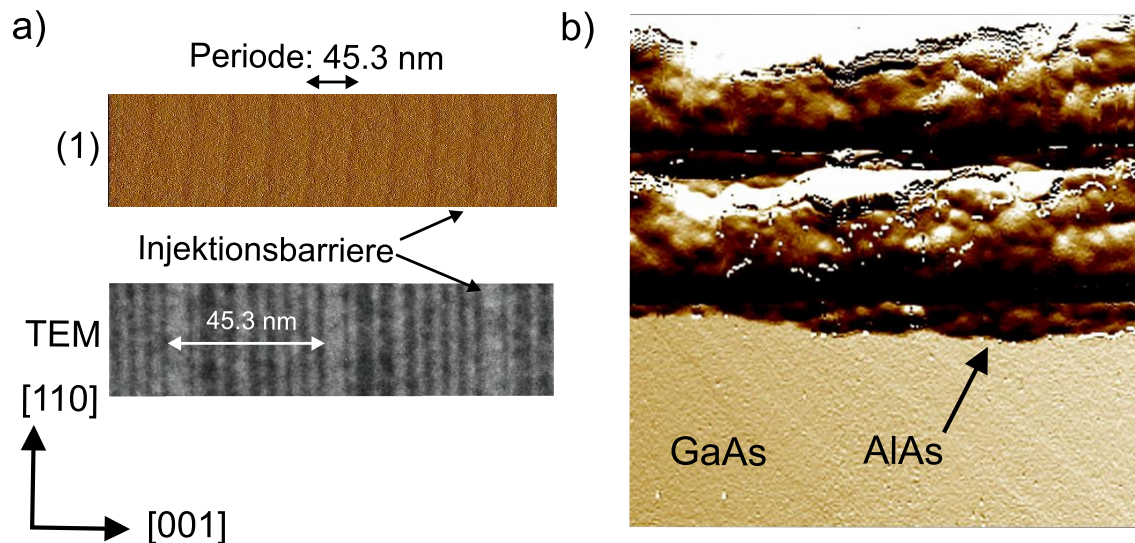


Abbildung 6.5: a) Vergrößerter Teil des aktiven Bereichs (1) aus Abbildung 6.4 rechts. Die sich im aktiven Bereich wiederholende AlGaAs-Injektionsbarriere erlaubt eine Bestimmung der Periodenlänge, die mit der nominellen Periodenlänge von 45.3 nm gut übereinstimmt. Ebenfalls dargestellt ist eine Transmissionselektronenmikroskopieaufnahme (TEM) des aktiven Bereichs aus [Schm03], in der die einzelnen Schichten einer Periode aufgelöst werden können. b) AFM-Aufnahme der AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung. Die Erhebung des Aluminiumoxids beträgt etwa 30 nm.

6.5 Strukturelle Charakterisierung mittels Mikro-Raman-Spektroskopie

Am Anfang dieser Arbeit wurde gezeigt, dass die Wechselwirkung von Elektronen mit LO-Phononen in Quantenkaskadenlasern eine wichtige Rolle spielt. Zum einen stellt sie die Besetzungsinversion in diesen Bauteilen sicher und zum anderen stellt sie, vor allem mit zunehmender Temperatur, den dominierenden nichtstrahlenden Streuprozess dar. In einer so komplexen Struktur wie in einem Quantenkaskadenlaser, der aus einer Vielzahl von individuellen Schichten besteht, stellt sich die Frage, welche Arten von Phononen (siehe Anhang B) sich in einer solchen Struktur befinden und mit welchen die Elektronen wechselwirken können. In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, wie man mithilfe von orts aufgelöster Mikro-Raman-Spektroskopie die verschiedenen Phononenergien in den Schichten einer Quantendrahtintersubbandlaserstruktur bestimmen kann [Man04]. Außerdem kann man aufgrund der unterschiedlichen Phononenergien in den verschiedenen Schichten ein Abbild der mittels CEO hergestellten Probe erzeugen.

Am Institut befindet sich eine Apparatur zur orts aufgelösten Mikro-Raman-Spektroskopie, die von Klaus Wagenhuber aufgebaut wurde. Bei diesem Aufbau wird ein Argon-Ionenlaser mit einer Wellenlänge von $\lambda = 514.5 \text{ nm}$ auf die Probe fokussiert, die auf einem piezogesteuerten Verschiebetisch montiert ist. Bei der Detektion mit einer Lochblende (engl.: *pinhole*) erhält man mit dem Mikro-Raman-Messplatzes eine Ortsauflösung von etwa $0.5 \mu\text{m}$. Das von der Probe gestreute Licht wird in

ein Spektrometer der Marke Jobin-Yvon HR640 eingekoppelt, dessen Fokallänge 640 mm beträgt. Dieses Spektrometer besitzt ein Gitter mit 1800 Linien/mm, welches das von der Probe rückgestreute Licht auf einen mit flüssigem Stickstoff gekühlten CCD-Detektor abbildet. Die spektrale Auflösung dieses Messaufbaus liegt bei einer Wellenzahl von etwa 2.0 cm^{-1} . Im Folgenden werden Energien und Frequenzen in Wellenzahlen angegeben.

Bei der Ramanspektroskopie wird das Laserlicht der Frequenz Ω an der Probe gestreut. Dabei können die Photonen einen Teil ihrer Energie an Gitterschwingungen, also an Phononen mit der Frequenz ω abgeben. Dadurch erniedrigt sich die Energie und damit die Frequenz des von der Probe rückgestreuten Laserlichts auf $\Omega - \omega$. Diese Frequenzverschiebung des eingestrahlten Laserlichts wird als Stokes-Verschiebung bezeichnet und kann spektroskopisch bestimmt werden. Bei Temperaturen, bei denen genügend Gitterschwingungen vorhanden sind, kann das eingestrahlte Laserlicht auch die Energie der Phononen aufnehmen und damit seine Energie bzw. seine Frequenz auf $\Omega + \omega$ erhöhen. Diese Frequenzverschiebung des Laserlichts wird als Anti-Stokes-Verschiebung bezeichnet. Der in dieser Arbeit verwendete Mikro-Raman-Messaufbau erlaubt eine Untersuchung der Proben nur bei Zimmertemperatur, weshalb sowohl die Stokes- als auch die Anti-Stokes-Verschiebung messbar ist. Aufgrund der höheren Wahrscheinlichkeit für einen Stokes-Übergang und der damit verbundenen höheren Intensität des Messsignals wurde in dieser Arbeit nur die Stokes-Verschiebung ausgewertet.

Abbildung 6.6 zeigt den schematischen Aufbau einer Quantendrahtintersubbandlaserprobe. Bei den Mikro-Raman-Messungen wurde der Laserstrahl auf die $(\bar{1}10)$ -Oberfläche fokussiert, wobei das Laserlicht entlang der $[001]$ -Richtung linear polarisiert war. Die Detektion des rückgestreuten Lichts erfolgte unabhängig von der Polarisation, also ohne Verwendung eines Analysators. Mit der Mikro-Raman-Spektroskopie wurde sowohl eine Probe ohne AlAs-Schicht entlang der $[110]$ -Richtung untersucht (D050202B) als auch eine Probe mit dieser AlAs-Schicht (D041125D, vgl. Anhang C).

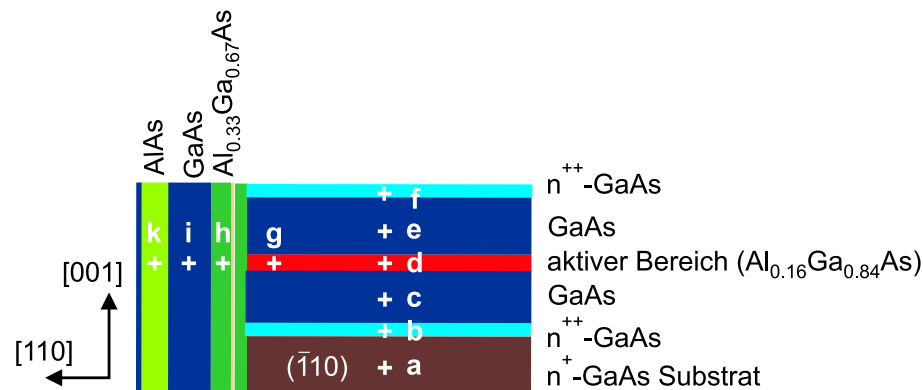


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung einer Quantendrahtintersubbandlaserprobe. Es wurden ortsaufgelöste Ramanspektren sowohl entlang der $[001]$ -Richtung an den mit (+) gekennzeichneten Positionen (a)-(f) als auch entlang der $[110]$ -Richtung an den Positionen (g)-(k) aufgenommen.

6.5.1 Mikro-Raman-Spektroskopie an der Probe D050202B ohne AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung

In Abbildung 6.7 sind die orts aufgelösten Ramanspektren der Probe D050202B (siehe Anhang C) bei Zimmertemperatur dargestellt. Dabei sind Spektren sowohl entlang der [001]-Richtung (Abbildung 6.7 a)) an den Positionen (a)-(f) aus Abbildung 6.6 als auch entlang der [110]-Richtung (Abbildung 6.7 b)) an den Positionen (g)-(i) aufgetragen. Das Maximum bei einer Raman-Verschiebung von etwa

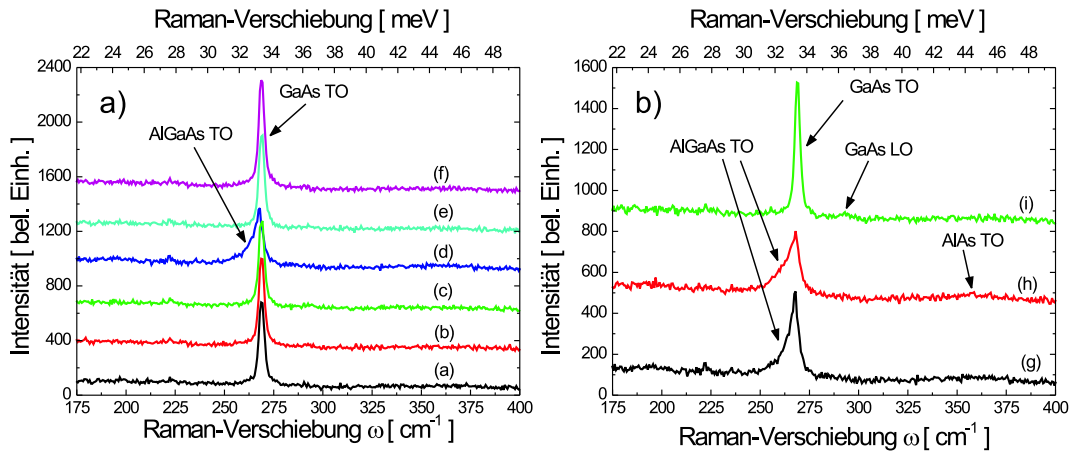


Abbildung 6.7: Ramanspektren der Probe D050202B ohne AlAs-Schicht a) entlang der [001]-Richtung an den Positionen (a)-(f) aus Abbildung 6.6 und b) entlang des zweiten Wachstumschritts ([110]-Richtung) an den Positionen (g)-(i).

$\omega = 269 \text{ cm}^{-1}$ wird dem GaAs TO-Phonon am Γ -Punkt zugeordnet. Eine Aufstellung von Wellenzahlen und Energien für verschiedene Phononen findet sich in Tabelle B.1 im Anhang B. Das für die Streuung von Elektronen in QCL-Strukturen wichtige GaAs LO-Phonon wird bei einer Wellenzahl von etwa $\omega = 297 \text{ cm}^{-1}$ erwartet und ist in den Spektren nicht zu erkennen. Dies liegt an den Auswahlregeln für Kristalle in der Zinkblende-Struktur, die in der verwendeten Rückstreugeometrie von der $(\bar{1}10)$ -Oberfläche die Ramanstreuung mit TO-Phononen erlauben, während die Ramanstreuung mit LO-Phononen verboten ist [YuCa99]. Die Spektren in den GaAs-Schichten entlang der [001]-Richtung vom n^+ -dotierten GaAs-Substrat (a), über die hoch dotierten GaAs-Kontaktschichten (b) und (f) sowie die intrinsischen GaAs-Mantelschichten (c) und (e) sind ähnlich und zeigen nur ein Maximum aufgrund des GaAs TO-Phonons. Das Spektrum aus dem aktiven Bereich (d) hingegen weist ein Maximum bei einer Raman-Verschiebung von $\omega = 268 \text{ cm}^{-1}$ auf mit einer zu niedrigeren Wellenzahlen hin abfallenden Schulter. Dies liegt daran, dass die aktive Region AlGaAs-Schichten enthält und somit eine Ramanstreuung mit Phononen in diesen Schichten möglich wird. Der aktive Bereich weist einen effektiven Aluminiumgehalt von 16% auf. Das Aluminium in den GaAs-Schichten bewirkt eine leichte Verschiebung des GaAs-artigen TO-Phonons zu niedrigeren Wellenzahlen. Die Legierungsunordnung in den ternären AlGaAs-Schichten führt zu der breiten Schulter des GaAs TO-Phonons. Abbildung 6.8 zeigt die erwarteten Wellenzahlen

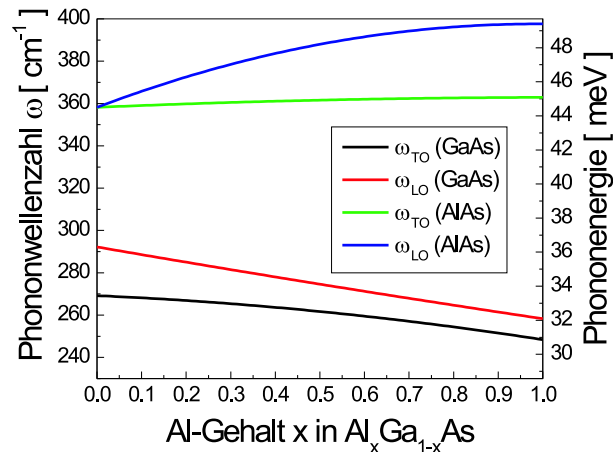


Abbildung 6.8: Wellenzahlen und Phononenergien der GaAs- und AlAs-artigen TO- und LO-Phononen am Γ -Punkt in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten in Abhängigkeit vom Aluminiumgehalt x nach [Ada94].

für optische Phononen am Γ -Punkt in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Schichten in Abhängigkeit vom Aluminiumgehalt x nach [Ada94].

In Abbildung 6.7 b) sind die Spektren entlang der $[110]$ -Richtung an den Positionen (g)-(i) dargestellt. Dabei weist das Spektrum an der Position (h) in der reinen $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht mit einem Aluminiumgehalt von 33% eine breitere Schulter als das Spektrum (g) im aktiven Bereich, mit einem effektiven Aluminiumgehalt von nur 16%, auf. Dies ist auch konsistent mit der Verschiebung der TO-Phononenergie zu niedrigeren Wellenzahlen bei einem größeren Aluminiumanteil in AlGaAs-Schichten (vgl. Abbildung 6.8). In diesem Spektrum (h) ist auch schwach das Maximum des AlAs-artigen TO-Phonons zu erkennen. In ternären AlGaAs-Halbleiterschichten treten neben GaAs-artigen Phononen auch AlAs-artige Phononen auf, deren Wellenzahlen ebenfalls vom Aluminiumgehalt in den Schichten abhängen (siehe Abbildung 6.8). Dabei kann in der hier verwendeten Rückstreugeometrie nur das AlAs-artige TO-Phonon beobachtet werden. In dem Spektrum (i) aus der GaAs-Wellenleiterschicht ist auch das Maximum des nach den Auswahlregeln verbotenen LO-Phonons zu erkennen. Dies liegt daran, dass der eingestrahelte Laserstrahl die Probenoberfläche nicht ganz senkrecht trifft, wodurch auch das LO-Phonon beobachtbar wird. Der Grund dafür kann zum einen an der numerischen Apertur der zur Fokussierung des Laserstrahls verwendeten Linse liegen und zum anderen daran, dass die Probenoberfläche leicht verkippt war.

Die Mikro-Raman-Spektroskopie ermöglicht neben der Untersuchung der in den Strukturen auftretenden Phononschwingungen auch die Auflösung der verschiedenen Materialien und damit der verschiedenen Schichten der Struktur. Setzt man sich z.B. in einem Ramanspektrum auf eine bestimmte Wellenzahl und zeichnet die Intensitätsverteilung über die Probenoberfläche bei dieser Wellenzahl auf, so erhält man ein Abbild der Probe. Abbildung 6.9 a) zeigt die Intensitätsverteilung über die Probenoberfläche für das GaAs TO-Phononmaximum, gekennzeichnet mit einem

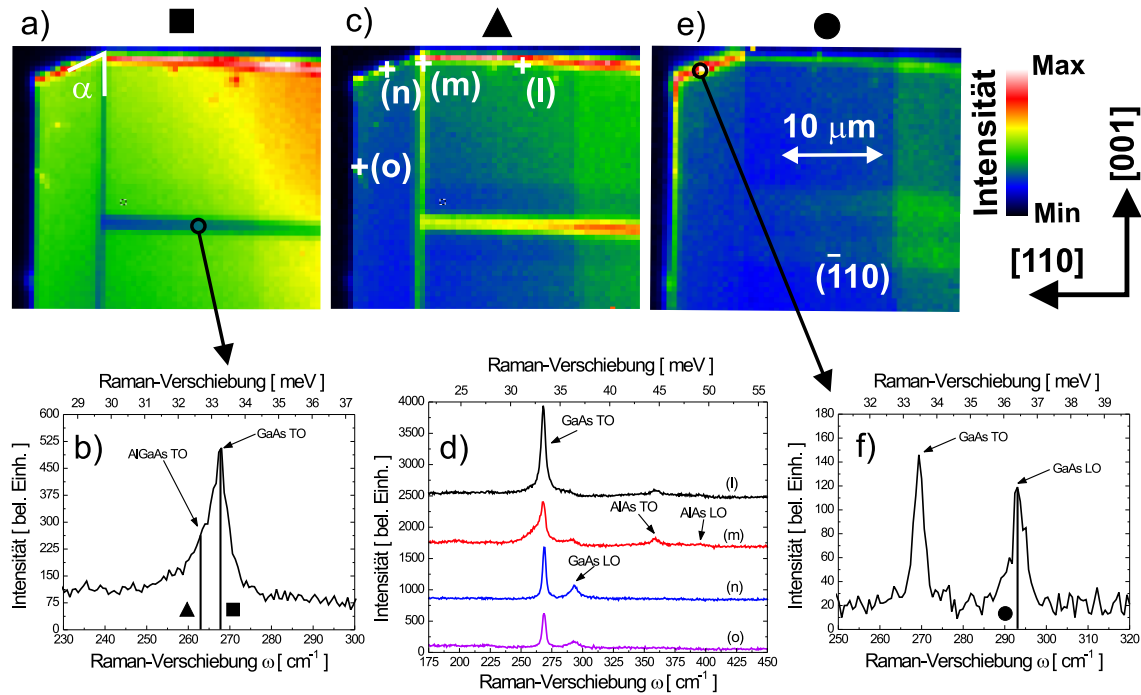


Abbildung 6.9: a) Intensitätsverteilung über die Probe für die mit (■) gekennzeichnete Wellenzahl, die das GaAs TO-Phonon aus b) beschreibt. b) Spektrum aus dem aktiven Bereich der Quantendrahtintersubbandlaserstruktur entlang der [001]-Richtung. Es ist das GaAs TO-Phonon am Γ -Punkt mit einer zu niedrigen Wellenzahlen hin abfallenden Schulter aufgrund der AlGaAs-Schichten zu beobachten. c) Intensitätsverteilung für eine Wellenzahl innerhalb der Schulter des GaAs TO-Phonons (▲), welche AlGaAs-Schichten beschreibt. d) Ramanspektren an den in c) angegebenen Positionen am Rand der Probe. e) Intensitätsverteilung für das GaAs LO-Phonon (●), welches aufgrund der Auswahlregeln vor allem am Rand der Probe zu beobachten ist. f) Spektrum aus dem Rand der Probe, in dem sowohl das GaAs TO-Phonon als auch das LO-Phonon am Γ -Punkt zu beobachten ist.

ausgefüllten Quadrat (■). Die Intensitäten für das GaAs TO-Phonon sind besonders ausgeprägt in den GaAs-Schichten, während sie in den AlGaAs-Schichten, also im aktiven Bereich und in der $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht entlang der [110]-Richtung, nicht so ausgeprägt sind. Durch diesen Kontrast können die unterschiedlichen Schichten in der Probe aufgelöst werden. Das Spektrum aus Abbildung 6.9 b) wurde im aktiven Bereich aufgenommen und zeigt daher neben dem GaAs TO-Phonon auch Kennzeichen der GaAs TO-Phononen aus den AlGaAs-Schichten, welche sich in der zu niedrigen Wellenzahlen hin abfallenden Schulter im Spektrum aus Abbildung 6.9 b) niederschlagen. Nimmt man die Intensitätsverteilung bei einer festen Wellenzahl innerhalb dieser Schulter, gekennzeichnet mit einem (▲), über die Probenoberfläche auf, so ergibt sich Abbildung 6.9 c). Diese Abbildung zeigt, dass die Wellenzahlen in der Schulter vor allem in den AlGaAs-haltigen Schichten vertreten sind und somit auf GaAs-artige TO-Phononen in diesen Schichten zurückzuführen sind (vgl. Abbildung 6.8).

Deutlich zu erkennen ist ein vermehrtes Auftreten dieser Wellenzahlen an der (001)-Oberfläche der Probe, was auf ein ungewolltes AlGaAs-Wachstum auf dieser Ober-

fläche hindeutet. Dieses ungewollte Wachstum geschieht im zweiten Wachstumschritt beim Wachstum der $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht entlang der [110]-Richtung und ist, wie in Abschnitt 6.3 beschrieben, von der Stellung des CEO-Spalthalters zu den Effusionszellen abhängig (vgl. Abbildung 6.3). Dabei ist zu beachten, dass die (001)-Oberfläche, auf der dieses ungewollte Wachstum geschieht, mit Oxid behaftet ist, da vor dem [110]-Wachstum keine Desorption dieses Oxids erfolgte. Spuren von AlGaAs auf der (001)-Oberfläche lassen sich im Spektrum vom Rand der Probe (siehe Abbildung 6.9 d)) an der Position (l) erkennen. In diesem Spektrum weist das Maximum des GaAs TO-Phonons im Vergleich zu einer reinen GaAs-Schicht eine leichte Schulter zu niedrigen Wellenzahlen hin auf (in Abbildung 6.9 d) nur schwer zu erkennen). Außerdem ist auch ein Maximum aufgrund des AlAs-artigen TO-Phonons in diesem Spektrum erkennbar. Somit bietet die Mikro-Raman-Spektroskopie die Möglichkeit den CEO-Wachstumsprozess und seine Auswirkungen auf die Struktur zu untersuchen.

Am Rand der Probe sind neben den TO-Phononen, die nach den Auswahlregeln erlaubt sind, auch die eigentlich verbotenen LO-Phononen zu erkennen. Dies ist in den Spektren aus Abbildung 6.9 d) am Rand der Probe an den Positionen (l)-(o) (siehe Abbildung 6.9 c)) ersichtlich. Der Grund für das Auftreten der LO-Phononen am Rand der Probe ist, dass der anregende Laserstrahl Komponenten senkrecht zur (001)-Oberfläche aufweist, weshalb sich nach den Auswahlregeln auch die LO-Phononen beobachten lassen. So ist in Abbildung 6.9 f) ein Spektrum am Rand der Probe dargestellt, welches ein Maximum aufgrund des GaAs TO-Phonons und ein Maximum aufgrund des GaAs LO-Phonons aufweist. Nimmt man die Intensitätsverteilung über die Probenoberfläche für eine feste Wellenzahl im Bereich des GaAs LO-Phonons (gekennzeichnet mit (●)) auf, so kann man erkennen, dass sich GaAs-artige LO-Phononen, wie schon beschrieben, vor allem am Rand der Probe beobachten lassen (vgl. Abbildung 6.9 e)). Das Auftreten von LO-Phononen an der Position (o) der Probenoberfläche weist auf einen verkippten Einbau der Probe hin.

In den Abbildungen 6.9 a), c) und e) der Probenstruktur aus den Mikro-Raman-Messungen ist gut zu erkennen, dass das Wachstum entlang der [110]-Richtung keine senkrechten Probenseiten auf der (110)-Oberfläche liefert, sondern, dass sich ein Winkel kleiner als 90° zur (110)-Oberfläche ausbildet. Dieser Winkel wurde aus den mit der konfokalen Raman-Mikroskopie aufgenommenen Intensitätsverteilungen zu $\alpha \approx 68^\circ$ bestimmt (siehe Abbildung 6.9 a)). Mithilfe von Rastertunnelmikroskopie-Untersuchungen konnte in der Gruppe um Loren Pfeiffer gezeigt werden, dass das Wachstum auf der (110)-Oberfläche bis zu einem Winkel von $\alpha \approx 35^\circ$, was dem Winkel zwischen der [110]- und der [111]-Richtung entspricht, versetzungsfrei geschieht. Im restlichen aufgewachsenen Material bilden sich Stufenversetzungen. Wie viel Material auf der schrägen Kante aufwächst und unter welchem Winkel zur (110)-Oberfläche hängt von der Position der CEO-Proben bezüglich der Effusionszellen in der Wachstumskammer ab (vgl. Abbildung 6.3) [Weg05].

Das Aufwachsen des Materials auf der (110)-Oberfläche unter einem Winkel α kleiner als 90° macht sich vor allem bei dicken Schichten entlang der [110]-Richtung be-

merkbar, wie bei den Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen aus Abschnitt 4.5. Sollen die Schichten mit der GaAs-Wellenleiterschicht entlang der $[110]$ -Richtung

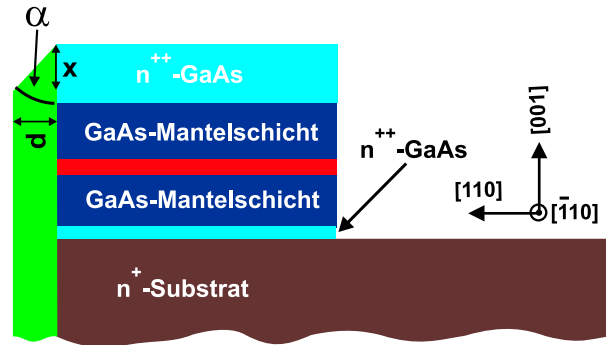


Abbildung 6.10: Beim $[110]$ -Wachstum entstehen keine zur (110) -Oberfläche senkrechten Probenkanten. Vielmehr sind die Probenkanten unter einem Winkel α verkippt. Soll über der relevanten Struktur entlang der $[001]$ -Richtung eine gewisse Schichtdicke entlang des zweiten Wachstumsschritts erreicht werden, so muss die obere n^{++} -GaAs-Kontaktschicht um $x = d / \tan \alpha$ verlängert werden.

eine bestimmte Dicke aufweisen, so muss diesem schrägen Aufwachsen der Schichten Rechnung getragen werden, indem man im ersten Wachstumsschritt entlang der $[001]$ -Richtung eine dickere obere n^{++} -GaAs-Kontaktschicht aufwächst, um so die gewünschte Schichtdicke entlang der $[110]$ -Richtung gewährleisten zu können (siehe Abbildung 6.10). An der Substratseite wachsen die Schichten unter demselben Winkel auf wie an der Oberfläche. Allerdings ist das Substrat mit etwa $100 \mu\text{m}$ dick genug, um die nötige Schichtdicke entlang der $[110]$ -Richtung zu erhalten. Um eine Schichtdicke von etwa $d \approx 7 \mu\text{m}$ entlang der $[110]$ -Richtung über den für die Laserstruktur relevanten Schichten entlang der $[001]$ -Richtung, wie dem aktiven Bereich und den GaAs-Wellenleiterschichten, defektfrei zu wachsen, muss die obere n^{++} -GaAs-Kontaktschicht um $x = d / \tan \alpha \approx 10 \mu\text{m}$ (vgl. Abbildung 6.10) von $1 \mu\text{m}$ auf $11 \mu\text{m}$ erweitert werden. Zur Berechnung wurde dabei ein Winkel von $\alpha \approx 35^\circ$ angenommen. Dies bedeutet nahezu eine Verdoppelung der gesamten Schichtdicke entlang des ersten Wachstumsschritts von etwa $10 \mu\text{m}$ auf $20 \mu\text{m}$, was einen enormen Materialverbrauch beim MBE-Wachstum bedeutet. Allerdings ist es nicht erforderlich die Schichten im Bereich des Probenrandes versetzungsfrei entlang der $[110]$ -Richtung aufzuwachsen, um die gewünschten wellenleitenden Eigenschaften dieser Schichten zu gewährleisten. Daher kann bei der in dieser Arbeit verwendeten Position des CEO-Spalthalters zu den Effusionszellen von einem Winkel $\alpha \approx 68^\circ$, der mithilfe der konfokalen Raman-Mikroskopie (siehe Abbildung 6.9 a)) ermittelt wurde, ausgegangen werden. Danach muss die obere Kontaktschicht auf insgesamt etwa $4 \mu\text{m}$ erweitert werden. Dies bedeutet eine erhebliche Materialersparnis beim MBE-Wachstum entlang der $[001]$ -Richtung. Für die in diesem Abschnitt untersuchte Probe D050202B wurde noch eine dickere GaAs-Kontaktschicht von insgesamt $13 \mu\text{m}$ verwendet, während bei späteren Proben eine GaAs-Kontaktschicht von insgesamt $6 \mu\text{m}$ aufgewachsen wurde. Dies zeigt, dass die Mikro-Raman-Spektroskopie durch Aufnahme eines Abbilds der Probenstruktur Anhaltspunkte für das Probendesign liefern kann.

6.5.2 Mikro-Raman-Spektroskopie an der Probe D041125D mit AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung

In Abbildung 6.11 a) sind die orts aufgelösten Ramanspektren der Probe D041125D (siehe Anhang C) an den Positionen (a)-(f) aus Abbildung 6.6 entlang der [001]-Richtung bei Zimmertemperatur dargestellt. Außerdem ist noch ein Spektrum aufgetragen, welches am Rand der Probe beim Übergang zur (001)-Oberfläche aufgenommen wurde. Im Wesentlichen erkennt man die gleichen Spektren, wie in Abbildung 6.7 a) für die Probe D050202B ohne AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung. Dies ist auch verständlich, da der erste Wachstumsschritt entlang der [001]-Richtung identisch ist. So ist in den Spektren wieder das GaAs TO-Phonon am Γ -Punkt zu erkennen und im aktiven Bereich ist wieder die zu niedrigen Wellenzahlen hin abfallende Schulter aufgrund der AlGaAs-Schichten zu beobachten. Die mit (*) gekennzeichneten Linien stellen Plasmalinien des Lasers dar. Allerdings ergeben sich Unterschiede

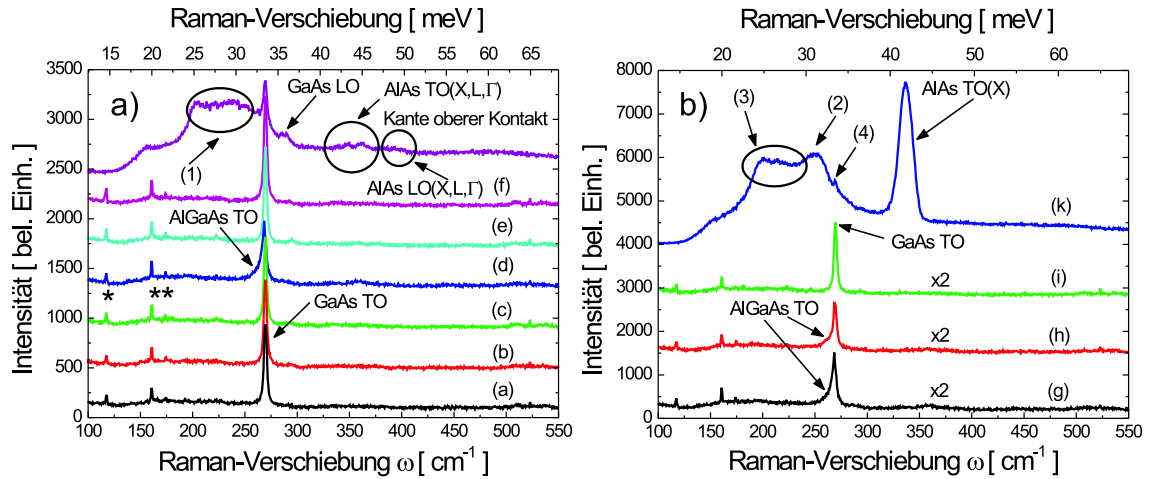


Abbildung 6.11: Ramanspektren der Probe D041125D mit einer AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung. a) zeigt die Ramanspektren an den Positionen (a)-(f) aus Abbildung 6.6 entlang des ersten Wachstumsschritts ([001]-Richtung). Zusätzlich ist noch ein Spektrum am Rand der Probe zur (001)-Oberfläche dargestellt. b) zeigt die Ramanspektren an den Positionen (g)-(k) entlang des zweiten Wachstumsschritts ([110]-Richtung). Die mit (*) gekennzeichneten Maxima stellen Plasmalinien des Lasers dar.

für ein am Probenrand aufgenommenes Spektrum. In Abbildung 6.11 a) sind in dem Spektrum am Probenrand zur (001)-Oberfläche neben dem GaAs LO-Phonon auch Anzeichen für AlAs-artige Phononen zu erkennen. So ergibt sich eine Gruppe von drei Maxima um die Wellenzahlen $\omega \approx 338 \text{ cm}^{-1}$, $\omega \approx 349 \text{ cm}^{-1}$ und $\omega \approx 361 \text{ cm}^{-1}$, die sich den AlAs-artigen Phononen am X-, L- bzw. Γ -Punkt zuordnen lassen. Weniger deutlich, in einem breiten Maximum um $\omega \approx 390 \text{ cm}^{-1}$, sind vermutlich die AlAs-artigen LO-Phononen am X-, L- bzw. Γ -Punkt vereint. Es zeigt sich auch ein sehr breites Maximum bei Wellenzahlen kleiner als $\omega \approx 269 \text{ cm}^{-1}$ (1). Aufgrund der großen Breite dieses Maximums ist eine Bestimmung der darin enthaltenen Phononen nicht möglich. Am niederenergetischen Ende des Maximums könnten sich durch Unordnung induzierte longitudinale akustische (LA) Phononen verbergen [Nak86], welche sich in diesem Wellenzahlbereich befinden. Da das AlAs an der freigelegten

($\bar{1}10$)-Oberfläche, auf der die Raman-Untersuchungen durchgeführt werden, oxidiert (vgl. Abbildung 6.5 b)), können sich in dem breiten Maximum auch Phononen des sich bildenden Aluminiumoxids verbergen. Das Auftreten von AlAs-artigen Spuren im Spektrum an der Kante der Probe zur (001)-Oberfläche zeigt, dass beim Wachstum der AlAs-Schicht im zweiten Wachstumsschritt auch ungewollt AlAs auf die (001)-Oberfläche aufgewachsen wird. Dieses ungewollte Wachstum ist von der Position der CEO-Proben im Spalhalter zu den Effusionszellen abhängig, wie schon in Abschnitt 6.3 erwähnt wurde.

In Abbildung 6.11 b) sind die orts aufgelösten Ramanspektren an den Positionen (g)-(k) aus Abbildung 6.6 entlang der [110]-Richtung bei Zimmertemperatur aufgetragen. In den AlGaAs-haltigen Schichten im aktiven Bereich (g) und in der $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht (h) ist wieder die zu niedrigen Wellenzahlen abfallende Schulter des GaAs TO-Phonons zu erkennen, die in der GaAs-Wellenleiterschicht (i) verschwunden ist. Das Spektrum der AlAs-Schicht (k) entlang der [110]-Richtung zeigt ein markantes Maximum bei einer Wellenzahl von $\omega \approx 337 \text{ cm}^{-1}$, das dem AlAs TO-Phonon am X-Punkt zugeordnet werden kann. Die relativ große Breite dieses Maximums erklärt sich daraus, dass sich in diesem Maximum die AlAs TO-Phononen am L- und am Γ -Punkt befinden können. Außerdem könnte das oben schon erwähnte Oxidieren dieser Schicht zu einer Verbreiterung dieses Maximums führen. Auch das breite Maximum bei Wellenzahlen kleiner als $\omega \approx 269 \text{ cm}^{-1}$ ist im Spektrum zu erkennen. Wie oben schon beschrieben kann die genaue Zusammensetzung dieses Maximums nicht bestimmt werden. Es zeigen sich jedoch zwei markante lokale Maxima innerhalb dieses breiten Maximums. Das lokale Maximum mit der höheren Wellenzahl (2) liegt bei etwa $\omega \approx 252 \text{ cm}^{-1}$. Dies deutet auf das GaAs TO-Phonon am X-Punkt hin. Dies lässt sich dadurch erklären, dass man auch von der GaAs-Wellenleiterschicht bzw. vom Übergang zwischen dieser GaAs-Schicht zur AlAs-Schicht gestreutes Licht misst. Darauf deutet auch das kleine Maximum (4) des GaAs TO-Phonons am Γ -Punkt bei $\omega \approx 269 \text{ cm}^{-1}$ hin. Das lokale Maximum (3) bei etwa $\omega \approx 200 \text{ cm}^{-1}$ könnte durch unordnungsinduzierte longitudinal-akustische (LA) Phononen erzeugt werden [Nak86]. Diese Unordnung, welche die Translationsinvarianz im Kristall und damit die Impulserhaltung verletzt, kann dabei nicht nur in ternären Verbindungshalbleitern als Legierungsunordnung auftreten. Sie kann auch bei dicken Schichten aus AlAs auftreten, was mit der Schwierigkeit zu tun hat, dicke Schichten mit hohen Aluminiumkonzentrationen mit hoher Qualität defektfrei herzustellen [CoGa85]. Außerdem liegt das Maximum der Zwei-Phononstreuung des transversal-akustischen (TA) Phonons in AlAs am X-Punkt bei etwa 200 cm^{-1} [CoGa85]. Aufgrund der Breite des gesamten Maximums ist eine eindeutige Zuordnung allerdings nicht möglich, und ein Einfluss der Oxidation der AlAs-Schicht kann dabei ebenfalls nicht ausgeschlossen werden.

In Abbildung 6.12 a) und b) ist die Intensitätsverteilung bei den mit (■) bzw. (▲) gekennzeichneten Wellenzahlen im Spektrum aus Abbildung 6.12 c) dargestellt. Dieses Spektrum wurde im aktiven Bereich entlang der [001]-Richtung aufgenommen und zeigt das GaAs TO-Phonon mit der durch die AlGaAs-Schichten im aktiven Bereich verursachten Schulter, die zu niedrigen Wellenzahlen hin abfällt. Das GaAs TO-

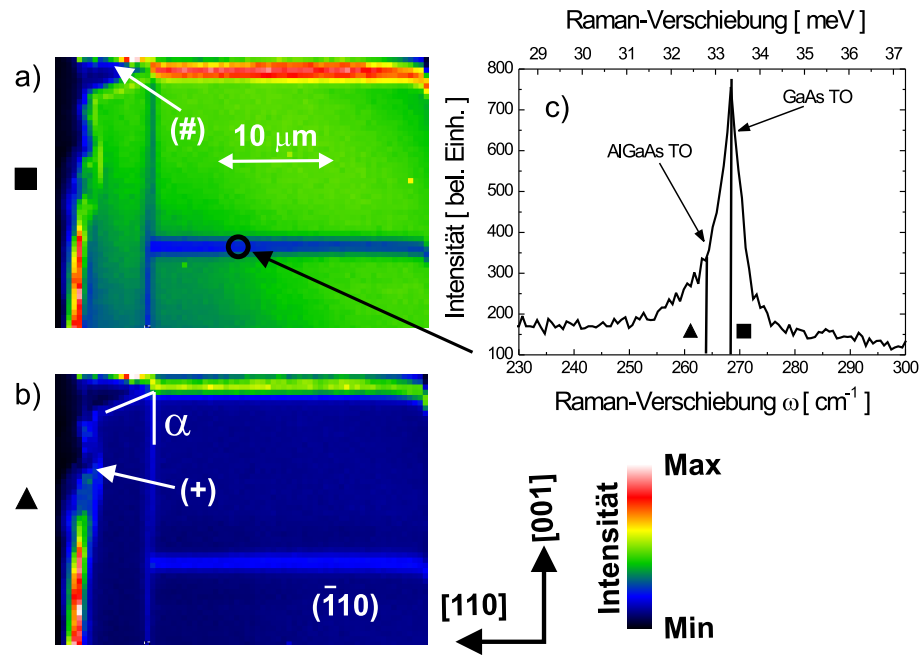


Abbildung 6.12: a) Intensitätsverteilung über die Probe D041125D für die Wellenzahl des GaAs TO-Phonons am Γ -Punkt, in c) gekennzeichnet mit (■). b) Intensitätsverteilung für eine Wellenzahl eines AlGaAs TO-Phonons am Γ -Punkt (▲). c) zeigt ein Spektrum aus dem aktiven Bereich der Probe entlang der $[001]$ -Richtung. Man erkennt das GaAs TO-Phonon am Γ -Punkt, sowie die zu niedrigen Wellenzahlen hin abfallende Schulter aufgrund der in dieser Schicht enthaltenen AlGaAs-Schichten.

Phonon tritt verstärkt in den GaAs-Schichten auf und an den Rändern der Probe, wo die Intensität aufgrund von Anteilen aus den (110) - bzw. (001) -Oberflächen verstärkt wird. Wellenzahlen aus der Schulter des GaAs TO-Phononmaximums treten vor allem in den aluminiumhaltigen Schichten der Probe auf, d.h. auch in der AlAs-Schicht entlang der $[110]$ -Richtung. Ein vermehrtes Auftreten dieser Wellenzahlen am Rand der Probe zur (001) -Oberfläche hin, weist auf ein ungewolltes Wachstum von AlAs bzw. AlGaAs auf der (001) -Oberfläche während des zweiten Wachstumsschritts hin. Dies führt dazu, dass die Probe D041125D nicht mit ohmschen Kontakten versehen werden kann und somit kein Stromfluss zustande kommt. Der Intensitätseinbruch an der in Abbildung 6.12 b) mit (+) gekennzeichneten Stelle ist auf eine schlechte strukturelle Qualität der AlAs-Schicht in diesem Bereich zurückzuführen. Es zeigt sich wiederum, dass die Probenseiten beim $[110]$ -Wachstum nicht senkrecht auf der (110) -Oberfläche stehen, sondern dass sich auch hier ein Winkel von $\alpha \approx 68^\circ$ bildet (vgl. Abbildung 6.12 b)). Intensitäten außerhalb der geeigneten Probenkante, die in Abbildung 6.12 a) mit (#) gekennzeichnet sind, konnten als Messartefakte bedingt durch Streulicht identifiziert werden.

Die Mikro-Raman-Spektroskopie kann Aufschluss über die Fehlfunktion der Probe D041125D geben. Das Wachstum einer dicken AlAs-Schicht entlang der $[110]$ -Richtung führt zu ungewolltem Wachstum von AlAs auf der (001) -Oberfläche und damit zu den beschriebenen Kontaktierungsproblemen. Da diese AlAs-Schicht ent-

lang der $[110]$ -Richtung zur Wellenleitung nicht nötig ist (vgl. Abschnitt 4.5.3), kann sie auch weggelassen werden, wie bei der Probe D050202B aus dem vorherigen Abschnitt. Diese Probe zeigt nur wenig Anzeichen von AlAs bzw. AlGaAs auf der (001) -Oberfläche und konnte daher ohne Probleme mit ohmschen Kontakten versehen werden. Die Abbilder der Probenstruktur aus den Mikro-Raman-Messungen können auch dazu verwendet werden den Winkel der Probenseiten, der beim CEO-Wachstum entlang der $[110]$ -Richtung entsteht, zu untersuchen.

6.6 Probenkontaktierung

Um die mittels CEO hergestellten Quantendrahtkaskadenemitter elektrisch und auf ihre Elektrolumineszenzeigenschaften hin untersuchen zu können, müssen diese kontaktiert werden. Dazu werden die Proben, nachdem sie aus dem CEO-Spalthalter ausgebaut wurden, mit Aceton von Gallium gereinigt. Anschließend wird mit einem speziellen LötKolben elementares Indium auf die n^{++} -GaAs Kontaktschicht und auf das n^+ -GaAs-Substrat aufgebracht und einlegiert. Dabei wird eine Rampe von 100 s bis zum Erreichen der Legiertemperatur von 360°C eingestellt. Bei dieser Temperatur bleibt dann die Probe 20 s lang. Danach werden die CEO-Probenstücke mit einem mechanischen Ritzer in kleinere Probenstücke mit einer Breite von 0.5 mm bis 1.0 mm gespalten (vgl. Abbildung 6.13). Die entstandenen Spaltflächen stellen dabei die Facetten des Fabry-Perot-Resonators (vgl. Abschnitt 4.6) dar. Als Länge der Proben wurden typischerweise Werte von 2.0 mm bis 2.5 mm gewählt (vgl. Abbildung 6.13). Bis zu vier dieser Probenstücke werden mit Leitsilber auf eine Kupferplatte geklebt, so dass sie über den Indiumkontakt auf der GaAs-Substratseite einen elektrischen Kontakt zur Kupferplatte haben (siehe Abbildung 6.13). Diese

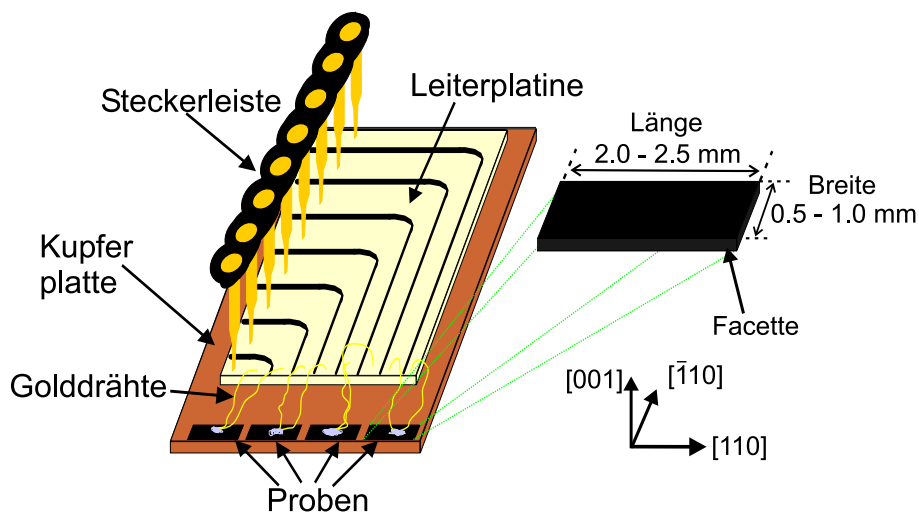


Abbildung 6.13: Schematische Darstellung eines Probenträgers für die spektrale und elektrische Charakterisierung in einem Kryostaten.

Kupferplatte ist so konzipiert, dass sie zur elektrischen und spektralen Charakterisierung der Proben am Kaltfinger des Heliumdurchflusskryostaten (siehe Abschnitt 6.7) befestigt werden kann. Die Kupferplatte wird dabei auf gleiches Potential wie

der Kryostat gesetzt und stellt die Masse dar. Auf der Kupferplatte ist eine Leiterplatine befestigt, auf der eine Steckerleiste angelötet ist. An diese können die elektrischen Leitungen, die in den Kryostaten führen, angeschlossen werden. Die einzelnen Leiterbahnen der Platine werden durch Golddrähte mit den Indiumkontakten auf den n^{++} -GaAs-Kontaktschichten der Proben verbunden. Dazu werden die Golddrähte auf die Leiterbahnen mit Lötzinn aufgelötet und mit Leitsilber auf den Indiumkontakten der Proben fixiert.

6.7 Fourierrmessplatz zur elektrischen und spektralen Charakterisierung

In diesem Abschnitt soll der Versuchsaufbau erläutert werden mit dem die mittels CEO hergestellten Quantendrahtintersubbandemitterproben sowohl spektral als auch elektrisch charakterisiert werden. Das Zentrum des Messaufbaus aus Abbildung 6.14 bildet das Fourierspektrometer der Marke Nicolet Nexus 870, welches im „Step-Scan“-Modus betrieben werden kann. Die Fourierspektroskopie hat sich zur spektroskopischen Charakterisierung im Spektralbereich des mittleren Infrarot (MIR, $2.5 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 25 \mu\text{m}$) und des fernen Infrarot (FIR, $25 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 500 \mu\text{m}$) als Standardmethode etabliert. Im Gegensatz zu dispersiven Spektrometern, wie Gitter- oder Prismenspektrometern, erfolgt bei der Fourierspektroskopie keine Zerlegung der einfallenden Strahlung in kleine Frequenzintervalle, die dann mit einem Detektor registriert werden. Vielmehr wird bei der Fourierspektroskopie mit einem Michelson-Interferometer, das einen beweglichen Spiegel besitzt, ein Interferogramm $I(x)$ der zu untersuchenden Strahlung in Abhängigkeit von der Spiegelposition x des beweglichen Spiegels aufgenommen. Durch eine Fouriertransformation kann dann aus dem aufgenommenen Interferogramm das Spektrum der zu analysierenden Strahlung errechnet werden. Für detailliertere Ausführungen wird auf die Literatur verwiesen [Bel72, But00, Chan71, Joh91, Ste64].

Der Vorteil von Fourierspektrometern im Vergleich zu dispersiven Spektrometern zeigt sich, wenn es um die Detektion geringer Intensitäten geht oder wenn es im zu analysierenden Spektralbereich keine empfindlichen Detektoren gibt. So stellte Pierre Jacquinot aufgrund von geometrischen Betrachtungen fest, dass Fourierspektrometer einen größeren Strahldurchsatz als disperse Spektrometer besitzen [Jacq54]. Bei dispersiven Spektrometern kann die Auflösung durch Schlitzblenden reguliert werden. Dabei wird durch eine Verringerung der Blendenöffnung die Auflösung des Spektrometers erhöht. Dadurch wird allerdings der Strahldurchsatz des Spektrometers verringert, d.h. es kommt weniger Intensität am Detektor an. Bei Fourierspektrometern ist die Auflösung unabhängig vom Strahldurchsatz und hängt nur vom maximal durchfahrbaren Spiegelweg ab. Dadurch kann der Strahldurchmesser beliebig groß gewählt werden und wird in der Praxis nur durch den Durchmesser der optischen Komponenten, wie Spiegel und Strahlteiler, begrenzt. Damit erreicht man bei Fourierspektrometern bei gleicher Intensität am Detektor eine kleinere Messzeit oder anders ausgedrückt können mit einem Fourierspektrometer bei gleicher Messzeit geringere Intensitäten detektiert werden als z.B. bei Gitterspektrometern.

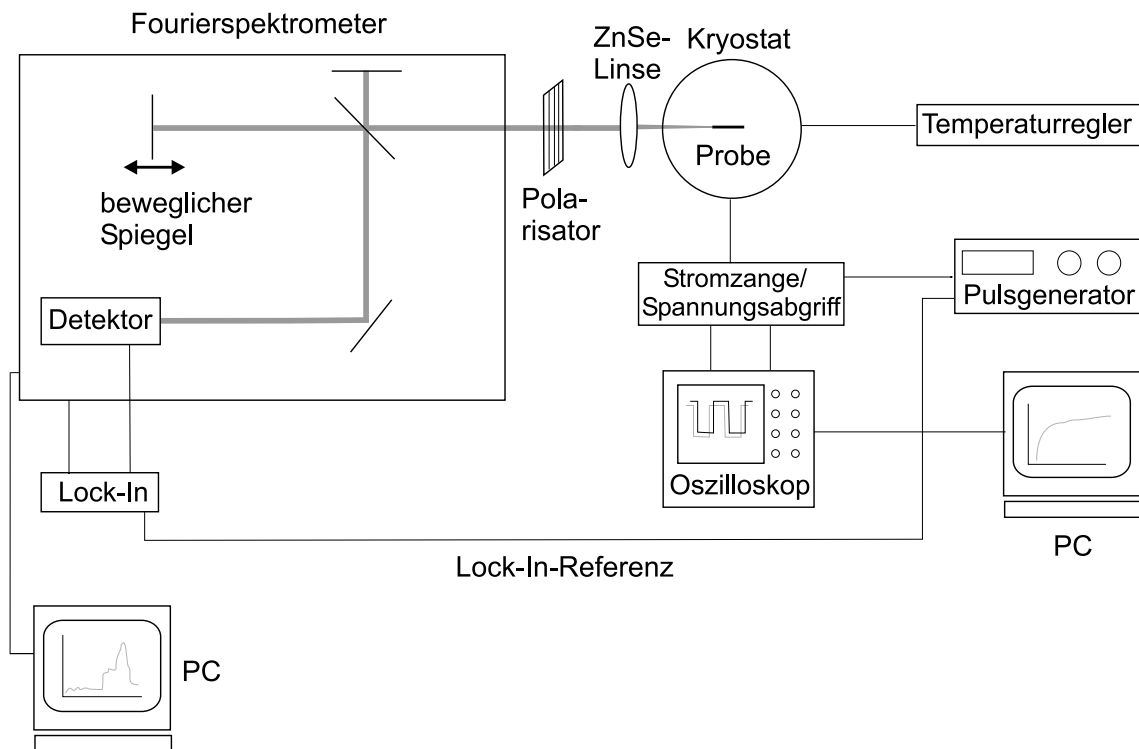


Abbildung 6.14: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Fourier-Spektroskopie. Der Polarisator erlaubt es, polarisationsabhängige Messungen durchzuführen. Außerdem ist mit dem Temperaturregler eine temperaturabhängige Untersuchung der Proben möglich. Elektrisch werden die Proben durch Aufnahme von Strom-Spannungskennlinien charakterisiert.

Ein weiterer Vorteil von Fourier-Spektrometern gegenüber dispersiven Spektrometern ist, dass im Gegensatz zu dispersiven Spektrometern bei Fourier-Spektrometern alle Wellenlängen des betrachteten Spektralbereichs gleichzeitig am Detektor gemessen werden. Dieser so genannte Multiplex-Vorteil oder Vorteil von Fellgett [Cham79] ist allerdings von der Art des Rauschens abhängig. Damit der Multiplex-Vorteil zum Tragen kommt, muss das Rauschen unabhängig von der Intensität der untersuchten Strahlung sein. Das Photonenrauschen aufgrund von statistischen Schwankungen bei der spontanen Emission ist von der Intensität der Strahlung abhängig. Ebenso verhält es sich mit dem Fluktuationsrauschen, das durch zufällige Intensitätsschwankungen der Strahlungsquelle selbst oder durch Änderungen der Transmission des Mediums zwischen Strahlungsquelle und Detektor verursacht wird. Diese beiden Rauschtypen werden deshalb als multiplikativ bezeichnet. Der Multiplex-Vorteil kommt bei diesen Arten des Rauschens nicht zum Tragen. Allerdings ist das Detektorrauschen, bei dem es sich um temperaturabhängiges statistisches Rauschen am Detektor handelt, von der Intensität der untersuchten Strahlung unabhängig. Daher stellt das Detektorrauschen einen additiven Rauschtyp dar. Der Multiplex-Vorteil kommt also beim Detektorrauschen voll zur Geltung. Dominiert das additive Detektorrauschen, so kann man bei einem Fourier-Spektrometer bei gleicher Messzeit ein besseres Signal-Rausch-Verhältnis als bei einem dispersiven Spektrometer erreichen. Bei einem konstanten Signal-Rausch-Verhältnis kann die Messdauer bei

einem Fourierspektrometer im Vergleich zu einem dispersiven Spektrometer verkürzt werden. Ist sowohl das Signal-Rausch-Verhältnis als auch die Messdauer konstant, so kann man mit einem Fourierspektrometer eine höhere Auflösung erzielen. Im mittleren und fernen Infrarot überwiegt im Allgemeinen das intensitätsunabhängige Detektorrauschen. Zusammen mit dem Vorteil von Jacquinot ist in diesem Spektralbereich daher die Fourierspektroskopie der dispersiven Spektroskopie vorzuziehen. Im Spektralbereich des nahen Infrarot ($0.8 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 2.5 \mu\text{m}$), des Sichtbaren ($0.4 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 0.8 \mu\text{m}$) und des Ultravioletten ($\lambda \leq 0.4 \mu\text{m}$) stehen jedoch empfindlichere Detektoren zur Verfügung, so dass der Multiplex-Vorteil des Fourierspektrometers wegfällt und der Vorteil von Jacquinot nur eine untergeordnete Rolle spielt. Daher werden in diesen Spektralbereichen disperse Spektrometer dem Fourierspektrometer vorgezogen. Außerdem wird mit abnehmender Wellenlänge die Positionierung des beweglichen Spiegels immer schwieriger, da dieser mit einer Genauigkeit von Bruchteilen der zu untersuchenden Wellenlänge positioniert werden muss. Dies ist vor allem im ultravioletten Spektralbereich nicht mehr praktikabel.

Das in dieser Arbeit verwendete Fourierspektrometer kann zur Aufnahme von Elektrolumineszenzspektren in zwei Modi betrieben werden. Steht genügend Intensität der zu untersuchenden Strahlungsquelle zur Verfügung, so wird das Spektrometer im so genannten „Continuous Rapid-Scan“-Modus betrieben. Dabei wird der bewegliche Spiegel kontinuierlich verfahren, während dabei die Intensität am Detektor aufgenommen wird. Stehen dagegen nur geringe Intensitäten zur Verfügung wie bei den in dieser Arbeit zu untersuchenden Quantendrahtintersubbandemittern, so kann das Fourierspektrometer im so genannten „Step-Scan“-Modus betrieben werden. Dabei wird der bewegliche Spiegel an eine Position gefahren und dort festgehalten. Während der Spiegel an dieser Position steht kann über eine längere Integrationszeit die Intensität des Signals aufgenommen werden. Auf diese Weise wird die Intensität der Signalquelle Spiegelposition für Spiegelposition aufgezeichnet. Wird die Signalquelle gepulst betrieben, so kann man die Intensität im Lock-In-Verfahren aufnehmen, um Störsignale, die nicht von der gepulsten Signalquelle stammen zu unterdrücken. So können Signale detektiert werden, deren Intensität im Bereich von Rauschsignalen liegt. Alle in dieser Arbeit präsentierten Spektren wurden im „Step-Scan“-Modus aufgenommen, in dem das Fourierspektrometer eine maximale Auflösung von 0.125 cm^{-1} besitzt.

Der Strahlteiler des verwendeten Fourierspektrometers besteht aus Kaliumbromid (KBr). Das Spektrometer ist mit einem pyroelektrischen DTGS-Detektor (deuteriertes Triglycinsulfat) für einen Spektralbereich von 12500 cm^{-1} bis 350 cm^{-1} und mit einem flüssigstickstoffgekühlten Quecksilbercadmiumtellurid- (MCT-) Detektor mit hoher Empfindlichkeit ausgestattet. Letzterer Detektor deckt einen Spektralbereich von 11700 cm^{-1} bis 800 cm^{-1} ab und besitzt eine spezifische Detektivität von $D^*(1000 \text{ cm}^{-1}) = 6 \times 10^{10} \text{ cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$. Mit diesem Detektor wurden alle in dieser Arbeit vorgestellten Spektren aufgenommen.

Die zu analysierenden Quantendrahtintersubbandemitterproben wurden auf einen speziellen Probenträger (siehe Abbildung 6.13) montiert, welcher auf dem Kaltfin-

ger eines Heliumdurchflusskryostaten befestigt wurde. In diesem Kryostaten kann die Wärmesenktemperatur der Proben zwischen 4.2 K und 325 K geregelt werden. Dies erlaubt die Durchführung von temperaturabhängigen Messungen. Die zu analysierende Strahlung wird durch ein Kaliumbromidfenster aus dem Kryostaten ausgekoppelt und mit einer Zinkselenidlinse (ZnSe) parallel in das Fourierspektrometer eingekoppelt. Zur Probenjustage ist der Kryostat auf einem Verschiebetisch angebracht, welcher mit Mikrometerschrauben in alle drei Raumrichtungen bewegt werden kann.

Um die Quantendrahtintersubbandemitterproben elektrisch zu pumpen, stehen zwei Pulsgeneratoren zur Verfügung. Zum einen ein Pulsgenerator des Typs AVTECH AVL-2-B, der in $50\ \Omega$ -Anpassung Strompulse von maximal 7 A liefert. Die Puls wiederholrate kann bis zu 5 kHz betragen, wobei die Pulsdauer zwischen 5 ns und 100 ns variiert werden kann. Zum anderen steht ein Pulsgenerator des Typs Hewlett Packard 8114A zur Verfügung, der Strompulse bis 2 A zulässt. Die Puls wiederholrate kann von 1 Hz bis 15 MHz und die Pulsdauer von 10 ns bis 150 ms eingestellt werden. Über $50\ \Omega$ -Koaxialkabel wird die Probe mit dem Pulsgenerator verbunden. Der durch die Probe fließende Strom wird induktiv mit einem Stromfühler, und die über der Probe abfallende Spannung mit einem Hochfrequenzastkopf gemessen. Strom- und Spannungspulse werden auf einem Oszilloskop angezeigt und können von einem angeschlossenen Messrechner aufgezeichnet werden. Auf diese Weise ist eine elektrische Charakterisierung der in dieser Arbeit untersuchten Quantendrahtintersubbandemitter durch Aufnahme von Strom-Spannungskennlinien möglich. Da die Proben über die $50\ \Omega$ -Anpassung durch den Pulsgenerator mit Strompulsen versorgt werden, erfolgt die Aufnahme der Strom-Spannungskennlinien stromkontrolliert. Die gepulste Versorgung der Proben mit Stromstößen erlaubt es, wie oben beschrieben, im „Step-Scan“-Modus mit einem Lock-In-Verstärker das Signal-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Dazu wird das Detektorsignal in den Lock-In-Verstärker (EG&G 7265) eingekoppelt. Als Referenzfrequenz für den Lock-In-Verstärker dient die Wiederholrate des Pulsgenerators. Das Lock-In-Signal wird über die Fourierspektrometersteuerung an einen Messrechner weitergegeben, der das Interferogramm aufzeichnet. Mit diesem Rechner wird auch das Spektrum durch Fouriertransformation des Interferogramms errechnet.

Zwischen ZnSe-Linse und Fourierspektrometer kann ein Polarisator eingebaut werden. Hierfür wurde ein holographischer Drahtgitterpolarisator, bei dem die metallischen Drähte auf einem ZnSe-Substrat aufgebracht sind, verwendet. Dieses ZnSe-Substrat ist im Infraroten transparent. Trifft unpolarisiertes Licht auf das Gitter, so wird die Komponente parallel zu den Gitterlinien zum Teil durchgelassen. Der andere Teil regt einen Strom in den metallischen Gitterlinien an. Diese bewegten Elektronen in den Gitterlinien strahlen wiederum Licht nach vorne ab, das mit der durchgelassenen Strahlung destruktiv interferiert. Die Komponente senkrecht zu den Gitterlinien wird allerdings ungehindert hindurch gelassen, da diese in den Gitterlinien keinen Strom induziert. Die Durchlassrichtung des Polarisators steht somit senkrecht zu den metallischen Gitterdrähten [Hec99]. Bei dem in dieser Arbeit verwendeten Polarisator wird ein linear polarisierter Strahl in Durchlassrichtung bei einer Wellenlänge

von $\lambda = 9 \mu\text{m}$ zu 70% durchgelassen und in der dazu senkrechten Richtung zu 0.23%, was einem Auslöschungsverhältnis (Extinktion) von 304 entspricht. Mithilfe dieses Drahtgitterpolarisators können an dem hier beschriebenen Messplatz (siehe Abbildung 6.14) polarisationsabhängige Messungen durchgeführt werden. Somit kann in den Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen eventuell entstehende TE-polarisierte Strahlung nachgewiesen werden, die im Gegensatz zu Quantenfilmkaskadenlasern nach den Auswahlregeln nicht verboten ist (vgl. Tabelle 3.3).

6.8 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Herstellung von Quantendrahtkaskadenemitter- bzw. -laserstrukturen mittels der Methode des Überwachsens von Spaltflächen (CEO) vorgestellt. Die so hergestellten Proben können mit dem Rasterkraftmikroskop (AFM) auf ihre strukturellen Eigenschaften hin untersucht werden. Dabei können die 36 Perioden im aktiven Bereich der Quantenkaskadenemitterstruktur aufgelöst werden. Eine Charakterisierung der Proben mittels orts aufgelöster Mikro-Raman-Spektroskopie zeigt, dass beim [110]-Wachstum kein senkrechter Probenrand entsteht, sondern dass dieser einen Winkel kleiner als 90° mit der (110)-Oberfläche einschließt. Somit konnte ermittelt werden, wie dick die GaAs-Kontaktschicht entlang der [001]-Richtung gewählt werden muss, um die gewünschten Schichtdicken im [110]-Wachstum zu erreichen. Mit dem AFM sind solche Untersuchungen nicht möglich, da ein Abrastern der Probe bis zum Rand zur Beschädigung der AFM-Spitze führen kann. Zusätzlich konnte mit der Mikro-Raman-Spektroskopie ein Kontrast zwischen GaAs- und AlGaAs-Schichten hergestellt werden, der eine Auflösung der unterschiedlichen Schichten der Probenstruktur möglich macht. In den Ramanspektren konnten für die Quantendrahtintersubbandlaserprobe mit einer AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung außerdem Spuren von AlAs auf der (001)-Oberfläche festgestellt werden, was eine Erklärung dafür liefert, dass sich diese Probe nicht kontaktieren ließ.

Um die Proben elektrisch und spektral charakterisieren zu können, müssen die Quantendrahtintersubbandemitterproben kontaktiert werden. Dazu werden diese mit Indiumkontakten versehen und mit Leitsilber auf eine Kupferplatte geklebt, die auf den Kaltfinger eines Heliumdurchflusskryostaten montiert werden kann. Dieser Kryostat ist Bestandteil des vorgestellten Fourierrmessplatzes, mit dem die Quantendrahtintersubbandlaserproben sowohl elektrisch als auch spektral charakterisiert werden können. Zur elektrischen Charakterisierung werden temperaturabhängige Strom-Spannungskennlinien aufgenommen. Die spektrale Charakterisierung erfolgt mit dem Fourierspektrometer und kann sowohl temperatur- als auch polarisationsabhängig durchgeführt werden. Die Ergebnisse dieser Messungen werden im nächsten Kapitel vorgestellt.

Kapitel 7

Elektrische und spektrale Charakterisierung von Intersubbandemitterstrukturen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der elektrischen und spektralen Charakterisierung der im Rahmen dieser Arbeit mittels CEO hergestellten Quantendrahtintersubbandemitter- und -laserproben vorgestellt. Obwohl in Kapitel 5 gezeigt wurde, dass die Schwellenstromdichte in derartigen Strukturen nicht erreicht werden kann, geben die im folgenden Kapitel beschriebenen Ergebnisse wichtige Anhaltspunkte für zukünftige Strukturentwürfe. Die Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen sollen mit konventionellen QCL-Strukturen basierend auf Quantenfilmen verglichen werden. Zu diesem Zweck werden zu Beginn des Kapitels zunächst die Strom-Spannungskennlinien und die gemessenen Elektrolumineszenzeigenschaften des Quantenkaskadenlasers nach Kruck *et al.* [Kru00] vorgestellt und mit der Literatur verglichen.

Da den Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen im ersten Wachstumsschritt eine in den Mantelschichten und im aktiven Bereich undotierte konventionelle Quantenfilmstruktur zugrunde liegt, soll in dieser Arbeit untersucht werden, ob die beobachtete Elektrolumineszenzstrahlung ihren Ursprung in den Quantendrähten oder in den Quantenfilmen hat. Dazu wurde der erste Wachstumsschritt separat elektrisch und spektral charakterisiert und mit den Ergebnissen für die Quantendrahtemitterstrukturen und einen konventionellen QCL verglichen. Polarisationsabhängige Messungen wurden durchgeführt, um ein eventuell verändertes Polarisationsverhalten der Quantendrahtstrukturen gegenüber den Quantenfilmstrukturen aufgrund der veränderten Auswahlregeln zu untersuchen. Dazu wurden sowohl Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen ohne GaAs-Wellenleiterschicht entlang der [110]-Richtung als auch mit einer solchen Wellenleiterschicht untersucht.

Falls nicht anders vermerkt, wurden alle in dieser Arbeit durchgeführten Messungen gepulst mit einer Frequenz von 79.1 kHz und einem Tastverhältnis (engl.: *Duty-Cycle*, DC, Produkt aus Wiederholrate und Pulsdauer) von 31.6% vorgenommen. Für die Auflösung des Fourierspektrometers wurde ein Wert von 32 cm^{-1} eingestellt, der sich

als optimaler Kompromiss zwischen rauscharmen Interferogrammen und akzeptabler Messzeit herausstellte. Der verwendete Detektor schneidet zu niedrigen Emissionsenergien hin bei etwa 100 meV ab (engl.: *Cut-off*).

7.1 Eigenschaften eines konventionellen Quantenkaskadenlasers

Die in diesem Abschnitt untersuchte Quantenkaskadenlaserstruktur nach Kruck *et al.* [Kru00] unterscheidet sich nicht wesentlich von der QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* [Sir99]. Die Struktur basiert ebenfalls auf dem $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}/\text{GaAs}$ -Materialsystem und einer aktiven Region aus einem System von drei gekoppelten Quantentöpfen mit einem diagonalen optischen Übergang. Abbildung 7.1 zeigt das Leitungsbanddiagramm und die Aufenthaltswahrscheinlichkeiten der Elektronen für die wichtigsten Zustände in dieser Struktur. Im Gegensatz zum QCL nach Sirtori

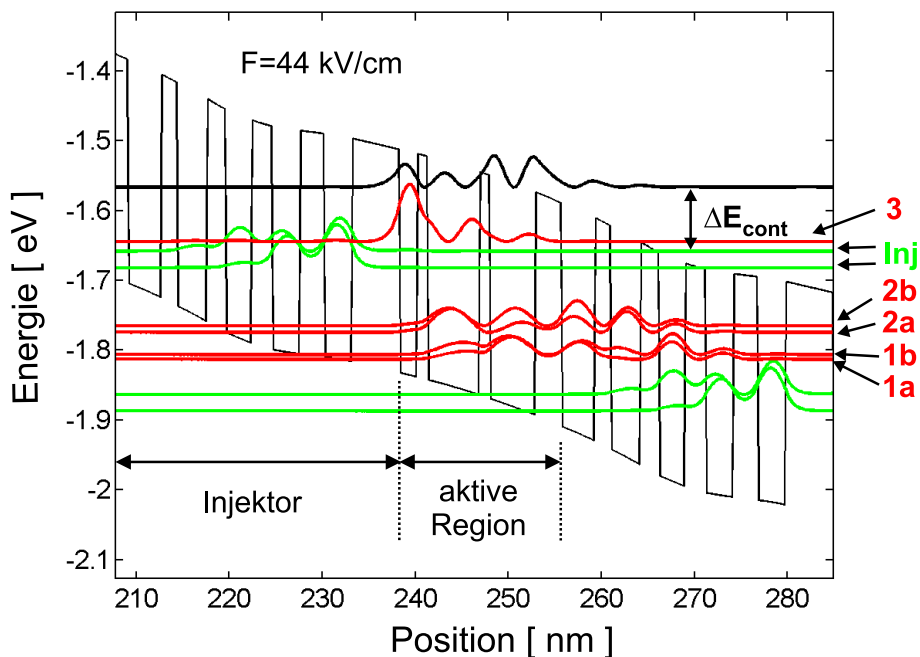


Abbildung 7.1: Leitungsbanddiagramm und Betragsquadrate der Wellenfunktionen der wichtigsten Zustände für die QCL-Struktur nach Kruck *et al.* bei einer Potentialverkipfung von 44 kV/cm.

ri *et al.* sind allerdings die Breiten der drei gekoppelten Quantentöpfe des aktiven Bereichs größer und damit die Übergangsenergie geringer. Die größere Breite der Quantentöpfe bewirkt eine Erhöhung des Energieabstands ΔE_{cont} zwischen dem Injektorzustand und den Kontinuumszuständen. Dies vermindert thermisch aktivierte Leckströme der Elektronen in das Kontinuum, wodurch die Injektionswahrscheinlichkeit der Elektronen aus dem Injektor in den oberen Laserzustand verbessert wird. Die Dotierung im Injektor führt bei der mit dem Softwarepaket AQUILA durchgeführten selbstkonsistenten Rechnung dazu, dass die Energieniveaus 1 und 2 in zwei eng nebeneinander liegende Zustände 1a und 1b bzw. 2a und 2b aufgespaltet

Übergang	Energie [meV] [Kec01]	opt. Übergangsrate [μs^{-1}] [Kec01]	Energie [meV] [Kru00]
3 \rightarrow 2b	120.6	8.140	-
3 \rightarrow 2a	130.1	4.670	-
3 \rightarrow 2	-	-	112
3 \rightarrow 1b	161.9	0.032	-
3 \rightarrow 1a	168.8	0.001	-
3 \rightarrow 1	-	-	150

Tabelle 7.1: Gegenüberstellung der Übergangsenergien und optischen Übergangsraten berechnet nach [Kec01] und der Übergangsenergien berechnet nach [Kru00] für einen QCL nach Kruck *et al.* bei einer Potentialverkipfung von 44 kV/cm.

werden [Kec01]. Eine derartige Aufspaltung wurde bei den Berechnungen in [Kru00] nicht festgestellt, da der Einfluss der Dotierung auf das Potential hier nicht berücksichtigt wurde. In Tabelle 7.1 sind die in [Kec01] berechneten Übergangsenergien und optischen Übergangsraten den berechneten Übergangsenergien aus [Kru00] gegenübergestellt. Die in diesem Abschnitt vorgestellten Ergebnisse sind typisch für Quantenkaskadenlaser, die auf Quantenfilmsystemen basieren, und lassen sich deshalb auch auf die Struktur nach Sirtori *et al.* [Sir99] übertragen.

7.1.1 Elektrische Charakterisierung eines QCLs nach Kruck *et al.*

Die Quantenkaskadenlaserprobe nach Kruck *et al.* wurde elektrisch durch die Aufnahme von temperaturabhängigen Strom-Spannungskennlinien charakterisiert. Abbildung 7.2 zeigt die Strom-Spannungskennlinien der QCL-Probe 01.22.01 Ie (siehe Anhang C) nach Kruck *et al.* für verschiedene Temperaturen. Bei kleinen Spannungen

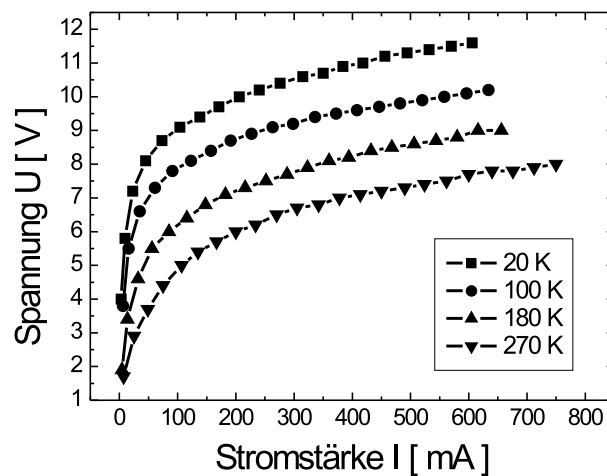


Abbildung 7.2: Strom-Spannungskennlinien der Probe 01.22.01 Ie nach Kruck *et al.* für verschiedene Temperaturen der Wärmesenke.

gen sperrt die QCL-Struktur und es fließt nur ein geringer Strom. Die Sperrwirkung der Struktur kommt dadurch zustande, dass in diesem Regime geringer Spannungen das Injektorminiband bzw. der Injektorgrundzustand noch nicht mit dem oberen Laserzustand des aktiven Bereichs ausgerichtet ist. Damit ist kein resonantes Tunneln von Elektronen aus dem Injektor in das obere Laserniveau bzw. aus den Zuständen 2 und 1 im aktiven Bereich in das darauf folgende Injektorminiband möglich. Diese Situation ist in Abbildung 7.3 a) dargestellt. Mit zunehmender Spannung richten sich die Zustände im Injektor und im aktiven Bereich immer weiter aus, wodurch resonantes Tunneln aus dem Injektor in das obere Laserniveau und Elektronentransport durch die Heterostruktur möglich wird (vgl. Abbildung 7.3 b)). In diesem Bereich wird Intersubbandemission beobachtet. Eine weitere Erhöhung der Spannung führt dann in der Regel in einen Bereich, in dem der Injektorgrundzustand und das obere Laserniveau energetisch wieder auseinander laufen und ein Bereich negativen differentiellen Widerstands (NDR, engl.: *Negative Differential Resistance*) erreicht wird. Bei einem $\text{Al}_{0,33}\text{Ga}_{0,67}\text{As}/\text{GaAs}$ -QCL mit einer Emissionswellenlänge im mittleren Infrarot ist dieser NDR nicht stark ausgeprägt. Man sieht stattdessen einen allmählichen Anstieg des differentiellen Widerstands, da aufgrund der geringen Banddiskontinuität der verwendeten Heterostruktur der Energieabstand ΔE_{cont} zwischen Injektorgrundzustand und Kontinuumszuständen relativ gering ist. Dadurch können Elektronen aus dem Injektor direkt in die Kontinuumszustände injiziert werden, was zu einem merklichen parallelen Stromfluss über diese Zustände führt. Daher nimmt der Strom in der Struktur selbst dann nicht ab, wenn der Injektorgrundzustand und der obere Laserzustand nicht ausgerichtet sind [Sir02]. In den Strom-Spannungskennlinien aus Abbildung 7.2 ist dieser Bereich noch nicht erreicht.

Aus Abbildung 7.2 ist ersichtlich, dass der Widerstand der QCL-Struktur mit zunehmender Temperatur abnimmt. Dies liegt zum einen daran, dass Elektronen mit

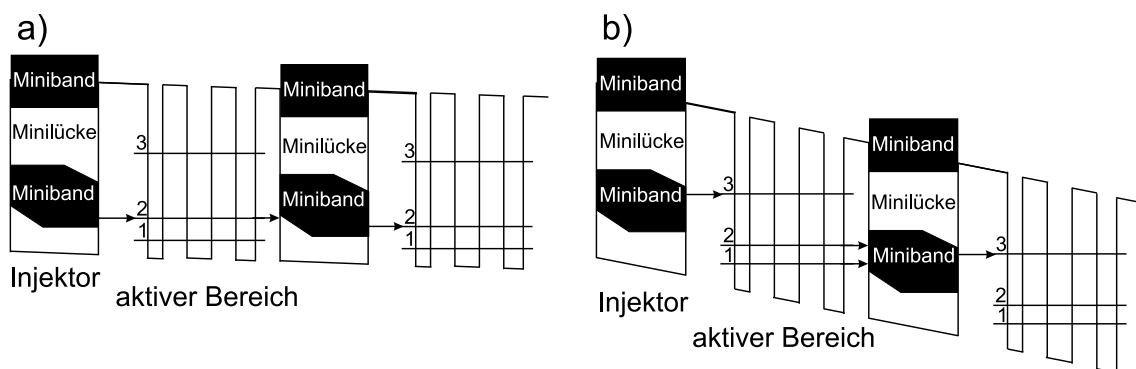


Abbildung 7.3: Schematische Darstellung des Leitungsbandverlaufs in einem Quantenkaskadenlaser. Bei kleinen Spannungen a) sind die Injektorzustände noch nicht an den oberen Laserzustand 3 angeglichen und es findet nur ein geringer Stromfluss über die Struktur statt. Bei größeren Spannungen b) ist der Injektorgrundzustand mit dem oberen Laserzustand 3 ausgerichtet und es können Elektronen aus dem Injektor resonant in den aktiven Bereich tunneln. Dadurch wird zusammen mit den verschiedenen Relaxationsmechanismen für Elektronen aus Zustand 3 heraus in die Zustände 1 und 2 ein Stromfluss über die QCL-Struktur erreicht. Auch eine Extraktion von Elektronen aus den Zuständen 1 und 2 in das Injektorminiband der darauf folgenden Periode wird möglich.

einer zunehmenden thermischen Energie vermehrt aus dem Injektor in den oberen Laserzustand des aktiven Bereichs gelangen können, selbst wenn die entsprechenden Zustände nicht exakt ausgerichtet sind. Zum anderen nimmt auch der oben beschriebene Stromfluss über die Kontinuumszustände mit steigender Temperatur zu. Auch die Temperaturabhängigkeit der Lebenszeit des oberen Laserniveaus nach Gleichung 7.1 spielt beim Elektronentransport durch die QCL-Struktur eine Rolle und sorgt für einen vermehrten Stromfluss [Sir98a].

7.1.2 Spektrale Charakterisierung eines QCLs nach Kruck *et al.*

In Abbildung 7.4 a) sind die stromabhängigen Elektrolumineszenzspektren eines QCLs nach Kruck *et al.* mit der Probennummer 01.22.01 Ie bei einer Temperatur von $T = 20$ K dargestellt. Diese Probe hat eine Wellenleiterridgebreite von $30 \mu\text{m}$ und eine Resonatorlänge von 2 mm . Die Spektren wurden unterhalb der Laserschwelle aufgenommen, die bei dieser Struktur bei etwa 2.4 A liegt. Das Hauptmaximum

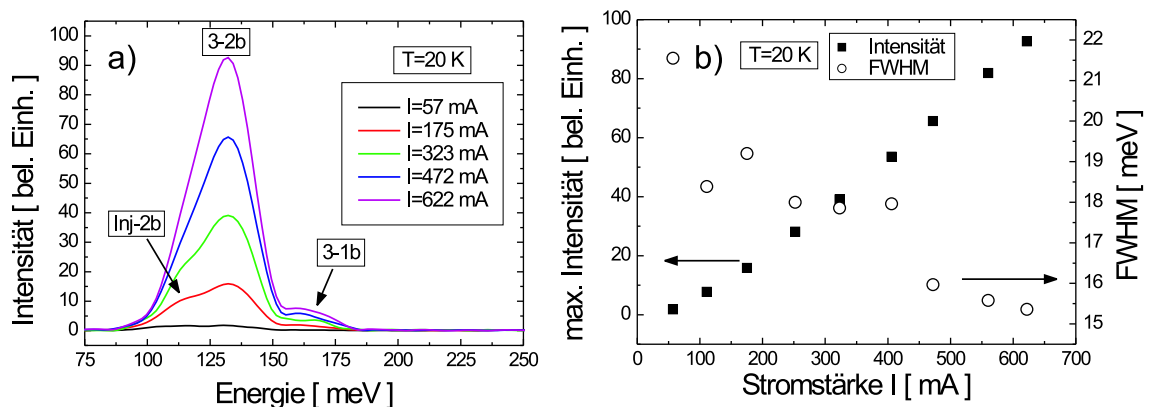


Abbildung 7.4: a) Stromabhängige Elektrolumineszenzspektren eines QCLs nach Kruck *et al.* mit der Probennummer 01.22.01 Ie bei $T = 20$ K. b) Maximale Intensität und volle Halbwertsbreite (FWHM) des Übergangs $3 \rightarrow 2b$ in Abhängigkeit von der Stromstärke.

bei etwa 130 meV wird dem Übergang $3 \rightarrow 2b$ zugeordnet, der nach Tabelle 7.1 eine größere optische Übergangsrates als der Übergang $3 \rightarrow 2a$ besitzt. Es treten noch zwei intensitätsärmere Maxima bei etwa 114 meV und bei 165 meV auf. Das niederenergetische Maximum wird dabei dem Übergang von einem Injektorzustand („Inj“) in den Zustand $2b$ zugeordnet. Dieser Übergang ist vor allem bei kleinen Spannungen zu beobachten, bei denen der Injektorzustand energetisch noch nicht auf Höhe des oberen Laserzustands ist. Mit zunehmender Spannung nimmt die Energie dieses diagonalen Übergangs aufgrund der Stark-Verschiebung zu. Die relative Intensität dieses Maximums nimmt mit zunehmender Spannung ab und wird immer mehr vom Hauptmaximum überdeckt. Dies liegt daran, dass sich mit zunehmender Spannung der Injektorzustand und der obere Laserzustand energetisch immer mehr angleichen und somit die Elektronenkonzentration im oberen Laserzustand immer mehr zunimmt, jedoch im Injektorzustand aufgrund der Injektordotierung nahezu konstant bleibt [Sir98a]. Das Maximum bei einer Energie von etwa 165 meV wird

aufgrund der optischen Übergangsrate aus Tabelle 7.1 dem Übergang $3 \rightarrow 1b$ zugeordnet. Die hier experimentell ermittelten Werte für die Übergangsenergien liegen höher als die von Kruck *et al.* experimentell bestimmten Werte, was wahrscheinlich am unterschiedlichen Wachstum der Proben und an einer unterschiedlichen Dotierung im Injektor liegt. In Abbildung 7.4 a) und b) ist zu erkennen, dass die Intensität des Maximums des Übergangs $3 \rightarrow 2b$, im Folgenden maximale Intensität genannt, nahezu linear mit der Stromstärke zunimmt, was mit einer Proportionalität der Elektrolumineszenzintensität mit der Elektronendichte im oberen Laserzustand zusammenhängt (vgl. Gleichung 7.2). Letztere hängt wiederum über Gleichung 5.22 nahezu linear von der injizierten Stromdichte ab. Die volle Halbwertsbreite (FWHM) des Laserübergangs wird dagegen mit zunehmender Stromstärke immer geringer (siehe Abbildung 7.4 b)), was an der zunehmenden stimulierten Emission und damit an der zunehmenden Kohärenz der emittierten Strahlung liegt.

Abbildung 7.5 a) zeigt temperaturabhängige Elektrolumineszenzspektren einer QCL-Struktur nach Kruck *et al.* bei einer Stromstärke von $I = 200$ mA. Mit steigender

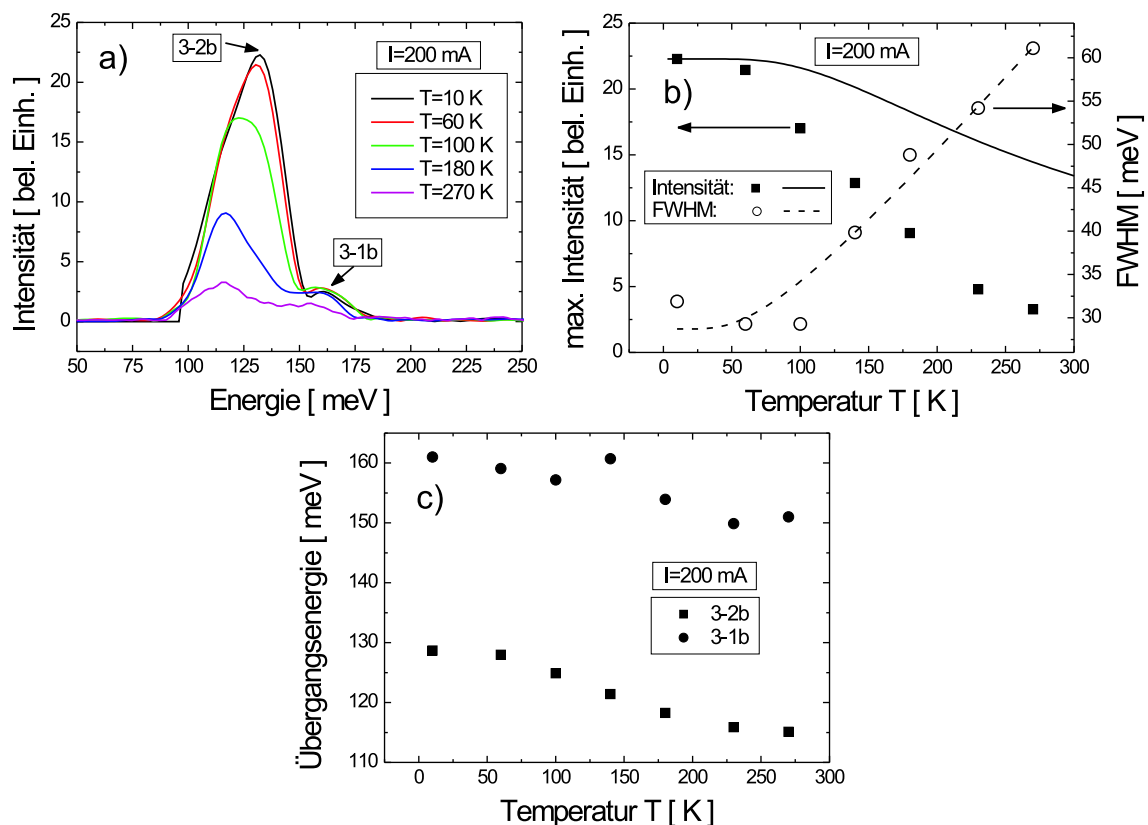


Abbildung 7.5: a) Temperaturabhängige Spektren der Probe 01.22.01 Ie nach Kruck bei einer Stromstärke von $I = 200$ mA. b) Die maximale Intensität der Elektrolumineszenzstrahlung nimmt mit zunehmender Temperatur ab, während die Halbwertsbreite (FWHM) zunimmt. Dabei ist hier die kombinierte Halbwertsbreite aus beiden Maxima aufgetragen. c) Mit zunehmender Temperatur nimmt die Energie der Übergänge $3 \rightarrow 2b$ und $3 \rightarrow 1b$ ab.

Temperatur nimmt die Intensität der Elektrolumineszenzstrahlung ab, während die FWHM größer wird. Dies ist in Abbildung 7.5 b) dargestellt. Der Grund hierfür

liegt in der durch eine Temperaturerhöhung verursachten Erhöhung der nichtstrahlenden Streuprozesse in Konkurrenz zur Photonenemission, was die Intensität der Elektrolumineszenz geringer werden lässt. Die Erhöhung der nichtstrahlenden Streuprozesse führt zu einer verringerten Lebenszeit des oberen Laserniveaus τ_3 , was eine Vergrößerung der Halbwertsbreite (FWHM) zur Folge hat. Die Übergangsrate des oberen Laserzustands $\tau_3^{-1}(T)$ in Abhängigkeit von der Temperatur kann mit dem Bose-Einstein-Faktor zu

$$\tau_3^{-1}(T) = \tau_3^{-1}(0) \left[1 + \frac{2}{\exp[\hbar\omega_{\text{LO}}/(k_{\text{B}}T)] - 1} \right] \quad (7.1)$$

berechnet werden [Sir02, Man04]. Dabei ist $\hbar\omega_{\text{LO}}$ die Energie des GaAs LO-Phonons, $\tau_3^{-1}(0)$ die Übergangsrate des oberen Laserzustands bei einer Temperatur von $T = 0\text{ K}$ und k_{B} die Boltzmann Konstante. Vernachlässigt man die geringen Elektronendichten in den unteren Zuständen 2 und 1 (vgl. Abbildung 5.3 a)), so erhält man für die spektrale Abhängigkeit der Elektrolumineszenzintensität $P_{\text{EL}}(\hbar\omega)$ für die Übergänge $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$ [Tro00, Man04]

$$P_{\text{EL}}(\hbar\omega) \propto N_{\text{p}} \sum_{j=1}^2 \frac{E_{3j}}{\tau_{3j,\text{sp}}} N_3 L_{3j}(\hbar\omega) \quad . \quad (7.2)$$

Dabei beschreibt $L_{3j}(\hbar\omega)$ die Linienform des entsprechenden Übergangs. Unter Vernachlässigung einer Temperaturabhängigkeit der spontanen Photonemissionsrate $\tau_{3j,\text{sp}}^{-1}$ und der Übergangsenergie E_{3j} , auf die später noch eingegangen wird, ist die Elektrolumineszenzintensität als Funktion der Wärmesenktemperatur T proportional zur Elektronendichte im oberen Laserzustand $N_3(T)$ und damit nach Gleichung 5.22 proportional zum Produkt aus Intersubbandlebensdauer $\tau_3(T)$ des oberen Laserzustands (vgl. Gleichung 7.1) und der injizierten Stromdichte J . Da die Elektrolumineszenzspektren aus Abbildung 7.5 a) bei konstanter Stromstärke und damit bei konstanter Stromdichte aufgenommen wurden, ist die Temperaturabhängigkeit der Elektrolumineszenzintensität durch $\tau_3(T)$ bestimmt und kann durch Gleichung 7.1, bei deren Herleitung die Streuung von Elektronen mit LO-Phononen betrachtet wird, beschrieben werden. Dies führt bei den hier erhaltenen Messergebnissen nur zu einer qualitativen Übereinstimmung, was bedeutet, dass die Temperaturabhängigkeit der Intensität nicht nur durch die Lebenszeit des oberen Laserzustands $\tau_3(T)$ bestimmt wird. Zum einen ist die Übergangsenergie E_{3j} von der Temperatur abhängig, wie aus Abbildung 7.5 c) ersichtlich ist. Zum anderen ist auch die spontane Übergangsrate $\tau_{3j,\text{sp}}^{-1}$ temperaturabhängig. Auch ein temperaturabhängiger Injektionskoeffizient η_3 aus Gleichung 5.22 wurde bisher nicht berücksichtigt. Dies alles führt dazu, dass die Intensität stärker mit der Temperatur zurückgeht, als man nach Gleichung 7.1 erwarten würde (vgl. Abbildung 7.5 b) durchgezogene Linie). Auch Wellenleitereffekte bei der in einen Streifenwellenleiter prozessierten QCL-Probe können sich auf die untersuchte Elektrolumineszenzintensität auswirken.

In ähnlicher Weise wie die Elektrolumineszenzintensität wird die Halbwertsbreite γ_{32} des optischen Übergangs bei zunehmender Temperatur durch die zunehmenden nichtstrahlenden Streuprozesse von Elektronen mit LO-Phononen beeinflusst und

nimmt mit zunehmender Temperatur zu. Dies lässt sich nach [Man04] ebenfalls mit der Bose-Einstein-Verteilung beschreiben

$$\gamma_{32}(T) = \gamma_{32}(0) + \frac{\gamma_T}{\exp[\hbar\omega_{\text{LO}}/(k_{\text{B}}T)] - 1} \quad (7.3)$$

Dabei ist $\gamma_{32}(0)$ die FWHM bei $T = 0$ K, die hauptsächlich durch die Variation der Eigenenergien der quantisierten Zustände im aktiven Bereich bestimmt wird. Diese Variation der Eigenenergien wird verursacht durch die Legierungsunordnung in den ternären Barrieren, sowie durch Grenzflächenrauhigkeiten. γ_T stellt eine phänomenologische Konstante dar. Gleiches gilt auch für den Übergang $3 \rightarrow 1$ und damit für γ_{31} . Abbildung 7.5 b) zeigt die kombinierte Halbwertsbreite $\gamma_{32} + \gamma_{31}$, welche in guter qualitativer und auch quantitativer Übereinstimmung mit Gleichung 7.3 steht. Dabei ergibt sich aus der Anpassung an die Messwerte mit einer GaAs LO-Phononenergie von 36.1 meV für die kombinierte Halbwertsbreite bei $T = 0$ K ein Wert von $\gamma_{32}(0) + \gamma_{31}(0) = (29 \pm 2)$ meV und für den Parameter γ_T ein Wert von $\gamma_T = (18 \pm 1)$ meV. Dies bedeutet, dass die Halbwertsbreite bei höheren Temperaturen hauptsächlich durch die Streuung von Elektronen mit LO-Phononen bestimmt wird.

Wie schon weiter oben angesprochen, werden die Emissionsenergien der Übergänge $3 \rightarrow 2b$ und $3 \rightarrow 1b$ mit zunehmender Temperatur geringer (vgl. Abbildung 7.5 c)). Diese Rotverschiebung entsteht durch die Temperaturabhängigkeit der Leitungsbanddiskontinuität, durch die Nichtparabolizität des Leitungsbandes und zum überwiegenden Teil durch Vielteilcheneffekte und kann daher nicht durch ein einfaches, intuitives Modell beschrieben werden [Hua95, Lar03, Man04].

An den Quantenkaskadenlaserproben nach Kruck wurden auch polarisationsabhängige Messungen durchgeführt. Diese geben Aufschluss über die Polarisation der emittierten Elektrolumineszenzstrahlung. Bei einem konventionellen Schicht-QCL basierend auf Quantenfilmen wird TM-polarisierte Intersubbandstrahlung erwartet, d.h. das elektrische Feld dieser Strahlung ist senkrecht zu den Schichten des QCLs orientiert. Eine TE-Polarisation wird aufgrund der Auswahlregeln für Intersubbandübergänge in Quantenfilmsystemen nicht erwartet (vgl. Tabelle 3.3). Abbildung 7.6 stellt das Ergebnis der polarisationsabhängigen Messungen an der QCL-Probe nach Kruck *et al.* bei einer Temperatur von $T = 20$ K und einer Stromstärke von $I = 250$ mA dar. Diese Messungen zeigen, dass die Elektrolumineszenzstrahlung eines konventionellen Schicht-QCLs TM-polarisiert ist. Es konnten keine Anzeichen einer TE-Polarisation festgestellt werden. Die Intensität der unpolarisierten Elektrolumineszenzstrahlung ist dabei größer als die Summe aus TM- und TE-polarisierter Strahlung, da das ZnSe-Substrat auf dem das holographische Gitter des Polarisators aufgebracht ist nur einen gewissen Prozentsatz der Strahlung (ca. 70% bei $\lambda = 9 \mu\text{m}$) transmittiert und ein Teil der Strahlung durch die Halterung des Polarisators ausgeblendet wird.

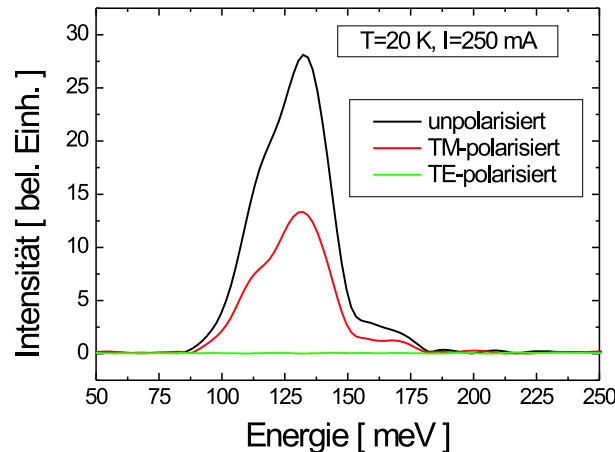


Abbildung 7.6: Polarisationsabhängige Spektren der Probe 01.22.01 Ie nach Kruck bei einer Stromstärke von $I = 250$ mA und einer Temperatur von $T = 20$ K. Die Elektrolumineszenzstrahlung ist TM-polarisiert, wie für konventionelle QCLs zu erwarten.

7.2 Elektrische und spektrale Charakterisierung des ersten Wachstumsschritts

Zur Herstellung von Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen mittels CEO wird, wie schon erwähnt, zunächst in einem ersten Wachstumsschritt entlang der [001]-Richtung eine konventionelle Quantenkaskadenlaserstruktur nach Sirtori *et al.* [Sir99] hergestellt. Im Gegensatz zu dieser QCL-Struktur bleiben hier die Injektoren im aktiven Bereich jedoch undotiert. Auch die beiden wellenleitenden $3.5\ \mu\text{m}$ dicken GaAs-Mantelschichten werden nicht dotiert. Eine derartige Struktur soll in diesem Abschnitt sowohl elektrisch als auch spektral charakterisiert werden. Dazu wurden Probenstücke der Probe D040713C (siehe Anhang C) mit einer ähnlichen Größe wie die später untersuchten Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen präpariert und wie in Abschnitt 6.6 beschrieben kontaktiert. Diese Probe besitzt keine vergrößerte n^{++} -GaAs-Kontaktschicht wie in Abschnitt 6.5 beschrieben und ist $2.8 \times 0.7\ \text{mm}^2$ groß.

7.2.1 Elektrische Charakterisierung

In Abbildung 7.7 sind die temperaturabhängigen Strom-Spannungskennlinien des ersten Wachstumsschritts D040713C dargestellt. Ein Unterschied, der im Vergleich zu den Strom-Spannungskennlinien der Kruck-Struktur aus Abbildung 7.2 auffällt, ist der größere Spannungsabfall an dem hier untersuchten ersten Wachstumsschritt. Dies lässt sich durch einen erhöhten Serienwiderstand zum eigentlichen aktiven Bereich verstehen. Dadurch dass die GaAs-Mantelschichten entlang der [001]-Richtung undotiert sind, fällt eine größere Spannung an diesen Schichten ab. Auch die aktive Region selbst mit den undotierten Injektoren bietet einen höheren Widerstand als die dotierte aktive Region des QCLs nach Kruck *et al.* Bei niedrigeren Spannungen zeigt sich auch, dass der erste Wachstumsschritt sehr gut sperrt, bis dann Stromfluss über die Struktur eintritt. Dabei können die Elektronen nur von den hoch

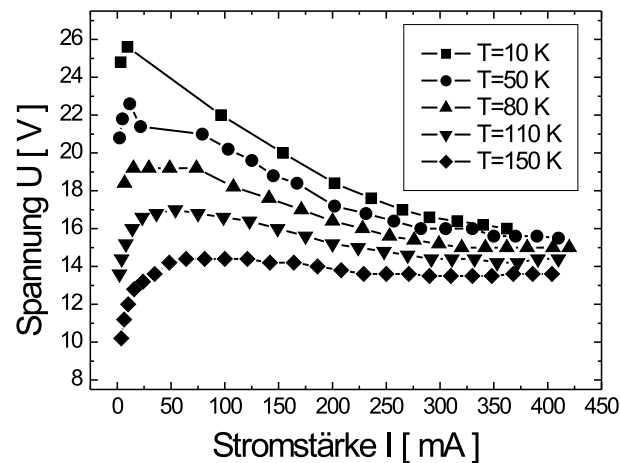


Abbildung 7.7: Strom-Spannungskennlinien des ersten Wachstumsschritts D040713C für verschiedene Temperaturen der Wärmesenke.

dotierten GaAs-Kontaktschichten und von der intrinsischen Hintergrunddotierung kommen. Im Gegensatz zur konventionellen QCL-Struktur nach Kruck *et al.* bildet sich hier kein Bereich kleinen Widerstands aus, in dem die Stromstärke stark ansteigt, während sich die Spannung nur leicht vergrößert. Vielmehr bricht bei einem Anstieg der Stromstärke die Spannung über dem Bauteil ein, bis sich bei höheren Stromstärken eine etwa konstante Spannung einstellt. Dieser Spannungseinbruch ist umso stärker, je kleiner die Wärmesenkentemperatur ist. Bei höheren Temperaturen ist nur noch ein kleiner Spannungseinbruch zu erkennen.

Dieses Verhalten lässt sich ebenfalls durch einen erhöhten Probenwiderstand erklären. Dieser hat einen erhöhten Spannungsabfall und damit eine erhöhte dissipierte elektrische Leistung an der Probe zur Folge. Dies führt zu einer verstärkten lokalen Erwärmung. So nimmt mit zunehmender Stromstärke und damit mit zunehmender dissipierter elektrischer Leistung die lokale Temperatur des Bauteils zu. Die lokale Temperatur der Probe kann dabei durchaus größer sein als die Temperatur der Wärmesenke, da letztere eine sehr viel größere Ausdehnung als die Probe besitzt. Die Strom-Spannungskennlinie des Bauteils geht in einen neuen Gleichgewichtszustand bei der nun erhöhten Proben Temperatur über. Ein solches Verhalten wird auch bei blauen InGa_N/Ga_N-Interband-Laserdioden bei tiefen Temperaturen beobachtet. Bei tiefen Temperaturen sind dort die Ladungsträger an die Magnesium-Akzeptoren der p-dotierten Schicht gebunden, wodurch der Widerstand des Bauteils erhöht wird und zu einer verstärkten Erwärmung führt [Wit06]. In Abschnitt 7.3.2 wird noch auf andere Weise bestätigt werden, dass der beobachtete Spannungseinbruch auf eine strominduzierte Erwärmung der Probe zurückzuführen ist. Diese schlägt sich auch in den im nächsten Abschnitt behandelten spektralen Eigenschaften des ersten Wachstumsschritts nieder.

7.2.2 Spektrale Charakterisierung

Abbildung 7.8 a) zeigt die stromabhängigen Elektrolumineszenzspektren der Probe D040713C bei einer Temperatur von $T = 20$ K. Im Spektrum sind zwei Maxima zu erkennen, wobei das niederenergetische Maximum bei etwa 124 meV dem Übergang $3 \rightarrow 2$ aus Abbildung 3.2 zugeordnet wird. Das höherenergetische Maximum bei etwa 162 meV wird dem Übergang $3 \rightarrow 1$ zugeordnet. Daraus ergibt sich für den Übergang $2 \rightarrow 1$ ein Energieunterschied von 38 meV, was in etwa der LO-Phononenergie von 36 meV entspricht. Die ermittelten Übergangsenergien stimmen nach Tabelle 3.1 mit den in [Sir98, Sir99] berechneten und gemessenen Übergangsenergien gut überein. Im Gegensatz zu der QCL-Probe nach Kruck *et al.* bei der die Intensität des Übergangs $3 \rightarrow 2$ mit steigender Stromstärke zunimmt, erkennt man bei der Probe D040713C nach einer anfänglichen Zunahme der Intensität des Übergangs $3 \rightarrow 2$ mit steigender Stromstärke eine Abnahme. Dies ist auch in Abbildung 7.8 b) dargestellt. Auch die Intensitätszunahme des Übergangs $3 \rightarrow 1$ mit steigender Stromstärke weist ein sublineares Verhalten auf. Dies lässt sich durch ein strominduziertes Aufheizen der Probe erklären, das bei den Strom-Spannungskennlinien im vorherigen Abschnitt zu einem Einbruch der Spannung geführt hat. Eine vermehrte Erwärmung der Probe führt zu einer verringerten Elektrolumineszenzintensität aufgrund von zunehmenden nichtstrahlenden Übergängen (vgl. Abbildungen 7.5 a) und b)). Dies wird auch noch bei den temperaturabhängigen Spektren des ersten Wachs-

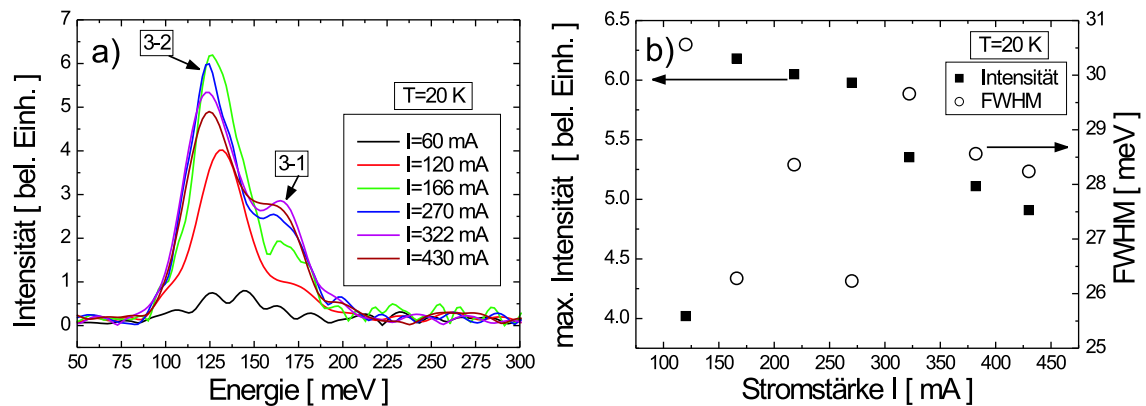


Abbildung 7.8: a) Stromabhängige Elektrolumineszenzspektren des ersten Wachstumsschritts D040713C bei $T = 20$ K. b) Maximale Intensität und volle Halbwertsbreite (FWHM) des Übergangs $3 \rightarrow 2$ in Abhängigkeit von der Stromstärke bei $T = 20$ K.

tumsschritts zu sehen sein, welche später in diesem Abschnitt behandelt werden. Ein weiteres Indiz für die strominduzierte Erwärmung der Probe ist eine Abnahme der Emissionsenergie mit zunehmender Stromstärke (vgl. Abbildung 7.8 a)), während die Emissionsenergie eines konventionellen QCLs mit zunehmender Stromstärke nahezu konstant bleibt oder aufgrund der Stark-Verschiebung zu etwas höheren Energien verschoben wird (vgl. Abbildung 7.4 a)). Eine Erhöhung der Temperatur mit zunehmender Stromstärke führt jedoch zu einer Verschiebung zu kleineren Emissionsenergien (vgl. Abbildung 7.5 a) und c)). Dies wird ebenfalls bei der Behandlung der temperaturabhängigen Spektren der Probe D040713C in diesem Abschnitt noch

zu sehen sein. Die volle Halbwertsbreite (FWHM) des Übergangs $3 \rightarrow 2$ (siehe Abbildung 7.8 b)) zeigt keine stetige Abnahme mit zunehmender Stromstärke wie bei einer konventionellen QCL-Struktur (vgl. Abbildung 7.4 b)). Vielmehr scheint sich diese nach einer anfänglichen Abnahme mit zunehmender Stromstärke auf einen Wert um 28 meV einzupendeln, um erst mit höheren Stromstärken, wenn sich die Spannung in der Strom-Spannungskennlinie (siehe Abbildung 7.7) stabilisiert hat, leicht abzunehmen. Mit zunehmender Stromstärke könnte die FWHM durch eine strominduzierte Erwärmung der Probe und einer damit verbundenen Vergrößerung der FWHM aufgrund von zunehmenden nichtstrahlenden Übergängen beeinflusst sein.

In Abbildung 7.9 a) sind die temperaturabhängigen Spektren des ersten Wachstumsschritts D040713C bei einer Stromstärke von $I = 300$ mA dargestellt. Wie bei der QCL-Struktur nach Kruck *et al.* aus Abbildung 7.5 a) kann man eine Abnahme der Elektrolumineszenzintensität mit zunehmender Temperatur erkennen, während die kombinierte volle Halbwertsbreite (FWHM) der beiden Übergänge $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$ mit zunehmender Temperatur zunimmt. Dies ist in Abbildung 7.9 b) ge-

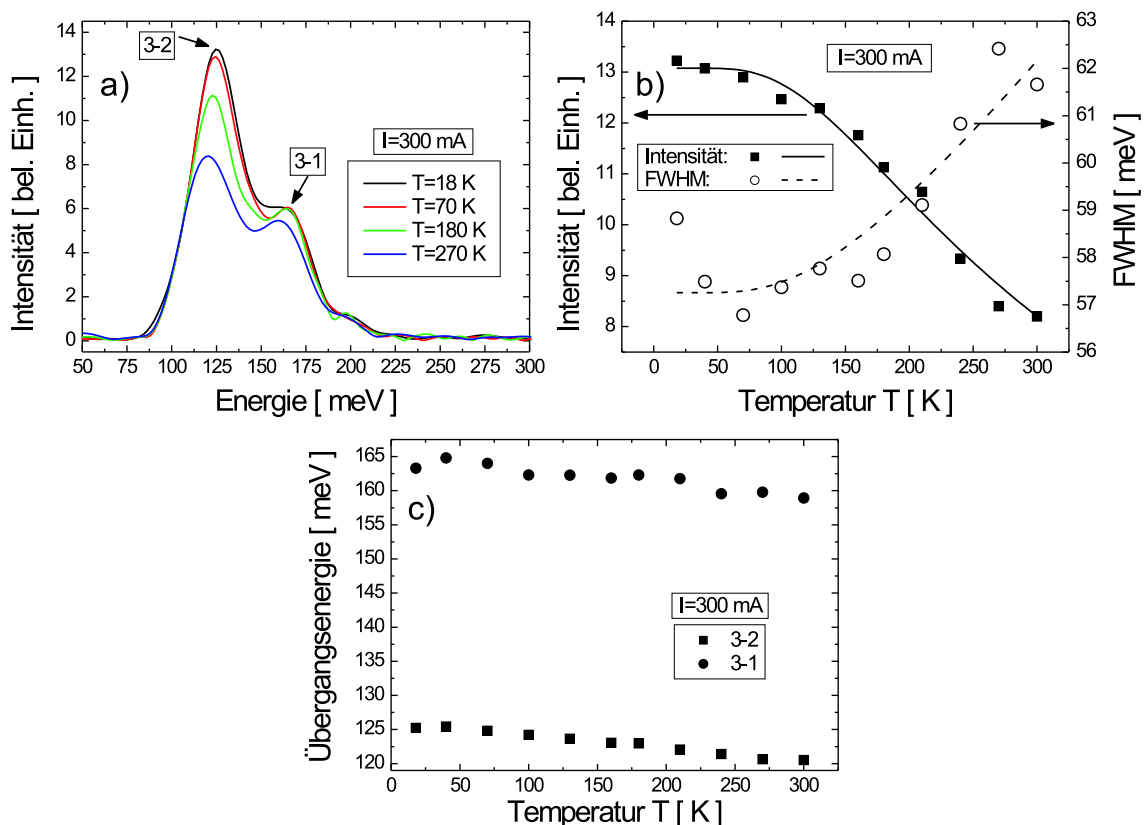


Abbildung 7.9: a) Temperaturabhängige Elektrolumineszenzspektren der Probe D040713C bei einer Stromstärke von $I = 300$ mA. b) Die maximale Intensität der Elektrolumineszenzstrahlung nimmt mit zunehmender Temperatur ab, während die kombinierte volle Halbwertsbreite (FWHM) aus den Übergängen $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$ zunimmt. c) Mit zunehmender Temperatur nimmt die Energie der Übergänge $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$ ab.

nauer dargestellt. Die Abnahme der Elektrolumineszenzintensität und die Zunahme der FWHM mit steigender Wärmesenktemperatur kann mit einer zunehmenden Streuung von Elektronen an LO-Phononen erklärt werden. Dabei lässt sich die Abnahme der Elektrolumineszenzintensität P_{EL} aus Gleichung 7.2, die proportional zur temperaturabhängigen Lebenszeit des oberen Emissionszustands $\tau_3(T)$ ist, mit Gleichung 7.1 beschreiben. Die Anpassung dieser Gleichung an die Messwerte ist in Abbildung 7.9 b) eingezeichnet. Dabei ergibt sich für die Energie der GaAs-artigen LO-Phononen ein Wert von $\hbar\omega_{LO} = (38 \pm 1)$ meV in guter Übereinstimmung mit der LO-Phononenergie von 36.1 meV aus Tabelle B.1. Obwohl die Werte für die kombinierte volle Halbwertsbreite (FWHM) stark streuen, ergibt eine Anpassung der Messdaten an die Gleichung 7.3 mit einer Phononenergie von 36.1 meV eine gute Übereinstimmung. Dabei erhält man für die kombinierte Halbwertsbreite aus den Übergängen $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$ bei $T = 0$ K einen Wert von $\gamma(0) = (57.3 \pm 0.4)$ meV und für den Parameter γ_T einen Wert von $\gamma_T = (15 \pm 2)$ meV. Diese Ergebnisse zeigen, dass in der untersuchten Struktur die Streuung von Elektronen mit LO-Phononen der dominierende nichtstrahlende Streuprozess ist.

In Abbildung 7.9 c) ist die Abnahme der Emissionsenergie der Übergänge $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$ mit zunehmender Temperatur dargestellt. Wie bereits im vorhergehenden Abschnitt beschrieben hat diese Rotverschiebung vielerlei Ursachen und kann nicht mit einem einfachen Modell beschrieben werden.

In Abbildung 7.10 ist das polarisationsabhängige Verhalten der Elektrolumineszenzstrahlung des ersten Wachstumsschritts D040713C bei einer Wärmesenktemperatur von $T = 13$ K und einer Stromstärke von $I = 270$ mA dargestellt. Es zeigt sich

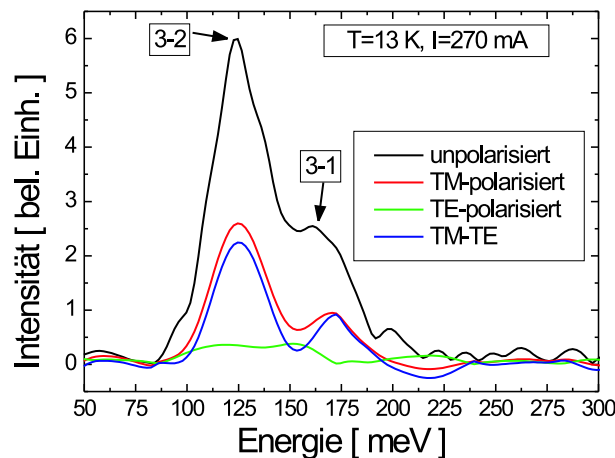


Abbildung 7.10: Polarisationsabhängige Spektren des ersten Wachstumsschritts D040713C. Die Elektrolumineszenzstrahlung ist TM-polarisiert, wie für konventionelle QCL-Strukturen zu erwarten (vgl. Abbildung 7.6). Der kleine Intensitätsanteil bei der TE-Polarisation zeigt keine Strukturen der Übergänge $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$ und stellt thermische Hintergrundstrahlung dar, die von der TM-polarisierten Strahlung abgezogen werden kann.

wiederum eine klare TM-Polarisation der beobachteten Strahlung. Es sind keine Anzeichen einer TE-Polarisation zu erkennen, wie für Übergänge in konventionel-

len Schichtsystemen zu erwarten. Kleine Strahlungsanteile bei der Polarisatorstellung für TE-Polarisation zeigen kein Auftreten der zwei Maxima entsprechend der Übergänge $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$ und stellen thermische Hintergrundstrahlung dar. Diese kann von der TM-polarisierten Strahlung abgezogen werden, wodurch die Übergänge $3 \rightarrow 2$ und $3 \rightarrow 1$ besser zur Geltung kommen, da die entsprechenden Maxima nicht mehr vom thermischen Hintergrund überlagert werden. Diese thermische Hintergrundstrahlung kann von dem schon erwähnten strominduzierten Aufheizen der Probe herrühren.

7.3 Eigenschaften von Quantendrahtintersubbandemitterproben

In diesem Abschnitt werden die elektrischen und spektralen Eigenschaften von Quantendrahtintersubbandemitterproben behandelt. Die Herstellung dieser Strukturen erfolgt, wie in Kapitel 6 beschrieben, mittels des Überwachsens von Spaltflächen (CEO) auf dem ersten Wachstumsschritt, der im letzten Abschnitt untersucht wurde. Dabei wird auf den GaAs-Wellenleiter entlang der $[110]$ -Richtung verzichtet. Das $[110]$ -Wachstum besteht also lediglich aus einer 50 nm dicken $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht gefolgt von einer Silizium δ -Dotierung und einer 300 nm dicken $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ -Schicht. Den Abschluss bildet eine 20 nm dicke GaAs-Deckschicht. Die δ -Dotierung hat die Aufgabe, für das Einschlusspotential entlang der $[110]$ -Richtung (vgl. Abbildung 2.2) und für den Stromtransport entlang der Spaltfläche zu sorgen. Die Proben werden wie in Abschnitt 6.6 beschrieben kontaktiert und auf ihre elektrischen und spektralen Eigenschaften hin untersucht.

7.3.1 Elektrische Charakterisierung

In Abbildung 7.11 sind die temperaturabhängigen Strom-Spannungskennlinien der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D050202A (siehe Anhang C) dargestellt. Im Vergleich zu den Strom-Spannungskennlinien dieser Struktur zugrunde liegenden ersten Wachstumsschritts D040713C aus Abschnitt 7.2.1 erkennt man, dass die CEO-Probe bei kleinen Spannungen weniger stark sperrt. Während bei dem zugrunde liegenden ersten Wachstumsschritt vor allem bei niedrigen Temperaturen die Spannung mit zunehmender Stromstärke stark ansteigt bevor sie aufgrund der strominduzierten Erwärmung einbricht, ist dieser starke Anstieg der Spannung bei der Quantendrahtintersubbandemitterprobe nicht zu erkennen. Der differentielle Widerstand letzterer Struktur ist in diesem Bereich geringer als beim ersten Wachstumsschritt. Dies ist auf die über die δ -Dotierung eingebrachten Ladungsträger und den damit verbundenen leitfähigen Kanal an der Spaltfläche zurückzuführen. Der Spannungseinbruch bei niedrigen Stromstärken, wie beim ersten Wachstumsschritt, tritt hier nicht bzw. nur schwach auf und wird vermutlich durch die zusätzlich eingebrachten Ladungsträger aus der δ -Dotierung verhindert.

Allerdings erfolgt bei tiefen Temperaturen und bei größeren Stromstärken ab etwa 225 mA eine Spannungsabnahme, die mit einem starken Stromanstieg verbunden

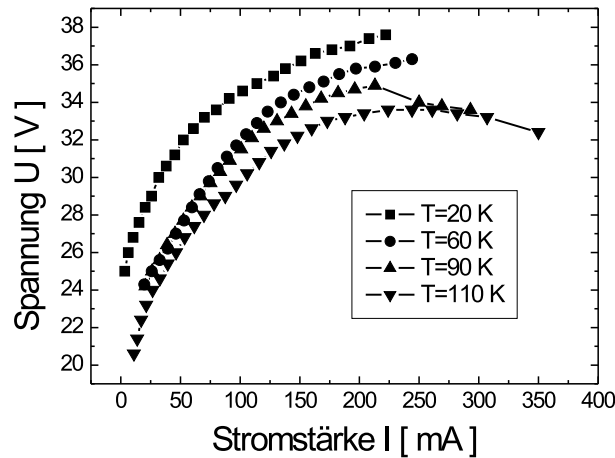


Abbildung 7.11: Temperaturabhängige Strom-Spannungskennlinien der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D050202A.

ist. In diesem Bereich werden die untersuchten Proben instabil, das heißt, die Probe befindet sich kurz vor dem Durchbrechen, was sich in einem stark fluktuierenden Probenwiderstand niederschlägt. Dadurch kann keine konstante Spannung und keine konstante Stromstärke mehr eingestellt werden. Vielmehr fluktuieren diese Größen und es kann zu einer starken Stromerhöhung kommen, welche einen Durchbruch der Probe verursacht. Dieser Durchbruch äußert sich in einem irreversiblen niederohmigen Verhalten (Kurzschluss) der Probe. Mit höheren Wärmesenktemperatures der Probe wird ihr Widerstand geringer und es fließt mehr Strom bei gleicher Spannung über die Probe. Dabei kann nicht genau gesagt werden welcher Anteil des Stroms in dem leitfähigen Kanal an der Spaltfläche und welcher über die Struktur des ersten Wachstumsschritts fließt. Bei den hier verwendeten Stromstärken in der Größenordnung von 200 mA kann bei der Annahme eines 20 nm breiten Stromkanals an der Spaltfläche (siehe Tabelle 5.2) und einer Probenbreite von 0.8 mm nicht der komplette Strom über den Stromkanal fließen, da sonst die Stromdichte in diesem Stromkanal zu groß wäre und das Halbleitermaterial zum Schmelzen bringen und so zu einem Durchbruch der Probe führen würde. Da dies jedoch nicht der Fall ist, muss ein Teil des Stromes über den ersten Wachstumsschritt fließen. Bei größeren Stromstärken fließt aber auch mehr Strom durch den leitfähigen Kanal an der Spaltfläche, so dass dieser und damit die Probe durchbricht. Damit kann das Durchbrechen der Quantendrahtintersubbandemitterproben bei größeren Stromstärken, das bei Proben, die nur aus dem ersten Wachstumsschritt bestehen, nicht auftritt, auf das Durchbrechen des leitfähigen Kanals an der Spaltfläche zurückgeführt werden.

Bei Erhöhung der Temperatur fließt mehr Strom über parallele Strompfade, auch über den ersten Wachstumsschritt. Dieser parallele Stromfluss bewirkt, dass man durch die Probe mehr Strom als bei tiefen Temperaturen schicken kann bis diese durchbricht (vgl. Abbildung 7.11). Daher lässt sich auch bei höheren Temperaturen der durch strominduzierte Erwärmung verursachte Einbruch der Spannung mit zunehmender Stromstärke beobachten (vgl. Abbildung 7.7). Allerdings konnten die Quantendrahtintersubbandemitterproben nur bis zu einem Temperaturbereich von

$T = 110\text{ K} - 190\text{ K}$ vermessen werden, da bei höheren Temperaturen die Proben ebenfalls ein zunehmend instabiles Verhalten bezüglich der Stromstärke und der Spannung aufweisen. Der Grund hierfür muss in den mittels der δ -Dotierung eingebrachten Ladungsträgern zu suchen sein, da der erste Wachstumsschritt bis zu Zimmertemperatur untersucht werden konnte (siehe Abbildung 7.9 a)). Bei höheren Temperaturen ist aufgrund der größeren Zahl von Ladungsträgern auch der Strom im leitfähigen Kanal an der Spaltfläche höher und es kann somit eher zu einem Durchbrechen der Probe in diesem Kanal kommen.

Um den Spannungseinbruch in den Strom-Spannungskennlinien genauer zu untersuchen und um zu verifizieren, dass dieser Spannungseinbruch wie vermutet von einer strominduzierten Erwärmung der Probe herrührt, wurden an der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D040819C (vgl. Anhang C) Strom-Spannungskennlinien für unterschiedliche Tastverhältnisse (engl.: *Duty-Cycles*, DCs) aufgenommen. Die Probe D040819C unterscheidet sich von der in Abbildung 7.11 untersuchten Quantendrahtintersubbandemitterprobe nur geringfügig durch eine etwas geringere δ -Dotierung entlang der [110]-Richtung. Bei beiden Proben wurde der gleiche erste Wachstumsschritt D040713C verwendet. Die tastverhältnisabhängigen Messungen wurden an einer Probe mit den Abmessungen $1.9 \times 0.7\text{ mm}^2$ durchgeführt. Abbildung

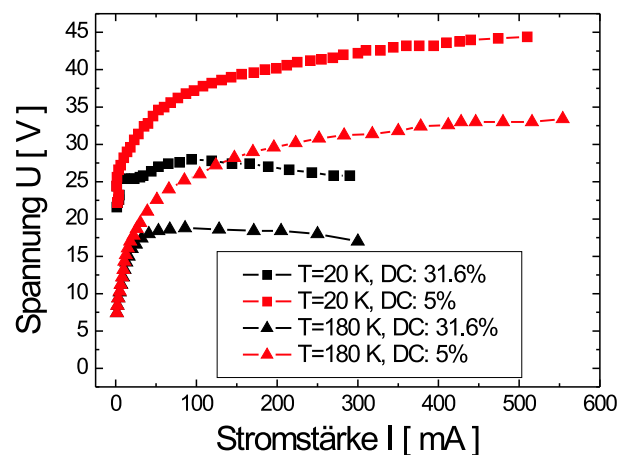


Abbildung 7.12: Strom-Spannungskennlinien der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D040819C für zwei verschiedene Temperaturen und Tastverhältnisse (DCs).

7.12 zeigt exemplarisch Strom-Spannungskennlinien bei zwei verschiedenen Temperaturen und Tastverhältnissen. Es sind dabei Messungen für ein Tastverhältnis von 31.6%, welches bei den übrigen hier vorgestellten Messungen verwendet wurde, und für ein geringes Tastverhältnis von 5% dargestellt. Bei einem hohen Tastverhältnis wird die Probe innerhalb der Pulswiederholrate länger mit Strom versorgt als bei einem niedrigen Tastverhältnis. Daher kann sich die Probe bei einem hohen Tastverhältnis durch den aufgeprägten Strom stärker aufheizen als bei einem niedrigen Tastverhältnis. Der Grund dafür liegt daran, dass bei einem hohen Tastverhältnis weniger Zeit ohne Stromfluss bleibt, um die durch den Strompuls erzeugte Wärme im Bauteil abzuleiten [Pfl03]. Dabei ist zu beachten, dass die Spannung bei den Quantendrahtstrukturen nicht nur am aktiven Bereich abfällt, sondern auch an den

undotierten GaAs-Mantelschichten. Damit wird die elektrische Leistung nicht nur am aktiven Bereich dissipiert wie in konventionellen Quantenkaskadenlasern, sondern auch an den Bereichen mit den undotierten GaAs-Mantelschichten.

Der Einfluss der strominduzierten Erwärmung der Probe bei einem hohen Tastverhältnis ist in Abbildung 7.12 gut zu erkennen. So beobachtet man bei einem hohen Tastverhältnis von 31.6% im Bereich von 200 mA – 300 mA einen Rückgang der Spannung an der Probe. Bei einem geringen Tastverhältnis von 5% hingegen ist dieser Spannungsrückgang nicht zu beobachten und die Spannung nimmt kontinuierlich mit zunehmender Stromstärke zu und erreicht größere Werte als bei hohem Tastverhältnis. Der Rückgang der Spannung lässt sich mit einer strominduzierten Erwärmung der Probe und einem damit verbundenem Übergang der Strom-Spannungskennlinie in einen neuen Gleichgewichtszustand bei der erhöhten Proben temperatur erklären [Wit06]. Dies ist ein dynamischer Prozess, da im neuen Zustand auf der Strom-Spannungskennlinie eine andere elektrische Leistung im Bauteil dissipiert wird, was wiederum zu einer veränderten Erwärmung des Bauteils führt. Dieser Prozess setzt sich fort, bis ein Gleichgewichtszustand erreicht wird. Bei einem niedrigen Tastverhältnis von 5% ist die strominduzierte Erwärmung der Probe stark reduziert und es ist kein Rückgang der Spannung aufgrund einer strominduzierten Erwärmung der Probe mehr zu beobachten. Vielmehr sehen die Strom-Spannungskennlinien denen eines konventionellen Schicht-QCLs aus Abbildung 7.2 ähnlich. Allerdings sind bei dem hier untersuchten Quantendrahtintersubbandemitter die gemessenen Spannungen aufgrund der geringeren Dotierung und dem damit verbundenen größeren Serienwiderstand wesentlich höher.

Die tastverhältnisabhängigen Messungen aus Abbildung 7.12 lassen auch ein besseres Verständnis des Verhaltens der Strom-Spannungskennlinien des ersten Wachstumschritts zu. Die strominduzierte Erwärmung der Quantendrahtprobe und der damit verbundene Übergang der Strom-Spannungskennlinie in einen neuen Gleichgewichtszustand bei einer erhöhten Proben temperatur erklärt auch beim ersten Wachstumschritt das Einbrechen der Spannung bei relativ geringen Spannungswerten (vgl. Abbildung 7.7). Ist das strominduzierte Aufheizen der Probe nicht so stark wie z.B. bei der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D050202A, die durch die δ -Dotierung einen geringeren Widerstand aufweist, so können höhere Spannungswerte erreicht werden, bevor die Spannung durch strominduziertes Aufheizen der Probe zurückgeht (vgl. Abbildung 7.11). Dieser Effekt wird auch durch die tastverhältnisabhängigen Messungen der Probe D040819C aus Abbildung 7.12 bestätigt. Ein geringes Tastverhältnis hat aber nicht nur Vorteile. Bei niedrigen Tastverhältnissen nimmt die Intensität der ausgekoppelten Intersubbandstrahlung ab, wie im nächsten Abschnitt (siehe Abbildungen 7.19 a) und b)) zu sehen ist.

Die mit den tastverhältnisabhängigen Messungen erzielten Ergebnisse liefern Erkenntnisse für zukünftige Probenstrukturen. Um die Proben auch bei höheren Tastverhältnissen betreiben zu können, muss das Strukturdesign z.B. durch die Stärke der Dotierung verändert werden, wie es weiter unten in diesem Abschnitt beschrieben wird. Außerdem kann die thermische Ankopplung der Probe an die Wärmesenke

(Kupferplatte) verbessert werden, indem man die Proben nicht mit Leitsilber auf die Kupferplatte klebt, sondern diese mit Indium auf die Kupferplatte lötet. Dadurch wird ein besserer Abtransport der erzeugten Wärme von der Probe erreicht.

Bei den bisher untersuchten Proben, dem ersten Wachstumsschritt D040713C und den zwei unterschiedlich dotierten Quantendrahtintersubbandemitterproben D040819C und D050202A (siehe Anhang C) ist auch der Einfluss der Dotierung auf die Strom-Spannungskennlinien und auf den Effekt der strominduzierten Erwärmung der Proben zu erkennen (siehe Abbildung 7.13). Beim ersten Wachstumsschritt sind keine weiteren Schichten außer den GaAs- n^{++} -Kontaktschichten dotiert. Daher ist dort der Probenwiderstand sehr hoch und die Probe kann sich relativ leicht strominduziert aufheizen. Dies führt in den Strom-Spannungskennlinien zu einem ausgeprägten Spannungseinbruch bei relativ niedrigen Spannungswerten (vgl. Abbildung 7.7). Für die Quantendrahtintersubbandemitterprobe D050202A mit der stärksten δ -Dotierung ist der Spannungseinbruch nicht so ausgeprägt, da die eingebrachte Dotierung und der damit verbundene leitfähige Kanal an der Spaltfläche den Widerstand der Probe senken. Somit wird das strominduzierte Aufheizen der Probe und das damit verbundene Einbrechen der Spannung vermindert. Daher kann man bei dieser Probe höhere Spannungswerte bei gleicher Stromstärke messen als zum Beispiel beim ersten Wachstumsschritt (vgl. Abbildung 7.11 und 7.7). Dieses Ergebnis wird durch die Probe D040819C bestätigt, die eine etwas geringere δ -Dotierung als die Probe D050202A besitzt (vgl. Anhang C). Hier ist, wie beim ersten Wachstumsschritt, für ein hohes Tastverhältnis ein Einbrechen der Spannung bei geringen Spannungswerten zu beobachten (vgl. Abbildung 7.12). Der Einbruch der Spannung ist nicht so ausgeprägt wie beim ersten Wachstumsschritt (vgl. Abbildung 7.7), da die eingebrachte δ -Dotierung den Probenwiderstand im Vergleich zum ersten Wachstumsschritt senkt. Das strominduzierte Aufheizen der Probe wird dadurch vermindert. Bei den in Abbildung 7.13 dargestellten stromkontrollierten Messungen lässt sich somit gut erkennen, dass mit einem zunehmenden Probenwiderstand eine zunehmende Erwärmung der Probe aufgrund einer größeren dissipierten elektrischen Leistung einhergeht. Diese Erwärmung führt dann dazu, dass der Probenwiderstand reduziert wird und so bei gleicher Stromstärke die am Bauteil abfallende Spannung geringer ist.

Allerdings hat eine Erhöhung der δ -Dotierung nicht nur den Vorteil einer Verminderung des strominduzierten Aufheizens der Probe. Eine zunehmende Stärke der δ -Dotierung bringt auch den Nachteil eines zunehmend instabilen Verhaltens der Strom-Spannungskennlinien mit sich. Eine zunehmende δ -Dotierung führt zu mehr Ladungsträgern im leitfähigen Kanal an der Spaltfläche. Dies lässt diesen Kanal aufgrund einer dort erhöhten Stromdichte schon bei geringeren Gesamtströmen durchbrechen. So wird bei tiefen Temperaturen die Stromstärke und die Spannung bei der Quantendrahtintersubbandemitterprobe mit der größten δ -Dotierung (D050202A) bei Stromstärken von etwa 225 mA instabil, während dies bei der etwas geringer dotierten Quantendrahtintersubbandemitterstruktur D040819C erst bei größeren Stromstärken von etwa 300 mA geschieht. Der erste Wachstumsschritt zeigt dagegen kein instabiles Verhalten von Strom und Spannung und wurde bis

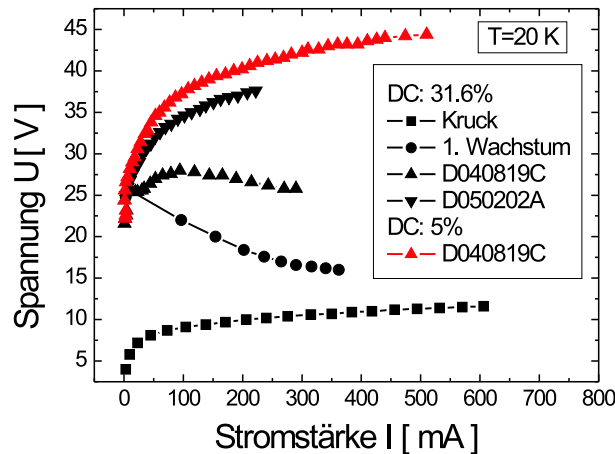


Abbildung 7.13: Strom-Spannungskennlinien bei einer Wärmesenktemperatur von etwa $T \approx 20\text{ K}$ für die in den letzten Abschnitten untersuchten Proben. Dies sind die QCL-Struktur nach Kruck *et al.*, der undotierte erste Wachstumsschritt D040713C und die Quantendrahtintersubbandemitterproben D040819C und D050202A, wobei sich letztere durch die Stärke der in der [110]-Richtung eingebrachten δ -Dotierung unterscheiden (siehe Anhang C). Alle diese Proben wurden bei einem Tastverhältnis von 31.6% vermessen. Zusätzlich ist auch die Strom-Spannungskennlinie der Probe D040819C bei einem Tastverhältnis von 5% dargestellt, die keinen Spannungseinbruch aufweist. Bei einem hohen Tastverhältnis ist dagegen ein Spannungseinbruch zu beobachten. Dieser Spannungseinbruch wird als ein Übergang der Strom-Spannungskennlinie in einen neuen Gleichgewichtszustand bei einer neuen, erhöhten lokalen Temperatur interpretiert. Diese erhöhte lokale Temperatur wird dabei durch strominduziertes Aufheizen der Probe verursacht.

zu Stromstärken von 400 mA untersucht. Auch das Temperaturverhalten der Proben weist einen Zusammenhang mit der Stärke der δ -Dotierung auf. So beginnt die stärker δ -dotierte Quantendrahtintersubbandemitterprobe schon bei geringeren Temperaturen von $T \approx 110\text{ K}$ durchzubrechen als die etwas schwächer dotierte Probe ($T \approx 180\text{ K}$). Der undotierte erste Wachstumsschritt konnte dagegen bis zu Zimmertemperatur untersucht werden. Dies wird ebenfalls mit dem temperaturabhängigen Durchbrechen des leitfähigen Kanals an der Spaltfläche in Verbindung gebracht.

Für den Betrieb eines Quantendrahtintersubbandlasers muss ein instabiles Verhalten der Probe vermieden werden, d.h. sie darf insbesondere nicht durchbrechen bevor Laserbetrieb erreicht wird. Dies ist in den hier präsentierten mittels CEO hergestellten Strukturen nach Abschnitt 5.3 selbst im gepulsten Betrieb prinzipiell nicht möglich. Die hier erzielten Ergebnisse können jedoch für andere Strukturwürfe wichtige Anhaltspunkte geben. Die δ -Dotierung entlang der [110]-Richtung bewirkt die Ausbildung von quantendrahtähnlichen Zuständen an der Spaltfläche (vgl. Abschnitt 2.1.2). Daher sollte zum einen die δ -Dotierung möglichst groß sein, um die quantendrahtähnlichen Zustände voll ausnutzen zu können. Zum anderen darf sie aber nicht so groß werden, dass das untere Laserniveau mit Elektronen überschwemmt wird und keine Emission mehr zu beobachten ist [Schm03]. Außerdem legen die hier erzielten Ergebnisse nahe, die δ -Dotierung entlang der [110]-Richtung zu senken, um die Proben gegen ein Durchbrechen zu stabilisieren. Der hohe Probenwiderstand sowohl des ersten Wachstumsschritts als auch der Quantendrahtintersubbandemitter-

terstrukturen kommt hauptsächlich durch die undotierten GaAs-Mantelschichten zustande und sorgt so für ein strominduziertes Erwärmen der Probe bei höheren Tastverhältnissen. Daher könnte es in zukünftigen Strukturen von Vorteil sein, diese GaAs-Mantelschichten wie in konventionellen QCL-Strukturen zu dotieren. Dies würde den Probenwiderstand senken und zu einer Verminderung der strominduzierten Erwärmung der Probe führen. Dadurch würde ein verstärkter Stromfluss über die Schichten des ersten Wachstumsschritts erreicht und diese könnten somit, ähnlich wie in den Arbeiten von Feil *et al.* [Fei05, Fei06], zu einer Stabilisierung des Stromflusses entlang des leitfähigen Kanals an der Spaltfläche führen. Allerdings kann es bei einem erhöhten Stromfluss über die Schichten des ersten Wachstumsschritts, welche eine undotierte QCL-Struktur darstellten, zu Elektrolumineszenz aus dem zugrunde liegenden Quantenschichtsystem kommen (vgl. Abschnitt 7.2.2). Bei einem funktionierenden Quantendrahtintersubbandlaser sollte jedoch gewährleistet sein, dass Laseremission nur aus dem Quantendrahtsystem kommen kann. Wie und ob man den Ursprung von Intersubbandelektrolumineszenz aus Quantendrahtkaskadenemitterstrukturen dem Quantendrahtsystem oder dem dieser Struktur zugrunde liegenden Quantenschichtsystem zuordnen kann, wird unter anderem im folgenden Abschnitt behandelt.

7.3.2 Spektrale Charakterisierung

In Abbildung 7.14 a) sind die Elektrolumineszenzspektren der Probe D050202A (siehe Anhang C) für verschiedene Stromstärken bei einer Wärmesenktemperatur von $T = 20$ K aufgetragen. Es sind wie bei den Spektren des ersten Wachstumsschritts (vgl. Abbildung 7.8 a)) zwei Maxima zu erkennen. Das niederenergetische Maximum bei etwa 120 meV wird dem Übergang $37 \rightarrow 6$ und das höherenergetische Maximum bei etwa 162 meV wird dem Übergang $37 \rightarrow 2$ gemäß der Notation aus Abschnitt 2.1.2 zugeordnet. Der Energieunterschied zwischen den Zuständen 6 und 2 beträgt folglich etwa 40 meV, was etwas größer als die LO-Phononenergie ist und somit eine Entleerung von Zustand 6 durch LO-Phononstreuung gewährleistet ist. Die gemessene Übergangsenergie von Zustand 37 nach 6 ist dabei geringer als die in Tabelle 3.1 mit AQUILA berechnete Übergangsenergie. Dies hat im Wesentlichen zwei Gründe. Zum einen führt die Nichtparabolizität des Leitungsbands zu einem Absenken der Übergangsenergie und zum anderen kann die über die δ -Dotierung eingebrachte Ladungsträgerkonzentration von der bei der Berechnung verwendeten abweichen. Die maximale Ausgangsintensität des Übergangs $37 \rightarrow 6$ nimmt in etwa linear mit zunehmender Stromstärke zu (vgl. Abbildung 7.14 b)). Allerdings nimmt die volle Halbwertsbreite (FWHM) dieses Übergangs mit zunehmender Stromstärke nicht ab wie bei der konventionellen QCL-Struktur nach Kruck *et al.*, sondern stetig zu. Dies ist auf das strominduzierte Aufheizen der Probe zurückzuführen, welches zu einer Zunahme der nichtstrahlenden Übergänge und damit zu einer Vergrößerung der Halbwertsbreite führt.

Abbildung 7.15 a) zeigt die temperaturabhängigen Elektrolumineszenzspektren der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D050202A bei einer Stromstärke von $I = 200$ mA. Anders als bei den Spektren der konventionellen QCL-Struktur nach Kruck

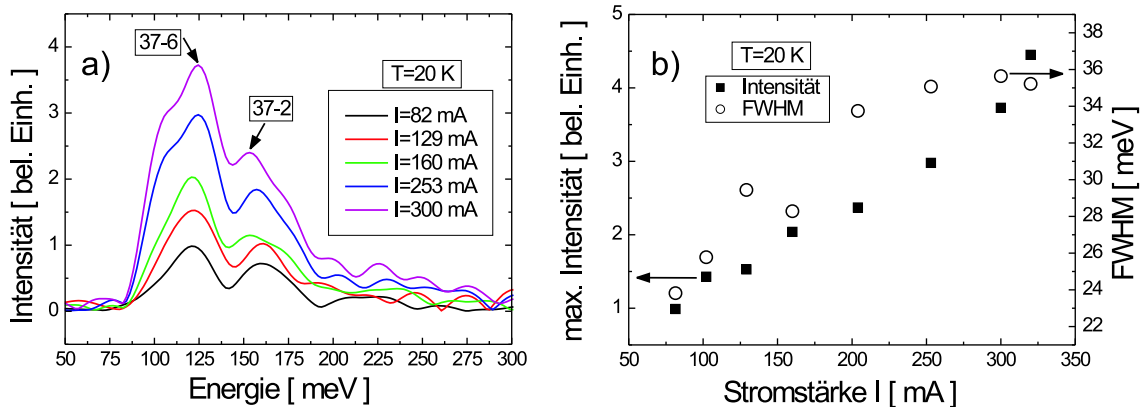


Abbildung 7.14: a) Stromabhängige Elektrolumineszenzspektren der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D050202A bei einer Wärmesenktemperatur von 20 K. b) Maximale Intensität und volle Halbwertsbreite (FWHM) des Übergangs 37 → 6 in Abhängigkeit von der Stromstärke bei einer Temperatur von 20 K.

et al. und den Spektren des ersten Wachstumsschritts aus den Abschnitten 7.1.2 und 7.2.2 konnten die Quantendrahtintersubbandemitterproben nur bis zu einer Temperatur von maximal 190 K untersucht werden. Allerdings werden die Proben oberhalb von etwa 110 K instabil, weshalb sich die spektrale Untersuchung auf den Temperaturbereich unterhalb von 110 K beschränkt. Wie schon im letzten Abschnitt bei der elektrischen Charakterisierung der Quantendrahtintersubbandemitterproben beschrieben, werden diese bezüglich Strom und Spannung instabil und brechen bei diesen Temperaturen leicht durch. Dabei zeigt sich, dass die maximale Intensität des Übergangs 37 → 6 mit zunehmender Temperatur nahezu konstant bleibt (siehe Abbildung 7.15 b)), wie bei den Spektren des ersten Wachstumsschritts und der konventionellen QCL-Struktur aus Abbildung 7.9 und 7.5 bei niedrigen Temperaturen. Das Einbrechen der Intensität bei etwa 100 K geschieht in dem Bereich, in dem die Probe instabil wird.

Die kombinierte volle Halbwertsbreite (FWHM) aus den Übergängen 37 → 6 und 37 → 2 ist wesentlich größer als beim ersten Wachstumsschritt und bei der konventionellen QCL-Struktur. Dies liegt vermutlich am thermischen Aufheizen der Proben. Dieses ist auch verantwortlich für den Anstieg der vollen Halbwertsbreite mit zunehmender Temperatur, während die kombinierte Halbwertsbreite beim ersten Wachstumsschritt und bei der konventionellen QCL-Struktur für Temperaturen unterhalb von 100 K in etwa konstant bleibt. Die durch strominduziertes Aufheizen der Probe verursachte große Halbwertsbreite lässt sich auch in Abbildung 7.15 a) am sehr breiten Spektrum bei einer Temperatur von $T = 87\text{ K}$ und einer Stromstärke von $I = 200\text{ mA}$ erkennen. Die vergrößerte Halbwertsbreite bei den Quantendrahtintersubbandemitterproben kann ihre Ursache auch zum Teil in einer verstärkten Grenzflächenstreuung durch die im zweiten Wachstumsschritt aufgebraachte zusätzliche Grenzfläche haben. Auch die Streuung von Elektronen an den Donatoratomen der δ -Dotierung kann dabei eine Rolle spielen. In Abbildung 7.15 c) ist die Energie der Übergänge 37 → 6 und 37 → 2 in Abhängigkeit von der Temperatur bei

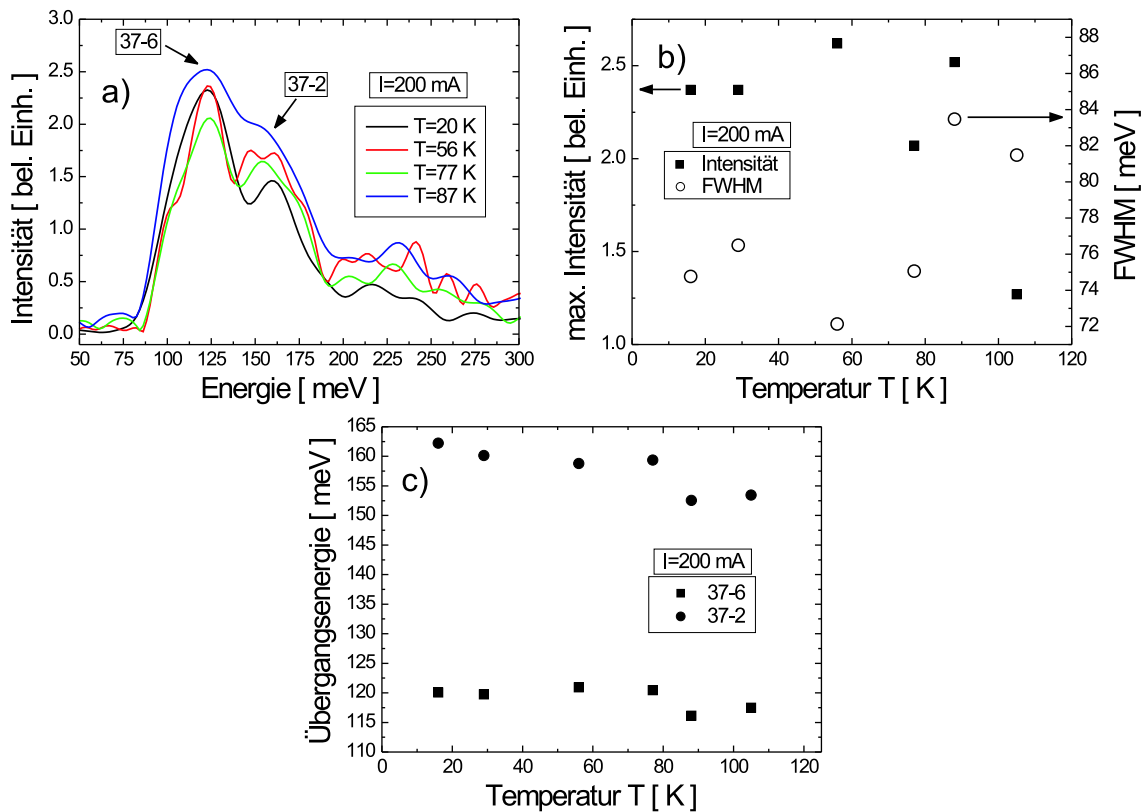


Abbildung 7.15: a) Temperaturabhängige Spektren der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D050202A bei einer Stromstärke von 200 mA. b) Maximale Intensität des Übergangs $37 \rightarrow 6$ und kombinierte volle Halbwertsbreite (FWHM) der Übergänge $37 \rightarrow 6$ und $37 \rightarrow 2$ in Abhängigkeit von der Temperatur bei einer Stromstärke von $I = 200$ mA. c) Übergangsenergien der Übergänge $37 \rightarrow 6$ und $37 \rightarrow 2$ in Abhängigkeit von der Temperatur für eine Stromstärke von $I = 200$ mA.

einer Stromstärke von $I = 200$ mA dargestellt. Wie bei der konventionellen QCL-Struktur nach Kruck *et al.* und dem ersten Wachstumsschritt ist eine Abnahme der Übergangsenergien mit steigender Temperatur zu beobachten, deren Ursache bereits bei diesen Proben behandelt wurde.

Abbildung 7.16 a) zeigt die polarisationsabhängigen Spektren der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D050202A bei einer Stromstärke von $I = 200$ mA und einer Temperatur von $T = 47$ K. Es treten wie bei den strom- und temperaturabhängigen Spektren aus den Abbildungen 7.14 a) und 7.15 a) sowohl im unpolarisierten als auch im TM-polarisierten Spektrum zwei Maxima auf, die den Übergängen $37 \rightarrow 6$ und $37 \rightarrow 2$ zuzuordnen sind. Für TE-polarisierte Elektrolumineszenzstrahlung sind die beiden Maxima nicht zu erkennen. Die beobachtete Elektrolumineszenzstrahlung ist daher TM-polarisiert. Das bei TE-Polarisation zu erkennende Signal kann nach Vergleich mit der Hintergrundstrahlung im Spektrometer thermischer Strahlung und Artefakten bei der Fouriertransformation zugeordnet werden. Bei Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen wird nach den Auswahlregeln allerdings auch eine TE-polarisierte Komponente der Elektrolumineszenzstrahlung erwartet. Betrachtet man die Übergangsmatrixelemente für den Übergang $37 \rightarrow 6$ aus Tabelle 3.3, so ist

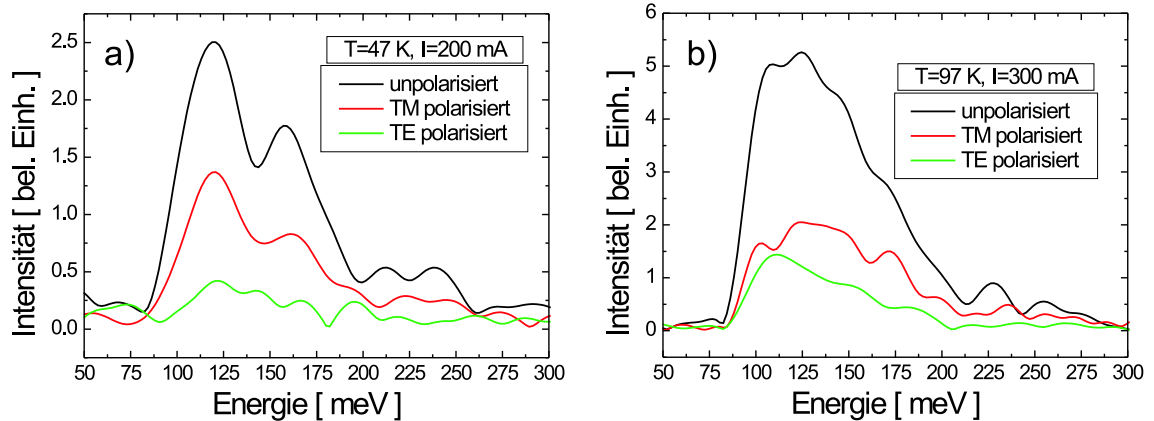


Abbildung 7.16: a) Polarisationsabhängige Spektren der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D050202A bei einer Stromstärke von $I = 200$ mA und einer Temperatur von $T = 47$ K. b) Polarisationsabhängige Spektren der Probe D050202A bei einer Stromstärke von $I = 300$ mA und einer Temperatur von $T = 97$ K.

das Matrixelement für eine Polarisation in x -Richtung entlang der $[001]$ -Richtung (TM-Polarisation) etwa 100-mal größer als für eine Polarisation in y -Richtung entlang der $[110]$ -Richtung (TE-Polarisation). Ähnliches gilt für den Übergang $37 \rightarrow 2$. Das Übergangsmatrixelement ist proportional zum Betrag des elektrischen Feldvektors der ausgesandten Elektrolumineszenzstrahlung in der entsprechenden Richtung. Damit ist der Betrag des elektrischen Feldvektors für TM-Polarisation etwa 100-mal größer als für TE-Polarisation. Hinzu kommt, dass am Detektor nicht die elektrische Feldstärke gemessen wird, sondern die Intensität, die proportional zum Betragsquadrat der elektrischen Feldstärke ist. Also ist die für TM-Polarisation gemessene Intensität am Detektor etwa um einen Faktor 10000 größer als für die TE-Polarisation. Da die detektierten Intensitäten der unpolarisierten Elektrolumineszenzstrahlung schon sehr gering sind, kann somit eine TE-Polarisation selbst mit dem hier verwendeten hochempfindlichen Detektor nicht nachgewiesen werden. Obwohl bei den hier vorgestellten Spektren die Intensitäten lediglich in beliebigen Einheiten angegeben sind, kann die über beide Maxima der Übergänge $37 \rightarrow 6$ und $37 \rightarrow 2$ integrierte Leistung am Detektor durch Eichung mit einem Bolometer auf etwa 1 nW abgeschätzt werden.

Die Ursache für das um etwa einen Faktor 100 kleinere Matrixelement für eine Polarisation in $[110]$ -Richtung als in $[001]$ -Richtung liegt hierbei an dem durch die δ -Dotierung verursachten relativ schwachen Einschlusspotential entlang der $[110]$ -Richtung. Dadurch dass dieses Einschlusspotential viel schwächer als das Einschlusspotential der Quantenfilme ist, lässt sich ein Nachweis über den Ursprung der gemessenen Elektrolumineszenzstrahlung, d.h. ob diese aus den Quantendrähten an der Spaltfläche oder aus den Quantenfilmen des zugrunde liegenden ersten Wachstumsschritts stammt, mittels polarisationsabhängiger Messungen nicht führen. Um dies zu ermöglichen ist ein stärkeres Einschlusspotential an der Spaltfläche vonnöten, was auch den Materialgewinn in diesen Strukturen vergrößern würde. Ebenso könnte eine Erhöhung der Ausgangsleistung eine Detektion von TE-polarisierter Strahlung in den vorgestellten Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen möglich machen.

Dazu müssten die Proben stabiler gegenüber Strom und Spannung sein, so dass mehr Strom über den leitfähigen Kanal fließen kann, ohne dass die Probe durchbricht oder sich zu stark aufheizt. Dies kann zum Beispiel durch eine Veränderung der Dotierung geschehen.

Das schwache Signal, das bei TE-Polarisation gemessen wird, kann durch Vergleich mit dem Hintergrundspektrum dem Aufheizen der Probe zugeschrieben werden und ist daher thermischen Ursprungs. Das Aufheizen der Probe lässt sich auch daran beobachten, dass bei zunehmenden Stromstärken die Wärmesenktemperatur leicht zunimmt. Die dabei ausgesandte Wärmestrahlung wird bei der Aufnahme der Spektren detektiert und ist der Intersubbandelektrolumineszenz überlagert. Dies macht sich vor allem bei hohen Stromstärken in den aufgenommenen Spektren bemerkbar, wie in Abbildung 7.16 b) zu erkennen ist. Hier sind polarisationsabhängige Spektren bei einer Stromstärke von 300 mA und einer Wärmesenktemperatur von 97 K dargestellt. Sowohl im unpolarisierten Spektrum als auch im TM-polarisierten Spektrum sind die beiden Maxima aufgrund der Übergänge $37 \rightarrow 6$ und $37 \rightarrow 2$ nicht zu erkennen. Stattdessen ist die TE-polarisierte Strahlung fast genauso stark wie die TM-polarisierte Strahlung. Allerdings zeigt die TE-polarisierte Strahlung ein relativ breites Spektrum, das von 200 meV bis 100 meV stetig ansteigt und ein Maximum bei etwa 100 meV aufweist. Bei dieser Energie schneidet der Detektor ab (engl.: *Cut-off*) und die detektierte Intensität fällt ab. Ein derartiges Spektrum ist typisch für thermische Hintergrundstrahlung. Man kann zwar erkennen, dass das TM-polarisierte Spektrum im Vergleich zum TE-polarisierten Spektrum zu höheren Energien verschoben ist. Dennoch kann ein eventuell vorhandenes Intersubbandelektrolumineszenzsignal nicht zweifelsfrei identifiziert werden, da diesem die thermische Hintergrundstrahlung überlagert ist. Selbst eine Subtraktion des TE-polarisierten Spektrums vom TM-polarisierten Spektrum lässt keine eindeutige Identifizierung zu.

Neben polarisationsabhängigen Messungen an der Elektrolumineszenzstrahlung auf der $(1\bar{1}0)$ -Facette wurden auch polarisationsabhängige Messungen auf der (110) -Fläche und auf der (001) -Oberfläche durchgeführt [Han06]. Aufgrund der Auswahlregeln für Intersubbandübergänge ergibt sich dabei für Quantendrahtsysteme in den verschiedenen Beobachtungsrichtungen ein anderes Polarisationsverhalten der emittierten Intersubbandstrahlung als für Quantenfilmsysteme. In Abbildung 7.17 sind die unterschiedlichen Geometrien bei der Aufnahme der polarisationsabhängigen Spektren von Quantendrahtintersubbandemittern dargestellt. Die polarisationsabhängigen Messungen aus Abbildung 7.16 wurden dabei in der linken Geometrie (Facetten-Emission) aus Abbildung 7.17 aufgenommen. Dabei wird die Strahlung, die aus der $(1\bar{1}0)$ -Oberfläche (Facette) ausgekoppelt wird, untersucht. In Tabelle 7.2 sind die für Intersubbandübergänge erlaubten Polarisationsrichtungen in den verschiedenen Betrachtungsrichtungen im Quantenfilmsystem denen im Quantendrahtsystem gegenübergestellt. So erkennt man, dass bei einer Ausbreitung der emittierten Strahlung in $[1\bar{1}0]$ -Richtung im Quantendrahtsystem sowohl eine TM- als auch eine TE-Polarisation erlaubt ist. Im Gegensatz dazu ist im Quantenfilmsystem nur TM-Polarisation erlaubt. Allerdings konnte in den hier vorgestellten Quantendrahtintersubbandemitterproben wie oben beschrieben aufgrund des schwachen Einschlusspo-

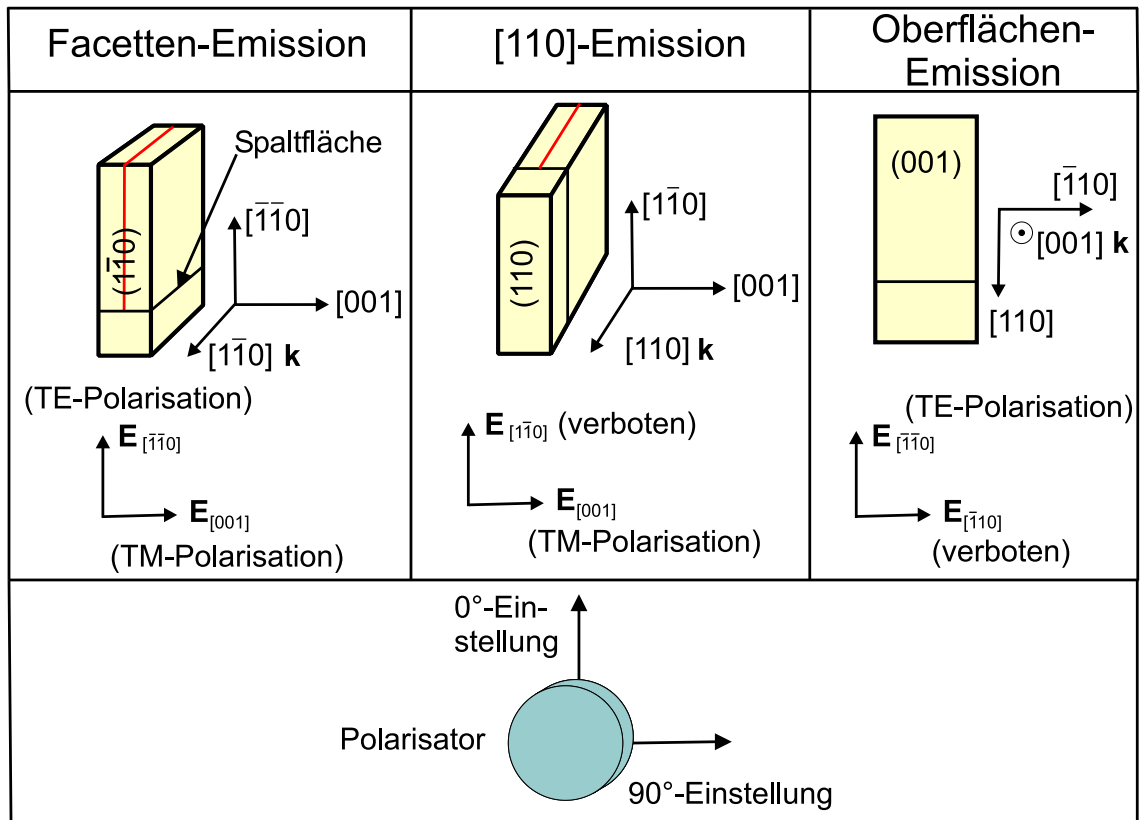


Abbildung 7.17: Unterschiedliche in dieser Arbeit verwendete Geometrien zur Aufnahme von polarisationsabhängigen Spektren. Bei der linken Geometrie wird die beobachtete Elektrolumineszenzstrahlung über die $(1\bar{1}0)$ -Fläche (Facette) ausgekoppelt, während dies bei der mittleren Geometrie über die (110) -Fläche passiert. In der rechten Geometrie wird die Strahlung aus der (001) -Oberfläche der Probe untersucht. Es sind auch die verschiedenen Polarisationen angegeben, die bei den unterschiedlichen Geometrien für Intersubbandstrahlung in dem in dieser Arbeit vorgestellten Quantendrahtsystem erwartet werden. Diese Auswahlregeln sind in Tabelle 7.2 zusammengefasst.

tentials entlang der $[110]$ -Richtung kein Hinweis auf eine TE-Polarisation der emittierten Strahlung gefunden werden (vgl. Abbildung 7.16 a)). Bei einer Untersuchung der über die (110) -Fläche austretenden Strahlung kann sowohl im Quantendraht- als auch im Quantenfilmsystem nur TM-polarisierte Strahlung beobachtet werden (vgl. Abbildung 7.17 Mitte und Tabelle 7.2). Im Quantenfilmsystem kann keine Emission aus der Oberfläche der Probe, also in $[001]$ -Richtung, beobachtet werden. Im Gegensatz dazu besteht im Quantendrahtsystem die Möglichkeit TE-polarisierte Strahlung aus der Probenoberfläche in $[001]$ -Richtung auszukoppeln.

Aus diesem Grund wurden an den oben untersuchten Quantendrahtintersubbandemitterproben auch polarisationsabhängige Messungen an der aus der (110) -Fläche sowie an der aus der (001) -Fläche emittierten Strahlung durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Abbildung 7.18 a) und b) dargestellt. Bei der Emission aus der (110) -Fläche ist ein polarisationsabhängiges Verhalten der Elektrolumineszenzstrahlung erkennbar (vgl. Abbildung 7.18 a)). Wie aus Abbildung 7.17 Mitte und Tabelle 7.2 zu erwarten ist, kann nur die TM-Komponente der Elektrolumi-

	Polarisation	$\mathbf{E}_{[001]}$	$\mathbf{E}_{[110]}$	$\mathbf{E}_{[1\bar{1}0]}$
	Ausbreitungsrichtung			
Quantenfilm	$\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$	erlaubt (TM)	verboten	unmöglich
	$\mathbf{k} \parallel [110]$	erlaubt (TM)	unmöglich	verboten
	$\mathbf{k} \parallel [001]$	unmöglich	verboten	verboten
Quantendraht	$\mathbf{k} \parallel [1\bar{1}0]$	erlaubt (TM)	erlaubt (TE)	unmöglich
	$\mathbf{k} \parallel [110]$	erlaubt (TM)	unmöglich	verboten
	$\mathbf{k} \parallel [001]$	unmöglich	erlaubt (TE)	verboten

Tabelle 7.2: Auswahlregeln für Intersubbandübergänge in Quantenfilm- und Quantendrahtsystemen für verschiedene Ausbreitungsrichtungen \mathbf{k} der elektromagnetischen Strahlung. Bei den erlaubten Übergängen ist jeweils angegeben, ob es sich um die TM- oder TE-Komponente der Elektrolumineszenzstrahlung handelt. Komponenten des elektrischen Feldes entlang der Ausbreitungsrichtung \mathbf{k} sind nicht möglich und daher als „unmöglich“ gekennzeichnet, da das elektrische Feld stets senkrecht zur Ausbreitungsrichtung orientiert sein muss.

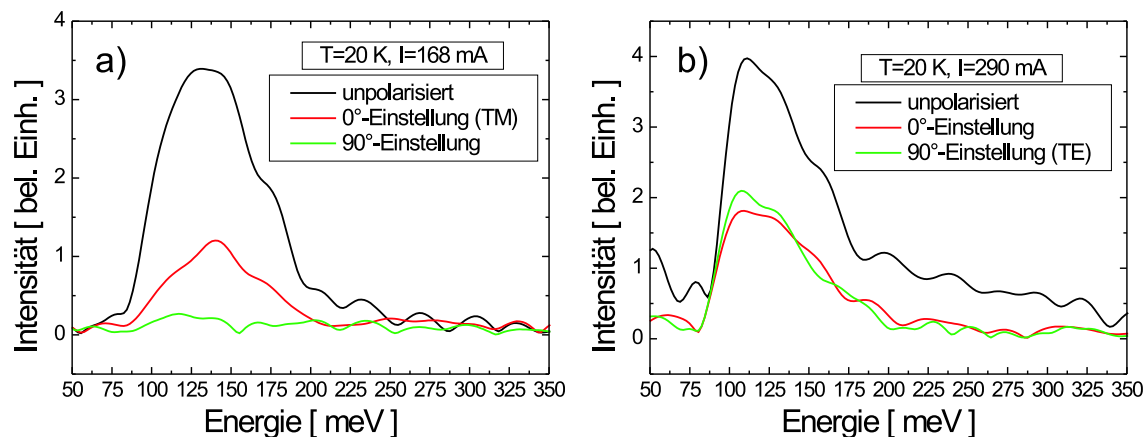


Abbildung 7.18: a) Polarisationsabhängige Spektren der Probe D050202A bei einer Stromstärke von 168 mA und einer Temperatur von 20 K. Die gemessene Strahlung wurde dabei aus der (110)-Fläche ausgekoppelt. b) Polarisationsabhängige Spektren der Probe D050202A bei einer Stromstärke von 290 mA und einer Temperatur von 20 K. Die gemessene Strahlung wurde dabei aus der (001)-Oberfläche der Probe ausgekoppelt.

neszenzstrahlung gemessen werden. Allerdings ist im Spektrum nur ein Maximum bei etwa 140 meV erkennbar. Dies könnte daran liegen, dass man die Elektrolumineszenzstrahlung durch die Schichten des zweiten Wachstumsschritts beobachtet. Diese Schichten könnten die Elektrolumineszenzstrahlung derart beeinflussen, dass aus den beiden Maxima ein breites Maximum wird beispielsweise durch eine Überlagerung mit thermischer Hintergrundstrahlung. Dies erklärt dann auch die relativ große Halbwertsbreite (FWHM) dieses Maximums von etwa 70 meV. Eine im Quantendrahtfall vorhandene TE-Komponente der Elektrolumineszenzstrahlung könnte durch eine Untersuchung der emittierten Strahlung durch die (001)-Oberfläche der Quantendrahtintersubbandemitterprobe nachgewiesen werden (vgl. Abbildung 7.17

Rechts und Tabelle 7.2). Diese Messungen sind in Abbildung 7.18 b) dargestellt. Die polarisationsabhängigen Spektren zeigen sowohl bei der 0° -Einstellung als auch bei der 90° -Einstellung des Polarisators ein relativ breites gleich starkes Maximum das von hohen Energien her kommend an Intensität zunimmt, bis der Detektor das Signal bei etwa 100 meV abschneidet. Wie schon in Abbildung 7.16 b) besprochen, ist dies ein klares Anzeichen für thermische Hintergrundstrahlung aufgrund der sich aufheizenden Probe. Die bei Quantendrahtsystemen zu erwartende TE-Komponente der Intersubbandstrahlung kann also auch in dieser Geometrie nicht beobachtet werden, da sie wie weiter oben schon beschrieben aufgrund des schwachen Einschlusspotentials entlang der $[110]$ -Richtung zu gering ist um detektiert werden zu können. Außerdem wird bei größeren Stromstärken eine eventuell vorhandene TE-Komponente der Elektrolumineszenzstrahlung von der thermischen Hintergrundstrahlung überlagert (siehe Abbildung 7.18 b)) und somit verdeckt.

Der Einfluss des strominduzierten Aufheizens der Proben auf die Elektrolumineszenzspektren kann, wie bei den Strom-Spannungskennlinien (vgl. Abbildung 7.13), durch eine Verringerung des Tastverhältnisses reduziert werden. Dazu wurden Elektrolumineszenzspektren der Quantendrahtintersubbandemitterprobe D040819C (siehe Anhang C) in Abhängigkeit vom Tastverhältnis aufgenommen. In Abbildung 7.19 a) sind tastverhältnisabhängige Spektren der Probe D040819C bei einer Stromstärke von 160 mA und einer Temperatur von 20 K dargestellt. Abbildung 7.19 b) zeigt die dazugehörigen maximalen Intensitäten der Übergänge $37 \rightarrow 6$ und $37 \rightarrow 2$ in Abhängigkeit vom Tastverhältnis. Man kann erkennen, dass mit zunehmendem

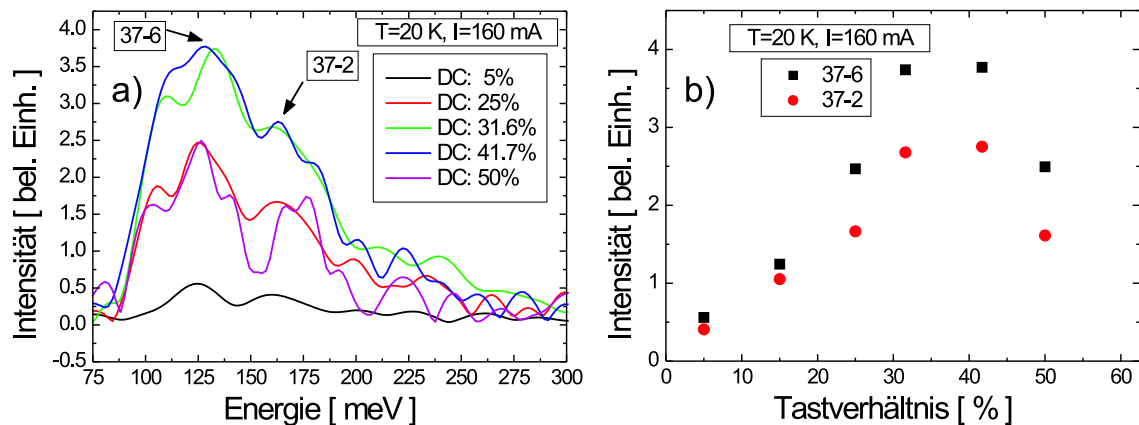


Abbildung 7.19: a) Elektrolumineszenzspektren der Probe D040819C bei einer Temperatur von 20 K und einer Stromstärke von 160 mA für verschiedene Tastverhältnisse. b) Aus Abbildung a) ermittelte maximale Intensität der Übergänge $37 \rightarrow 6$ und $37 \rightarrow 2$ in Abhängigkeit vom Tastverhältnis.

Tastverhältnis die Intensität für den Übergang $37 \rightarrow 6$ und $37 \rightarrow 2$ zunimmt. Allerdings nimmt mit zunehmendem Tastverhältnis auch die thermische Belastung der Probe zu, was sich in einer Verbreiterung des Spektrums äußert. Bei einem hohen Tastverhältnis werden die beiden Maxima der Übergänge $37 \rightarrow 6$ und $37 \rightarrow 2$ zunehmend von thermischer Hintergrundstrahlung überlagert. Während bei relativ geringen Tastverhältnissen die Elektrolumineszenzintensität nahezu linear mit stei-

gendem Tastverhältnis zunimmt, wird bei höheren Tastverhältnissen diese Zunahme deutlich geringer und es kommt sogar zu einer Abnahme der Elektrolumineszenzintensität (vgl. Abbildung 7.19 b)). Dies kann durch die verstärkte strominduzierte Erwärmung der Probe erklärt werden, die zu einer Zunahme der nichtstrahlenden Streumechanismen führt und somit die Elektrolumineszenzintensität verringert. Um den Einfluss thermischer Hintergrundstrahlung zu reduzieren, wurden an der Probe D040819C polarisationsabhängige Messungen bei einem geringen Tastverhältnis durchgeführt. Diese Messungen zeigten allerdings auch keinen Hinweis auf eine TE-polarisierte Komponente des elektrischen Feldes der Elektrolumineszenzstrahlung. Da bei einem geringen Tastverhältnis auch die Intensität der Elektrolumineszenzstrahlung zurückgeht und der Polarisator ebenfalls einen Teil der Intensität absorbiert, gestaltet es sich bei niedrigen Tastverhältnissen immer schwieriger eine eventuell vorhandene TE-Polarisation, die ohnehin schon sehr gering ist, zu detektieren. Daher konnte bei den polarisationsabhängigen Messungen bei einem niedrigen Tastverhältnis auch nur eine TM-Polarisation der emittierten Strahlung festgestellt werden.

7.4 Eigenschaften von Quantendrahtintersubbandlaserproben

In diesem Abschnitt werden die elektrischen und spektralen Eigenschaften von Quantendrahtintersubbandlaserproben behandelt. Diese Strukturen sind ähnlich zu den Quantendrahtintersubbandemitterproben aus Abschnitt 7.3. Allerdings wurde das zweite Wachstum auf einem anderen ersten Wachstumsschritt (D050831E) durchgeführt. Dieser erste Wachstumsschritt besitzt eine vergrößerte obere GaAs-Kontaktschicht, die insgesamt $6\ \mu\text{m}$ beträgt. Diese ist, wie in Abschnitt 6.5 beschrieben, nötig, damit die dicke GaAs-Wellenleiterschicht entlang der [110]-Richtung ungestört aufwachsen kann. Diese GaAs-Wellenleiterschicht entlang des zweiten Wachstumsschritts ist ein weiterer Unterschied zu den in Abschnitt 7.3 untersuchten Quantendrahtintersubbandemitterproben. Bei der in diesem Abschnitt betrachteten Quantendrahtintersubbandlaserprobe D051024D beträgt die Dicke dieser Wellenleiterschicht $5.7\ \mu\text{m}$. Diese Struktur enthält keine AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung und besitzt die gleichen Parameter für die δ -Dotierung, wie die in Abschnitt 7.3 untersuchte Quantendrahtintersubbandemitterprobe D050202A (siehe Anhang C). Die Quantendrahtintersubbandlaserproben und der zugehörige erste Wachstumsschritt wurden in gleicher Weise wie die Quantendrahtintersubbandemitterproben kontaktiert und auf ihre elektrischen und spektralen Eigenschaften hin untersucht.

7.4.1 Elektrische Charakterisierung

In Abbildung 7.20 a) sind die temperaturabhängigen Strom-Spannungskennlinien des ersten Wachstumsschritts D050813E der Quantendrahtintersubbandlaserprobe D051024D dargestellt. Die temperaturabhängigen Strom-Spannungskennlinien letzterer Struktur sind in Abbildung 7.20 b) dargestellt. Wie schon beim ersten Wachstumsschritt D040713C der Quantendrahtintersubbandemitterproben D040819C und

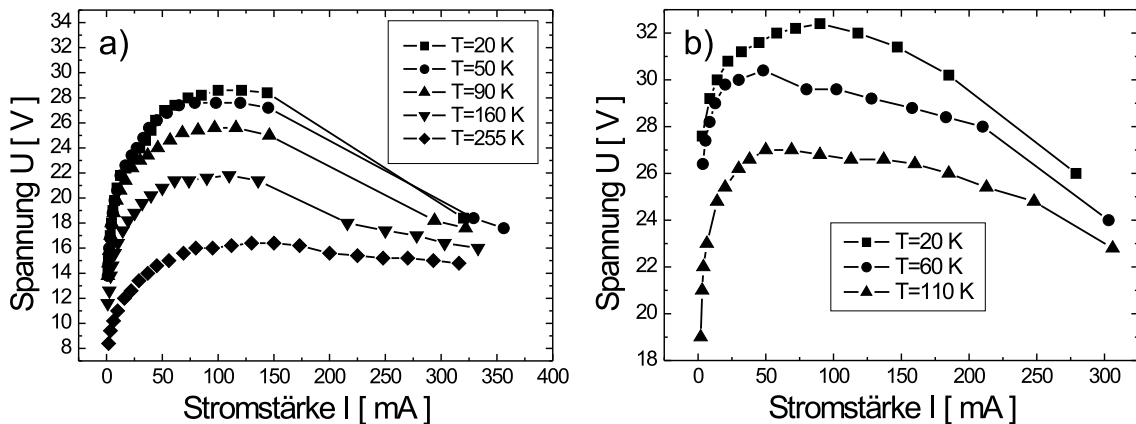


Abbildung 7.20: Temperaturabhängige Strom-Spannungskennlinien aufgenommen bei einem Tastverhältnis von 31.6% für a) den ersten Wachstumsschritt D050831E und b) die mit diesem ersten Wachstumsschritt hergestellte Quantendrahtintersubbandlaserprobe D051024D.

D050202A (vgl. Abschnitt 7.2.1), ist auch beim ersten Wachstumsschritt D050831E aus Abbildung 7.20 a) ein Rückgang der Spannung bei größeren Stromstärken zu beobachten. Dieser ist wie weiter oben schon besprochen auf das strominduzierte Aufheizen der Probe zurückzuführen, die aufgrund der undotierten GaAs-Mantelschichten und des undotierten aktiven Bereichs einen hohen Widerstand besitzt. Die Einführung einer δ -Dotierung entlang des zweiten Wachstumsschritts bei der Probe D051024D führt durch die Einbringung von Ladungsträgern an der Spaltfläche analog zu den Quantendrahtintersubbandemittern aus Abschnitt 7.3.1 dazu, dass die Spannung bei größeren Stromstärken nicht so stark einbricht wie bei dem zugrunde liegenden ersten Wachstumsschritt. Allerdings werden die Proben bei zunehmender Temperatur immer instabiler und können nur bis knapp oberhalb von 100 K vermessen werden. Dies wird auf den Einfluss des leitfähigen Kanals an der Spaltfläche zurückgeführt. Auch dies steht in Analogie zu den Quantendrahtintersubbandemitterproben aus Abschnitt 7.3.1. Allerdings ist der hier beobachtete Spannungseinbruch stärker ausgeprägt als bei den Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen aus Abschnitt 7.3.1. Die Ursache dafür kann in dem durch eine dickere GaAs- n^{++} -Kontaktschicht veränderten ersten Wachstumsschritt liegen. Auch die im zweiten Wachstumsschritt entlang der [110]-Richtung aufgebraute GaAs-Wellenleiterschicht kann einen Einfluss auf die durch die δ -Dotierung an die Spaltfläche gebrachten Ladungsträger haben. So können zum Beispiel Ladungsträger aus der δ -Dotierung in diese Schicht wandern, so dass insgesamt weniger Ladungsträger zur Spaltfläche gelangen. Dies kann die strominduzierte Erwärmung der Probe beeinflussen. Im Folgenden sollen die spektralen Eigenschaften der Quantendrahtintersubbandlaserprobe D051024D behandelt werden.

7.4.2 Spektrale Charakterisierung

Abbildung 7.21 a) zeigt die stromabhängigen Elektrolumineszenzspektren der Quantendrahtintersubbandlaserprobe D051024D bei einer Wärmesenktemperatur von 20 K. Bei der Aufnahme der Spektren wurde ein Filter verwendet, der langwelliges

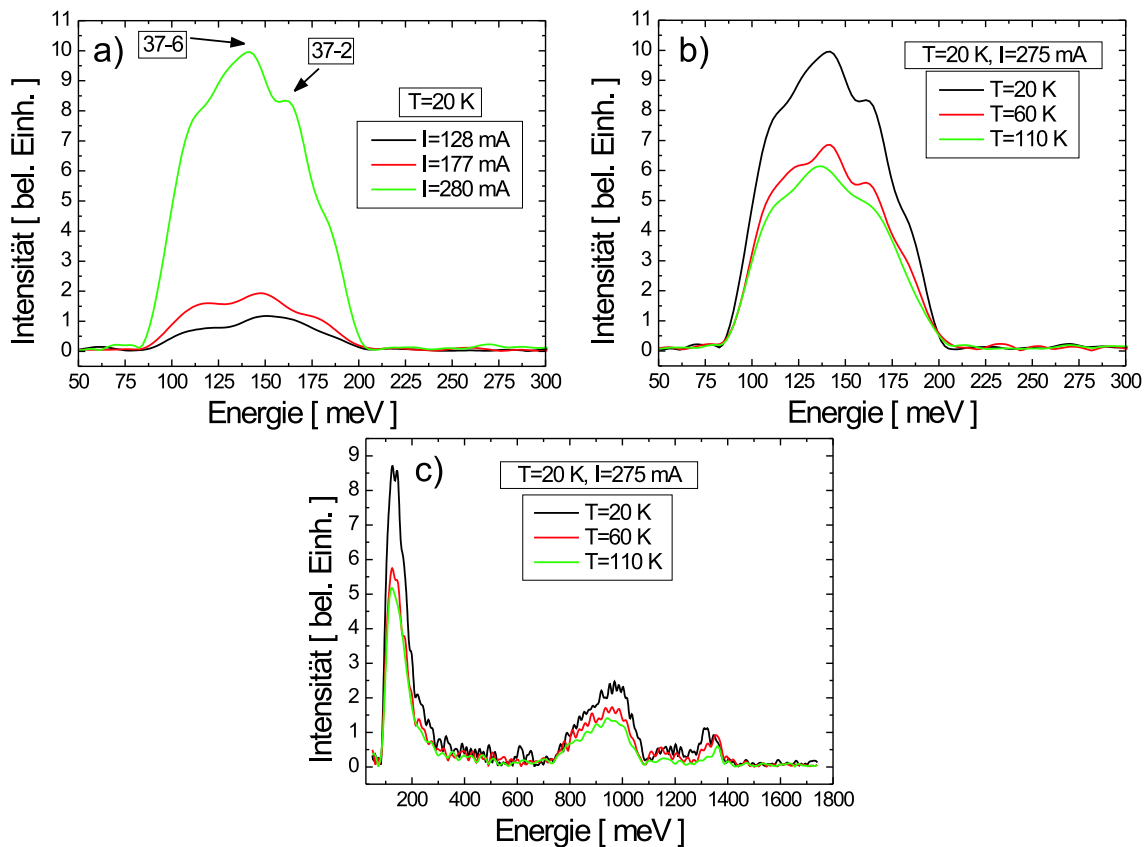


Abbildung 7.21: Elektrolumineszenzspektren der Quantendrahtintersubbandlaserprobe D051024D a) für unterschiedliche Stromstärken bei einer Wärmesenktemperatur von 20 K und b) für verschiedene Temperaturen bei einer Stromstärke von 275 mA. Diese Spektren sind mit einem Filter aufgenommen, der nur Strahlung mit einer Energie kleiner als etwa 200 meV durchlässt. c) zeigt temperaturabhängige Elektrolumineszenzspektren bei einer Stromstärke von 275 mA, die ohne diesen Filter aufgenommen wurden. Diese Spektren weisen zwei relativ breite Intensitätsmaxima in den Energiebereichen 750 meV – 1100 meV und 1290 meV – 1380 meV auf, die auf Intersubbandübergänge aus Kontinuumszuständen zurückzuführen sein könnten.

Licht zu 80% – 90% passieren lässt und Licht einer Wellenlänge kleiner als $6\ \mu\text{m}$ bzw. einer Energie größer als etwa 200 meV herausfiltert. Bei dieser Probe wurde nämlich Strahlung in einem Energiebereich von 750 meV – 1100 meV und von 1290 meV – 1380 meV detektiert (siehe Abbildung 7.21 c)), die nicht im Energiebereich der erwarteten Intersubbandstrahlung liegt. Der Filter wurde verwendet, um die Probe auf das Intensitätsmaximum der erwarteten Intersubbandstrahlung zu justieren. Der genaue Ursprung dieser Strahlung konnte bisher nicht geklärt werden, allerdings könnte es sich bei dieser Strahlung um Intersubbandübergänge aus Kontinuumszuständen heraus handeln, was auch die relativ große Breite dieser Emissionsbanden erklärt. Der GaAs-Wellenleiter entlang der zweiten Wachstumsrichtung kann als Ursache ausgeschlossen werden, da diese kurzwellige Strahlung auch bei Quantendrahtintersubbandemitterproben ohne eine derartige wellenleitende GaAs-Schicht beobachtet wurde.

Mit zunehmender Stromstärke nimmt in Abbildung 7.21 a) auch die Intensität der beobachteten Strahlung zu. Der überproportionale Anstieg der Intensität bei einer Stromstärke von $I = 280$ mA ist vermutlich auf einen einsetzenden Stromfluss über die Schichten des ersten Wachstumsschritt und damit verbundener Elektrolumineszenz zurückzuführen. Dies bestätigen auch die Strom-Spannungskennlinien aus den Abbildungen 7.20 a) und b). Bei einer Stromstärke von $I = 280$ mA bricht die Spannung an der Quantendrahtprobe stark ein (vgl. Abbildung 7.20 b)). Dieser Spannungseinbruch kann seine Ursache zusätzlich zu dem strominduzierten Aufheizen der Probe auch in einem einsetzenden Stromfluss über die Schichten des ersten Wachstumsschritts haben (vgl. Abbildung 7.20 a)) und einem damit verbundenen verringerten Probenwiderstand. Im Bereich der erwarteten Emissionsenergie für den Übergang $37 \rightarrow 6$ in einem Quantendrahtintersubbandemitter wird ein Maximum bei etwa 140 meV beobachtet. Des Weiteren kann ein Maximum bei einer Energie von etwa 165 meV ausgemacht werden, welches dem Übergang $37 \rightarrow 2$ zugeordnet wird. Diese einzelnen Maxima sitzen auf einem relativ breiten Maximum, das durch den Filter sogar noch abgeschnitten wird. Dieses breite Maximum kann thermischer Strahlung durch ein strominduziertes Aufheizen der Probe zugeordnet werden, das bei der zu dieser Probe (D051024D) gehörigen Strom-Spannungskennlinie zu einem Einbrechen der Spannung bei größeren Stromstärken führt (vgl. Abbildung 7.20 b)). Die temperaturabhängigen Elektrolumineszenzspektren aus Abbildung 7.21 b) bei einer Stromstärke von 275 mA zeigen einen Rückgang der Intensität mit zunehmender Temperatur. Dies lässt sich mit einer Zunahme der Streuung von Elektronen an LO-Phononen bei steigender Temperatur als Konkurrenzprozess zum strahlenden Intersubbandübergang erklären.

Die polarisationsabhängigen Elektrolumineszenzspektren bei einer Stromstärke von $I = 280$ mA und einer Wärmesenktemperatur von 20 K aus Abbildung 7.22 zeigen, dass die emittierte Strahlung TM-polarisiert ist. Dies ist ein Indiz dafür, dass

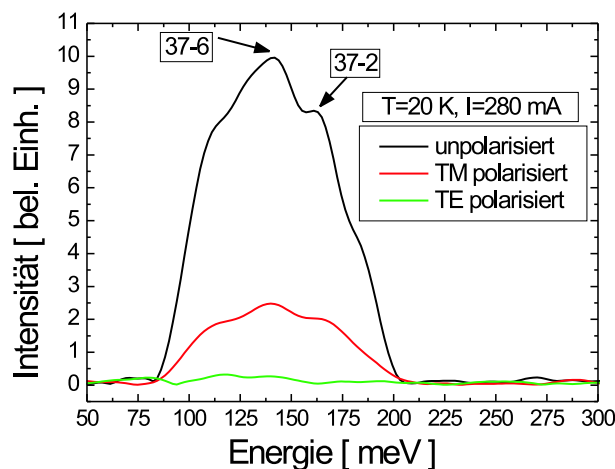


Abbildung 7.22: Polarisationsabhängige Spektren der Quantendrahtintersubbandlaserprobe D051024D bei einer Temperatur von 20 K und einer Stromstärke von 280 mA. Die Elektrolumineszenzstrahlung weist eine TM-Polarisation auf. Hinweise auf eine TE-Polarisation der Intersubbandstrahlung konnten nicht festgestellt werden.

es sich bei der detektierten Strahlung um Intersubbandstrahlung handelt. Allerdings konnte kein Anzeichen für eine TE-Polarisation der elektromagnetischen Strahlung gefunden werden. Dies liegt, wie in Abschnitt 7.3.2 schon beschrieben, an dem schwachen Einschlusspotential entlang der [110]-Richtung. Somit kann durch polarisationsabhängige Messungen an der Quantendrahtintersubbandlaserprobe D051024D ebenfalls nicht abschließend geklärt werden, ob die detektierte Intersubbandstrahlung auf Übergänge zwischen quantendrahtartigen Zuständen an der Spaltfläche oder auf Übergänge im zugrunde liegenden Quantenfilmsystem zurückzuführen ist.

7.5 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die wesentlichen elektrischen und spektralen Eigenschaften von konventionellen Quantenkaskadenlasern basierend auf Quantenfilmsystemen einerseits und von neuartigen Quantendrahtintersubbandemitter- bzw. -laserstrukturen andererseits vorgestellt. Dabei zeigte sich beim Vergleich der Strom-Spannungskennlinien einer konventionellen Quantenkaskadenlaserstruktur und der hier vorgestellten Quantendrahtstrukturen, dass letztere besonders durch einen sehr hohen Serienwiderstand gekennzeichnet sind. Dieser Serienwiderstand wird durch die bei den Quantendrahtstrukturen undotierten GaAs-Mantelschichten und durch den undotierten aktiven Bereich entlang des ersten Wachstumsschritts verursacht. Dieser hohe Serienwiderstand spiegelt sich in einem strominduzierten Aufheizen der Proben wider, welches die Strom-Spannungskennlinien derart beeinflusst, dass die Spannung bei einer Stromerhöhung zurückgeht. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass sich die Strom-Spannungskennlinie auf einen neuen Gleichgewichtszustand bei der nun erhöhten Probertemperatur einpendelt. Dieses Verhalten kann auch beim ersten Wachstumsschritt, der den Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen zugrunde liegt, beobachtet werden.

Der Einfluss des leitfähigen Kanals an der Spaltfläche, der durch eine δ -Dotierung entlang der [110]-Richtung entsteht, äußert sich dadurch, dass der Serienwiderstand der Quantendrahtstrukturen verringert wird. Dies führt dazu, dass sich der Einfluss des strominduzierten Aufheizens der Proben auf die Strom-Spannungskennlinien reduziert. Dies schlägt sich in einem weniger starken bzw. verschwindenden Einbrechen der Spannung bei größeren Stromstärken in den Strom-Spannungskennlinien nieder. Allerdings verursacht die Einbringung von Ladungsträgern an die Spaltfläche durch eine δ -Dotierung bei den Quantendrahtintersubbandemitter- bzw. -laserproben eine Instabilität in den Strom-Spannungskennlinien, so dass die Proben bei einer Strom- oder Temperaturerhöhung leichter elektrisch durchbrechen, was sich in einem irreversiblen niederohmigen Verhalten der Probe äußert. Daher können diese Proben im Gegensatz zu dem diesen Strukturen zugrunde liegenden ersten Wachstumsschritt nicht bis Raumtemperatur, sondern nur bis zu Temperaturen im Bereich von 110 K – 190 K vermessen werden. Durch die Aufnahme von Strom-Spannungskennlinien für verschiedene Tastverhältnisse konnte nachgewiesen werden, dass das beobachtete Einbrechen der Spannung bei größeren Stromstärken tatsächlich auf ein Aufheizen der Probe zurückzuführen ist. Bei kleinen Tastverhältnissen ist die thermische Belastung

der Probe geringer als bei hohen Tastverhältnissen. Folglich ist bei geringen Tastverhältnissen der Spannungseinbruch bei höheren Strömen reduziert bzw. komplett verschwunden.

Die spektrale Charakterisierung der Elektrolumineszenzstrahlung der Quantendrahtintersubbandemitter- und -laserstrukturen und der dazugehörigen ersten Wachstumsschritte zeigt, dass es sich bei der emittierten Strahlung um Intersubbandstrahlung handelt. Die erwarteten Intersubbandübergänge konnten in den Spektren identifiziert werden. Die aufgenommenen Spektren sind jedoch von dem schon beschriebenen strominduzierten Aufheizen der Proben gekennzeichnet. Dies zeigt sich vor allem bei dem den Quantendrahtintersubbandemitterproben zugrunde liegenden ersten Wachstumsschritt. Dieser besitzt einen hohen Serienwiderstand und der Einbruch der Spannung bei größeren Stromstärken aufgrund einer strominduzierten Erwärmung ist bei dieser Probe am stärksten ausgeprägt. In den Spektren spiegelt sich dies in einer Abnahme der Elektrolumineszenzintensität mit zunehmender Stromstärke wider, wobei eine zunehmende Stromstärke eine zunehmende Erwärmung der Probe verursacht. Eine höhere Proben temperatur bewirkt eine vermehrte Streuung von Elektronen an LO-Phononen, die in Konkurrenz zur Photonenemission steht. Daher nimmt die Intensität der Spektren mit steigender Stromstärke ab. Eine Abnahme der Elektrolumineszenzintensität mit steigender Proben temperatur konnte bei allen untersuchten Proben durch Aufnahme von temperaturabhängigen Elektrolumineszenzspektren bestätigt werden. Des Weiteren weisen auch die tastverhältnisabhängigen Elektrolumineszenzspektren einen Einbruch der Intensität bei höheren Tastverhältnissen und damit bei einer stärkeren thermischen Belastung der Proben auf. Außerdem spiegelt sich das strominduzierte Aufheizen in der spektralen Halbwertsbreite (FWHM) der Quantendrahtproben wider. Im Gegensatz zur konventionellen Quantenkaskadenlaserstruktur nimmt die Halbwertsbreite mit zunehmender Stromstärke nicht ab, sondern zu, was auf eine Erwärmung der Probe mit zunehmender Stromstärke hinweist. Dies wird auch durch temperaturabhängige Messungen der Elektrolumineszenzspektren bestätigt, die eine Zunahme der Halbwertsbreite mit steigender Temperatur zeigen.

Polarisationsabhängige Messungen zeigen bei allen aufgenommenen Spektren eine TM-Polarisation der Elektrolumineszenzstrahlung, was unterstreicht, dass es sich bei der detektierten Strahlung um Intersubbandstrahlung handelt. Eine aufgrund der Auswahlregeln für Intersubbandübergänge mögliche TE-Polarisation der Elektrolumineszenzstrahlung bei den Quantendrahtintersubbandemitter- und -laserproben ließ sich wegen des schwachen Einschlusspotentials entlang der [110]-Richtung nicht nachweisen. Daher konnten die polarisationsabhängigen Messungen letztendlich keinen Aufschluss darüber geben, ob die in den Quantendrahtstrukturen detektierte Intersubbandstrahlung aus den quantendrahtartigen Zuständen an der Spaltfläche oder aus dem diesen Strukturen zugrunde liegenden Quantenfilmsystem stammt.

Bei den Quantendrahtintersubbandlaserproben mit einem GaAs-Wellenleiter entlang der [110]-Richtung kann kein Anzeichen für Laseraktivität festgestellt werden. Aufgrund des schwachen Einschlusspotentials entlang der [110]-Richtung und der

damit verbundenen Vielzahl von angeregten Zuständen und vor allem wegen des geringen Füllfaktors in den mittels CEO hergestellten Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen prognostizieren Berechnungen eine Schwellenstromdichte, die größer als die Zerstörschwelle in diesen Bauelementen ist. Daher brechen die Proben bei Stromerhöhung durch, was nach den Berechnungen für die Schwellenstromdichte in den untersuchten Quantendrahtintersubbandlaserproben zu erwarten ist.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen entworfen, berechnet, hergestellt und charakterisiert. Im Speziellen war das Ziel der Arbeit, einen Wellenleiter für Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen zu entwerfen, der mit der Herstellungstechnik des Überwachsens von Spaltflächen (CEO) kompatibel ist. Außerdem stand die Berechnung des in den Quantendrahtstrukturen zu erwartenden Materialgewinns und ein Vergleich mit Quantenfilmstrukturen im Vordergrund. Die Ergebnisse aus den Berechnungen für den Materialgewinn und aus den Wellenleiterberechnungen lassen eine Abschätzung der Schwellenstromdichte in den Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen zu. Damit konnte eine Aussage über einen möglichen Laserbetrieb in den Quantendrahtbauelementen getroffen werden. Ein weiterer zentraler Punkt dieser Arbeit neben den theoretischen Überlegungen zu Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen war es, derartige Bauelemente mit der Methode des Überwachsens von Spaltflächen herzustellen. Neben der strukturellen Charakterisierung der Proben mittels AFM und Mikro-Ramanspektroskopie galt es, diese Bauelemente elektrisch und spektral mittels Fourierspektroskopie zu untersuchen und mit Quantenfilmstrukturen zu vergleichen.

Nach einer Einführung in die Grundlagen von Intersubbandübergängen wurden die optischen Übergangsraten für die spontane Photonemission und die Übergangsraten für die Streuung von Elektronen an LO-Phononen in einer und zwei Dimensionen diskutiert. Anschließend erfolgte eine Vorstellung der Funktionsweise eines konventionellen Quantenkaskadenlasers für das mittlere Infrarot, der auf Quantenfilmsystemen basiert. Dabei wurde die Struktur nach Sirtori *et al.* [Sir98, Sir99] herangezogen, um die wichtigsten Bestandteile eines Quantenkaskadenlasers wie den Injektor, den aktiven Bereich und das Prinzip der Kaskadierung zu erklären. Mithilfe eines einfachen Modells lassen sich die Übergangsmöglichkeiten von Elektronen zwischen zwei Subbändern darstellen. Dieses Modell veranschaulicht, warum eine Verringerung der Dimension des Elektronensystems der Quantenkaskadenlaserstrukturen zu einer Verringerung der nichtstrahlenden Streuprozesse zwischen dem oberen und unteren Zustand der Intersubbandemission durch Einschränkung des Impulsraumes führt. Ausgehend von der konventionellen QCL-Struktur nach Sirtori *et al.* wurde wie bereits in [Schm03] beschrieben gezeigt, wie mit der Methode des Überwachsens von Spaltflächen („Cleaved Edge Overgrowth“, CEO) ein zweidimensionales Einschlusspotential für Elektronen erzeugt werden kann. Dadurch entstehen quanten-

drahtartige Zustände an der Spaltfläche der CEO-Struktur. Durch die Berechnung der Übergangsraten für Elektronen zwischen den Subbändern aufgrund der Streuung von Elektronen an LO-Phononen, konnte in [Kec01, Kec03] der Nachweis geführt werden, dass sich durch Einschränkung der Dimensionalität des Elektronensystems von Quantenfilmen auf Quantendrähte die Besetzungsinversion wegen der theoretisch divergierenden Zustandsdichte in einer Dimension erhöht. Außerdem nimmt aufgrund der Einschränkung des Impulsraumes die direkte LO-Phononstreuung von Elektronen aus dem oberen in den unteren Emissionszustand ab. Allerdings bildet sich wegen des schwachen Einschlusspotentials entlang der zweiten Wachstumsrichtung eine Vielzahl von angeregten Zuständen aus, in die Elektronen aus dem oberen Emissionsniveau heraus streuen können. Dabei sind die Streuraten umso größer, je näher die Energiedifferenz zwischen dem oberen Emissionsniveau und angeregten Zuständen an der Energie des GaAs-artigen LO-Phonons liegt. Daher ist die Gesamtlebenszeit des oberen Emissionsniveaus im Quantendrahtsystem geringer als im konventionellen Quantenfilmsystem, was sich auf den Materialgewinn und damit auf die Schwellenstromdichte in diesen Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen auswirkt.

Um einen Wellenleiter für die mit der CEO-Technik hergestellten Quantendrahtkaskadenlaserstruktur zu entwerfen, genügt es nicht, wie bei konventionellen Quantenkaskadenlasern die Wellengleichung in einer Dimension zu lösen. Die Geometrie der verwendeten CEO-Struktur erfordert vielmehr ein Lösen der Wellengleichung in zwei Dimensionen. Dadurch ist es gelungen, einen T-förmigen Wellenleiter für die Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen, der mit der verwendeten Wachstumsmethode des CEO vereinbar ist, zu entwerfen und die Wellenleitereigenschaften zu optimieren. Dieser T-förmige Wellenleiter bringt die optische Mode nahe an die Spaltfläche und damit an die optisch aktive Region mit den quantendrahtartigen Zuständen heran. Ein Vergleich mit der konventionellen Quantenkaskadenlaserstruktur nach Sirtori *et al.* zeigt, dass die Wellenleiterverluste aufgrund eines geringeren Überlapps der optischen Mode mit den verlustreichen hoch dotierten GaAs-Kontaktschichten in den Drahtstrukturen kleiner sind. Allerdings ist der Füllfaktor, der den Überlapp der Mode mit der aktiven Region angibt, im hier vorgestellten Quantendrahtsystem wegen der viel geringeren Größe dieser aktiven Region an der Spaltfläche viel kleiner als im konventionellen Quantenfilm QCL. Es wurde auch gezeigt, dass der Füllfaktor in der vorgestellten Quantendrahtintersubbandlaserstruktur etwas erhöht werden kann, indem der GaAs-Wellenleiter entlang der zweiten Wachstumsrichtung durch ein Material mit einem höheren Brechungsindex, wie z.B. Germanium, ersetzt wird. Die aus den Wellenleiterrechnungen ermittelten Parameter wie Wellenleiterverlust und Füllfaktor sind für die zu erwartende Schwellenstromdichte in den Quantendrahtintersubbandlaserproben von entscheidender Bedeutung.

Zur Berechnung von Materialgewinn und Schwellenstromdichte in den Quantendrahtkaskadenlaserstrukturen wurde in der vorliegenden Arbeit ein einfaches, analytisch lösbares Modell, das auch bei konventionellen Quantenkaskadenlasern verwendet wird, auf Quantendrahtsysteme angepasst. In diesem Modell wird der Materialgewinn nach Fermis Goldener Regel und der Elektronentransport mit einem Raten-gleichungsmodell beschrieben. Bei den Berechnungen des Materialgewinns zeigt sich,

dass vor allem die Gesamtlebenszeit des oberen Laserzustands von entscheidender Bedeutung ist. Da die Lebenszeit des oberen Laserniveaus in der hier vorgestellten Quantendrahtlaserstruktur geringer als in der zugrunde liegenden konventionellen Quantenfilm QCL-Struktur ist, fällt der Materialgewinn entgegen den Erwartungen in der untersuchten Drahtstruktur geringer aus als in der konventionellen Quantenkaskadenlaserstruktur nach Sirtori *et al.* Dabei spielt die oben erwähnte verbesserte Besetzungsinversion in der Quantendrahtstruktur aufgrund einer divergierenden Zustandsdichte keine Rolle, da diese nur einen sehr geringen Einfluss auf die Größe des Materialgewinns hat. Nur wenn die Streuung von Elektronen aus dem oberen Laserniveau in die energetisch tiefer gelegenen, angeregten Zustände, die aufgrund des schwachen Einschlusspotentials entlang der [110]-Richtung entstehen, vernachlässigt wird, ergibt sich im Quantendrahtsystem ein höherer Materialgewinn als im Quantenfilmsystem.

Für die Berechnungen der zu erwartenden Schwellenstromdichte in den Drahtstrukturen spielen die Wellenleiter- und Spiegelverluste sowie der Füllfaktor eine wichtige Rolle. Trotz der geringeren Wellenleiterverluste in den betrachteten Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen ist bei gleichen Spiegelverlusten der Füllfaktor so klein, dass die berechnete Schwellenstromdichte selbst bei einer Nichtberücksichtigung der Streuung von Elektronen in angeregte Zustände, also bei Annahme eines höheren Materialgewinns, sehr viel größer als in konventionellen Quantenkaskadenlaserstrukturen ist. Die berechnete Schwellenstromdichte ist sogar größer als die Zerstörschwelle in dem verwendeten AlGaAs/GaAs-Materialsystem. Diese Ergebnisse zeigen, dass kein Laserbetrieb in den hier untersuchten Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen erreicht werden kann. Bei der Berechnung der differentiellen Quanteneffizienz spielen vor allem die Wellenleiterverluste eine wichtige Rolle, weshalb diese in der untersuchten Quantendrahtintersubbandlaserstruktur größer ist als in der zugrunde liegenden konventionellen QCL-Struktur. Alles in allem können aber die Erwartungen, die an Quantenkaskadenlaserstrukturen mit einem Elektronensystem niedriger Dimensionalität gestellt werden, von der hier untersuchten Struktur nicht erfüllt werden.

Nach einer kurzen Beschreibung der Herstellungsmethode der Quantendrahtintersubbandemitter- und -laserstrukturen mithilfe der Methode des Überwachsens von Spaltflächen (CEO) in Kapitel 6, wurde die strukturelle Charakterisierung dieser Proben mittels AFM und Mikro-Ramanspektroskopie vorgestellt. Mit den Mikro-Ramanuntersuchungen konnte ein Abbild der T-förmigen Probenstruktur erstellt werden. Es konnte gezeigt werden, dass beim Wachstum einer AlAs-Wellenleiterschicht entlang der [110]-Richtung auch AlAs auf der (001)-Oberfläche abgeschieden wird, was eine spätere Kontaktierung der Proben unmöglich macht. Die Mikro-Ramanuntersuchungen zeigen des Weiteren, dass die entlang der [110]-Richtung aufgewachsenen Schichten einen kleineren Winkel als 90° mit der (110)-Fläche einschließen. Dies erfordert das Wachstum von GaAs-Kontaktschichten einer gewissen Dicke entlang der [001]-Richtung, um über den Schichten des ersten Wachstumsschritts ausreichend dicke Schichten zur Wellenleitung entlang der [110]-Richtung wachsen zu können.

Die mit der CEO-Methode hergestellten Quantendrahtstrukturen wurden anhand von temperaturabhängigen Strom-Spannungskennlinien elektrisch untersucht. Die spektrale Charakterisierung erfolgte durch die Aufnahme von temperatur- und polarisationsabhängigen Elektrolumineszenzspektren mithilfe eines Fourierspektrometers im „Step-Scan“-Modus. Im Vergleich zu einer konventionellen Quantenkaskadenlaserstruktur konnte ein vergleichsweise hoher Spannungsabfall an den untersuchten Emittierproben und dem diesen Strukturen zugrunde liegenden ersten Wachstumsschritt festgestellt werden. Dieser Spannungsabfall ist auf einen hohen Serienwiderstand zurückzuführen, der von den undotierten GaAs-Mantelschichten und dem undotierten aktiven Bereich entlang des ersten Wachstumsschritts stammt. Der mit diesem Serienwiderstand verbundene hohe Spannungsabfall führt bei größeren Stromstärken zu einem verstärkten Aufheizen der Probe. Die Erwärmung beeinflusst die Form der Strom-Spannungskennlinien, was mit einem Einbrechen der Spannung bei größeren Stromstärken einhergeht, da der Widerstand der Probe mit höheren Temperaturen abnimmt. Die Strom-Spannungskennlinie nimmt also einen neuen Gleichgewichtszustand bei der nun erhöhten Probertemperatur an. Dieser Effekt ist besonders ausgeprägt bei der Probe, die nur aus dem ersten Wachstumsschritt besteht. Diese Probe verfügt über den größten Serienwiderstand, da noch keine Ladungsträger über eine δ -Dotierung entlang des zweiten Wachstumsschritts eingebracht wurden. Die Ladungsträger aus der δ -Dotierung entlang der [110]-Richtung führen zu einem leitfähigen Kanal an der Spaltfläche. Einerseits ist zu beobachten, dass mit zunehmender δ -Dotierung entlang der [110]-Richtung der Einfluss des strominduzierten Aufheizens der Quantendrahtproben abnimmt. Andererseits führt die Erhöhung der δ -Dotierung dazu, dass die Proben an der Spaltfläche schon bei relativ geringen Stromstärken, verglichen mit dem Rest der Probe, durchbrechen können. Auch bei einer Erhöhung der Temperatur brechen die Quantendrahtemitter- und -laserstrukturen viel früher durch und können im Vergleich zu den Schichten des ersten Wachstumsschritts nicht bis Zimmertemperatur, sondern je nach Probe nur bis zu einem Temperaturbereich von 110 K – 190 K vermessen werden. Durch Messungen der Strom-Spannungskennlinie bei unterschiedlichen Tastverhältnissen konnte nachgewiesen werden, dass bei geringen Tastverhältnissen, und damit bei geringer thermischer Belastung der Probe das Einbrechen der Spannung in der Strom-Spannungskennlinie nicht mehr stark ausgeprägt bzw. sogar verschwunden ist. Dies ist ein weiteres Indiz dafür, dass dieser beobachtete Effekt tatsächlich auf einem strominduzierten Aufheizen der Probe beruht.

Bei den Schichten des ersten Wachstumsschritts ist der Einfluss des strominduzierten Aufheizens der Probe am stärksten ausgeprägt. Nicht nur die Strom-Spannungskennlinien der Proben des ersten Wachstumsschritts werden von diesem Aufheizen beeinflusst, sondern auch die beobachtete Elektrolumineszenzstrahlung. Dabei handelt es sich zweifelsfrei um Intersubbandstrahlung, da den einzelnen Maxima eindeutig die theoretisch vorhergesagten Intersubbandübergänge zugeordnet werden können. Allerdings nimmt die Elektrolumineszenzintensität nicht linear mit steigender Stromstärke zu, wie es bei konventionellen Quantenkaskadenlaserstrukturen der Fall ist, sondern wird mit zunehmender Stromstärke kleiner. Dies ist auf das

Aufheizen der Probe, die nur aus den Schichten des ersten Wachstumsschritts besteht, bei großen Stromstärken zurückzuführen. Da sowohl die Quantendrahtintersubbandemitter- und -laserproben als auch der diesen Proben zugrunde liegende erste Wachstumsschritt Intersubbandemission zeigen, sollten polarisationsabhängige Messungen der Elektrolumineszenzspektren Aufschluss über den Ursprung der Intersubbandstrahlung geben. Anders als in konventionellen Quantenkaskadenlasern lassen die Auswahlregeln für Intersubbandübergänge in Quantendrahtsystemen auch eine TE-Polarisation der Intersubbandstrahlung zu. Das Verhältnis von TE-polarisierter Strahlung zu TM-polarisierter Strahlung ist jedoch in den in dieser Arbeit untersuchten Quantendrahtstrukturen aufgrund des schwachen Einschlusspotentials entlang der [110]-Richtung zu gering, um detektiert werden zu können. Somit kann letztlich keine eindeutige Aussage darüber getroffen werden, ob die beobachtete Intersubbandelektrolumineszenz von den quantendrahtartigen Zuständen an der Spaltfläche stammt oder von dem Quantenfilmsystem, das diesen Strukturen zugrunde liegt. Bei den Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen mit einem GaAs-Wellenleiter entlang der [110]-Richtung konnte kein Anzeichen für stimulierte Emission und damit für eine Laseraktivität festgestellt werden. Dies ist nach den Berechnungen für die Schwellenstromdichte, die in diesen Bauelementen weit über der Zerstörschwelle liegt, auch zu erwarten.

In dieser Arbeit wurde aufgezeigt, welche Schwierigkeiten bei der Realisierung von Quantenkaskadenlaserstrukturen mit niederdimensionalen Elektronensystemen auftreten können. Die Erkenntnisse dieser Arbeit können für den Entwurf von zukünftigen Quantendrahtintersubbandlasern genutzt werden. Die Berechnungen zum Materialgewinn in Quantendrahtintersubbandlaserstrukturen zeigen, dass der Materialgewinn im Vergleich zu konventionellen Quantenkaskadenlasern erhöht werden kann, aber nur wenn die Streuung von Elektronen aus dem oberen Laserniveau in angeregte Zustände verhindert wird. Dies kann am besten dadurch erreicht werden, dass sich keine angeregten Zustände zwischen dem oberen und unteren Zustand der optischen Emission ausbilden. Ein möglichst symmetrisches Einschlusspotential in allen Quantisierungsrichtungen ist dabei von Vorteil. Die in dieser Arbeit untersuchte Quantendrahtintersubbandlaserstruktur, die mit der CEO-Technik hergestellt wird, kann dies nicht erfüllen. In Quantenkaskadenlaserstrukturen mit einem niederdimensionalen Elektronensystem ist in der Regel der Füllfaktor geringer als in einer konventionellen Quantenkaskadenlaserstruktur basierend auf einem Quantenfilmsystem. Die Berechnungen zur Schwellenstromdichte zeigen, dass der Füllfaktor nicht zu klein werden darf, damit die Schwellenstromdichte nicht die Zerstörschwelle des verwendeten Materialsystems übertrifft und damit die Vorteile eines erhöhten Materialgewinns in niedrigeren Dimensionen nicht von einem kleineren Füllfaktor kompensiert werden. In niederdimensionalen Systemen lässt sich am besten ein hoher Füllfaktor erreichen, indem die optische Mode mehrere zueinander parallel liegende optisch aktive Regionen überdeckt und nicht wie in der hier präsentierten Quantendrahtkaskadenlaserstruktur nur eine einzige. Dies kann allerdings nicht mit der CEO-Methode erreicht werden. Die Realisierung derartiger Strukturen ist zum Beispiel durch das selbstorganisierte Wachstum von aktiven Regionen aus Quantendrähten oder -punkten denkbar, was allerdings eine präzise Kontrolle des selbstorganisierten

Wachstums erfordert. Eine weitere Möglichkeit die Schwellenstromdichte klein zu halten, ist es, den Wellenleiterverlust zu minimieren. Wie bei den Wellenleiterrechnungen gezeigt wurde, kann in den hier vorgestellten Quantendrahtstrukturen der Wellenleiterverlust gegenüber einem konventionellen Quantenkaskadenlaser gesenkt werden. In zukünftigen Quantenkaskadenlaserstrukturen mit niedrig-dimensionalen Elektronensystemen kann eine weitere Reduzierung der Wellenleiterverluste für geringe Schwellenstromdichten sorgen. In dieser Arbeit wurden wichtige Grundlagen auf dem jungen Forschungsgebiet der niederdimensionalen Quantenkaskadenlaser gelegt, welches in Zukunft noch eine wichtige Rolle spielen wird.

Anhang A

Abkürzungen

AFM	Rasterkraftmikroskopie <i>Atomic Force Microscopy</i>
CB	Leitungsband <i>Conduction Band</i>
CEO	Überwachsen von Spaltflächen <i>Cleaved Edge Overgrowth</i>
CW	Dauerstrich <i>Continuous Wave</i>
DC	Tastverhältnis (Produkt aus Wiederholrate und Pulsdauer) <i>Duty-Cycle</i>
FWHM	Halbwertsbreite <i>Full Width at Half Maximum</i>
HH	Schwerloch <i>Heavy Hole</i>
IR	Infrarot <i>Infrared</i>
LH	Leichtloch <i>Light Hole</i>
LO	longitudinal-optisch
MBE	Molekularstrahlepitaxie <i>Molecular Beam Epitaxy</i>
MIR	mittleres Infrarot <i>Mid Infrared</i>
NDR	negativer differentieller Widerstand <i>Negative Differential Resistance</i>
UHV	Ultrahochvakuum <i>Ultra High Vacuum</i>
VB	Valenzband <i>Valence Band</i>
RHEED	Hochenergetische Elektronenbeugung <i>Reflection High-Energy Electron Diffraction</i>

SO	<i>Split-Off</i>
TE	transversal-elektrisch
TM	transversal-magnetisch
TO	transversal-optisch
QC	Quantenkaskaden <i>Quantum Cascade</i>
QCL	Quantenkaskadenlaser <i>Quantum Cascade Laser</i>
QD	Quantenpunkt <i>Quantum Dot</i>
QW	Quantenfilm, Quantentopf, Quantentrog <i>Quantum Well</i>
QWR	Quantendraht <i>Quantum Wire</i>

Anhang B

Phononen

In Quantenkaskadenlasern für das mittlere Infrarot spielt die Wechselwirkung von Elektronen mit Phononen eine wichtige Rolle. Zum einen wird durch die Streuung von Elektronen mit Phononen die Besetzungsinversion zwischen dem oberen und unteren Laserniveau sichergestellt. Zum anderen stellt die Streuung von Elektronen im oberen Laserniveau mit Phononen einen starken nichtstrahlenden Streuprozess in Konkurrenz zur Photonenemission dar. Deshalb soll in diesem Abschnitt auf die wesentlichen Eigenschaften von Phononen eingegangen werden.

Die Atome in einem Kristall befinden sich nicht starr auf ihren Gitterplätzen, sondern bewegen sich um diese herum. Dabei ist ihre Auslenkung klein gegenüber der Gitterkonstante des Kristalls. Die Energien dieser Gitterschwingungen sind quanti-

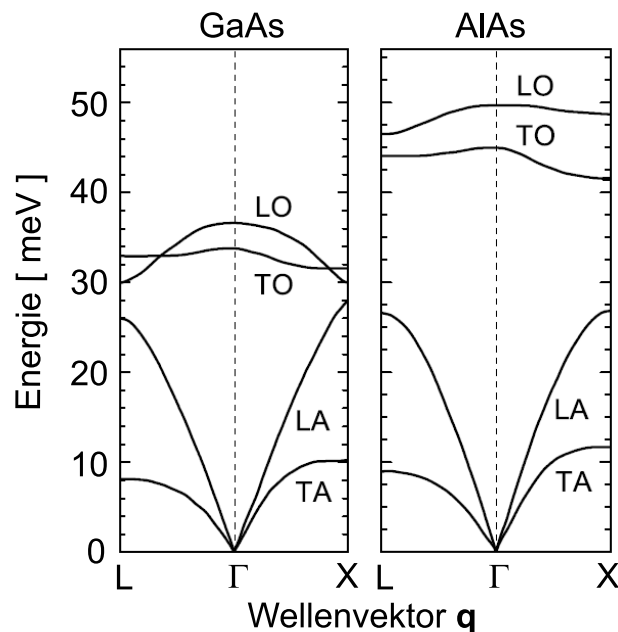


Abbildung B.1: Dispersionsrelation $\hbar\omega(\mathbf{q})$ der Phononen in den binären III-V-Verbindungshalbleitern GaAs und AlAs innerhalb der ersten Brillouinzone für jeweils zwei Richtungen hoher Symmetrie [Man04].

siert, wobei die zugehörigen Quanten als Phononen bezeichnet werden. Ihre Energie $\hbar\omega(\mathbf{q})$ ist vom Wellenvektor \mathbf{q} der Gitterschwingungen abhängig. Die Dispersionsrelationen $\hbar\omega(\mathbf{q})$ der Phononen in den binären III-V-Verbindungshalbleitern GaAs und AlAs sind in Abbildung B.1 in der ersten Brillouinzone für jeweils zwei Richtungen hoher Symmetrie dargestellt [Man04]. Die Zinkblende-Struktur von GaAs und AlAs besitzt eine zweiatomige Basis, weshalb jeweils drei akustische und drei optische Phononzweige existieren. Ist die Auslenkung der Atome parallel (senkrecht) zur Ausbreitungsrichtung \mathbf{q} , so spricht man von longitudinalen (transversalen) akustischen bzw. optischen Phononen. Die transversalen Phononzweige sind in der Zinkblende-Struktur zweifach entartet. Für große Wellenlängen der Schwingung, also für $q \rightarrow 0$, schwingen bei akustischen Phononen benachbarte Atome in Phase und die Dispersion verläuft $\propto q$. Solche Gitterschwingungen haben bei $\mathbf{q} = 0$ keine Energie, was dem Grenzfall einer Translation des Kristallgitters in die drei Raumrichtungen entspricht. Bei optischen Phononen schwingen benachbarte Atome dagegen gegenphasig zueinander. Ihre Energie ist nur schwach vom Wellenvektor abhängig. Die einzelnen Phononzweige werden als transversal-akustisch (TA), longitudinal-akustisch (LA), transversal-optisch (TO) und longitudinal-optisch (LO) bezeichnet. In Abbildung B.2 ist die Anregung der verschiedenen Phononen mit kleinem Wellenvektor entlang der [111]-Richtung in Kristallen der Zinkblende-Struktur schematisch dargestellt. In III-V-Verbindungshalbleitern besitzt die atomare Bindung einen polaren Anteil, weshalb die Gruppe-III-Atome leicht positiv und die Gruppe-V-Atome leicht negativ geladen sind. Sie liegen dabei auf zwei unterschiedlichen Ebenen senkrecht zur [111]-Richtung. Bei der Anregung von LO-Phononen wirken im Gegensatz zu TO-Phononen auf die Atome zusätzliche, durch die Coulomb-Wechselwirkung bedingte Rückstellkräfte. Daher ist die Energie der LO-Phononen im Zentrum der Brillouinzone größer als die der TO-Phononen. In Tabelle B.1 sind die Wellenzahlen

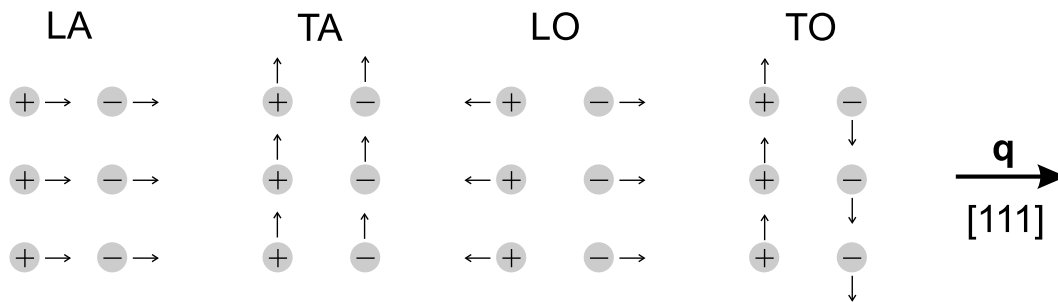


Abbildung B.2: Schematische Darstellung der Anregungen von LA-, TA-, LO- und TO-Phononen mit kleinem Wellenvektor \mathbf{q} entlang der [111]-Richtung in Kristallen mit Zinkblende-Struktur. Wegen des polaren Anteils der Bindung sind in III-V-Verbindungshalbleitern die Gruppe-III-Atome leicht positiv und die Gruppe-V-Atome leicht negativ geladen. Die Pfeile kennzeichnen die Auslenkung der einzelnen Atome.

bzw. Energien von akustischen und optischen Phononen am Γ -, X- und L-Punkt für GaAs und AlAs aufgeführt [Lan01].

Im ternären Verbindungshalbleiter $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ weisen die Dispersionsrelationen der Phononen Unterschiede zu binären Verbindungshalbleitern auf. Es existieren Ei-

GaAs Phonon	ω [cm^{-1}]	E [meV]	AlAs Phonon	ω [cm^{-1}]	E [meV]
$\omega_{\text{LO}}(\Gamma)$	291.4	36.1	$\omega_{\text{LO}}(\Gamma)$	402.1	49.9
$\omega_{\text{TO}}(\Gamma)$	268.0	33.2	$\omega_{\text{TO}}(\Gamma)$	360.8	44.7
$\omega_{\text{LO}}(\text{X})$	240	29.8	$\omega_{\text{LO}}(\text{X})$	393	48.7
$\omega_{\text{TO}}(\text{X})$	254	31.5	$\omega_{\text{TO}}(\text{X})$	337	41.8
$\omega_{\text{LO}}(\text{L})$	238	29.5	$\omega_{\text{LO}}(\text{L})$	372	46.1
$\omega_{\text{TO}}(\text{L})$	263	32.6	$\omega_{\text{TO}}(\text{L})$	352	43.6
$\omega_{\text{LA}}(\text{X})$	223	27.7	$\omega_{\text{LA}}(\text{X})$	216	26.8
$\omega_{\text{TA}}(\text{X})$	82	10.2	$\omega_{\text{TA}}(\text{X})$	95	11.8
$\omega_{\text{LA}}(\text{L})$	210	26.0	$\omega_{\text{LA}}(\text{L})$	212	26.3
$\omega_{\text{TA}}(\text{L})$	63	7.8	$\omega_{\text{TA}}(\text{L})$	71	8.8

Tabelle B.1: Wellenzahlen und Energien von akustischen und optischen Phononen für die binären III-V-Verbindungshalbleiter GaAs und AlAs an den Punkten Γ , X und L hoher Symmetrie im Zinkblende-Kristallgitter [Lan01].

genschwingungen beider Gruppe-III-Elemente Gallium und Aluminium mit dem Gruppe-V-Element Arsen. Wie sich die Phononwellenzahl bzw. -energie am Γ -Punkt mit dem Aluminiumgehalt x für gallium- und aluminiumartige LO- und TO-Phononen ändert ist in Abbildung 6.8 aus Abschnitt 6.5 dargestellt.

Anhang C

Probenverzeichnis

In diesem Abschnitt werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit hergestellten und untersuchten Proben mit ihren jeweiligen Probennummern zusammengefasst. Für die mittels CEO hergestellten Quantendrahtintersubbandemitter- und -laserproben wird in einem ersten Wachstumsschritt eine konventionelle Quantenkaskadenlaserstruktur mit undotiertem aktiven Bereich und undotierten GaAs-Mantelschichten gewachsen. Der erste Wachstumsschritt von Quantendrahtintersubbandlaserproben mit einem GaAs-Wellenleiter entlang der [110]-Richtung muss nach Abschnitt 6.5 eine dickere GaAs-Kontaktschicht entlang der [001]-Richtung besitzen. Proben mit den Nummern C041028B und D050831E stellen derartige Strukturen dar. Für Quantendrahtintersubbandemitterproben ohne GaAs-Wellenleiter entlang der [110]-Richtung wird keine dickere Kontaktschicht benötigt. Für derartige Proben wurde der erste

Probe	Dotierzeit	erstes Wachstum	AlAs-Schicht
QCL nach Kruck <i>et al.</i> :			
01.22.01	-	-	-
Emitterproben:			
D040819C	25 s	D040713C	-
D050202A	30 s	D040713C	-
Laserproben:			
D041125D	25 s	C041028B	ja
D050202B	25 s	C041028B	nein
D051024D	30 s	D050831E	nein

Tabelle C.1: Zusammenfassung der in dieser Arbeit untersuchten Quantendrahtintersubbandemitter- und -laserproben. Ebenfalls aufgeführt ist die in Abschnitt 7.1 untersuchte konventionelle Quantenkaskadenlaserstruktur nach Kruck *et al.* [Kru00].

Wachstumsschritt D040713C verwendet.

Die untersuchten Quantendrahtintersubbandemitter- und -laserproben besitzen eine δ -Dotierung entlang der [110]-Richtung. Diese wird dadurch erzeugt, dass auf der freiliegenden AlGaAs-Schicht Siliziumatome aus einer mit einem Strom von 12 A betriebenen Siliziumquelle abgeschieden werden. Unterschiedliche Dotierungen wer-

den dadurch erreicht, dass die Siliziumquelle für unterschiedliche Dotierzeiten geöffnet wird. In Tabelle C.1 sind die unterschiedlichen in dieser Arbeit behandelten Quantendrahtintersubbandemitter- und -laserproben zusammen mit ihren zugrunde liegenden ersten Wachstumsschritten und den unterschiedlichen Dotierzeiten zusammengefasst. Bei den Quantendrahtintersubbandlaserproben ist auch angegeben, ob diese Proben zusätzlich zur GaAs-Wellenleiterschicht auch eine AlAs-Schicht entlang der [110]-Richtung besitzen. Ebenfalls untersucht wurde die konventionelle Quantenkaskadenlaserstruktur nach Kruck *et al.* [Kru00] mit der Probennummer 01.22.01. Diese Probe wurde am Walter-Schottky-Institut (WSI) in Garching hergestellt.

Literaturverzeichnis

- [Ada94] Sadao Adachi, *GaAs and Related Materials*, (World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1994).
- [AgDu93] G. P. Agrawal und N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers* (Kluwer Academic Publishers, Boston, Dordrecht, London, 1993), 2. Auflage.
- [And03] S. Anders, L. Rebohle, F. F. Schrey, W. Schrenk, K. Unterrainer und G. Strasser, *Electroluminescence of a quantum dot cascade structure*, Appl. Phys. Lett. **82** (22), 3862-3864 (2003).
- [Bas81] G. Bastard, *Superlattice band structure in the envelope-function approximation*, Phys. Rev. B **24** (10), 5693-5697 (1981).
- [Bas96] Gerald Bastard, *wave mechanics applied to semiconductor heterostructures*, (les éditions de physique, Les Ulis Cedex, 1996).
- [Bec02] C. Becker, C. Sirtori, H. Page, A. Robertson, V. Ortiz und X. Marcadet, *Influence of confined phonon modes on the thermal behavior of AlAs/GaAs quantum cascade structures*, Phys. Rev. B **65** (8), 085305 (2002).
- [BeHo02] Mattias Beck, Daniel Hofstetter, Thierry Aellen, Jérôme Faist, Ursula Oesterle, Marc Illegems, Emilio Gini und Hans Melchior, *Continuous Wave Operation of Mid-Infrared Semiconductor Laser at Room Temperature*, Science **295**, 301-305 (2002).
- [Bel72] R. J. Bell, *Introductory Fourier transform spectroscopy*, (Academic Press, New York, 1972).
- [BeSi02] C. Becker, C. Sirtori, O. Drachenko, V. Rylkov, D. Smirnov und J. Leotin, *GaAs quantum box cascade lasers*, Appl. Phys. Lett. **81** (16), 2941-2943 (2002).
- [Bri89] S. Briggs, D. Jovanovic und J. P. Leburton, *Intersubband population inversion in quantum wire structures*, Appl. Phys. Lett. **54** (20), 2012-2014 (1989).
- [But00] T. Butz, *Fouriertransformation für Fußgänger*, (Teubner Verlag, Stuttgart, 2000), 2. Auflage.

- [Buu82] J. Buus, *The effective index method and its application to semiconductor lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **QE-18** (7), 1083-1089 (1982).
- [Cham79] J. Chamberlain, *The principles of interferometric spectroscopy*, (John Wiley & Sons, 1979).
- [Chan71] G. W. Chantry, *Submillimetre spectroscopy*, (Academic Press, London, New York, 1971).
- [Che76] J. R. Chelikowsky und M. L. Cohen, *Nonlocal pseudopotential calculations for the electronic structure of eleven diamond and zinc-blende semiconductors*, Phys. Rev. B **14** (2), 556-582 (1976).
- [CoCa01] R. Colombelli, F. Capasso, C. Gmachl, A. L. Hutchinson, D. L. Sivco, A. Tredicucci, M. C. Wanke, A. M. Sergent und A. Y. Cho, *Far-infrared surface-plasmon quantum-cascade lasers at 21.5 μm and 24 μm wavelengths*, Appl. Phys. Lett. **78** (18), 2620-2622 (2001).
- [CoGa85] C. Colvard, T. A. Gant, M. V. Klein, R. Merlin, R. Fischer, H. Morkoc und A. C. Gossard, *Folded acoustic and quantized optic phonons in (GaAl)As superlattices*, Phys. Rev. B **31** (4), 2080-2091 (1985).
- [Col95] L. A. Coldren und S. W. Corzine, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, (John Wiley & Sons, New York, Chichester, 1995).
- [Deh00] G. Dehlinger, L. Diehl, U. Gennser, H. Sigg, J. Faist, K. Ensslin, D. Grützmacher und E. Müller, *Intersubband Electroluminescence from Silicon-Based Quantum Cascade Structures*, Science **290**, 2277-2280 (2000).
- [Fai94] Jérôme Faist, Frederico Capasso, Deborah L. Sivco, Carlo Sirtori, Albert L. Hutchinson und Alfred Y. Cho, *Quantum Cascade Laser*, Science **264**, 553-556 (1994).
- [Fai00] J. Faist, F. Capasso, C. Sirtori, D. L. Sivco und A. Y. Cho, *Quantum Cascade Lasers*, in H. C. Liu und F. Capasso (Hg.), *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications II, Semiconductors and Semimetals*, Vol. **62**, 1-83, (Academic Press, San Diego, 2000).
- [Fai05] Jérôme Faist, Persönliche Mitteilung, 8th International Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells, Cape Cod, (2005).
- [Fei05] T. Feil, H. P. Tranitz, M. Reinwald und W. Wegscheider, *Electric-field stabilization in a high-density surface superlattice*, Appl. Phys. Lett. **87**, 212112 (2005).
- [Fei06] T. Feil, *Non-Equilibrium Transport in Surface Superlattices Realized by Cleaved-Edge Overgrowth*, Dissertation, Universität Regensburg (2006).

- [Fer89] R. Ferreira und G. Bastard, *Evaluation of some scattering times for electrons in unbiased and biased single- and multiple-quantum-well structures*, Phys. Rev. B **40** (2), 1074-1086 (1989).
- [Fro37] H. Fröhlich, *Theory of electrical breakdown in ionic crystals*, Proc. Roy. Soc. A **160**, 230-241 (1937).
- [Gas96] S. Gasiorowicz, *Quantum Physics*, (John Wiley & Sons, New York, Chichester, 1996), 2. Auflage.
- [Han06] Stephan Haneder, *Fourierspektroskopie an Quantendrahtintersubbandemitterstrukturen*, Diplomarbeit, Universität Regensburg (2006).
- [Har99] P. Harrison, *The nature of the electron distribution functions in quantum cascade lasers*, Appl. Phys. Lett. **75** (18), 2800-2802 (1999).
- [Haw04] Gary Hawkins und Roger Hunneman, *The temperature-dependent spectral properties of filter substrate materials in the far-infrared (6 – 40 μm)*, Infrared Physics & Technology **45** (1), 69-79 (2004).
- [Hec99] E. Hecht, *Optik*, (Oldenburg-Verlag, München, Wien, 1999), 2. Auflage.
- [Hel00] M. Helm, *The Basic Physics of Intersubband Transitions*, in H. C. Liu und F. Capasso (Hg.), *Intersubband Transitions in Quantum Wells: Physics and Device Applications I, Semiconductors and Semimetals*, Vol. **62**, 1-99, (Academic Press, San Diego, 2000).
- [Her05] Thomas Herrle, Stefan Schmult, Markus Pindl, Ulrich T. Schwarz und Werner Wegscheider, *T-shaped waveguides for quantum-wire intersubband lasers*, Phys. Rev. B **72**, 035316 (2005).
- [Her06] Thomas Herrle, Stephan Haneder und Werner Wegscheider, *Role of excited states for the material gain and threshold current density in quantum wire intersubband laser structures*, Phys. Rev. B **73**, 205328 (2006).
- [HeSi89] M. A. Herman und H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy*, (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1989).
- [Hua85] M.-Z. Huang und W. Y. Ching, *A minimal basis semi-ab initio approach to the band structure of semiconductors*, J. Phys. Chem. Solids **46** (8), 977-995 (1985).
- [Hua95] Danhong Huang, Godfrey Gumbs und M. O. Manasreh, *Many-body analysis of the effects of electron density and temperature on the intersubband transition in GaAs/Al_xGa_{1-x}As multiple quantum wells*, Phys. Rev. B **52** (19), 14126-14130 (1995).
- [Ind02] D. Indjin, P. Harrison, R. W. Kelsall und Z. Ikonić, *Self-consistent scattering theory of transport and output characteristics of quantum cascade lasers*, J. Appl. Phys. **91** (11), 9019-9026 (2002).

- [InTo02] D. Indjin, S. Tomić, Z. Ikonić, P. Harrison, R. W. Kelsall, V. Milanović, und S. Kočinac, *Gain-maximized GaAs/AlGaAs quantum-cascade laser with digitally graded active region*, Appl. Phys. Lett. **81** (12), 2163-2165 (2002).
- [Iot01a] R. C. Iotti und F. Rossi, *Carrier thermalization versus phonon-assisted relaxation in quantum-cascade lasers: A Monte Carlo approach*, Appl. Phys. Lett. **78** (19), 2902-2904 (2001).
- [Iot01b] R. C. Iotti und F. Rossi, *Nature of Charge Transport in Quantum-Cascade Lasers*, Phys. Rev. Lett. **87** (14), 146603 (2001).
- [Ivc97] E. L. Ivchenko und G. Pikus, *Superlattices and other heterostructures*, (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1997), 2. Auflage.
- [Jack83] John David Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, (Walter de Gruyter, Berlin, New York, 1983), 2. Auflage.
- [Jacq54] P. Jacquinot, *The Luminosity of Spectrometers with Prisms, Gratings or Fabry-Perot Etalons*, J. Opt. Soc. Amer. **44**, 761 (1954).
- [Joh91] S. F. Johnston, *Fourier transform infrared: A constantly evolving technology*, (Horwood Verlag, New York, 1991).
- [Kap89] E. Kapon, D. M. Hwang und R. Bhat, *Stimulated Emission in Semiconductor Quantum Wire Heterostructures*, Phys. Rev. Lett. **63** (4), 430-433 (1989).
- [Kaz71] R. F. Kazarinov und R. A. Suris, *Possibility of the amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice*, Sov. Phys. Semicond. **5** (4), 707-709 (1971).
- [Kaz72] R. F. Kazarinov und R. A. Suris, *Electric and electromagnetic properties of semiconductors with a superlattice*, Sov. Phys. Semicond. **6** (1), 120-131 (1972).
- [Kec01] Ingo Keck, *Zur Theorie von Intersubbandübergängen in HL-Heterostrukturen mit Anwendung auf Quantenkaskadenlasern*, Diplomarbeit, Universität Regensburg (2001).
- [Kec03] Ingo Keck, Stefan Schmult, Werner Wegscheider, Martin Rother und Andreas P. Mayer, *Quantum wire intersubband emitter*, Phys. Rev. B **67**, 125312 (2003).
- [Kit96] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, (Oldenburg-Verlag, München, Wien 1996), 12. Auflage.
- [Koe02] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti und F. Rossi, *Terahertz semiconductor-heterostructure laser*, Nature **417**, 156-159 (2002).

- [Kru00] P. Kruck, H. Page, C. Sirtori, S. Barbieri, M. Stellmacher und J. Nagle, *Improved temperature performance of $Al_{0.33}Ga_{0.67}As/GaAs$ quantum-cascade lasers with emission wavelength at $\lambda \approx 11 \mu m$* , Appl. Phys. Lett. **76** (23), 3340-3342 (2000).
- [Lan01] U. Rössler (Hg.), *Landolt-Börnstein— New Series-Group III: Condensed Matter-Semiconductors-A1: Group IV Elements, IV-VI and III-V Compounds-Part α : Lattice properties*, (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 2001).
- [Lar03] D. C. Larrabee, G. A. Khodaparast, J. Kono, K. Ueda, Y. Nakajima, M. Nakai, S. Sasa, M. Inoue, K. I. Kolokolov, J. Li und C. Z. Ning, *Temperature dependence of intersubband transitions in $InAs/AlSb$ quantum wells*, Appl. Phys. Lett. **83** (19), 3936-3938 (2003).
- [Leb84] J. P. Leburton, *Size effects on polar optical phonon scattering of 1-D and 2-D electron gas in synthetic semiconductors*, J. Appl. Phys. **56** (10), 2850-2855 (1984).
- [Lee02] S.-C. Lee und A. Wacker, *Nonequilibrium Green's function theory for transport and gain properties of quantum cascade structures*, Phys. Rev. B **66** (24), 245314 (2002).
- [Lev99] M. Levinshtein, S. Rumyantsev und M. Shur, *Handbook series on Semiconductor Parameters*, (World Scientific, Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1999).
- [Mal05] Oana Malis, Loren N. Pfeiffer, Kenneth W. West, A. Michael Sergent und Claire Gmachl, *Mid-infrared intersubband absorption and electroluminescence in carbon-doped $GaAs/AlGaAs$ quantum well structures*, 8th International Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells (ITQW 2005), Sea Crest Oceanfront Resort, Old Silver Beach, Cape Cod, MA, 11.-16. September (2005).
- [Man04] Christian Mann, *Entwurf und Charakterisierung von Quantenkaskadenlasern*, Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau (2004).
- [Mar91] Dietrich Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Quantum Electronics, Principles and Applications (Academic Press, Boston, San Diego, New York, London, Sydney, Tokyo, Toronto, 1991), 2. Auflage.
- [Marf91] Y. Marfaing, *Optoelectronics with II-VI and IV-VI compounds*, Materials Sci. Eng. B **9** (1-3), 169-177 (1991).
- [Mau89] D. K. Maude, L. Eaves, T. J. Foster und J. C. Portal, *Evidence against the Negative-Charge-State Model for the DX Center in n-Type $GaAs$* , Phys. Rev. Lett. **62** (16), 1922 (1989).

- [Mey87] J. R. Meyer und F. J. Bartoli, *Ionized impurity scattering in the strong-screening limit*, Phys. Rev. B **36** (11), 5989-6000 (1987).
- [Nak86] M. Nakayama, K. Kubota, S. Chika, H. Kato und N. Sano *Raman Scattering From GaAs-Al_{0.5}Ga_{0.5}As-AlAs Polytype Superlattices*, Solid State Communications **58** (7), 475-477 (1986).
- [Nol97] Wolfgang Nolting, *Theoretische Physik 5 Teil 2: Methoden und Anwendungen*, (Vieweg, Braunschweig, Wiesbaden, 1996), 3. Auflage.
- [NoPl00] R. Nötzel und K. H. Ploog, *Quantum wires and dots on high-index substrates*, Physica E **8** (2), 117-124 (2000).
- [Pfe90] L. Pfeiffer, K. W. West, H. L. Stormer, J. P. Eisenstein, K. W. Baldwin, D. Gershoni und J. Spector, *Formation of a high quality two-dimensional electron gas on cleaved GaAs*, Appl. Phys. Lett. **56** (17), 1697-1699 (1990).
- [Pfl03] C. Pflügl, M. Litzenberger, W. Schrenk, D. Pogany, E. Gornik und G. Strasser, *Interferometric study of thermal dynamics in GaAs-based quantum-cascade lasers*, Appl. Phys. Lett. **82** (11), 1664-1666 (2003).
- [Pin04] Markus Pindl, *Nahfelduntersuchungen an optischen Moden von (Al,In)GaN-Laserdioden*, Dissertation, Universität Regensburg (2004).
- [Pri81] P. J. Price, *Two-Dimensional Electron Transport in Semiconductor Layers. I. Phonon Scattering*, Ann. Phys. **133** (2), 217-239 (1981).
- [Rei05] Elisabeth Reinwald, Persönliche Mitteilung (2005).
- [Roc02] M. Rochart, L. Ajili, H. Willenberg, J. Faist, H. Beere, G. Davies, E. Linfield und D. Ritchie, *Low-threshold terahertz quantum-cascade lasers*, Appl. Phys. Lett. **81** (8), 1381-1383 (2002).
- [Rot99] Martin Rother, *AQUILA-Programm zur selbstkonsistenten Simulation von Halbleiternanostrukturen*, Walter Schottky Institut, Technische Universität München (1999).
- [Sam04] L. Samuelson, M. T. Björk, K. Deppert, M. Larsson, B. J. Ohlsson, N. Panev, A. I. Persson, N. Sköld, C. Thelander, L. R. Wallenberg, *Semiconductor nanowires for novel one-dimensional devices*, Physica E **21** (2-4), 560-567 (2004).
- [Sca04] Giacomo Scalari, Stéphane Blaser, Jérôme Faist, Harvey Beere, Edmund Linfield, David Ritchie und Giles Davies, *Terahertz Emission from Quantum Cascade Lasers in the Quantum Hall Regime: Evidence for Many Body Resonances and Localization Effects*, Phys. Rev. Lett. **93**, 237403 (2004).

- [Schm03] Stefan Schmult, *Intersubbandelektrolumineszenz im Mittleren Infrarot von GaAs/AlGaAs-Quantendrahtkaskadenstrukturen hergestellt mittels Überwachsen von Spaltflächen*, Dissertation, Universität Regensburg (2003).
- [ScKe03] Stefan Schmult, Ingo Keck, Thomas Herrle, Werner Wegscheider, Max Bichler, Dieter Schuh, Gerhard Abstreiter, *Field-effect-induced midinfrared electroluminescence of a quantum-wire-cascade structure by remote δ -doping*, Appl. Phys. Lett. **83** (10), 1909-1911 (2003).
- [SiBa99] C. Sirtori, S. Barbieri, P. Kruck, V. Piazza, M. Beck, J. Faist, U. Oesterle, P. Collot und J. Nagle, *Influence of DX centers on the performance of unipolar semiconductor lasers based on GaAs-Al_xGa_{1-x}As*, IEEE Photonics Technol. Lett. **11** (9), 1090-1092 (1999).
- [Sir98] Carlo Sirtori, Peter Kruck, Stefano Barbieri, Philippe Collot, Julien Nagle, Mattias Beck, Jérôme Faist und Ursula Oesterle, *GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum cascade lasers*, Appl. Phys. Lett. **73** (24), 3486-3488 (1998).
- [Sir98a] Carlo Sirtori, Federico Capasso, Jérôme Faist, Albert L. Hutchinson, Deborah L. Sivco und Alfred Y. Cho, *Resonant Tunneling in Quantum Cascade Lasers*, IEEE J. Quantum Electron. **34** (9), 1722-1729 (1998).
- [Sir99] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, H. Page, J. Nagle, M. Beck, J. Faist und U. Oesterle, *Low-loss Al-free waveguides for unipolar semiconductor lasers*, Appl. Phys. Lett. **75** (25), 3911-3913 (1999).
- [Sir01] C. Sirtori, H. Page und C. Becker, *GaAs-based quantum cascade lasers*, Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **359** (1780), 505-522 (2001).
- [Sir02] Carlo Sirtori, Hideaki Page, Cyrille Becker und Valentin Ortiz, *GaAs-AlGaAs Quantum Cascade Lasers: Physics, Technology, and Prospects*, IEEE J. Quantum Electron. **38** (6), 547-558 (2002).
- [Sme96] Jurgen H. Smet, Clifton G. Fonstad und Qing Hu, *Intrawell and interwell intersubband transitions in multiple quantum wells for far-infrared sources*, J. Appl. Phys. **79** (12), 9305-9320 (1996).
- [Ste64] W. H. Steel, *Interferometers without Collimation for Fourier Spectroscopy*, J. Opt. Soc. Amer. **54** (2), 151-156 (1964).
- [Tac95] M. Tacke, *New developments and applications of tunable IR lead salt lasers*, Infrared Phys. Technol. **36** (1), 447-463 (1995).
- [Tro00] M. Troccoli, G. Scamarcio, V. Spagnolo, A. Tredicucci, C. Gmachl, F. Capasso, D. L. Sivco, A. Y. Cho und M. Striccoli, *Electronic distribution in superlattice quantum cascade lasers*, Appl. Phys. Lett. **77** (8), 1088-1090 (2000).

- [Ulbr01] N. Ulbrich, G. Scarpa, A. Sigl, J. Roßkopf, G. Böhm, G. Abstreiter und M.-C. Amann, *High-temperature ($T \geq 470$ K) pulsed operation of $5.5 \mu\text{m}$ quantum cascade lasers with high-reflection coating*, Electron. Lett. **37** (22), 1341-1342 (2001).
- [Ulbr03] N. Ulbrich, J. Bauer, G. Scarpa, R. Boy, D. Schuh, G. Abstreiter, S. Schmult und W. Wegscheider, *Midinfrared intraband electroluminescence from AlInAs quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **83** (8), 1530-1532 (2003).
- [Vur01] I. Vurgaftman, J. R. Meyer und L. R. Ram-Mohan, *Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys*, J. Appl. Phys. **89** (11), 5815-5875 (2001).
- [Wac02] A. Wacker, *Gain in quantum cascade lasers and superlattices: A quantum transport theory*, Phys. Rev. B **66** (8), 085326 (2002).
- [Weg93] W. Wegscheider, L. N. Pfeiffer, M. M. Dignam, A. Pinczuk, K. W. West, S. L. McCall und R. Hull, *Lasing from Excitons in Quantum Wires*, Phys. Rev. Lett. **71** (24), 4071-4074 (1993).
- [Weg94] W. Wegscheider, L. Pfeiffer, K. West, and R. E. Leibenguth, *Current injection GaAs/AlGaAs quantum wire lasers fabricated by cleaved edge overgrowth*, Appl. Phys. Lett. **65** (20), 2510-2512 (1994).
- [Weg05] Werner Wegscheider, Persönliche Mitteilung (2005).
- [WiDoFa03] H. Willenberg, G. H. Döhler und J. Faist, *Intersubband gain in a Bloch oscillator and quantum cascade laser*, Phys. Rev. B **67**, 085315 (2003).
- [Wil03] B. S. Williams, H. Callebaut, S. Kumar, Q. Hu und J. L. Reno, *3.4-THz quantum cascade laser based on longitudinal-optical-phonon scattering for depopulation*, Appl. Phys. Lett. **82** (7), 1015-1017 (2003).
- [Wil04] B. S. Williams, S. Kumar, Q. Hu und J. L. Reno, *Resonant-phonon terahertz quantum-cascade laser operating at 2.1 THz ($\lambda \simeq 141 \mu\text{m}$)*, Electron. Lett. **40** (7), 431-433 (2004).
- [Wit06] B. Witzigmann, V. Laino, M. Luisier, U. T. Schwarz, H. Fischer, G. Feicht, W. Wegscheider, C. Rumbolz, A. Lell und V. Härle, *Analysis of temperature-dependent optical gain in GaN-InGaN quantum-well structures*, IEEE Photonics Technol. Lett. **18** (15), 1600-1602 (2006).
- [Yan00] Q. K. Yang und A. Z. Li, *Calculation of spontaneous emission and gain spectra for quantum cascade lasers*, J. Phys.: Condens. Matter **12** (8), 1907-1914 (2000).
- [YuCa99] P. Y. Yu und M. Cardona, *Fundamentals of Semiconductors*, (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1999), 2. Auflage.

Danksagung

Nicht zuletzt möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Dabei möchte ich mich vor allem bei *Prof. Dr. Werner Wegscheider* für die interessante und vielseitige Aufgabenstellung in einem neuen Forschungsgebiet bedanken. Durch seine Diskussionsbereitschaft und finanzielle Unterstützung, die einige Konferenzbesuche ermöglichte, hat er entscheidend zum Erfolg dieser Arbeit beigetragen.

Ein besonderer Dank gilt *Dr. Stefan Schmult*, meinem Vorgänger bei diesem interessanten Thema. Er hat mich in die Geheimnisse des CEO-Wachstums, der Quantenkaskadenlaser und der Fourierspektroskopie eingeführt. Seine ständige Diskussionsbereitschaft war für meine Arbeit sehr stimulierend.

An dieser Stelle möchte ich *Ingo Keck* und *Dr. habil. Andreas Mayer* danken, die mit ihren theoretischen Arbeiten die Grundlage für viele in dieser Arbeit entstandenen Ergebnisse bereitet haben.

Meinem ehemaligen Diplomanden *Stephan Haneder* danke ich für seine gewissenhafte Arbeit, die fruchtbaren Diskussionen, die gute Laboratmosphäre und das akkurate Korrekturlesen meiner Arbeit.

Wichtige Ergebnisse zur Wellenleitung stammen aus den zweidimensionalen Wellenleitersimulationen. Hier geht mein besonderer Dank an *Dr. Markus Pindl*, der die Software zur Lösung der skalaren Wellengleichung entwickelt hat. Die Diskussionen mit ihm haben viel zu meinem Verständnis über die Wellenleitung in Halbleiterlasern beigetragen.

Durch viele Diskussionen bei Konferenzen und Besuchen gab *Sven Höfling* von der Universität Würzburg manche neuen Impulse für meine Arbeit.

Elisabeth Reinwald spreche ich meinen Dank für die in dieser Arbeit vorgestellten Rasterkraftmikroskopie-Aufnahmen aus. Für seine Kompetenz bei der Mikro-Ramanspektroskopie bedanke ich mich herzlichst bei *Klaus Wagenhuber*.

Dem MBE-Wachstumsteam *Dr. Matthias Reinwald, Dr. Peter Tranitz, Christian Gerl, Ursula Wurstbauer, Imke Gronwald* und *Dr. Dieter Schuh* gebührt ein besondere Dank für die hervorragende Probenqualität.

Kompetente Unterstützung bei technischen Fragen erhielt ich von unseren Technikern *Christof Ermer, Siegfried Heider, Fritz Koch, Peter Müller, Ulrich Zacharias*, allen Mitgliedern der *mechanischen Werkstatt, der Elektronikwerkstatt* und der *Kühlmittelausgabe*.

Verwaltungs- und Organisationsaufgaben waren bei den Sekretärinnen *Renate Creuzburg* und *Annemarie Dinkel* in den besten Händen. Ein herzliches Dankeschön dafür.

Meinen Bürokollegen *Stefan Knott*, *Tobias Leeb* und *Elisabeth Reinwald* danke ich für die angenehme Büroatmosphäre und die vielen Diskussionen auch abseits der Physik.

Dank verdienen auch *alle aktuellen und ehemaligen Lehrstuhlmitglieder*, die ein gutes Arbeitsklima schufen und ein angenehmes und konstruktives Arbeiten ermöglichten.

Das *Graduiertenkolleg „Nichtlinearität und Nichtgleichgewicht in kondensierter Materie“* sei für die finanzielle Unterstützung dankend erwähnt. *Allen Mitgliedern* des Kollegs danke ich für die gute Atmosphäre und die vielen interessanten und teilweise themenfremden Diskussionen.

Großen Dank schulde ich all meinen gewissenhaften Korrekturlesern. Dabei investierten neben schon genannten Personen *Jörg Eehalt*, *Matthias Habl* und *Birgit Lottner* ihre kostbare Zeit darauf mir viele wertvolle Verbesserungsvorschläge zu geben.

Meinen *Eltern* und meiner ganzen *Familie* gilt ein besonderer Dank für die fortwährende Unterstützung. Ein herzlicher Dank geht, nicht nur wegen des Korrekturlesens, an *Birgit Lottner*, die mir mit ihrer liebevollen Art stets zur Seite stand und damit immer eine große Hilfe war.