

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

Wachstum und Charakterisierung von Quantenpunkt - Mikrotürmchen mit adiabatischer Modenanpassung

vorgelegt von Matthias Lermer

aus Würzburg



Würzburg 2013

Eingereicht am: 28.06.2013

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Martin Kamp

2. Gutachter: Prof. Dr. Bert Hecht

der Dissertation

1. Prüfer: Prof. Dr. Martin Kamp

2. Prüfer: Prof. Dr. Bert Hecht

3. Prüfer: Prof. Dr. Wolfgang Kinzel

im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums:

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Summary	3
1 Einführung	5
2 Grundlagen und Theorie	9
2.1 Das Galliumarsenid-Materialsystem	9
2.1.1 Räumliche Kristallstruktur	9
2.1.2 Elektronische Bandstruktur	10
2.2 Quantenpunkt-Exziton	12
2.2.1 Elektronische Zustandsdichte	12
2.2.2 Modell eines Quantenpunktes	13
2.2.3 Exziton	13
2.2.4 Dipolübergang	14
2.2.5 Quantenpunkt im Magnetfeld	19
2.2.6 Quantenpunkt im elektrischen Feld	19
2.3 Photonischer Einschluss im Mikrotürmchen	20
2.3.1 Bragg-Spiegel und Blochmoden	20
2.3.2 Mikrotürmchen	22
2.3.3 Fabry-Perot-Modell	26
2.3.4 Adiabatische Modenanpassung	28
2.4 Licht-Materie Wechselwirkung	31
2.4.1 Starke Kopplung	31
2.4.2 Schwache Kopplung	33
2.4.3 Laserbetrieb	34
3 Wachstum, Prozessierung und Charakterisierung von Mikrotürmchen	37
3.1 Molekularstrahlepitaxie	37
3.1.1 Aufbau und Funktionsprinzip	37
3.1.2 Wachstumsprozesse	39
3.1.3 Selbstorganisierte InAs/GaAs Quantenpunkte	40
3.2 Prozessierung von Mikrotürmchen	42
3.2.1 Mikrotürmchen	42
3.2.2 Elektrische Kontaktierung von Mikrotürmchen	42
3.3 Lumineszenzmessung	46

4	Nachträgliches Ausheilen von InAs/GaAs Quantenpunkten	49
4.1	Ausheilroutine	49
4.2	Spektrale Eigenschaften des Quantenpunktensembles	51
4.3	Quantenpunkte im Magnetfeld	53
4.4	Zusammenfassung des Kapitels	56
5	Spektrale Eigenschaften von adiabatischen Mikrotürmchen	59
5.1	Herstellung von adiabatischen Mikrotürmchen	59
5.2	Spektrale Eigenschaften der fundamentalen Resonatormode	62
5.3	Q Faktor der fundamentalen Blochmode	67
5.4	Zusammenfassung des Kapitels	69
6	Licht-Materie-Wechselwirkung in adiabatischen Mikrotürmchen	71
6.1	Bewertungsfaktoren der Wechselwirkung	71
6.2	Starke Licht-Materie-Wechselwirkung	73
6.3	Lasing	77
6.3.1	Gemittelter Purcell-Faktor	77
6.3.2	Charakteristika des Laserbetriebes	79
6.3.3	Durchmesservariation im Laserbetrieb	81
6.3.4	Von der starken Kopplung zum Lasingregime	85
6.4	Zusammenfassung des Kapitels	87
7	Elektrischer Betrieb von adiabatischen Mikrotürmchen	89
7.1	Vorbetrachtungen zum elektrischen Betrieb	89
7.1.1	Probenherstellung	89
7.1.2	Simulationen zum Bandkantenverlauf	91
7.1.3	Elektrische Charakteristik	92
7.1.4	Optische Qualität des Resonators	94
7.2	Photo- und Elektrolumineszenz	95
7.2.1	Einzelquantenpunktspektroskopie	95
7.2.2	Bestimmung des Purcell-Faktors	98
7.3	Zeitaufgelöste Messungen	99
7.3.1	Rekombinationsdynamiken unter gepulster Anregung	100
7.3.2	Bestimmung des Purcell-Faktors	106
7.4	Zusammenfassung des Kapitels	107
	Anhang	109
	Literaturverzeichnis	111
	Veröffentlichungen des Autors	123
	Zeitschriftenartikel als Erstautor	123
	Zeitschriftenartikel als Koautor	123
	Konferenzbeiträge	124

Danksagung	127
Versicherung an Eides statt	129

Zusammenfassung

Verschiedene Konzepte zur Realisierung einer geeigneten Umgebung für Licht-Materie-Wechselwirkung konkurrieren um Anerkennung und eine ständige Optimierung der Systemparameter findet statt. Das Konzept von Mikrotürmchen scheint prädestiniert, da es viele anwendungsfreundliche Eigenschaften in sich vereint. Allerdings stellt die drastische Abnahme des Q Faktors für kleiner werdende Durchmesser d einen wesentlichen Limitierungsfaktor dieser Strukturen dar. Für viele Anwendungen resultiert daraus ein Kompromiss aus hohem Q Faktor und kleinem Modenvolumen der Strukturen, wodurch das volle Potential des Resonatorsystems nicht ausgeschöpft werden kann. Ziel dieser Arbeit war es, die drastische Abnahme des Q Faktors von Mikrotürmchen mit Durchmessern um $1\mu\text{m}$ aufzuheben und dadurch Resonatoren mit $d \leq 1\mu\text{m}$ für ausgeprägte Licht-Materie-Wechselwirkung herzustellen.

Dazu wurde erstmalig beabsichtigt eine Modenanpassung in Mikrotürmchen vorgenommen. Mittels Molekularstrahlepitaxie konnte eine Übergangsregion, bestehend aus drei Segmenten, in diese Strukturen implementiert und so ein adiabatischer Modenübergang zwischen der aktiven Mittelschicht und den Spiegelbereichen vorgenommen werden. Der positive Einfluss dadurch ergab sich in einer signifikanten Verbesserung des gemessenen Q Faktors für Durchmesser unter $1\mu\text{m}$. Für $d = 0.85\mu\text{m}$ konnte ein Q Faktor von 14 400 bestimmt werden. Dies stellt damit den höchsten je gemessenen Wert für Mikrotürmchen im Submikrometerbereich dar. Dadurch wird ein Bereich mit Modenvolumina $< 3 \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$ erschlossen und ausgeprägte Wechselwirkungseffekte im Mikrotürmchensystem sind zu erwarten. Starke Quantenpunkt-Licht-Kopplung konnte in diesen Strukturen nachgewiesen werden. Die höchste Vakuum-Rabiaufspaltung betrug $85\mu\text{eV}$ und die Visibilität wurde zu 0.41 bestimmt. Im Zuge der weiteren Optimierung der Systemparameter für die starke Kopplung wurde ein ex-situ Ausheilschritt auf die verwendete Quantenpunktsorte angewendet. In magnetooptischen Untersuchungen konnte damit eine Verdopplung der mittleren Oszillatorstärke auf einen Wert von 12 abgeschätzt werden.

Weiter konnte in adiabatischen Mikrotürmchen über einen großen Durchmesserbereich von 2.25 bis $0.95\mu\text{m}$ eindeutiger Laserbetrieb des Quantenpunktensembles nachgewiesen werden. Dabei konnte eine kontinuierliche Reduzierung der Laserschwelle von über zwei Größenordnungen für kleiner werdende Durchmesser beobachtet werden. Für Durchmesser $\leq 1.6\mu\text{m}$ betrug der β -Faktor der Mikrolaser in etwa 0.5. Sie zeigten damit beinahe schwellenloses Verhalten.

Zuletzt wurde der elektrische Betrieb von adiabatischen Mikrotürmchen gezeigt. Dafür wurde eine dotierte Struktur mit adiabatischem Design hergestellt. Im Vergleich zur undotierten Struktur fielen die gemessenen Q Faktoren in etwa um 5 000 geringer aus. Die spektralen Eigenschaften sowohl des Resonators als auch einzelner Quantenpunktlinien zeigten vernachlässigbare Abhängigkeit der Anregungsart (optisch oder elektrisch) und zeugen von einem erfolgreichen Konzept zum elektrischen Betrieb der Bauteile. Zeitaufgelöste Messungen erlaubten die Beobachtung von interessanten Dynamiken der Rekombination von Ladungsträgern in den Proben. Als Ursache dafür wurde ein hohes intrinsisches Feld, welches auf Grund des Designs der Schichtstruktur entsteht, identifiziert. Weiter zeigte sich, dass sich das interne Feld durch Anregungsart und extern angelegte Spannungen manipulieren lässt.

Summary

Various concepts for the realization of a proper environment for interaction of light and matter compete for recognition and a continuous optimizing process takes place. The concept of micropillars seems to be predestinated as it unifies many helpful properties for daily use applications. To this day the drastic decrease of the Q factor for smaller diameters d has been a fundamental reason for the limitation of these structures. For many applications a trade-off between high Q factor and small mode volume has been necessary, so that the full potential of the resonator system has not been exploited totally. The objective of this work was to compensate for the drastic decrease of the Q factor of micropillars with diameters around $1\mu\text{m}$ and to fabricate resonators with $d \leq 1\mu\text{m}$ for pronounced interaction of light and matter.

For this purpose for the first time an intended mode engineering has been exploited in micropillars. By means of molecular beam epitaxy an intersection region, consisting of three segments, has been implemented in these structures and so an adiabatic transition of the mode between the active midsection and the mirrorparts has been achieved. The positive influence has been proven by a significant improvement of the measured Q factor for diameters below $1\mu\text{m}$. For $d = 0.85\mu\text{m}$ a Q factor of 14 400 has been detected. This is the highest Q factor ever measured for micropillars in the submicron regime. By that a regime with mode volumes $< 3 \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$ gets accessible and pronounced effects of interaction in the system of micropillars are expected. In these structures strong quantum dot - light coupling has been shown. The largest vacuum-Rabi-splitting has been $85\mu\text{eV}$ and the visibility has been determined to 0.41. In the course of further optimization of the system parameters for the regime of strong coupling an ex-situ annealing step has been adopted to the used type of quantum dots. Magneto-optical analysis has shown a doubling of the oscillator strength and allowed an estimation for the value to 12.

Furthermore in adiabatic micropillars, over a vast diameter range from 2.25 to $0.95\mu\text{m}$, clear evidence for lasing of the quantum dot ensemble has been shown. Simultaneously a continuous decrease of the lasing threshold by more than two orders of magnitude for small diameters has been observed. For diameters $\leq 1.6\mu\text{m}$ the β -factor of the microlasers has been determined to be around 0.5. Therefore they showed almost thresholdless behavior.

Finally electrical operation of adiabatic micropillars has been shown. For that a doped structure with the adiabatic design has been fabricated. In comparison with the undoped structure the measured Q factors drop to values around 5 000. The spectral properties of both the resonator and single quantum dot lines have shown negligible

dependence on the form of excitation (optical or electrical), indicating that a successful concept for the electrical excitation of the devices has been established. Time resolved measurements have allowed to observe interesting dynamics of the recombination of charge carriers. We have identified the large intrinsic field, which arises because of the design of the layer structure, being the origin for this. Furthermore we have shown, that the internal field can be manipulated by the excitation scheme and the external applied voltage.

1 Einführung

Durch die Kopplung eines Quantenemitters an das Lichtfeld eines optischen Resonators können fundamentale Untersuchungen zur Licht-Materie-Wechselwirkung vorgenommen und Dynamiken des Systems manipuliert werden. Dieser spannende Teilbereich der modernen Physik wird mit cQED (englisches Akronym für: “cavity quantum electrodynamics”) bezeichnet. Obwohl das Themenfeld auf Überlegungen von Albert Einstein zur Quantennatur des Lichts zu Beginn des letzten Jahrhunderts zurückgeführt werden kann [Ein05], gelang der Durchbruch erst in den 90er Jahren mit der experimentellen Beobachtung von Wechselwirkungseffekten zwischen Atomstrahlen und dem Lichtfeld eines Resonators [RTB⁺91, CAO⁺96, BSKM⁺96]. Schließlich konnte mit den Verfahren der Laserkühlung und Trapping (englische Bezeichnung für: “Einsperren”) ein einzelnes Atom oder Ion im Zentrum des Resonators lokalisiert werden und erlaubte unter anderem die deterministische Erzeugung von Einzelphotonen [KHR02], den Nachweis eines Einzelatom-Lasers [MBB⁺03] und die Beobachtung der starken Licht-Materie-Wechselwirkung mit einem einzelnen Atom [BMB⁺04]. Welche Relevanz zum Beispiel dem verschränkten Quantensystem aus Atom und Photon, eine mögliche Realisierung eines sogenannten Quantum Bits (Akronym:QBit), zugeschrieben wird, wird aus der Nobelpreisverleihung im Bereich Physik aus dem Jahre 2012 offensichtlich: Serge Haroche und David Wineland wurden dabei für ihre Forschungsergebnisse auf diesem Gebiet ausgezeichnet. Sie entwickelten unabhängig voneinander ein Verfahren zur Messung des Zustandes eines QBits, ohne dabei den Zustand zu zerstören [NRO⁺99, BW08]. Dies stellt eine Schlüsselkomponente in der Entwicklung zum Quantencomputer hin dar [KMW02b]. Allerdings finden auf Grund der komplexen Experimentalplattform solche Atom-Kavität-Koppelsysteme lediglich im Labor Anwendung und sind ausschließlich im Bereich der Grundlagenforschung anzusiedeln. Eine Überführung ins alltägliche Leben gilt als ausgeschlossen.

Mit dem Fortschritt epitaktischer Abscheidetechniken zur Herstellung von III-V Verbindungshalbleitern können InAs/GaAs Quantenpunkte mit exzellenten optischen Eigenschaften hergestellt werden [MGI⁺94]. Sie besitzen diskrete Energieniveaus und werden daher als “künstliche Atome” bezeichnet. Zusammen mit ausgefeilten Prozessierungsverfahren können Quantenpunkte in halbleiterbasierte Mikroresonatoren hoher Güte und kleinem Modenvolumen eingebracht werden [Vah03]. Dadurch stellen diese Systeme eine attraktive Alternative zu Atom-Kavität-Systemen dar und ebnen den Weg zur kommerziellen Nutzung. Von den zahlreichen Konzepten zur Realisierung von Mikroresonatoren heben sich Mikrotürmchen ab, da sie viele anwendungsfreundliche Eigenschaften in sich vereinen: Sie können auf Grund ihrer Form

mit wenig Aufwand elektrisch kontaktiert werden [BRK⁺08]. Sie zeigen eine hohe Auskoppelleffizienz der intern generierten Photonen [GMdVA⁺13]. Ausgekoppeltes Licht kann auf Grund des gaussförmigen Strahlprofils effizient in optische Elemente gekoppelt werden [PSV⁺02]. Zudem existiert ein optimiertes Prozessierungsverfahren, so dass Güten bis zu 260 000 hergestellt werden können [SGF⁺ed]. Auf dieser Basis konnten unter anderem innovative optoelektronische Bauteile wie Mikrolaser [Rei06, RHK⁺08], hocheffiziente Einzelphotonenquellen [PSV⁺02, HSL⁺10], Quellen zur Erzeugung von ununterscheidbaren Photonen [SFV⁺02] und von verschränkten Photonenpaaren [DSB⁺10] entwickelt werden. Außerdem konnte in diesem Resonatorsystem starke Quantenpunkt-Licht-Wechselwirkung nachgewiesen werden [RSL⁺04, KMR⁺10].

Die oben genannten Bauteile haben einen Durchmesser um die 2 μm . In diesem Regime sind in der Regel cQED-Effekte für Mikrotürmchen mit herkömmlichem Design am ausgeprägtesten zu erwarten [RGK⁺09]. Dies ist der Tatsache geschuldet, dass die Güte von Mikrotürmchen für kleiner werdende Durchmesser stark abnimmt und somit häufig ein Kompromiss zwischen hoher Güte und kleinem Modenvolumen eingegangen werden muss. Ziel dieser Arbeit war es, die drastische Abnahme der Güte von Mikrotürmchen mit kleinem Durchmesser aufzuheben und dadurch den Submikrometerbereich samt seines kleinen Modenvolumens als interessanten Bereich für ausgeprägte cQED Experimente zu erschließen. In dieser Arbeit wurde ausschließlich das Konzept einer Verbesserung der Modenanpassung verfolgt und erstmalig ein adiabatischer Übergangsbereich in Mikrotürmchen implementiert [LGD⁺12]. Die Gliederung der Arbeit stellt sich wie folgt dar:

In Kapitel 2 enthält theoretische Betrachtungen zu den Grundlagen der vorliegenden Arbeit. Es wird zunächst das GaAs-Materialsystem vorgestellt. Anschließend wird das Quasiteilchen “Quantenpunkt-Exziton” eingeführt. Dem folgt ein ausführlicher Abschnitt über den photonischen Einschluss in Mikrotürmchen. Auf Basis des Fabry-Perot-Modells wird das Konzept der adiabatischen Modenanpassung im Mikrotürmchen vorgestellt und ein vielversprechendes Design für Mikrotürmchen hoher Güte im kleinen Durchmesserbereich präsentiert. Nun werden Wechselwirkungseffekte zwischen dem Quantenpunkt-Exziton und dem Lichtfeld des Resonators diskutiert und zuletzt Charakteristika des Lasingregimes gezeigt.

Kapitel 3 widmet sich den technologischen Aspekten dieser Arbeit. Zunächst wird die Probenherstellung mittels Molekularstrahlepitaxie beschrieben. Dem folgt die Ausführung zur Prozessierung der untersuchten Mikrotürmchen und zwei Verfahren zur Kontaktierung der Türmchen werden vorgestellt. Zuletzt wird die Charakterisierungsform der Mikrolumineszenzmessung samt verwendetem Messaufbau erläutert.

In Kapitel 4 werden systematische Studien zum Einfluss eines ex-situ durchgeführten Ausheilschrittes auf die spektroskopischen Eigenschaften des Quantenpunktensembles gezeigt. Ein Modell zur Beschreibung der spektroskopischen Beobachtungen wird vorgestellt. Schließlich werden mit magneto-optischen Untersuchungen die ef-

fektiven Ausdehnungen der verwendeten Quantenpunktsorte explizit bestimmt und damit auf die Oszillatorstärke geschlossen.

Kapitel 5 beschäftigt sich mit den gemessenen Eigenschaften der adiabatischen Mikrotürmchen. Zunächst wird auf das Modenspektrum näher eingegangen und die Elliptizität der Türmchen untersucht. Zum Schluss des Kapitels werden detaillierte Messungen der Güte von adiabatischen Strukturen im kleinen Durchmesserbereich gezeigt und mit Proben herkömmlichen Designs verglichen.

In Kapitel 6 werden beobachtete Wechselwirkungseffekte von Licht und Materie in adiabatischen Mikrotürmchen dargestellt. Dabei liegt der Fokus zunächst auf dem Submikrometerbereich der Mikrotürmchen und starke Kopplung mit großer Vakuum-Rabiauflösung wird nachgewiesen. Danach folgen durchmesserabhängige Untersuchungen der Eigenschaften von adiabatischen Mikrolasern und die Modellierung der Eingangs-Ausgangs-Charakteristik mit zwei verschiedenen Ansätzen.

Kapitel 7 schließlich steht unter dem Zeichen des elektrischen Betriebs von adiabatischen Mikrotürmchen. Ergebnisse der Einzelquantenpunktspektroskopie in Photo- und Elektrolumineszenz werden gezeigt und der gemessene Purcell-Faktor aus einem Verstimmungsexperiment ermittelt. Zuletzt erlauben zeitaufgelöste Messungen die Dynamiken der Rekombination in den Strukturen zu bestimmen.

2 Grundlagen und Theorie

In diesem Kapitel werden die wesentlichen physikalischen Grundlagen dieser Arbeit erläutert. In Abschnitt 2.1 wird der Verbindungshalbleiter Galliumarsenid vorgestellt. Basierend auf diesem Materialsystem lassen sich elektronische und photonische Einschlüsse in Halbleitermaterialien realisieren: Das nulldimensionale Objekt Quantenpunkt wird in Abschnitt 2.2 diskutiert. In Abschnitt 2.3 wird das Konzept der Blochmode in Wellenleiterstrukturen erläutert. Wechselwirkungseffekte zwischen Quantenpunkt und fundamentaler Blochmode werden in Abschnitt 2.4 zusammengefasst.

2.1 Das Galliumarsenid-Materialsystem

Galliumarsenid setzt sich aus dem Hauptgruppe III Element Gallium und dem Gruppe V Element Arsen zusammen und stellt neben Silizium und Germanium einen weiteren, sehr wichtigen Vertreter der verfügbaren Halbleitermaterialien dar. Der sogenannte III/V Verbindungshalbleiter wird durch epitaktische Wachstumsverfahren hergestellt, welche hohe Materialqualität und Schichtdickengenauigkeit im atomaren Bereich erlauben. In Unterabschnitt 2.1.1 wird die gängigste räumliche Kristallstruktur von Arsenidverbindungshalbleitern beschrieben. In Unterabschnitt 2.1.2 wird das Bandschema von GaAs erläutert.

2.1.1 Räumliche Kristallstruktur

Sphalerit (ZnS), auch bekannt unter Zinkblende, ist Namensgeber einer charakteristischen Kristallstruktur. Unter geeigneten Bedingungen kristallisieren GaAs und die weiteren Arsenide AlAs und InAs in dieser Strukturform. Die Atome des Gruppe III Elements sind dabei in einem kubisch-flächenzentriertem Gitter (fcc, engl.: face centered cubic) angeordnet. Um ein Viertel der Raumdiagonalen des ersten Gitters verschoben befindet sich ein weiteres fcc Gitter mit den Arsenatomen auf dessen Plätzen. Abbildung 2.1.1 zeigt die Einheitszelle von GaAs. Man erkennt, dass jedes Atom einer Sorte von vier nächsten Nachbarn des Atoms der anderen Sorte umgeben ist. Die im Mittel acht gemeinsam genutzten Valenzelektronen bilden sp^3 -Hybridbindungsorbitale aus und sind die Basis der teraederförmigen Ausrichtung.

Die Kantenlänge a der kubischen Einheitszelle wird Gitterkonstante genannt. Arsenide unterscheiden sich im Allgemeinen in ihrer Gitterkonstante und beeinflussen

dabei epitaktische Wachstumsmodi bzw. Kristallqualität von Heteroschichtstrukturen. GaAs ($a_{GaAs} = 5.65\text{\AA}$) und AlAs ($a_{AlAs} = 5.66\text{\AA}$) besitzen beinahe gleich große Gitterkonstanten, womit AlAs auf GaAs nahezu gitterangepasst aufwachsen kann. Dagegen erzeugt InAs ($a_{InAs} = 6.06\text{\AA}$) mit einer 7%igen Gitterfehlانpassung relativ zu GaAs eine nennenswerte Gitterverspannung.

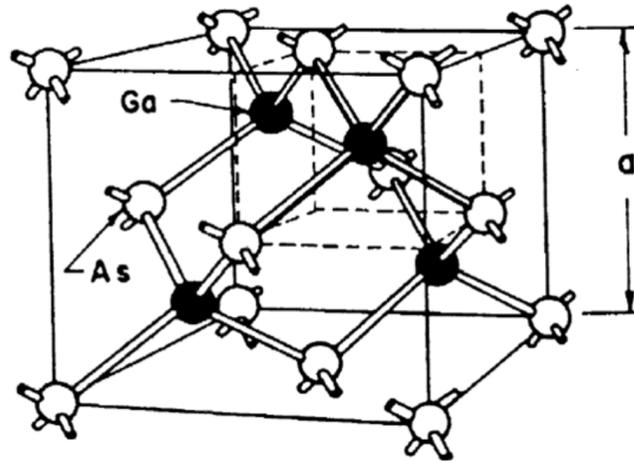


Abbildung 2.1.1: Kristallstruktur (Zinkblende) von GaAs (entnommen aus [Sze81]).

2.1.2 Elektronische Bandstruktur

Auf Grund der dichten Packung der Atome und der leichten Bindung der Valenzelektronen kommt es zur Delokalisierung der Valenzelektronen über den Kristall. Die Lösungen der Wellenfunktionen der Elektronen im periodischen Potential der positiven Atomrümpfe ergibt eine charakteristische Bandstruktur. Sie beschreibt als Dispersionsrelation kontinuierliche, erlaubte Zustandsbereiche für Elektronen, die Bänder genannt werden. Abbildung 2.1.2 a) zeigt die Bandstruktur von GaAs beispielhaft für eine Temperatur nahe dem absoluten Nullpunkt. Für $T \approx 0K$ besetzen Elektronen des Halbleitermaterials das Valenzband vollständig, wohingegen das Leitungsband unbesetzt bleibt. Die thermische Energie der Elektronen nämlich reicht nicht aus, um die Bandlücke, den energetischen Abstand zwischen Valenz- und Leitungsband, zu überwinden. Die Bandlücke E_g von GaAs beträgt für $T \approx 0K$ $1.52eV$. Mit steigender Temperatur kommt es zur Dilatation des Gitters und einer veränderten Wechselwirkung zwischen Elektronen und Gitter. Beides beeinflusst die relative Position von Valenz- und Leitungsband und damit E_g . Das Temperaturverhalten der Bandlücke kann mit der sogenannten Varshni Formel genähert werden [Var67]:

$$E_g(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{\beta + T} \quad (2.1.1)$$

Für tiefe Temperaturen ist der quadratische Term dominant, wohingegen sich für hohe Temperaturen eine lineare Abhängigkeit einstellt. Ermittelte Parameter gängiger III/V Materialien können aus [VMRM01] entnommen werden.

GaAs ist ein direkter Halbleiter. Darunter versteht man, dass sich das Minimum der Leitungsbandkante an der gleichen Position im k-Raum befindet wie das Maximum der Valenzbandkante. Für GaAs ist damit der Γ -Punkt ausgezeichnet. Betrachtet man die nähere Umgebung der beiden Bänder um den Γ -Punkt (rot umrahmter Bereich in Abbildung 2.1.2a)), so erkennt man die gute Näherung der Dispersionsrelationen durch Parabeln. Diese sind in Abbildung 2.1.2b) graphisch dargestellt. Das Valenzband ist aufgespalten in drei Subbänder, nämlich das hh- (engl. Akronym: heavy hole), das lh- (engl. Akronym: light hole) und so-Band (engl. Akronym: split off). Durch die Krümmung der Dispersionsrelationen in den Valenzbändern ist die effektive Masse der Löcher, der sogenannten Defektelektronen, bestimmt und ist namensgebend für hh- und lh-Band.

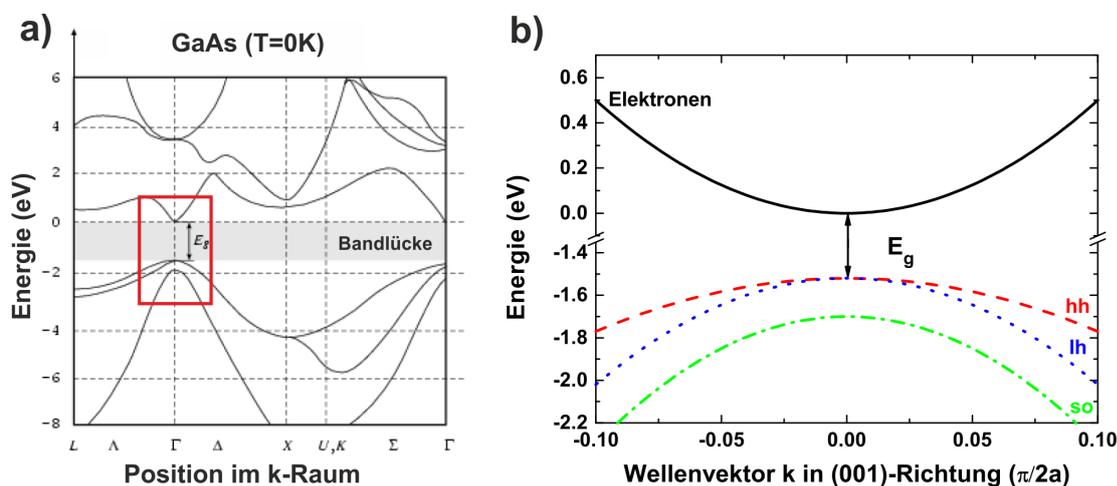


Abbildung 2.1.2: a) Bandstruktur von GaAs bei tiefen Temperaturen nach [IL09]. b) Parabolische Näherung der Elektronen- und Lochbänder am Γ -Punkt in (001)-Richtung.

In Abbildung 2.1.3 ist die Bandlücke und Gitterkonstante für GaAs, AlAs und InAs bei Raumtemperatur aufgetragen und stellt ein graphisches Resume von Abschnitt 2.1 dar. Zur besseren Einordnung der Wertepaare sind Si und Ge (vielenbenutzte Halbleitermaterialien) vergleichend dem Graphen hinzugefügt. Ein großer Vorteil der Verbindungshalbleiter gegenüber der Elementhalbleitern besteht darin, dass sich zwischen den binären Verbindungen entlang der roten Linien ternäre Verbindungen beliebiger Zusammensetzung herstellen und somit die Gitterkonstante und Bandlücke variieren lassen.

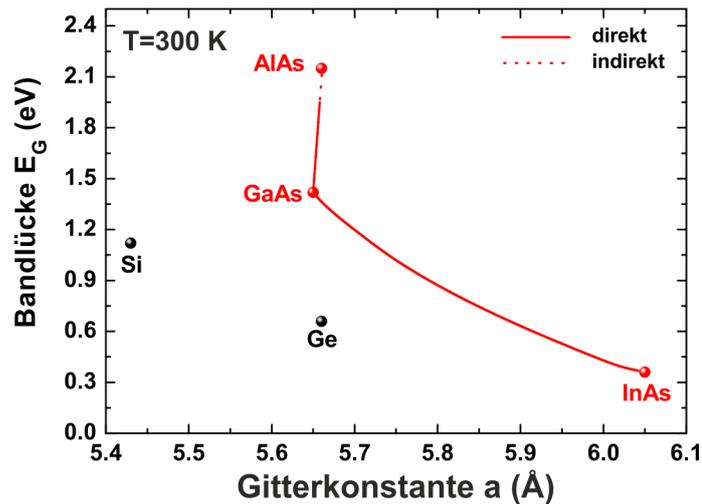


Abbildung 2.1.3: Bandlücke der für diese Arbeit relevanten Arsenidverbindungs-
halbleiter, sowie Si und Ge aufgetragen über der Gitterkonstante a bei Raumtemperatur.

2.2 Quantenpunkt-Exziton

Schränkt man die freie Beweglichkeit eines Teilchens unterhalb seiner de-Broglie-Wellenlänge in einer oder mehreren Raumrichtungen ein, so treten quantenmechanische Effekte offensichtlich hervor. Wichtige Eigenschaften des Systems ändern sich grundlegend, darunter die Zustandsdichte (Unterabschnitt 2.2.1). In Unterabschnitt 2.2.2 wird das Konzept der nulldimensionalen Halbleiternanostruktur, dem sogenannten Quantenpunkt, veranschaulicht. Dort können Exzitonen, Quasiteilchenverbände aus Elektron und Loch, lokalisiert sein. Sie werden in Unterabschnitt 2.2.3 näher beleuchtet. Unterabschnitt 2.2.4 beschäftigt sich mit der strahlenden Rekombination von Quantenpunkt-Exzitonen. Wie ein konstantes magnetisches und elektrisches Feld die strahlende Rekombination beeinflusst wird zuletzt in Unterabschnitt 2.2.5 und Unterabschnitt 2.2.6 diskutiert.

2.2.1 Elektronische Zustandsdichte

Mit der Fabrikation von kleinen Halbleiterstrukturen im Nanometerbereich gelingt es, die Translation von Elektronen auf eine Ausdehnung im Bereich ihrer de-Broglie-Wellenlänge einzuschränken. Der Grad der Translationseinschränkung und damit die Anzahl der Quantisierungsrichtungen bestimmt die Anzahl an verfügbaren Zuständen der Elektronen n pro Einheitsvolumen und Energieintervall. Sie wird Zustandsdichte $N(E)$ genannt und ist gegeben durch

$$N(E) = \frac{dn}{dE} . \quad (2.2.1)$$

Im dreidimensionalen Volumenhalbleiter findet in keiner Raumrichtung eine Einschränkung der Translation statt und die elektronische Zustandsdichte ist direkt proportional zu \sqrt{E} . Für einen zweidimensionalen Quantenfilm ist die Zustandsdichte stufenförmig. Ein eindimensionaler Quantendraht besitzt eine $\frac{1}{\sqrt{E}}$ Abhängigkeit. Die Zustandsdichte des nulldimensionalen Quantenpunktes schließlich zeigt kein kontinuierliches Verhalten mehr, sondern diskrete, deltaförmige Linien.

2.2.2 Modell eines Quantenpunktes

Die in dieser Arbeit verfolgte Realisierungsform von Quantenpunkten ist das sogenannte verspannungsinduzierte, epitaktische Wachstum [Mic03]. Sie wurde in dieser Arbeit verwendet, um InAs Quantenstrukturen mit typischen Abmessungen in allen drei Raumrichtungen im Bereich von $10nm$ auf einer GaAs Oberfläche selbstorganisiert zu erzeugen. Abbildung 2.2.1 a) zeigt die REM-Aufnahme (Akronym für: "Raster-Elektronen-Mikroskop") von derart geformten InAs Pyramiden auf einer (100) orientierten GaAs Oberfläche. Nachdem man die Pyramidalstrukturen mit GaAs überwachsen und sie somit komplett in das Material höherer Bandlücke eingebettet hat, spricht man von Quantenpunkten. Eine detaillierte Beschreibung der Vorgänge während der einzelnen Wachstumsschritte erfolgt in Kapitel 3.

Vereinfacht besitzt der Quantenpunkt dadurch ein rechteckiges Einschlusspotential in allen drei Raumrichtungen und kann als dreidimensionaler Potentialtopf endlicher Höhe genähert werden. Allerdings besitzt der in dieser Arbeit verwendete Typus Quantenpunkt eine erheblich kleinere Ausdehnung in Wachstumsrichtung (ca. $2nm$), verglichen mit seiner lateralen Ausdehnung von 20 bis $30nm$. Daher ist die Wachstumsrichtung ausgezeichnet und bestimmend für die quantenmechanische Betrachtung der Ladungsträger im Potential der Quantenpunkte. Abbildung 2.2.1 b) zeigt den idealisierten Bandkantenverlauf von Leitungs- und Valenzbändern. Auf Grund unterschiedlicher Quantisierungseffekte von Leicht- und Schwerloch und Verspannungen ist das lh-Band (grün gestrichelte Linie) gegenüber dem hh-Band energetisch abgesenkt und wird für die weiteren Betrachtungen außer Acht gelassen. Analog zur Nomenklatur in der Atomphysik werden die diskreten Niveaus in den Bändern mit S,P, ... bezeichnet und sind als gestrichelte Linien in Abbildung 2.2.1 b) eingezeichnet. Weiterhin gilt für die Besetzung der Niveaus mit fermionischen Teilchen wie Elektronen die Einhaltung des Pauli Prinzips, so dass das niedrigste Niveau nur jeweils mit höchstens zwei Teilchen besetzt sein kann.

2.2.3 Exziton

Ein Exziton ist ein Quasiteilchen, bestehend aus einem Elektron und einem Loch. Es kann sich beispielsweise bilden, wenn ein Elektron aus dem Valenzband über die Bandkante ins Leitungsband angeregt wird und dabei ein Loch zurück lässt. Wegen

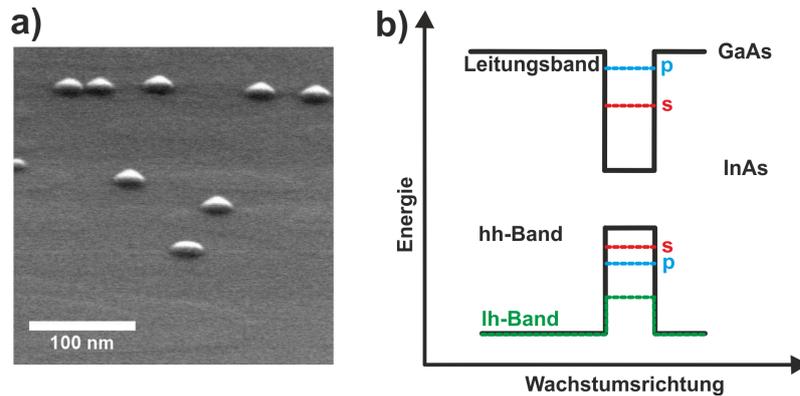


Abbildung 2.2.1: a) REM-Aufnahme von pyramidalen InAs Strukturen auf einer GaAs Oberfläche. b) Schematische Darstellung des idealisierten, rechteckigen Einschlusspotentials eines InAs Quantenpunktes auf GaAs Substrat in Wachstumsrichtung.

der unterschiedlichen Ladungen der beiden Teilchen kommt es zur Coulombwechselwirkung, die analog zum isolierten Wasserstoffatom behandelt werden kann. Dabei ist allerdings zu beachten, dass die Ladungsträger im Vergleich zum Vakuumfall eine reduzierte effektive Masse aufweisen und ihre Ladungen im dielektrischen Halbleiter abgeschirmt werden. Dies führt dazu, dass das Exziton im Vergleich zum Wasserstoffatom viel schwächer gebunden ist. Für ein Exziton im GaAs Volumenhalbleiter beträgt die Bindungsenergie gerade einmal 4.2meV und der Bohr'sche Radius a_0^X , welcher die mittlere räumliche Ausdehnung des Exzitons beschreibt, wurde zu 13nm bestimmt [PV12]. Solche Exzitonen sind somit über mehrere Gitterkonstanten delokalisiert, weswegen man sie freie bzw. Wannier-Exzitonen nennt. Sie können sich frei durch den Kristall bewegen und durch verschiedene Streuprozesse an Phononen in den Grundzustand eines Quantenpunktes relaxieren. Im Gegensatz zum Wannier-Exziton ist das Quantenpunkt-Exziton örtlich im Kristall lokalisiert. Die Exzitonbindungsenergie E_X ist auf Grund der Lokalisation weiter erhöht.

2.2.4 Dipolübergang

Betrachtet man den Grundzustand eines Quantenpunktes, so kann dieser mit einem Exziton besetzt oder unbesetzt sein. Im quantenmechanischen Bild wollen wir diese beiden Zustände mit $|1\rangle$ und $|0\rangle$ bezeichnen. Energetisch sind die beiden Zustände um $E_{\{0,1\}} = \hbar\omega_0$ separiert. Dies entspricht der Differenz der Grundzustandsenergien von Elektron und Loch im Quantenpunkt abzüglich E_X . Dieses Zweiniveausystem ist in Abbildung 2.2.2 a) gezeigt. Eine semiklassische Betrachtung der Wechselwirkung des Zweiniveausystems mit einem externen kohärenten Strahlungsfeld liefert meist eine sehr gute Beschreibung der Vorgänge von kohärenter, resonanter Absorption und stimulierter Emission. Die beiden Wechselwirkungsprozesse sind in Abbildung 2.2.2 b) und c) schematisch gezeigt.

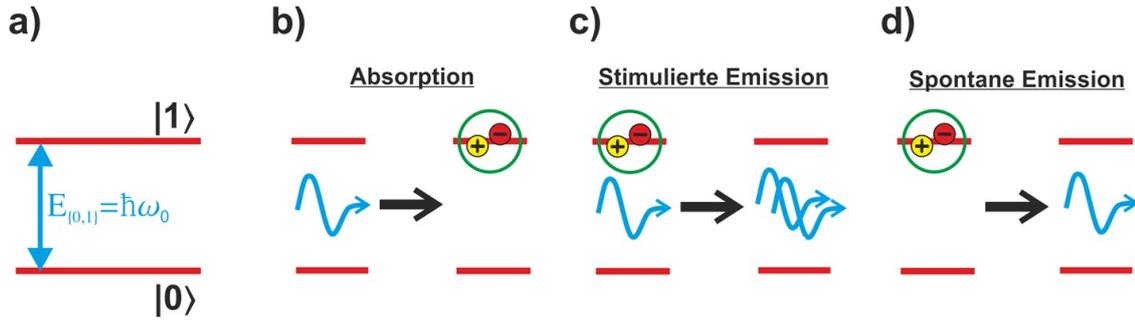


Abbildung 2.2.2: a) QP-Exziton als Zweiniveausystem mit dem energetischen Abstand $E_{\{0,1\}}$. b), c) und d) zeigen schematisch die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse zwischen dem Zweiniveausystem und einem externen Strahlungsfeld.

Semiklassische Betrachtung bedeutet in diesem Falle, dass das Exziton quantenmechanisch beschrieben wird und dessen Wellenfunktion somit der Schrödingergleichung gehorcht, das Strahlungsfeld allerdings klassisch durch die Maxwellgleichungen bestimmt ist. Die resultierenden Gleichungen sind als “optische Bloch-Gleichungen” bekannt. In dieser Betrachtung findet die sogenannte Dipolnäherung Anwendung. Sie besagt, dass der Hamiltonoperator der Wechselwirkung von Licht und Materie durch den elektrischen Dipolübergang bestimmt ist. Dies bedeutet, dass die Ausdehnung der Teilchenwelle im Vergleich zur Wellenlänge des Feldes und somit die räumliche Variation des elektrischen Felds am Ort des Dipoles vernachlässigbar ist. Das Übergangsmatrixelement stellt sich wie folgt dar

$$M_{1 \rightarrow 0} = \langle 0 | -\vec{p} \cdot \vec{F}(t) | 1 \rangle \quad (2.2.2)$$

und lässt sich durch den Dipoloperator \vec{p} des Quantenpunktes, das zeitabhängige elektrische Feld $\vec{F}(t)$ am Ort des Quantenpunktes und dem örtlichen Überlapp der Wellenfunktionen der beiden Zustände manipulieren. In diesem Modell verwendet man gerne die Oszillatorstärke f als Maß für die Stärke der Kopplung zwischen dem Zweiniveausystem und dem Strahlungsfeld. Für ein Exziton lässt sich die Oszillatorstärke eines Exzitons nach [Yam00] wie folgt ausdrücken:

$$f_{Exziton} = \frac{2}{m_0 \hbar \omega_0} |M_{1 \rightarrow 0}|^2. \quad (2.2.3)$$

Dabei ist m_0 die freie Elektronenmasse.

Die Lösungen der “optischen Bloch-Gleichungen” beschreiben zum einen den Unterschied der Besetzungswahrscheinlichkeit der beiden Zustände, zum anderen das Verhalten des induzierten Dipolmoments. Für eine resonante, linear polarisierte elek-

trische Welle $\vec{F} = \vec{F}_0 \cos(\omega_0 t)$ und einem linearpolarisierten Übergang mit Dipolmoment $\vec{\mu}$ oszilliert die Besetzungswahrscheinlichkeit $|b|^2$ des Zustands $|1\rangle$ in der Zeit

$$|b|^2 = \sin^2\left(\omega_R \frac{t}{2}\right) \quad (2.2.4)$$

und ist in Abbildung 2.2.3 a) gezeichnet. Die Frequenz der Oszillation, die sogenannte Rabioszillation, ist durch die Rabifrequenz

$$\omega_R = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{F}_0}{\hbar} \quad (2.2.5)$$

beschrieben, die ihrerseits die Stärke der Kopplung g des Quantenpunkt-Exzitons ans Strahlungsfeld bestimmt:

$$g = \hbar\omega_R = \left| \vec{\mu} \cdot \vec{F}(t) \right| . \quad (2.2.6)$$

Im realen System allerdings beobachtet man ein gedämpftes Verhalten der Rabioszillation bis hin zu einem stabilen Gleichgewichtszustand $\Delta n = 0$. Die Ursachen für die Dämpfung sind vielschichtig. Betrachtet man zum Beispiel ein Ensemble von identischen Quantenpunkten n_0 im Zustand $|1\rangle$, so entwickelt sich die Besetzung des angeregten Zustandes

$$n(t) = n_0 e^{-t/T_1} \quad (2.2.7)$$

nach einem exponentiellen Zerfall mit der Zerfallskonstante T_1 , der sogenannten natürlichen Lebensdauer des Quantenpunktes. Die Rekombination beruht auf der spontanen Emission und ist in Abbildung 2.2.2 d) schematisch dargestellt. Im Übrigen ist die Betrachtung des Ensembles an identischen Quantenpunkten äquivalent zur statistischen Evaluierung der Lebensdauer eines einzelnen Quantenpunktes. Die abgestrahlte Intensität $I(t)$ ist proportional zu $n(t)/n_0$ [HS10]. Das zugehörige Wellenpaket ($I(t) \propto |F(t)|^2$) stellt sich in folgender Form dar [MW95]:

$$F(t) = F_0 e^{-t/2T_1 - i\omega_0 t} . \quad (2.2.8)$$

Die zeitliche Ausdehnung des Wellenpaketes beträgt folglich $2T_1$ und begrenzt im Fourierlimit die Kohärenzzeit T_2 [HS10].

Des Weiteren treten im realen System Wechselwirkungsprozesse mit der Umgebung auf, die eine Änderung der Gesamtpolarisation des Ensembles hervorrufen, ohne dabei die Besetzungstatistik zu ändern. Diese Prozesse beschränken ebenfalls die Kohärenzzeit des Systems und werden zur "reinen Dephasierung" mit der charakteristischen Zeit T_2^* zusammengefasst [Mic03]. In Summe dephasiert somit die Kohärenz des Systems mit der Rate:

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2T_1} + \frac{1}{T_2^*}. \quad (2.2.9)$$

Analog zur Besetzungswahrscheinlichkeit $|b|^2$ des Zustandes $|1\rangle$ im idealen Zweiniveausystem ist in Abbildung 2.2.3 b) der Besetzungsunterschied Δn zwischen den beiden Niveaus für ein Ensemble an identischen Quantenpunkt-Exzitonen gezeichnet. Der schwarze Graph zeigt dabei die Vernachlässigung von Dämpfung des Systems und sein Verlauf folgt analog zu Abbildung 2.2.3 a). Der rote Graph zeigt exemplarisch das gedämpfte oszillierende Verhalten des Systems bei Berücksichtigung der natürlichen Lebensdauer des Quantenpunktes. Die reine Dephasierung ist dabei vernachlässigt.

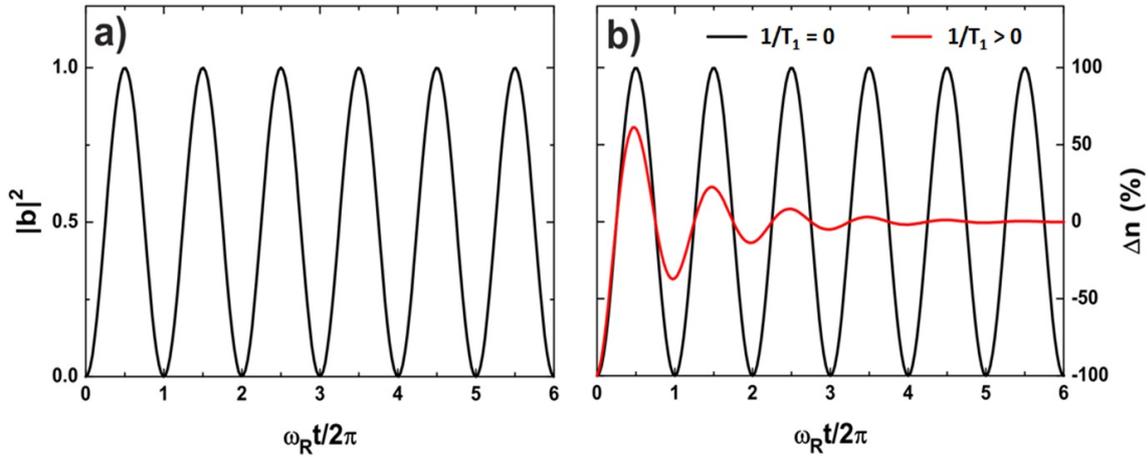


Abbildung 2.2.3: a) Rabioszillation der Besetzungswahrscheinlichkeit $|b|^2$ in der Zeit mit der Rabifrequenz ω_R . b) Rabioszillation des relativen Besetzungsunterschiedes Δn zwischen den Zuständen $|1\rangle$ und $|0\rangle$ im Ensemble von identischen Quantenpunkten ohne (schwarze Linie) und mit Dämpfung (rote Linie) auf Grund der natürlichen Lebensdauer des Quantenpunktes.

Wie bereits erwähnt repräsentiert T_1 im Falle der spontanen Emission die Zeitkonstante des Übergangs von Zustand $|1\rangle$ in Zustand $|0\rangle$ und bestimmt somit die Übergangsrates $\Gamma = \frac{1}{T_1}$, also die Übergangswahrscheinlichkeit pro Zeiteinheit. Diese Rate, auch spontane Zerfallsrate genannt, wird mit dem Übergangsmatrixelement aus Gleichung 2.2.2 in der Dipolnäherung durch Fermis Goldene Regel ausdrücken [GSG⁺98]

$$\Gamma = \frac{4\pi}{\hbar} |M_{1 \rightarrow 0}|^2 \rho(\omega_0). \quad (2.2.10)$$

$\rho(\omega_0)$ ist dabei die photonische Zustandsdichte des Systems und ermöglicht die Manipulation der spontanen Zerfallsrate. In Abschnitt 2.4 wird näher darauf eingegangen.

Zeit- und Frequenzraum sind über die Fouriertransformation miteinander verknüpft. Somit beeinflusst die Dynamik des Übergangs auch dessen spektrale Eigenschaften. Eine endliche Lebensdauer bedeutet eine endliche Linienbreite im Spektrum und damit eine Abweichung der naiven Erwartung einer scharfen, deltaförmigen Übergangslinie zwischen den diskreten Niveaus. Eine Abschätzung der Linienbreite $\Delta E = \hbar\Delta\omega$ ist durch die Heisenbergsche Unschärferelation möglich. Führt man eine Fouriertransformation des Wellenpaketes aus Gleichung 2.2.8 durch, erhält man eine Lorentzkurve der Form

$$E(\omega) = E_0 \frac{\frac{1}{2T_1}}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{2T_1}\right)^2}. \quad (2.2.11)$$

Die homogene Linienbreite der Funktion beträgt folglich $\Delta E_{hom} = \frac{\hbar}{T_1} = \hbar\Gamma$.

Berücksichtigt man Gleichung 2.2.9, so erwartet man im dissipativen Prozess der spontanen Emission eine zusätzliche Verbreiterung der Linienbreite auf Grund des reinen Dephasierens. Die reine Dephasierungsrate γ^* berechnet sich zu $\gamma^* = 2\frac{1}{T_2^*}$ [BRPA03] und liefert mit $\Delta E^* = \hbar\gamma^*$ einen additiven Beitrag zur Gesamtverbreiterung der gemessenen Übergangslinie im Spektrum. Da das reine Dephasieren phononenmediert auftritt, zeigt der Beitrag starke Temperaturabhängigkeit. Für InAs/GaAs Quantenpunkte und Temperaturen unterhalb 60 Kelvin zum Beispiel ergibt sich aus Experimenten ein linearer Zusammenhang zwischen ΔE^* und der Temperatur [MALH⁺11]:

$$\frac{\partial(\Delta E^*)}{\partial T} = (0.39 \pm 0.13)\mu\text{eV/K}. \quad (2.2.12)$$

Für endliche Temperaturen beobachtet man zusätzlich eine Phononenverbreiterung der homogenen Linienbreite auf Grund von elastischen Stößen mit akustischen Phononen [BF02]. Dieses wird für InAs/GaAs Quantenpunkte typischerweise für Temperaturen oberhalb 50 Kelvin dominant und homogene Linienbreiten um 2meV für $T = 100\text{K}$ wurden gemessen [BLS⁺01]. Gleiches beobachtet man auch als Abhängigkeit von der Pumpleistung und für hohe Anregungsleistungen bei Tieftemperatur wurden Linienbreiten bis zu 4meV gemessen [SHR⁺06]. Ein weiterer Mechanismus zur Linienverbreiterung ist unter dem Begriff “spektrale Diffusion” bekannt [RSP⁺05]. Er rührt von Coulombwechselwirkung zwischen dem Quantenpunkt-Exziton und der Ladungsträgerumgebung um das Exziton her. Diese ist in der Regel dynamisch und ruft ein spektrales Wandern der Übergangslinie hervor. Die spektrale Diffusion liefert einen großen Beitrag, wenn Ladungsträger an Kristalldefekten nahe am Quantenpunkt gebunden werden können [HHS⁺11].

2.2.5 Quantenpunkt im Magnetfeld

In Unterabschnitt 2.2.4 wurde unter anderem der Prozess der spontanen Emission erklärt und der Grund für das Auftreten von Spektrallinien erläutert. In diesem Unterkapitel soll der Einfluss eines äußeren magnetischen Felds auf die spektrale Lage der Emissionslinie diskutiert werden. Wir betrachten dabei das System in der sogenannten Farady-Konfiguration. Das äußere Magnetfeld \vec{B} soll somit parallel zur Wachstumsrichtung angelegt sein. Für die Gesamtenergie des Systems ergibt sich folgender Ausdruck [Sch05]

$$E_{ges}(H) = \hbar\omega_0 \pm \frac{1}{2}\mu_B g B + \chi B^2 \quad (2.2.13)$$

und dadurch eine Verschiebung und Aufspaltung der Emissionslinie mit der Energie $\hbar\omega_0$ linear und quadratisch mit dem angelegten Magnetfeld. Der lineare Term beschreibt das paramagnetische Verhalten des Quantenpunkt-Exzitons und ist Ursache der Zeemannaufspaltung der Emissionslinie. μ_B ist das Bohrsche Magneton und g der Landé-Faktor. Der quadratische Term beschreibt den diamagnetischen Anteil an der Verschiebung mit dem diamagnetischen Koeffizienten χ , der für gebundene Exzitonen mit folgendem Ausdruck beschrieben werden kann [WR98]:

$$\chi = \frac{e^2 \langle \rho_X^2 \rangle}{8 \mu_{red}}. \quad (2.2.14)$$

μ_{red} stellt dabei die reduzierte Masse von Elektron und Schwerloch da. Durch magnetfeldabhängige Messungen am Quantenpunkt in Farady-Konfiguration lässt sich neben dem Landé-Faktor auch der diamagnetische Koeffizient bestimmen und daraus die mittlere quadratische Ausdehnung der Exziton-Wellenfunktion $\langle \rho_X^2 \rangle$ ermitteln.

2.2.6 Quantenpunkt im elektrischen Feld

Ein von außen angelegtes elektrisches Feld \vec{F} wechselwirkt mit den Ladungsträgern des Halbleiterkristalls und induziert eine Verbiegung der Bänder. Analog zum Stark-Effekt in Atomen beobachtet man im Spektrum der Rekombinationslinie von Quantenpunkt-Exzitonen eine Rotverschiebung mit steigendem elektrischen Feld. Diesen Effekt nennt man im Halbleiterquantenpunktsystem den QCSE (englisches Akronym für “quantum confined Stark-effect”). Auf Grund der Bandverbiegung kommt es nämlich zu einer örtlichen Separation der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten von Elektron und Loch ($\langle \rho_{e,h}^2 \rangle$) im Quantenpunkt in Feldrichtung. Damit einher geht eine Polarisation P der Elektron-Loch-Wellenfunktion. Damit rücken Elektronen- und Lochniveau energetisch um E_{QCSE} näher zusammen. Allerdings ist der Überlapp der Aufenthaltswahrscheinlichkeiten im Falle eines äußeren elektrischen Feldes im Vergleich zum ungestörten Fall reduziert. Mit Hilfe der Störungstheorie lässt sich die Gesamtenergie des Systems ausdrücken:

$$E_{ges}(F) = \hbar\omega_0 + \mu F - PF^2 . \quad (2.2.15)$$

2.3 Photonischer Einschluss im Mikrotürmchen

Photonische Kristalle bestehen aus periodischen dielektrischen Nanostrukturen. Blochs Theorem zur Beschreibung der Propagation von freien Elektronen im periodischen Potential eines Halbleiterkristalls kann auf die Propagation von elektromagnetischen Wellen im photonischen Kristall übertragen werden. Folglich tauchen Konzepte wie Bänder und Bandlücken auch im photonischen Kristall auf. Bragg-Spiegel sind nichts anders als 1-dimensionale photonische Kristalle und werden in Unterabschnitt 2.3.1 diskutiert. Aus ihnen lassen sich Fabry-Perot-Resonatoren formen und schließlich ein 3-dimensionaler photonischer Einschluss erzeugen. Ein solcher Mikroresonator wird in Unterabschnitt 2.3.2 vorgestellt und Systemparameter wie Q Faktor und Modenvolumen diskutiert. In Unterabschnitt 2.3.3 wird ein Konzept zur analytischen Berechnung der Systemparameter eines solchen Fabry-Perot-Resonators erklärt. Basierend auf diesem Model wird in Unterabschnitt 2.3.4 ein neuartiges Resonatordesign mit hohem Q Faktor und kleinem Modenvolumen identifiziert.

2.3.1 Bragg-Spiegel und Blochmoden

Ein Bragg-Spiegel (DBR, engl.: distributed Bragg reflector) ist eine Heteroschichtstruktur aus dielektrischen Materialien, bei der eine alternierende Änderung des Brechungsindex entlang einer Raumrichtung vorliegt. In dieser Arbeit wurden dabei dünne AlAs- und GaAs-Schichten verwendet. Sie können beinahe verspannungsfrei aufgewachsen werden. Die Brechungsindices von AlAs und GaAs sind dabei von der Temperatur und der betrachteten Wellenlänge λ des Lichtes abhängig. Sie betragen bei Raumtemperatur und $\lambda = 950nm$ in etwa 2.9/3.5 für AlAs/GaAs [Ada85].

Der Bragg-Spiegel funktioniert auf dem Prinzip der Interferenz von Teilstrahlen. Trifft eine Lichtwelle auf einen Schichtübergang, bei dem sich der Brechungsindex sprunghaft ändert, so wird ein Teil der Lichtwelle transmittiert und der Rest reflektiert. Zusätzlich erfährt der reflektierte Teil einer Lichtwelle am Übergang vom optisch dünneren zum optisch dichteren Medium (*AlAs* \rightarrow *GaAs*) einen Phasensprung von 180° . Eine senkrecht einfallende Lichtwelle der Wellenlänge λ_{Bragg} wird am Bragg-Spiegel maximal reflektiert, wenn die Schichtdicken der Heterostruktur die sogenannte Bragg-Bedingung $d_{AlAs,GaAs} = \frac{\lambda_{Bragg}}{4n_{AlAs,GaAs}}$ erfüllen. Abbildung 2.3.1a) zeigt schematisch die Anteile von reflektiertem und transmittiertem Strahl an einem Bragg-Spiegel mit N Spiegelpaaren, eingebettet zwischen zwei Medien mit den Brechungsindices n_0 und n_S . Aus Gründen der Übersichtlichkeit fällt dabei der Lichtstrahl verkippt zur Normalen der Heterostruktur ein. Die maximale Reflektivität R_{max} einer solchen Struktur berechnet sich nach [Kor07] zu

$$\sqrt{R_{max}} = \frac{1 - \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_{AlAs}}{n_{GaAs}} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_S}{n_0} \left(\frac{n_{AlAs}}{n_{GaAs}} \right)^{2N}}. \quad (2.3.1)$$

Gleichung 2.3.1 zeigt, dass R_{max} mit zunehmender Spiegelpaaranzahl N gegen eins konvergiert.

Das Reflexionsspektrum eines solchen DBR kann über die Transfermatrixmethode berechnet werden. Diese Methode basiert auf der Wechselwirkung zwischen den Feldvektoren der ein- und auslaufenden Welle und Transfermatrizen für Grenzschichten und Spiegelsegmente. Der genaue Formalismus kann z.B. in [LI03] nachgelesen werden.

Abbildung 2.3.1 b) zeigt das mit der Transfermatrixmethode berechnete Reflexionsspektrum eines AlAs/GaAs DBRs für verschiedene Spiegelpaaranzahlen bei Raumtemperatur und eine Bragg-Wellenlänge von $\lambda_{Bragg} = 950nm$. Mit zunehmender Spiegelzahl (N) steigt R_{max} . Für $N = 20$ zum Beispiel beträgt $R_{max} = 0.9993$, also annähernd 100%. Zusätzlich erkennt man um die Bragg-Wellenlänge einen Bereich nahezu konstanter Reflektivität, das sogenannte Stopband. Seine spektrale Breite $\Delta\lambda_{Stop}$ kann nach [Kor07] mit

$$\Delta\lambda_{Stop} = \frac{4}{\pi} \lambda_{Bragg} \sin^{-1} \left(\frac{1 - \frac{n_{AlAs}}{n_{GaAs}}}{1 + \frac{n_{AlAs}}{n_{GaAs}}} \right) \quad (2.3.2)$$

berechnet werden.

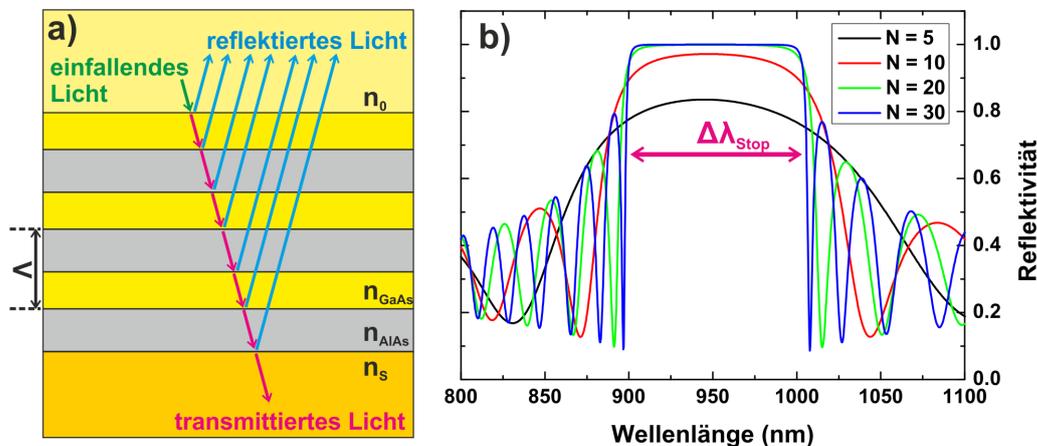


Abbildung 2.3.1: a) Schematische Darstellung eines Bragg-Spiegels, bestehend aus N AlAs/GaAs-Spiegelpaaren zwischen zwei Medien mit den Brechungsindizes n_0 und n_S . b) Berechnetes Reflexionsspektrum eines AlAs/GaAs DBR für verschiedene Spiegelpaaranzahlen.

Neben der geometrischen Konstruktion der Interferenz soll im Folgenden auf die Ausbildung von Moden in Bragg-Spiegeln eingegangen werden. Analog zur Betrachtung

tung in Unterabschnitt 2.1.2, der Ausbildung von elektronischen Bändern im periodischen Potential der Atomrümpfe im Kristall, können Überlegungen im Bragg-Spiegel durchgeführt werden. Im 1-dimensionalen DBR mit Periodizität Λ (in Abbildung 2.3.1 a) dargestellt) bilden sich sogenannte Blochmoden aus und sind Lösungen der Maxwellgleichungen des Systems. Der Blochmodenvektor $|B\rangle$ besteht aus den transversalen Komponenten des elektrischen und magnetischen Feldes. Diese sind nach Blochs Theorem periodische Funktionen in Wachstumsrichtung der Form [LH03]

$$|B\rangle = |B'(x, y, z)\rangle \exp(ik_0nz) \quad (2.3.3)$$

mit

$$|B'(x, y, z + \Lambda)\rangle = |B'(x, y, z)\rangle . \quad (2.3.4)$$

k_0 ist der Betrag des Wellenvektors im Vakuum, n der effektive Brechungsindex der Blochmode und z weist die Wachstumsrichtung aus. Mit Hilfe des Verfahrens der Entwicklung nach Eigenzuständen (engl. Bezeichnung dafür lautet: eigenmode expansion technique) können Blochmoden analytisch berechnet werden. Die Eigenzustände können in den kleinen periodischen Segmenten exakt durch Lösen der Maxwellgleichung bestimmt werden, benachbarte Segmente werden über ein Transfermatrixverfahren zusammengeführt. Trägt man die Dispersions der Blochmoden auf, so erkennt man darin kontinuierliche Bereiche, sogenannte optische Bänder des Bragg-Spiegels. In diesen Bändern können elektromagnetische Wellen frei propagieren. Getrennt sind die Bänder durch Bandlücken. Sie stellen verbotene Bereiche für Photonen dar und sind der Grund der Ausbildung eines Stoppbandes im Reflexionsspektrum.

2.3.2 Mikrotürmchen

Stört man die Periodizität eines Bragg-Spiegels, indem man die Dicke einer GaAs-Schicht nach

$$d_{Kav} = N \frac{\lambda_{Bragg}}{2 n_{GaAs}} \{N \in \mathbb{N}\}$$

vergrößert, so formt man einen Fabry-Perot-Resonator, in dem sich stehende Wellen verschiedener Ordnung N ausbilden können. Diese stehenden Wellen nennt man Defekt- oder Kavitätsmoden. Für $N = 2$ entspricht die Dicke der GaAs-Defektschicht gerade $\frac{\lambda_{Bragg}}{n_{GaAs}}$ und stellt wohl die gängigste Kavitätsdicke in optischen Mikroresonatoren dar. Die korrespondierende stehende Welle dringt, den Überlegungen von Unterabschnitt 2.3.1 nach, teilweise in den DBR ein, bevor sie am DBR reflektiert wird. In Abbildung 2.3.2 a) ist die Feldverteilung einer λ -dicken GaAs Mikrokavität, eingebettet in AlAs/GaAs Bragg-Spiegel mit jeweils 25 Spiegelpaaren, gezeigt. Der rote Graph zeigt dabei den Brechungsindexverlauf und damit den

Aufbau der Struktur in Wachstumsrichtung. Die Feldverteilung wurde dabei mit dem Programm ‘‘CAMFR’’ [Bie01] berechnet. Man erkennt eine Lokalisierung des Lichtfeldes in der Kavität. Die globalen Maxima liegen in der Mitte und am Rand der Kavitatsregion. Nach Außen hin zeigt die Einhüllende der Feldverteilung ein exponentielles Abnehmen der maximalen Amplituden in den DBR. Als charakteristisches Maß für die Eindringtiefe der Kavitatsmode gilt die Größe L_{DBR} . Sie wird dort ermittelt, wo die Einhüllende auf den e -ten Teil des Anfangswertes abgefallen ist und kann aus Abbildung 2.3.2 a) zu 5.5 Spiegelpaaren abgeschätzt werden kann. Nach [Sch06] kann die Eindringtiefe mit

$$L_{DBR} = m_{eff} (d_{AlAs} + d_{GaAs}) \quad (2.3.5)$$

berechnet werden. Für genügend viele Spiegelpaare N gilt für die hier betrachtete Wellenlänge von $950nm$: $m_{eff} \approx \frac{1}{2} \frac{n_{GaAs} + n_{AlAs}}{n_{GaAs} - n_{AlAs}} \approx 5.3$. Es wird ersichtlich, dass die ersten 5-6 Spiegelpaare einen wesentlichen Beitrag zur Qualität des Mikroresonators leisten. Absorption des Lichtfelds zum Beispiel und leichte Variationen von Schichtdicken sind in diesem Bereich ausschlaggebend.

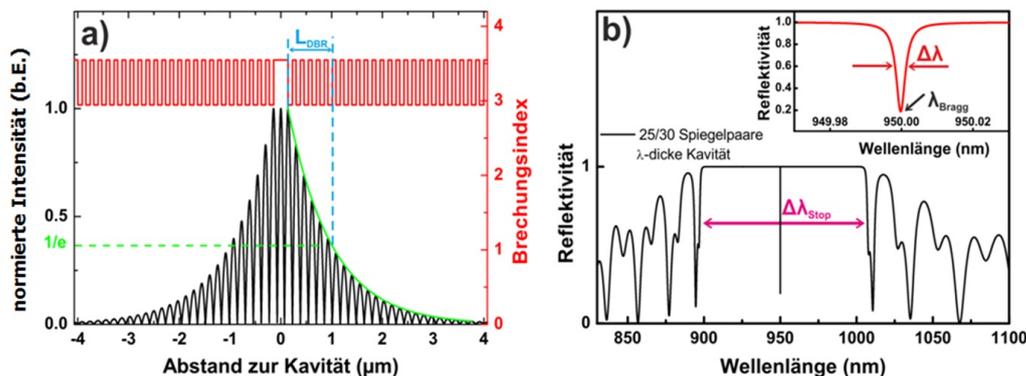


Abbildung 2.3.2: a) Berechnete Intensitätsverteilung der Kavitatsmode in einem planaren Mikroresonator mit λ -dicker GaAs-Kavität, eingebettet in AlAs/GaAs Bragg-Spiegel mit 25 Spiegelpaaren. b) Berechnetes Reflexionsspektrum eines Mikroresonators mit 25/30 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR.

Mit der Transfermatrixmethode wurde das Reflexionsspektrum einer solchen Struktur berechnet und ist in Abbildung 2.3.2 b) dargestellt. Um eine Vorzugsrichtung der Photonenemission aus einem solchen Bauteil zu erhalten, wurden die in dieser Arbeit verwendeten Mikroresonatoren leicht asymmetrisch gewählt. Man erkennt einen deutlichen Einbruch der Reflektivität der Struktur bei $\lambda_{Bragg} = 950nm$, geschuldet in der Ausbildung der Kavitatsmode. Eine solche Struktur ist für λ_{Bragg} im hohen Grade transmittiv und die berechnete Reflektivität geht auf annähernd Null zurück. Das Einsatzbild in Abbildung 2.3.2 b) zeigt eine Vergrößerung des Reflexionsspektrums um λ_{Bragg} . Man erkennt einen lorentzförmigen Einbruch mit der Linienbreite $\Delta\lambda$. Sie repräsentiert ein Maß für die Auskoppelrate κ eines Photons

aus dem Mikroresonator und bestimmt eine einheitslose Größe des Resonators (den Q Faktor), welche sich durch das Verhältnis aus spektraler Position und Linienbreite errechnet:

$$Q = \frac{\lambda_{Bragg}}{\Delta\lambda} = \frac{E_{Bragg}}{\Delta E} = \frac{E_{Bragg}}{\hbar\kappa}. \quad (2.3.6)$$

Über die Auskoppelrate $\kappa = \frac{1}{\tau_{Photon}}$ ist die mittlere Verweildauer τ_{Photon} eines Photons im Resonator gegeben.

Es wird sich in Abschnitt 2.4 zeigen, dass neben dem Q Faktor eine weitere Größe des Resonators maßgeblich die Stärke der Wechselwirkung zwischen dem Lichtfeld und einem Quantenpunkt beeinflusst, nämlich das Modenvolumen V_{Mode} . Es gibt an, welches Volumen das Lichtfeld in einem Resonator tatsächlich einnimmt und bestimmt so die Amplitude des Felds am Ort des Quantenpunktes. Berechnet wird es durch ein geschlossenes Volumenintegral über die Intensität des Lichtfeldes im Dielektrikum [VPSY02] mit anschließender Normierung:

$$V_{Mode} = \frac{\iiint n^2(\vec{r}) |\vec{F}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{\max \left[n^2(\vec{r}) |\vec{F}(\vec{r})|^2 \right]}. \quad (2.3.7)$$

Für planare Mikroresonatoren findet durch die Bragg-Spiegel lediglich eine Einschränkung des Lichtfelds in einer Dimension statt und eine freie Propagation des Lichtes in lateraler Ebene ist weiterhin gegeben. Dies spiegelt sich in einem unendlichen großen Modenvolumen wider. Durch Prozessierung von Mikrotürmchen zum Beispiel kann man die Ausbreitung des Lichtes in allen drei Raumrichtungen einschränken und V_{Mode} reduzieren. Der Lichteinschluss in lateraler Ebene erfolgt dabei durch Totalreflexion am Halbleiter-Luft-Übergang. Abbildung 2.3.3 a) zeigt die REM-Aufnahme eines solchen Mikrotürmchens mit einem Durchmesser $d = 2\mu\text{m}$, entnommen aus [GRK⁺10]. Während der Prozessierung beobachtet man in der Regel zwei unerwünschte Erscheinungen, nämlich das selektive Unterätzen der AlAs-Schichten mit einer mittleren Tiefe $t_{\text{Ätze}} = (75 \pm 10)\text{nm}$ und einer Ummanntelung des Türmchens durch unstöchiometrisches SiO_x einer typischen Dicke von $t_{\text{Glas}} = (130 \pm 20)\text{nm}$ [RGK⁺09, LHL⁺07]. Das Einsatzbild in Abbildung 2.3.3 a) zeigt die Nahaufnahme des Querschnittes eines Mikrotürmchens am äußeren Rand des Mikrotürmchens.

Durch die Prozessierung von Mikrotürmchen ändert sich auch die optische Zustandsdichte des Resonators und neben dem Kontinuum an Resonatormoden treten lokalisierte Moden im Spektrum auf. Die spektrale Position der Moden ist dabei abhängig vom Durchmesser der Mikrotürmchen und kann nach [GBF⁺98] berechnet werden:

$$E = \sqrt{E_{Bragg}^2 + \frac{\hbar^2 c^2}{n_{eff}^2} \chi_{k,l}^2 \left(\frac{d}{2}\right)^2}. \quad (2.3.8)$$

Dabei wird angenommen, dass der Halbleiter-Luft-Übergang optimalen Lichteinschluss gewährleistet. Daraus folgt die Randbedingung an das System, dass die Transversalkomponente des elektrischen Felds am Rand des Mikrotürmchens verschwindet. $\chi_{k,l}$ sei die l -te Nullstelle der Besselfunktion k -ter Ordnung. Die energetisch niedrigste Hybridmode wird Grundmode genannt. Entsprechend der Nomenklatur in zylindrischen Wellenleitern lautet ihre Bezeichnung HE11 und ist zweifach polarisationsentartet. Die nächsthöheren Moden sind mit HE21, EH01 und HE01 gekennzeichnet und werden unter dem Begriff "Modentriplett" geführt. Ein typisches Modenspektrum eines Mikrotürmchens mit $d = 4\mu\text{m}$ ist in Abbildung 2.3.3 b) gezeigt. Die Grundmode ist in etwa bei 950nm lokalisiert.

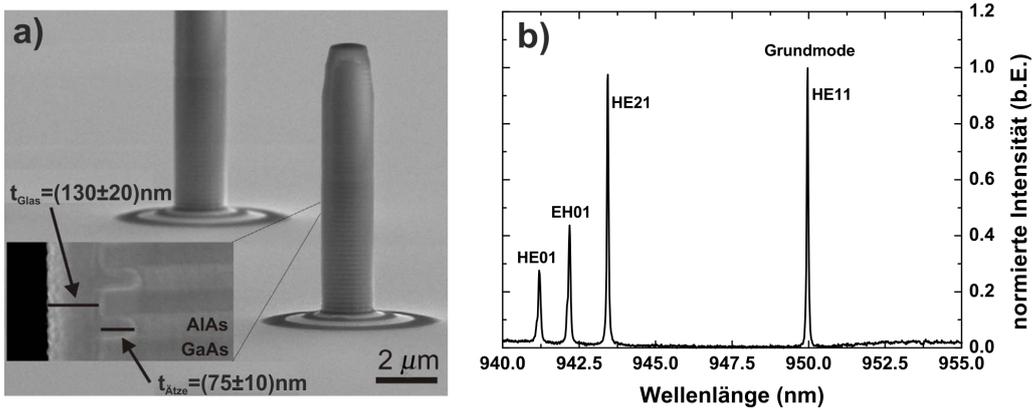


Abbildung 2.3.3: a) REM-Aufnahme eines Mikrotürmchens, entnommen aus [GRK⁺10]. b) Typisches Modenspektrum eines Mikrotürmchens mit 25/30 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR und einem Durchmesser von $4\mu\text{m}$.

Neben der spektralen Position ändert sich auch der Q Faktor eines Mikrotürmchens mit dem Durchmesser. Abbildung 2.3.4 a) zeigt das Verhalten von gemessenen Q Faktoren dreier unterschiedlicher Proben. Entnommen wurde der Graph aus [RF10]. Die drei Proben unterscheiden sich in der Anzahl der Spiegelpaare im oberen bzw. unteren DBR. Man erkennt, dass die Q Faktoren von allen drei Proben für genügend große Durchmesser gegen einen konstanten Wert konvergieren, dem sogenannten Q Faktor der planaren Struktur Q_0 . Weiter zeigt sich, dass Q_0 von der Anzahl der Spiegelpaare abhängt. Für die Struktur mit 32/36 Spiegelpaaren wurden Werte oberhalb 150 000 gemessen [RHG⁺07]. Mit abnehmendem Durchmesser sinkt der gemessene Q Faktor für alle drei Strukturen auf Werte um 2 000 für $d \approx 1\mu\text{m}$. Der Grund für die Abnahme des Q Faktors für kleine Durchmesser wird in [RHG⁺07] weiter erläutert und auf drei wesentliche Verlustkanäle zurückgeführt, nämlich intrinsische Verluste, Absorptionsverluste und Verluste durch Seitenwandstreuung. Die einzelnen Verlustraten (und damit das Inverse der einzelnen Beiträge zum Q Faktor) sind additiv [RDG⁺99, EV06]:

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{\text{intrinsisch}}} + \frac{1}{Q_{\text{Absorption}}} + \frac{1}{Q_{\text{Seitenwand}}} + \frac{1}{Q_{\text{Modenanpassung}}} . \quad (2.3.9)$$

Der Term $\frac{1}{Q_{\text{Modenanpassung}}}$ stellt einen vierten Verlustkanal dar und wird in Unterabschnitt 2.3.3 und Unterabschnitt 2.3.4 separat diskutiert.

$\frac{1}{Q_{\text{intrinsisch}}}$ spiegelt dabei den Verlustkanal des Lichtfelds in Wachstumsrichtung wider. Eine Ursache dafür ist offensichtlich die endliche Reflektivität der DBRs. Die Durchmesserabhängigkeit von $\frac{1}{Q_{\text{intrinsisch}}}$ erklärt Vuckovic et al. durch eine Kombination aus zwei Beiträgen [VPSY02]: Zum einen verringert sich die Breite der photonischen Bandlücke für kleine Durchmesser, zum anderen findet eine Blauverschiebung der Grundmode nach Gleichung 2.3.8 relativ zur photonischen Bandlücke statt. Beides führt zu einem reduzierten Lichteinschluss der Grundmode.

Die Absorptionsverluste sind unabhängig vom Durchmesser und proportional zum materialspezifischen Absorptionskoeffizienten α_M [MSJ⁺07]:

$$Q_{\text{Absorption}} = \frac{2\pi c}{\lambda_{\text{Bragg}} v_{\text{Gruppe}} \alpha_M}. \quad (2.3.10)$$

Die Seitenwandstreuverluste rühren von Störungen der Periodizität der Schichtstruktur am Rand der Mikrotürmchen her. Diese entstehen zum Beispiel auf Grund von prozessbedingtem, materialelektivem Ätzen der AIAs-Schichten. Somit ist der Seitenwandverlustterm direkt proportional zur Intensität der Grundmode am Rand des Türmchens und indirekt proportional zum Durchmesser. Nach [RDG⁺99] kann er durch

$$\frac{1}{Q_{\text{Seitenwand}}} \propto \frac{J_0^2\left(k_l \frac{d}{2}\right)}{d} \quad (2.3.11)$$

ausgedrückt werden. J_0 ist die Besselfunktion erster Ordnung, k_l der Anteil des k-Vektors in lateraler Richtung.

3-dimensionale FDTD (engl. Akronym für “Finite-Difference Time-Domain”) Simulationen erlauben, das Verhalten der intrinsischen Verluste in Abhängigkeit des Durchmessers nachzubilden. Sie sind in Abbildung 2.3.4 b) in einem Durchmesserbereich zwischen 4 μm und 1 μm dargestellt. Zusammen mit den beiden weiteren Beiträgen sind die Gesamtverluste an gemessene Q Faktoren angepasst.

2.3.3 Fabry-Perot-Modell

Das tatsächliche Verhalten des Q Faktors mit dem Durchmesser ist komplexer als die in Abbildung 2.3.4 a) gezeigte monotone Funktion. Sogenannte Q-Faktor-Oszillationen wurden sowohl für Durchmesser unterhalb 1 μm [LHG04, LHL⁺07], als auch im großen Durchmesserbereich zwischen 4 μm und 1 μm für Strukturen mit hohem Q Faktor gemessen [RGK⁺09]. Erklärt wurde dieses Verhalten durch durchmesserabhängige Koppelverluste zwischen den Kavitäts- und Blochmoden im Spiegel. Sie werden in Gleichung 2.3.9 durch den Term $\frac{1}{Q_{\text{Modenanpassung}}}$ berücksichtigt. Damit

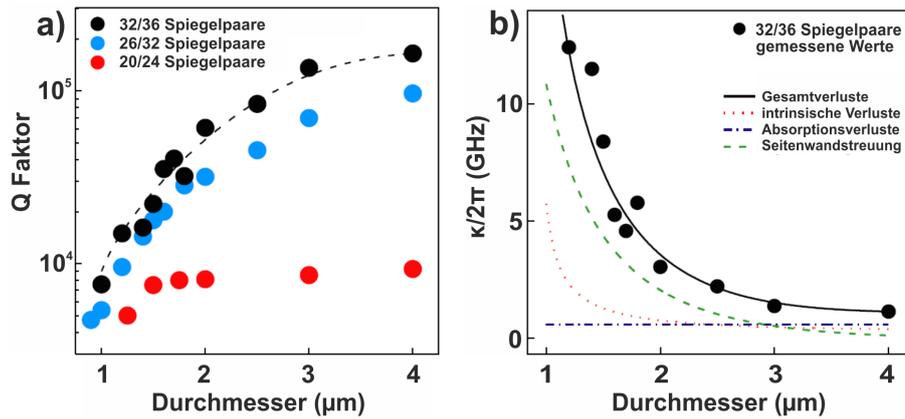


Abbildung 2.3.4: Entnommen aus [RF10] a) Gemessene Q Faktoren mit unterschiedlichen Spiegelpaaranzahlen in Abhängigkeit des Türrchendurchmessers. b) Darstellung der einzelnen Verlustkanäle von Photonen aus dem Mikrotürmchen.

die Kavitätsmode nämlich gut am Bragg-Spiegel reflektiert wird muss sie effizient an eine geführte und evaneszente Blochmode koppeln. Diese Eigenschaften der Blochmode lassen sich an ihrem komplexen effektiven Brechungsindex ablesen: Geführt ist eine Mode, wenn der Realteil des effektiven Brechungsindex größer eins ist und evaneszent, wenn der Imaginärteil ungleich null ist. Nach der in Unterabschnitt 2.3.1 erwähnten Methode der “eigenmode expansion technique” wurde in [GRK⁺10] die Durchmesserabhängigkeit des effektiven Brechungsindex verschiedener Blochmoden berechnet und ist in Abbildung 2.3.5 a) gezeigt.

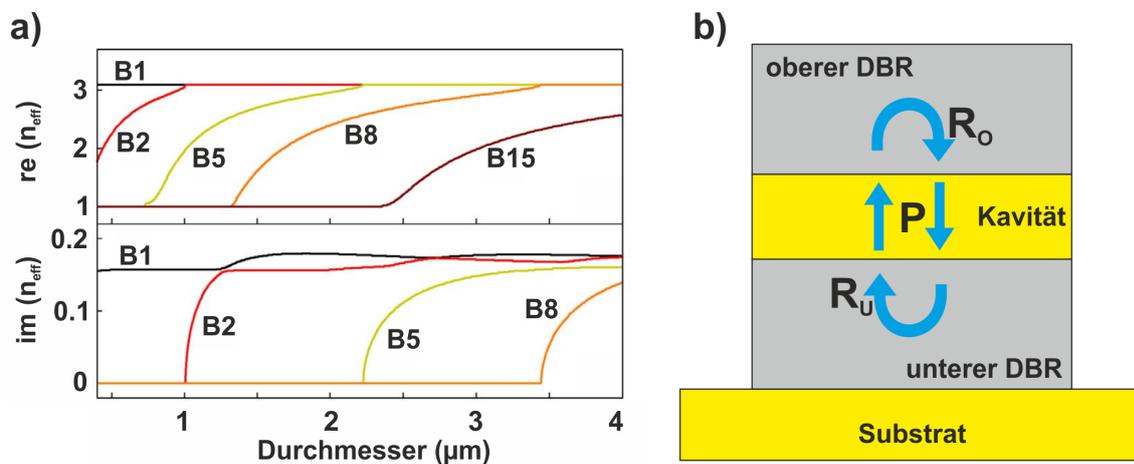


Abbildung 2.3.5: a) Berechnete Real- und Imaginärteile des effektiven Brechungsindex von Blochmoden verschiedener Ordnung im eindimensionalen Bragg-Spiegel. Entnommen aus [GRK⁺10]. b) Schematische Darstellung eines geschlossenen Umlaufs eines Photons im Mikrotürmchen.

Basierend auf dieser Methode kann weiter der Q Faktor eines Mikrotürmchens berechnet werden. Man löst dabei das Eigenwertproblem der folgenden Art [GRK⁺10]:

$$\hat{R}\vec{c} = R_r\vec{c}. \quad (2.3.12)$$

\vec{c} stellt dabei eine Linearkombination aus N Eigenmoden dar, R_r sei der Eigenwert zum sogenannten ‘‘Umlaufoperator’’ \hat{R} (englischer Ausdruck: roundtrip operator). Diese $N \times N$ Matrix beschreibt einen geschlossenen Umlauf eines Photons im Resonator, wie es in Abbildung 2.3.5 b) schematisch dargestellt ist, und setzt sich aus der Propagationsmatrix in der Kavität \hat{P} und den Reflexionsmatrizen \hat{R}_O und \hat{R}_U des oberen bzw. unteren DBRs zusammen. N sei die Anzahl der berücksichtigten Eigenmoden. Berechnet wird \hat{R} wie folgt:

$$\hat{R} = \hat{P} \cdot \hat{R}_O \cdot \hat{P} \cdot \hat{R}_U. \quad (2.3.13)$$

Der Q Faktor ergibt sich schließlich zu [GRK⁺10]

$$Q = \frac{-\lambda_{Bragg}}{2(1 - R_r)} \frac{\partial}{\partial \lambda} \arg(R_r). \quad (2.3.14)$$

Mit diesem Modell gelang es, zum Beispiel die feinperiodische Oszillation von gemessenen Q Faktoren in Strukturen hoher Güte qualitativ nachzubilden [RGK⁺09] und ist eine geeignete Methode zur Berechnung von Q Faktoren in Fabry-Perot-Resonatoren zu sein. In diesem Modell werden ferner die in Unterabschnitt 2.3.2 beschriebenen prozessbedingten Abweichungen mitberücksichtigt.

2.3.4 Adiabatische Modenanpassung

Das in Unterabschnitt 2.3.3 vorgestellte Simulationsmodell liefert eine gute Beschreibung realer Mikrotürmchenstrukturen. Es berücksichtigt nämlich alle vier in Gleichung 2.3.9 aufgeführten Verlustkanälen von Kavitätsphotonen. Abbildung 2.3.6 a) zeigt eine fein aufgelöste Berechnung des Q Faktors dreier unterschiedlicher Strukturen im kleinen Durchmesserbereich zwischen 1.6 und 0.8µm. Die drei Strukturen unterschieden sich in ihrer Spiegelpaaranzahl und damit in ihrem intrinsischen Q Faktor. Interessant dabei ist, dass sich die drei Strukturen in dem betrachteten Durchmesserintervall nicht drastisch in ihrem Verhalten unterscheiden. Sie zeigen ein ausgeprägtes, oszillierendes Verhalten des Q Faktors mit kleiner Periode. Deutlich zu erkennen ist außerdem, dass der berechnete Q Faktor für kleine Durchmesser unterhalb einem Mikrometer Werte um maximal 2 000 annimmt. Dies ist in guter Übereinstimmung mit gemessenen Werten [LHG04, LHL⁺07]. Als Hauptursache dafür wird die mangelnde Modenanpassung in den Strukturen gesehen. Nach Gleichung 2.3.7 aber ist der kleine Durchmesserbereich auf Grund der kleinen Modenvolumina interessant für ausgeprägte Wechselwirkungseffekte im Mikroresona-

torsystem und bisher durch die kleinen Güten limitiert. Die schwarzen Punkte in Abbildung 2.3.6 b) zeigen das berechnete Modenvolumen eines Mikrotürmchens mit 25/30 Spiegelpaaren und Standarddesign. Für $d < 1\mu\text{m}$ sind die Modenvolumina kleiner als drei kubischen Wellenlängen. In der Regel befindet sich der optimale Arbeitspunkt für Mikrotürmchenresonatoren in etwa bei $d \approx 1.5\mu\text{m}$. Damit verknüpft ist ein Modenvolumen von etwa neun kubischen Wellenlängen. Mit der Erschließung von Durchmessern im Submikrometerbereich wäre eine Reduzierung des Modenvolumens um einen Faktor 3 verbunden.

Lalanne et al. schlugen 2003 das Konzept des adiabatischen Modenübergangs von Blochwellen in nichtperiodischen Strukturen vor [LH03]. Gleichzeitig wird dabei die photonische Bandlücke moduliert. Aufgegriffen wurde es danach von Resonatorsystemen mit hohem Brechungsindexunterschied wie zum Beispiel in Stegresonatoren in eindimensionalen photonischen Kristallen [VHL07, DMF⁺09, OON⁺11] und zweidimensionalen photonischen Kristallen [SNAA05]. Doch auch für Mikrotürmchenresonatoren ist es mit Hilfe des Blochformalismus nach [LH03] möglich, eine Verbesserung der Systemparameter zu erreichen. Die roten Quadrate in Abbildung 2.3.6 b) zeigen die berechneten Q Faktoren eines Mikrotürmchens mit 25/30 Spiegelpaaren und segmentierter adiabatischer Modenanpassung. Für eine optimierte Schichtanpassung werden laut Simulationen Q Faktoren oberhalb 200000 für $d < 1\mu\text{m}$ erwartet. Gerade im Submikrometerbereich zeigt die Simulation eine Verbesserung des Q Faktors um 1-2 Größenordnungen im Vergleich zum Mikrotürmchen mit λ -dicker Kavität und derselben Spiegelpaaranzahl (schwarze Quadrate in Abbildung 2.3.6 b)). Die Modenvolumina der beiden Strukturen unterscheiden sich dabei nicht merklich.

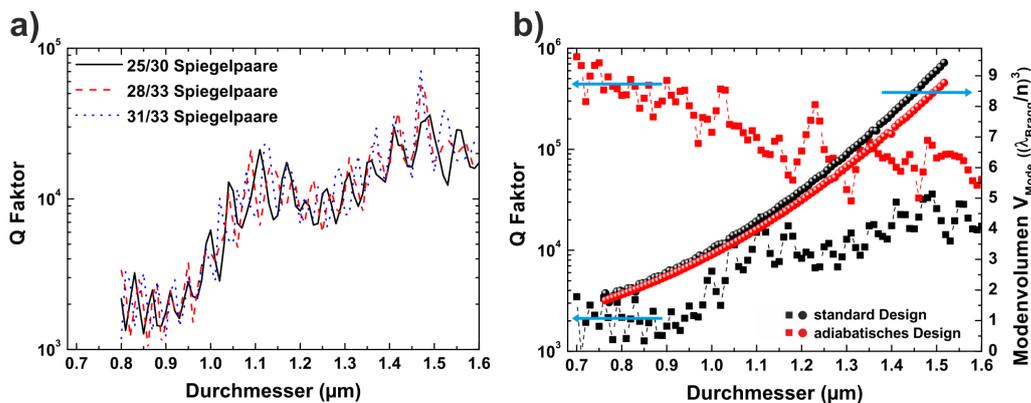


Abbildung 2.3.6: a) Berechnete Q Faktoren von Mikrotürmchen mit Standarddesign für Durchmesser zwischen 1.6 und $0.8\mu\text{m}$. Dargestellt sind drei verschiedene Strukturen mit 25/30, 28/33 und 31/36 Spiegelpaaranzahlen. b) Vergleich der berechneten Qualitätsmerkmale (Q Faktor und Modenvolumen) für Standard- und adiabatisches Design im Durchmesserbereich zwischen 1.6 und $0.7\mu\text{m}$.

Die Optimierung erfolgte nach einer leichten Abwandlung des Fabry-Perot-Modells, weiterhin gestützt auf den Blochformalismus, und wurde für $d = 1\mu\text{m}$ und $\lambda_{\text{Bragg}} =$

950nm durchgeführt. Es wurde eine dreifache Segmentierung gewählt. Die exakte Schichtstruktur ist im Anhang angegeben. Schematisch ist sie in Abbildung 2.3.7 a) gezeigt und eine Nahaufnahme der Übergangsregion ist eingefügt. In der Mitte der gelb eingefärbten GaAs-Schicht der Dicke 59.4nm können Quantenpunkte implementiert werden. Eingebettet ist diese Mittelschicht in eine dreifache Segmentierung, bestehend aus alternierenden AlAs-/GaAs-Schichten mit zunehmender Schichtdicke. Entsprechend findet in diesem Bereich eine Verschiebung der photonischen Bandlücke in Wachstumsrichtung statt und ist in Abbildung 2.3.7 b) schematisch gezeigt. Die grün gestrichelte Linie symbolisiert die Position der fundamentalen Blochmode der Bragg-Spiegel. Man erkennt, dass sie sich in der GaAs-Mittelschicht außerhalb der Bandlücke befindet. Stattdessen findet über die Segmentschichten eine ‐adiabatische‐ Modenanpassung der fundamentalen Blochmode des Resonators statt. Dadurch werden Kopplungsverluste in Moden höherer Ordnung unterdrückt, was zu einem besseren Einschluß des Lichtfeldes in Wachstumsrichtung führt. Exemplarisch ist das optische Feld eines adiabatischen Mikrotürmchens mit $d = 0.75\mu\text{m}$ in Abbildung 2.3.7 c) dargestellt und kann in Abbildung 2.3.7 d) mit dem Standard-design eines Mikrotürmchens mit dem selben Durchmesser verglichen werden. Die inhomogene Verteilung des optischen Felds mit hohen Anteilen der Lichtintensität in den Randbereichen des DBRs weist auf signifikantes Koppeln in höhere Moden hin.

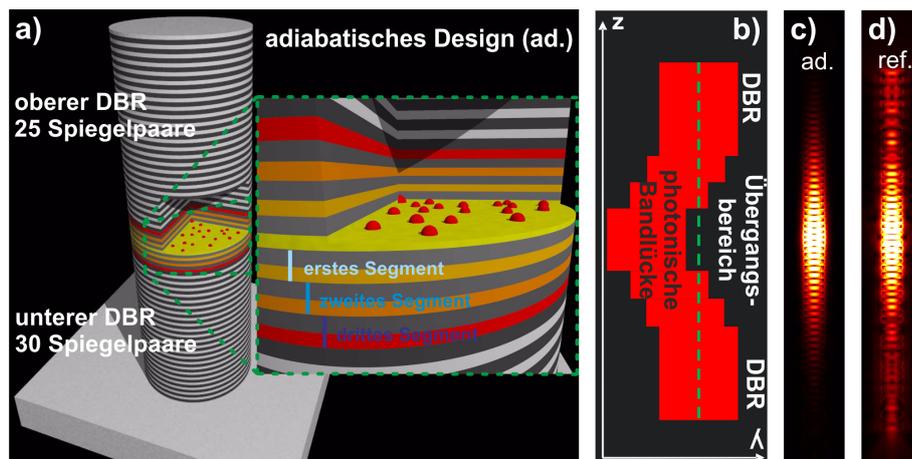


Abbildung 2.3.7: a) Skizze eines adiabatischen Mikrotürmchens mit dreifach segmentierter Modenanpassung. b) Schematische Darstellung der photonischen Bandlücke der Struktur in Wachstumsrichtung. c) Berechnete Verteilung der Feldamplitude der Grundmode im adiabatischen Mikrotürmchen mit einem Durchmesser von $0.75\mu\text{m}$. d) Berechnete Verteilung der Feldamplitude der Grundmode im Mikrotürmchen mit λ -dicker Kavität und einem Durchmesser von $0.75\mu\text{m}$.

2.4 Licht-Materie Wechselwirkung

Wie in Unterabschnitt 2.2.4 beschrieben, findet die Rekombination von Quantenpunkt-Exzitonen unter Kopplung an die optische Umgebung statt. Eigenschaften wie Q Faktor, Modenvolumen und optische Zustandsdichte des Mikroresonators unterscheiden sich drastisch vom Vakuumfall. Daher lässt sich die Wechselwirkung zwischen Quantenpunkt-Exziton und Lichtfeld eines Mikroresonators beeinflussen und soll in diesem Kapitel näher erläutert werden. Sind die dissipativen Prozesse im Vergleich zur Kopplungsstärke des Materie-Licht-Systems klein, kann eine Hybridisierung von Quantenpunkt-Exziton und Lichtfeld der Grundmode stattfinden. Dieses Regime wird “starke Kopplung” genannt und in Unterabschnitt 2.4.1 beschrieben. Dominieren die Verlustkanäle dagegen die Stärke der Kopplung, so attestiert man dem System lediglich schwaches Kopplungsverhalten (Unterabschnitt 2.4.2). Dieses Regime zeichnet sich zum Beispiel durch eine Änderung der Zerfallsrate des Quantenpunkt-Exzitons aus. Auf dieser Basis lassen sich hocheffiziente Mikrolaser realisieren. Sie werden in Unterabschnitt 2.4.3 diskutiert.

2.4.1 Starke Kopplung

In Unterabschnitt 2.2.4 wurde die Dynamik eines idealen Zweiniveausystems, gekoppelt an ein äußeres Strahlungsfeld, beschrieben und in Gleichung 2.4.1 die Kopplungsstärke g eingeführt. Platziert man ein Quantenpunkt-Exziton im Feldmaximum eines Mikroresonators, wie es in Abbildung 2.4.1 gezeigt ist, so kann die Kopplungsstärke zwischen dem Quantenemitter und der Mode des Resonators nach [APG99] berechnet werden:

$$g = \sqrt{\frac{\hbar^2 e^2}{4\epsilon m} \frac{f}{V_{Mode}}} . \quad (2.4.1)$$

Die Dynamik dieses idealen Systems wird durch Rabioszillationen beschrieben. Im Spektrum zeigen sich, im Falle spektraler Resonanz zwischen Emitter und Mode, zwei Quantenpunkt-Polaritonäste E_{\pm} . Diese sind um die Vakuum-Rabiauflspaltung VRS (englisch Akronym für “Vacuum Rabi Splitting”) $\Delta E_{VRS} = 2g$ von einander separiert [RSL⁺04, YSH⁺04]. Entsprechend der energetischen Lage werden die Äste unteres (E_-) und oberes Polariton (E_+) genannt und stellen die Energieeigenwerte des Zustandspaars $|n, \pm\rangle$ dar:

$$|n, \pm\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|0, 1\rangle \pm |1, 0\rangle) . \quad (2.4.2)$$

$|n, \pm\rangle$ entsteht dabei durch die Kopplung der entarteten Produktzustände $|n, QP\rangle$ des ungekoppelten Systems, wobei n die Besetzungszahl der Resonatormode angibt und $|QP\rangle$ den Zustand des Quantenpunktes beschreibt.

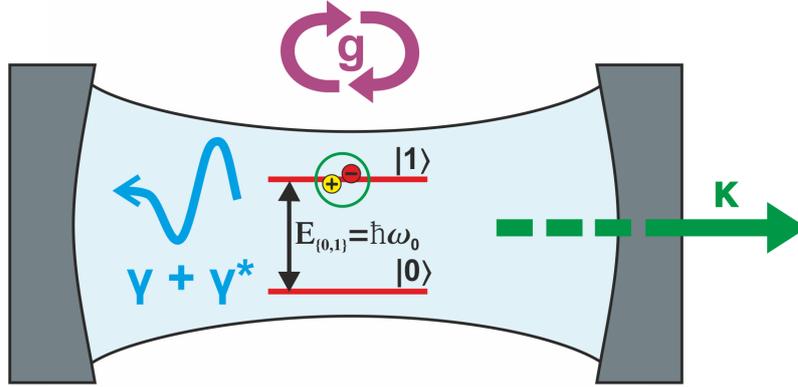


Abbildung 2.4.1: Schematische Darstellung der Wechselwirkung zwischen Quantenpunkt-Exziton und Lichtfeld des Mikroresonators.

Im realen System dagegen sind dissipative Prozesse zu berücksichtigen und in Abbildung 2.4.1 schematisch dargestellt: Neben der spontanen Zerfallsrate γ und der reinen Dephasierungsrate γ^* des Quantenpunkt-Exzitons dämpft die Auskoppelrate des Resonators κ den kohärenten Energieaustausch zwischen Quantenpunkt und Resonatormode. Die spektrale Lage der beiden Polaritonenzüste kann nach [APG99] bzw. [AGG⁺10] wie folgt berechnet werden:

$$E_{\pm} = \hbar\omega_0 - \frac{i\hbar}{4}(\gamma + \gamma^* + \kappa) \pm \sqrt{g^2 - \left(\frac{\hbar(\gamma + \gamma^* - \kappa)}{4}\right)^2}. \quad (2.4.3)$$

Aus dieser Gleichung erkennt man, dass für das System zwei Polaritonenzustände vorhanden sind, wenn $4g > |\hbar(\gamma + \gamma^* - \kappa)|$ [APG99]. Die Linienbreite der beiden Polaritonenzustände ΔE_{Pol} sind dabei identisch [AGG⁺10]:

$$\Delta E_{Pol} = \frac{\hbar(\gamma + \gamma^* + \kappa)}{2}. \quad (2.4.4)$$

Spektral aufgelöst erscheinen die beiden Äste, wenn die VRS größer als die Linienbreite der Polaritonen ist:

$$\frac{\Delta E_{VRS}}{\Delta E_{Pol}} > 1. \quad (2.4.5)$$

Damit ergibt sich für die Sichtbarkeit (engl.: visibility) ν der starken Kopplung folgende Ungleichungsforderung:

$$\nu = \frac{g}{\hbar(\gamma + \gamma^* + \kappa)} > \frac{1}{4}. \quad (2.4.6)$$

Bezugnehmend auf Gleichung 2.4.1 identifiziert man eine hohe Visibilität für Quantenpunkt-Resonator-Systeme, wenn:

1. Die Oszillatorstärke der Quantenpunkte groß ist.
2. Das reine Dephasieren der Quantenpunkte wenig ausgeprägt stattfindet.
3. Der Resonator einen hohen Q Faktor besitzt.
4. Das Modenvolumen der resonanten Mode klein ist.

2.4.2 Schwache Kopplung

Überwiegen die dissipativen Prozesse im gekoppelten Quantenpunkt-Resonator-System (Abbildung 2.4.1) so kommt es nach Gleichung 2.4.3 nicht zur Ausbildung von spektral unterscheidbaren Hybridzuständen. Die Dynamik des Systems ist nicht durch einen kohärenten Energietransfer in Form von Rabioszillation beschrieben, sondern durch den irreversiblen Prozess des spontanen Zerfalls, wie er in Gleichung 2.2.10 definiert ist, gekennzeichnet. In dieser Gleichung erkennt man die photonische Zustandsdichte als mitbestimmenden Faktor, der eine Manipulation der spontanen Zerfallsrate erlaubt. Im volumenartigen Fall eines homogenen Mediums mit Brechungsindex n ergibt sich die Zustandsdichte wie folgt [Mic03]:

$$\rho_{Vol}(\omega) = \frac{\omega^2 n^3}{\pi^2 c^3}. \quad (2.4.7)$$

Für einen idealisierten Resonator mit einer einzigen Mode der Energie $\hbar\omega_{Bragg}$, dem Volumen V_{Mode} und Linienbreite $\Delta\omega$ ist die Zustandsdichte durch eine normierte Lorentzfunktion gegeben [Mic03]:

$$\rho_{Mode}(\omega) = \frac{2}{\pi V_{Mode}} \frac{\Delta\omega^2}{4(\omega - \omega_{Bragg})^2 + \Delta\omega^2}. \quad (2.4.8)$$

Vergleicht man die Zerfallsraten der beiden Fälle für ein linear und parallel zum linearpolarisierten elektrischen Feld ausgerichtetes Dipolmoment, so erhält man [Mic03]:

$$\frac{\Gamma_{Mode}}{\Gamma_{Vol}} = F_P \cdot \frac{\Delta\omega^2}{4(\omega_0 - \omega_{Bragg})^2 + \Delta\omega^2} \cdot \left| \frac{F(r)}{F_{max}} \right|^2. \quad (2.4.9)$$

F_P wird Purcell-Faktor genannt und ist ein Maß für die Erhöhung der Rate der spontanen Emission eines Quantenpunktes, der ideal an eine Mode gekoppelt ist, im Vergleich zur Rate eines Quantenpunktes, der an das Kontinuum an Zuständen im Volumenmaterial koppelt. Er hängt nur von Qualitätsmerkmalen des Resonators wie dem Q Faktor und dem Modenvolumen ab [Pur46]:

$$F_P = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda_{\text{Bragg}}}{n} \right)^3 \frac{Q}{V_{\text{Mode}}} . \quad (2.4.10)$$

Der zweite Faktor aus Gleichung 2.4.9 drückt die spektrale Verstimmung des Quantenpunktes relativ zur Mode des Resonators aus, der dritte Faktor ist ein Maß für die örtliche Fehlplatzierung des Quantenpunktes relativ zum Feldmaximum der Mode.

Tatsächlich entsteht das Modenbild eines realen Resonators als Überlagerung der diskreten Grundmode (höhere Moden seien spektral weit genug verstimmt um sie zu vernachlässigen) mit dem Kontinuum an Leckmoden. In der Literatur findet man die Abschätzung der Leckrate $\Gamma_{\text{Leck}} \approx \Gamma_{\text{Vol}}$ [BBG⁺02], wodurch sich Gleichung 2.4.9 für den resonanten Fall wie folgt darstellt:

$$\frac{\tau_{\text{off}}}{\tau_{\text{on}}} = \frac{\Gamma_{\text{Mode}} + \Gamma_{\text{Leck}}}{\Gamma_{\text{Vol}}} \approx F_P + 1 . \quad (2.4.11)$$

$\tau_{\text{on/off}}$ sind dabei die Zerfallszeit des Quantenpunktes in bzw. außerhalb Resonanz der Grundmode und sind experimentell zugänglich.

Über die Nutzbarkeit eines Bauteils entscheidet oft seine Effizienz. Der β -Faktor eines Resonators zum Beispiel gibt den Anteil der spontanen Emission, der in die Grundmode koppelt, an und kann als interne Effizienz des gekoppelten System betrachtet werden. Er errechnet sich somit zu

$$\beta = \frac{\Gamma_{\text{Mode}}}{\Gamma_{\text{Mode}} + \Gamma_{\text{Leck}}} \approx \frac{F_P}{F_P + 1} . \quad (2.4.12)$$

Für ein Bauteil mit hoher interner Effizienz benötigt man somit einen großen Purcell-Faktor und nach Gleichung 2.4.10 Resonatoren mit hohem Q Faktor bei gleichzeitigem kleinen Modenvolumen.

2.4.3 Laserbetrieb

Für Mikroresonatoren mit ihrem charakteristischen diskreten Modenspektrum und Modenvolumina von wenigen kubischen Wellenlängen sind nach Gleichung 2.4.10 und Gleichung 2.4.12 β -Faktoren bis nahezu eins möglich [KHR⁺05]. Dies erlaubt die Realisierung von Mikrolasern mit sehr niedrigen Schwellleistungen [NOK⁺10, SHR⁺06, RHK⁺08]. Jüngst konnte sogar ein sogenannter schwellenloser Laser nachgewiesen werden [KSK⁺12]. Es zeigt sich, dass für diese hocheffizienten ‘‘Mikrolaser’’ die klassische Schwellenbedingung nicht mehr anwendbar ist und durch die sogenannte Quanten-Schwellenbedingung ersetzt werden muss. Sie definiert den Punkt, an dem die stimulierte die spontane Emission in die Lasingmode übertrifft und findet statt, wenn sich im Mittel ein Photon in der Lasingmode befindet um die stimulierte Emission aufrecht zu erhalten [BKY94]:

$$\bar{N}_{th} = 1.$$

Aus den Langevin-Ratengleichungen für Ladungsträgerdichte und mittlere Photonenzahl \bar{n} im Resonator lässt sich die Eingangs-Ausgangs-Charakteristik von Mikroresonatoren ableiten [JCB⁺10]:

$$p = \frac{\kappa}{\beta} [1 + 2\xi + 2\beta(\bar{n} - \xi)] \frac{\bar{n}}{1 + 2\bar{n}}. \quad (2.4.13)$$

p ist dabei die Pumprate des Quantenpunkt-Exzitons, κ die Auskoppelrate der Kavität und ξ steht für die mittlere Anzahl an spontan emittierten Photonen in die Kavität, wenn das aktive Material transparent wird. In Abbildung 2.4.2 sind die nach Gleichung 2.4.13 berechneten Eingangs-Ausgangs-Charakteristika für verschiedene β -Faktoren in doppellogarithmischer Präsentation gezeigt. $\kappa = 1$ und $\xi = 0.5$ wurden dabei konstant gehalten. Für $\beta \ll 1$ wird ein ausgeprägtes s-förmiges Verhalten der Eingangs-Ausgangs-Charakteristik auf Grund eines superlinearen Anstiegs der Kennlinie im Bereich der Laserschwelle sichtbar. Weit ober- und unterhalb der Schwelle erkennt man einen linearen Zusammenhang zwischen Pumprate und Photonenzahl. Für größer werdende β -Faktoren verschiebt die Schwelle zu immer kleineren Pumpraten, bis schließlich für $\beta = 1$ keine Schwelle in der Eingangs-Ausgangs-Charakteristik mehr zu erkennen ist.

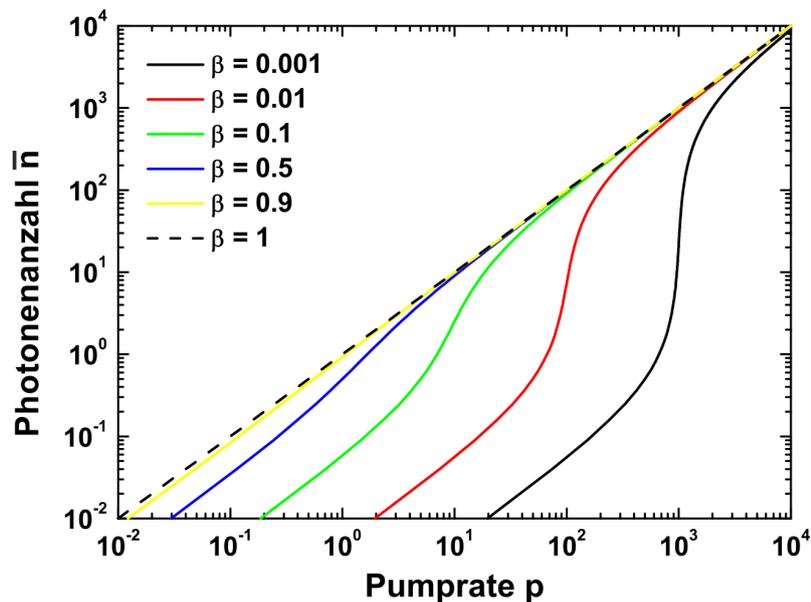


Abbildung 2.4.2: Nach Gleichung 2.4.13 berechnete Eingangs-Ausgangs-Charakteristika für verschiedene β -Faktoren.

3 Wachstum, Prozessierung und Charakterisierung von Mikrotürmchen

In diesem Kapitel werden technologische Aspekte zur Herstellung der in dieser Arbeit untersuchten Proben erläutert. In Abschnitt 3.1 wird das Funktionsprinzip des Schichtwachstums mittels Molekularstrahlepitaxie beschrieben. Die damit produzierten, flächigen Heteroschichten können in Strukturierungsverfahren, welche in Abschnitt 3.2 vorgestellt werden, zu Mikroresonatoren prozessiert werden. In Abschnitt 3.3 schließlich erfolgt die Beschreibung der fundamentalen Charakterisierungsmethode dieser Arbeit, die Lumineszenzuntersuchung der hergestellten Proben unter optischer und elektrischer Anregung.

3.1 Molekularstrahlepitaxie

Das Verfahren der Molekularstrahlepitaxie eignet sich im besonderen Maße, die in dieser Arbeit geforderten hohen Anforderungen an die Heteroschichtstruktur zu gewährleisten. Das Funktionsprinzip wird in Unterabschnitt 3.1.1 skizziert. Neben der hohen Reinheit des monokristallinen III/V Verbindungshalbleiters ist es mit diesem Abscheideverfahren möglich, die Dynamik der auf der Substratoberfläche stattfindenden Prozesse (Unterabschnitt 3.1.2) zu steuern. Dadurch können Schichtdicken bis auf wenige Atomlagen genau gewachsen und Quantenpunkte mittels des Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus (Unterabschnitt 3.1.3) hergestellt werden.

3.1.1 Aufbau und Funktionsprinzip

Im Zuge dieser Arbeit wurden die Halbleiterproben an einem Vielkammersystem der Firma Eiko hergestellt. Abbildung 3.1.1 zeigt schematisch den Aufbau des Vakuumsystems. Substrate können über die Ladekammer in das Vakuumsystem geschleust werden. Evakuieren lässt sich die Ladekammer über einen Pumpstand aus Vor- und Turbomolekularpumpe auf einen Druckbereich von 10^{-8} torr . Über ein Schienen-Wagen-System kann das Substrat in die Ausheizstation gebracht werden. Dort werden die Substrate typischerweise für etwa eine Stunde auf 400°C erhitzt. Dadurch desorbieren Verunreinigungen, vornehmlich Wasser, von der Halbleiterscheibe und

werden durch den Pumpstand aus dem Vakuumsystem gebracht. Das so behandelte Substrat wird in der Vorkammer gelagert. Durch eine Ionengetterpumpe wird darin ein Druckbereich von 10^{-10} torr realisiert. Schließlich wird das Substrat in die eigentliche Wachstumskammer transferiert und am Manipulator angebracht. Mit dem Manipulator kann das Substrat auf die Effusionszellen ausgerichtet werden. Zusätzlich rotiert er die Halbleiterscheibe, um Strahlhomogenitäten auf Grund der geometrischen Anordnung der Zellen auszugleichen. Über ein Heizfilament kann die Temperatur der Halbleiterscheibe gesteuert und über ein Pyrometer ausgelesen werden.

Damit während des Kristallwachstums möglichst keine Fremdatome in den Kristallverbund eingebaut werden können, wird in der Wachstumskammer ein Ultrahochvakuum realisiert. Eine Kombination aus Ionengetter- und Kryopumpe erlaubt ein effektives Pumpen des Restgasgemisches. Da während des Wachstums die Pumplast um mehrere Größenordnungen steigt, wird zusätzlich ein mit flüssigem Stickstoff gekühltes Kryoschild betrieben. Somit kann mit wachstumsbereiten Effusionszellen ein Hintergrunddruck von 10^{-9} torr bereitgestellt werden.

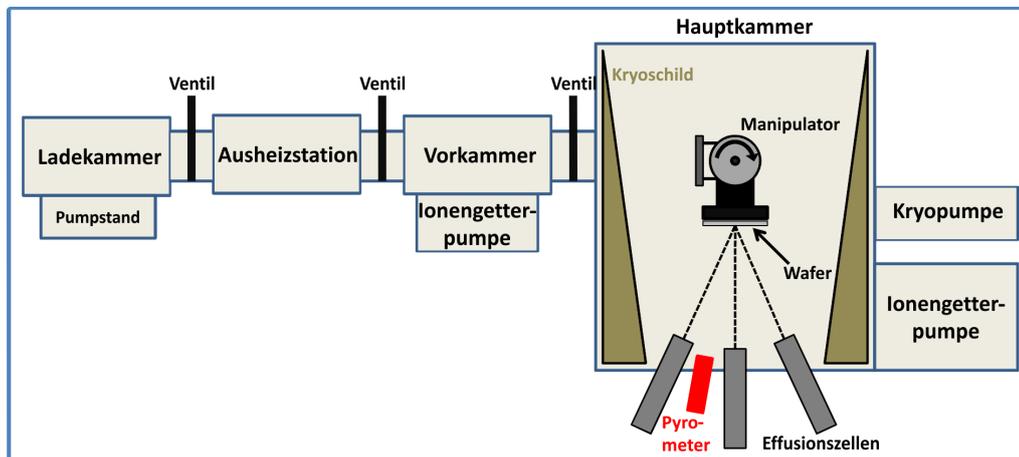


Abbildung 3.1.1: Schematischer Aufbau der verwendeten Molekularstrahl-epitaxieanlage.

Acht konzentrisch angeordnete Effusionszellen sind auf den Mittelpunkt des Substrates ausgerichtet. Das für das Wachstum benötigte, hochreine Material befindet sich in Tiegeln aus pyrolytischem Bornitrid, umschlossen von Heizfilamenten der Effusionszellen. Dadurch kann es aufgeschmolzen bzw. sublimiert werden und ein gerichteter Molekular- bzw. Atomstrahl entsteht. Die Dichte des Teilchenstrahls aus den Zellen wird über die Temperatur des Materials gesteuert und reagiert somit nur träge auf Änderungen der Heizleistung. Ein abruptes Ein- und Ausblenden des Strahls geschieht über mechanisch steuerbare Verschlussblenden. In Kombination mit gängigen Wachstumsraten von $\leq 1 \mu\text{m}/\text{h}$ können so Schichtdicken bis auf wenige Atomlagen genau gewachsen und scharfe Schichtübergänge realisiert werden. Die Gruppe III Elemente Aluminium, Gallium und Indium sowie die Dotierstoffe

Silizium (verwendet für n-Dotierung) und Beryllium (verwendet für p-Dotierung) befinden sich in Effusionszellen gleicher Funktionsweise. Ein spezielles Heizfilament aus Kohlenstoff stellt die Grundlage einer weiteren p-Dotierzelle dar. Das Gruppe V Element Arsen wird aus einer sogenannten Crackerzelle bereitgestellt. Der feste Arsenstab sublimiert bei etwa 400°C in tetrameres As_4 . Beim Durchlaufen des sich anschließenden, auf 600°C erhitzten, Crackerbereichs wird ein Teil der As_4 - in As_2 -Moleküle aufgebrochen und weiter durch ein Nadelventil geleitet. Über den Öffnungsgrad des Ventil lässt sich sehr schnell und präzise der Arsenfluss einstellen.

3.1.2 Wachstumsprozesse

Trifft ein Atom oder Molekül auf die Substratoberfläche, so wird es mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit an die Oberfläche gebunden. Diesen Vorgang der Anlagerung nennt man Adsorption. Das adsorbierte Atom bzw. Molekül kann sich im Mittel seine charakteristische "Migrationslänge" weit bewegen, bevor es entweder desorbiert oder in den Kristall eingebaut wird. Bestimmt wird die Migrationslänge durch die vorherrschende Oberflächentemperatur, dem Verhältnis aus Gruppe III und V Elementen und der Wachstumsrate des Kristalls [SIM⁺02]. Mit geeigneten Wachstumsparametern migrieren adsorbierte Teilchen bevorzugt bis zu Kristallstufen, ehe sie dort in den Kristallverbund eingebaut werden. Dort nämlich liegt eine vermehrte Anzahl an Bindungspartner vor und damit verbunden starke Bindungsmöglichkeiten.

Somit bilden sich bevorzugt unabgeschlossene Monolagen weiter aus und ein "Schicht für Schicht" Wachstum findet statt. Dieser Wachstumsmodus wird Frank-van-der-Merwe Methode genannt und ist schematisch in Abbildung 3.1.2 a) nach [Her86] für die Homoepitaxie von GaAs dargestellt ist.

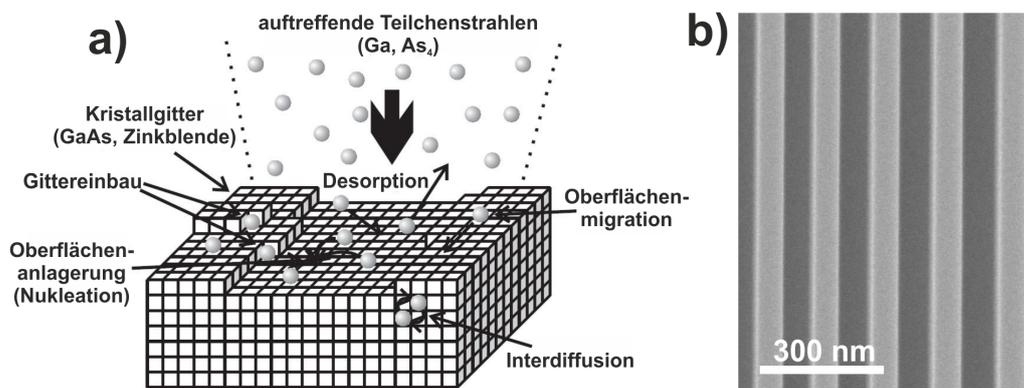


Abbildung 3.1.2: a) Schematische Darstellung der ablaufenden Prozesse während der Homoepitaxie von GaAs (entnommen aus [Her86]). b) REM-Aufnahme einer gewachsenen AlAs/GaAs Heterostruktur.

Beim Schichtwachstum von verschiedenen Verbindungshalbleitern aufeinander beeinflusst zusätzlich die Gitterverspannung im Kristall die Wachstumsprozesse. Sie ist bestimmt durch den Unterschied in den Gitterkonstanten der Heteromaterialien, wie sie in Unterabschnitt 2.1.1 diskutiert sind. Da AlAs und GaAs beinahe gleiche Gitterkonstanten besitzen, treten in AlAs/GaAs Heterostrukturen keine merklichen Gitterverspannungen auf. Die oben getroffenen Überlegungen zum Frank-van-der-Merwe Wachstumsmodus können somit auch für AlAs/GaAs Heteroschichtstrukturen verwendet werden. Unter geeigneten Wachstumsparametern kann in solchen Strukturen eine sehr hohe Schichtqualität erzielt werden. In Abbildung 3.1.2 b) ist exemplarisch ein Ausschnitt eines gewachsenen AlAs/GaAs Bragg-Spiegels mittels REM gezeigt. Die hellen GaAs-Schichten sind scharf von den dunklen AlAs-Schichten abgetrennt.

3.1.3 Selbstorganisierte InAs/GaAs Quantenpunkte

Beim Wachstum von InAs auf GaAs entstehen auf Grund der etwa 7%igen Gitterfehlanpassung nennenswerte Verspannungen im Kristallverbund. Das abgeschiedene InAs-Material wächst zunächst defektfrei auf das GaAs-Substrat auf. Dabei wird es gezwungen, die Gitterkonstante von GaAs in der Ebene anzunehmen und Druckverspannung im Kristall zu generieren. Die entstehende Verspannungsenergie im Kristall nimmt mit dem Volumen des abgeschiedenen InAs-Materials zu. Ab der sogenannten kritischen Schichtdicke von etwa 1.75 Monolagen [MHB⁺94] ist es für das System energetisch günstiger, eine Umformung des abgeschiedenen Materials nahe der Oberfläche durchzuführen. Es entstehen statistisch verteilte, dreidimensionale Inseln auf einer zurückbleibenden zweidimensionalen Benetzungsschicht mit einer Dicke von $(1.6 \pm 0.1)ML$ [CW96, LPP94, BAC⁺99]. Diesen Vorgang nennt man verspannungsinduzierten Selbstordnungsprozess oder selbstorganisiertes Wachstum von Quantenpunkten. Durch weiteres Abscheiden von InAs kann sich an den Inseln zusätzliches Material anlagern, wodurch die Größe der Quantenpunkte beeinflusst wird. Abhängig von der Migrationslänge der Teilchen entstehen zusätzlich weitere Nukleationszentren für Quantenpunkte und diese beeinflussen die resultierende Flächendichte der Quantenpunkte [AZZ⁺05, AZL⁺07]. Dieser Wachstumsmodus ist als Stranski-Krastanov-Methode bekannt.

Seit der erstmaligen Realisierung eines verspannungsinduzierten Ordnungsprozesses von InGaAs auf GaAs-Substrat im Jahre 1991 durch Snyder et al. [SOKS91] wurden intensive Studien dazu durchgeführt. Darin zeigte sich, dass sich unter anderem Eigenschaften wie Flächendichte, Größe und Form von selbstorganisierten Quantenpunkten durch Wachstumsparameter im gewissen Rahmen manipulieren lassen. Als kleine Auswahl ist hier die abgeschiedene Menge [LPP94], Wachstumsrate [JKB⁺00], Substrattemperatur [MNSP01], Gruppe III Element zu Arsen Verhältnis [CABA99], Materialzusammensetzung [LRF⁺06] und Wachstumstechniken [LCP⁺08] angeführt. Bei geeigneter Wahl der Wachstumsparameter entstehen defekt- und verunreinigungsfreie Quantenpunkte, die sich durch eine hohe Quanteneffizienz auszeichnen.

Allerdings erlaubt dieser Wachstumsmodus lediglich eine mäßige Kontrolle der Größenverteilung des Quantenpunktensembles. Damit verbunden ist eine ungenügende Kontrolle der spektralen Emissionscharakteristik. Die Flächendichte der selbstorganisierten Quantenpunkte dagegen kann bis in einen Bereich von $10\mu\text{m}^{-2}$ hin reproduzierbar erreicht werden und ist damit klein genug, um spektroskopische Untersuchungen am Einzelquantenpunkt an gängigen Mikrophotolumineszenz (Akronym: $\mu\text{-PL}$) Messaufbauten durchzuführen.

Wie in Unterabschnitt 2.2.2 beschrieben, erfolgt die Formung des Quantenpunktes erst durch die komplette Einbettung der InAs Struktur in GaAs. Somit ist der folgende Überwachungsschritt für die Eigenschaften des Quantenpunktes mitentscheidend und Materialzusammensetzung, Größe und Form können sich drastisch ändern [Mic03].

Besonders deutlich wird dies bei der speziellen Wachstumsroutine des in-situ Ausheilens von teilbedeckten InAs/GaAs Quantenpunkten. Diese Behandlungstechnik wird im Fachjargon “partial capping and annealing” (Akronym: PCA) bezeichnet und ist in Abbildung 3.1.3 schematisch dargestellt [GMRS⁺97]. Dabei wird nach dem Quantenpunktewachstum (Teilbild a)) eine wenige (z.B. 2nm) Nanometer dicke GaAs-Schicht abgeschieden (Teilbild b)). Sie bedeckt Benetzungsschicht und den unteren Teilbereich der Quantenstrukturen. Anschließend wird unter ständigem Arsenstützdruck und Temperaturerhöhung um 60°C die Probe für 2 Minuten ausgeheilt. Dadurch wird die Dynamik von Umordnungsprozessen im Kristall gesteigert und man beobachtet erhöhte Interdiffusion, Migration, Entnetzung und Desorption [SKS03]. In einem vereinfachten Bild wird die Spitze des Quantenpunktes abgetragen und ein Pyramidenstumpf bleibt zurück. Die Höhe ist dabei gegeben durch die Dicke der Bedeckungsschicht und bestimmt somit die spektrale Lage der Rekombinationslinie. Damit ist die spektrale Position des Quantenpunktensembles reproduzierbar herstellbar. Die erhöhte Durchmischung mit dem Barrierematerial erzeugt eine mittlere Indiumkonzentration im ausgeheilten Quantenpunkt von etwa 50% [AZL⁺07]. Das Resultat ist in Teilbild c) schematisch dargestellt.

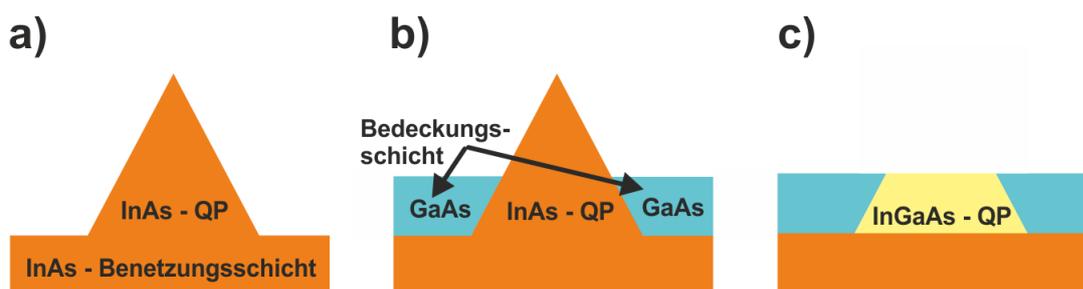


Abbildung 3.1.3: Schematische Darstellung der PCA-Wachstumsroutine von InAs/GaAs Quantenpunkten.

3.2 Prozessierung von Mikrotürmchen

Um 3-dimensionalen photonischen Einschluss zu erreichen, werden aus den planaren Mikroresonatoren sogenannte Mikrotürmchen prozessiert. Die einzelnen Prozessschritte sind in Unterabschnitt 3.2.1 erläutert. Für den elektrischen Betrieb der Mikrotürmchen finden zwei unterschiedliche Kontaktierungsverfahren Anwendung. Diese sind in Unterabschnitt 3.2.2 dargestellt.

3.2.1 Mikrotürmchen

Die einzelnen Prozessschritte zur Herstellung von Mikrotürmchen sind in Abbildung 3.2.1 dargestellt und werden im Folgenden kurz erläutert. Zunächst wird die Epitaxieseite des planaren Probenstückchens mit dem Positiv-Lack Polymethylmethacrylat (Akronym: PMMA) bedeckt (Teilbild a)). Nachdem der Lack auf der Heizplatte ausgebacken worden ist, wird er mittels Elektronenstrahlolithographie belichtet und Kreise verschiedener Durchmesser definiert (Teilbild b)). Durch die Belichtung ändert der Lack seine Löslichkeit. Im folgenden Entwicklungsschritt werden die belichteten Stellen entfernt (Teilbild c)). Anschließend wird eine Nickelätzmaske aufgedampft (Teilbild d)). Die Dicke liegt bei etwa 100nm und wird auf die gewünschte Ätztiefe und die aktuelle Ätzrate angepasst. Darauf folgt der Abhebeschritt des unbelichteten PMMA-Lacks im warmen Ultraschallbad. Die Ätzmaske bleibt somit nur auf den belichteten Stellen der Probe zurück und definiert Größe und Position der späteren Mikrotürmchen (Teilbild e)). Zuletzt wird der Trockenätzschritt mit *Ar*- und *Cl*-Ionen bzw. Chlorradikalen durchgeführt. Die Nickelschicht wirkt dabei als Ätzmaske, da die Abtragerate des Halbleitermaterial im Plasma um bis zu zwei Größenordnungen höher ist als die des Nickels. Bei optimierter Ätzrate und *Ar/Cl* Verhältnis entstehen Mikrotürmchen mit glatten Seitenflächen und lediglich einer wenigen Nanometer dicken Ni-Schicht auf der Oberseite. Dadurch können Mikrotürmchen mit sehr hohen Q Faktoren bis hin zu 260 000 hergestellt werden [SGF⁺ed].

3.2.2 Elektrische Kontaktierung von Mikrotürmchen

Für den elektrischen Betrieb oder zur Manipulation des internen elektrischen Feldes der Mikrotürmchen müssen dotierte Mikrotürmchen kontaktiert werden. Die Mikrotürmchen stellen dabei eine n-i-p-Struktur dar, bestehend aus einem n-dotierten rückseitigen DBR auf n-dotiertem GaAs Substrat, einer intrinsischen GaAs Schicht und einem p-dotierten oberseitigen DBR. Neben guter Strominjektion und hoher Leitfähigkeit in den Spiegeln soll die optische Güte des Resonators nicht vermindert sein. Da aber freie Ladungsträger einen hohen Absorptionskoeffizienten verursachen ist nach Gleichung 2.3.10 der Q Faktor eines dotierten Mikrotürmchens gegenüber

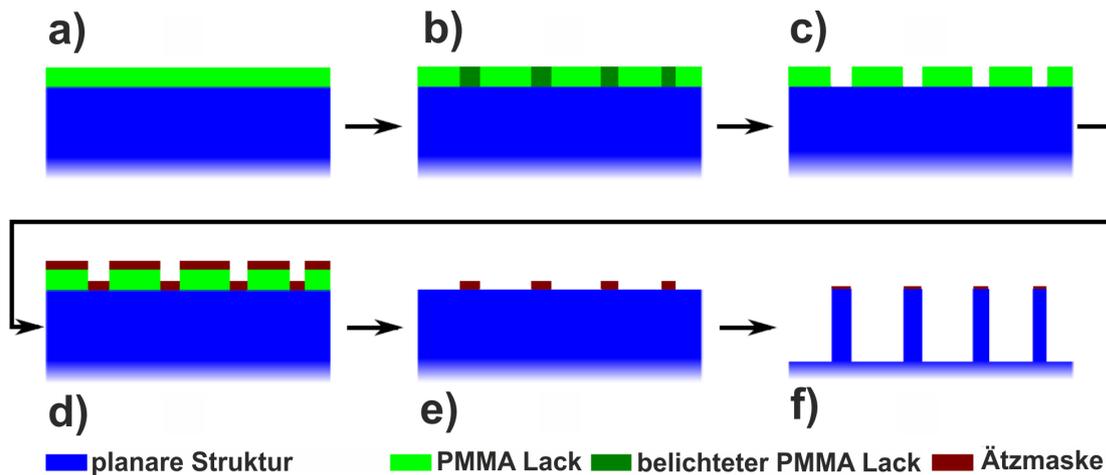


Abbildung 3.2.1: Schematische Darstellung der einzelnen Schritte zur Prozessierung von Mikrotürmchen.

einer undotierten Struktur vermindert und ein Mittelweg zwischen guter Strominjektion bzw. guter Kontaktierung und geringen Absorptionsverlusten in den Dotierbereichen muss gefunden werden. Böckler et al. [BRK⁺08] zeigen ein optimiertes Dotierprofil auf, das im Wesentlichen die Dotierkonzentration stufenweise von innen ($1 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$) nach außen hin ($3 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$) erhöht. Um die Leitfähigkeit der Heteroschichtspiegel weiter zu erhöhen, wird zusätzlich an den GaAs/AlAs- bzw. AlAs/GaAs-Grenzflächen eine hochkonzentrierte Flächendotierung ($1 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$) eingebracht. Um Absorptionsverluste im Bereich der stärksten Lichtintensität der adiabatischen Struktur zu vermeiden, wird im Segmentbereich auf die Flächendotierung verzichtet. Die letzten beiden Spiegelpaare des p-seitigen DBRs werden außerdem mit einer Dotierkonzentration von $2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ “entartet” dotiert und bilden zusammen mit dem Kontaktmetall einen Schottky-Kontakt kleiner effektiver Barrierendicke. Der n-seitige Kontakt aus Gold, Germanium und Nickel wird auf der Probenunterseite angebracht und einlegiert. Eine detaillierte Ausführung des Dotierschemas ist im Anhang zu finden.

Da Mikrotürmchen nach der in Unterabschnitt 3.2.1 beschriebenen Prozessierungsroutine freistehend sind, ist die p-seitige Kontaktierung nicht trivial. Mit Bencocyclobuten (Akronym: BCB), ein transparenter Isolator mit einem Brechungsindex von etwa 1.5, kann die Probe planarisiert werden, so dass im optimalen Falle nur die beiden obersten Spiegelpaare aus dem BCB ragen. Auf dieser Oberfläche können nun Kontakte aufgebracht und zu den Mikrotürmchen gezogen werden. Ringförmige Strukturen aus Gold stellen dabei eine elegante Lösung für den p-seitigen Kontakt dar und erlauben den elektrischen Betrieb sowie Manipulation von Mikrotürmchen bei ungehinderter Lichtauskopplung aus der Oberfacette des Türmchens. Dieses Kontaktierungsverfahren fand in vielen Experimenten Anwendung [BRK⁺08, RHK⁺08, KHS⁺08] und kann auf Grund der Erfolge als etabliert bezeichnet werden. Detailliert beschrieben wird das Verfahren in [BRK⁺08]. Dar-

in enthalten ist ein Abhebeschritt, der Gold von der Oberfacette des Mikrotürmchens entfernt. Dieser kann allerdings für Durchmesser unterhalb eines Mikrometers nicht mehr problemlos durchgeführt werden und limitiert somit den zugänglichen Durchmesserbereich auf $> 1\mu\text{m}$. Ein derart kontaktiertes Mikrotürmchen wurde mit Hilfe eines Ionenstrahls in der Mitte durchtrennt und ist mit REM-Bildgebung in Abbildung 3.2.2 a) dargestellt (entnommen aus [RF10] und modifiziert).

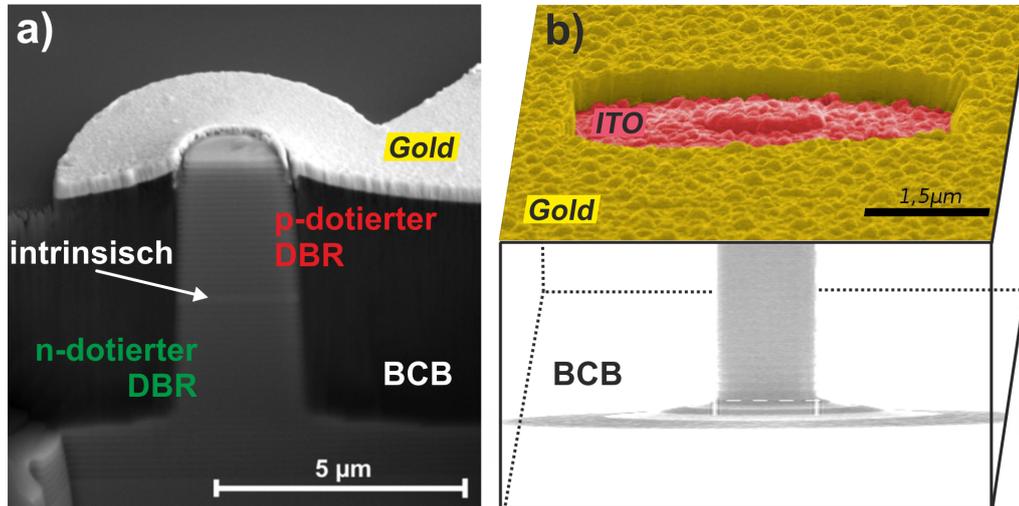


Abbildung 3.2.2: a) REM-Aufnahme eines durchtrennten, mit Goldringen kontaktierten Mikrotürmchens (entnommen aus [RF10]). b) Bildkollage zur schematischen Darstellung der Kontaktierung von Mikrotürmchen mit ITO.

Um die Kontaktierung von Mikrotürmchen mit Durchmesser unterhalb eines Mikrometers zu ermöglichen, wurde in dieser Arbeit ein weiterer Ansatz verfolgt. Die einzelnen Teilschritte sind in Abbildung 3.2.3 dargestellt. Dabei beginnt man zunächst, wie beim Kontaktierungsverfahren mit Goldringen, mit der Planarisierung der Probe mit BCB (Teilbild a)). Auf die planarisierte Probe wird durch Elektronenstrahlverdampfung eine etwa 300nm dicke Schicht aus Indiumzinnoxid (Akronym: ITO) aufgebracht und bedeckt somit großflächig die leicht herausragenden Mikrotürmchen. In dieser Arbeit wurde ein Gemisch aus $90\% \text{In}_2\text{O}_3$ und $10\% \text{SnO}_2$ verwendet. Auf Grund von Sauerstofffehlstellen und Zinndotieratomen ist das Material ein entarteter n-Halbleiter mit geringem spezifischen Widerstand ρ . So konnten spezifische Widerstände an dünnen ITO-Filmen bis zu $1 - 2 \cdot 10^{-6} \Omega\text{m}$ gemessen werden [KGP⁺99, IHON90]. ITO besitzt überdies eine große Bandlücke von 4.16eV [KGP⁺99] und zeigt dadurch eine hohe Transmission von über 90% im sichtbaren und nahinfraroten Spektralbereich [KGP⁺99]. Nachträgliches Ausheilen des ITO Films verbessert zusätzlich die Transmission der Schicht [KSPY01]. Außerdem werden die elektrischen Eigenschaften der Schicht durch eine nachträgliche Temperaturbehandlung verbessert. Während der spezifische Widerstand des Films tendenziell mit steigender Temperatur weiter abnimmt, zeigt sich für den Kontaktwiderstand R_K zwischen einer ITO-Schicht und GaAs ein Optimum für moderate Ausheiltem-

peraturen. Havard et al. beispielsweise konnten den Kontakt einer ITO-Schicht mit Beryllium dotiertem GaAs bei einer Temperatur von 500°C optimieren und erreichten $\rho = 1.3 \cdot 10^{-5} \Omega\text{m}$ und $R_K = 3.2 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}^2$ [HCB⁺08]. Allerdings limitieren die Materialeigenschaften des BCBs die maximale Aushiltemperatur der Probe und erlaubt so lediglich ein stufenweises Erhitzen auf 250°C .

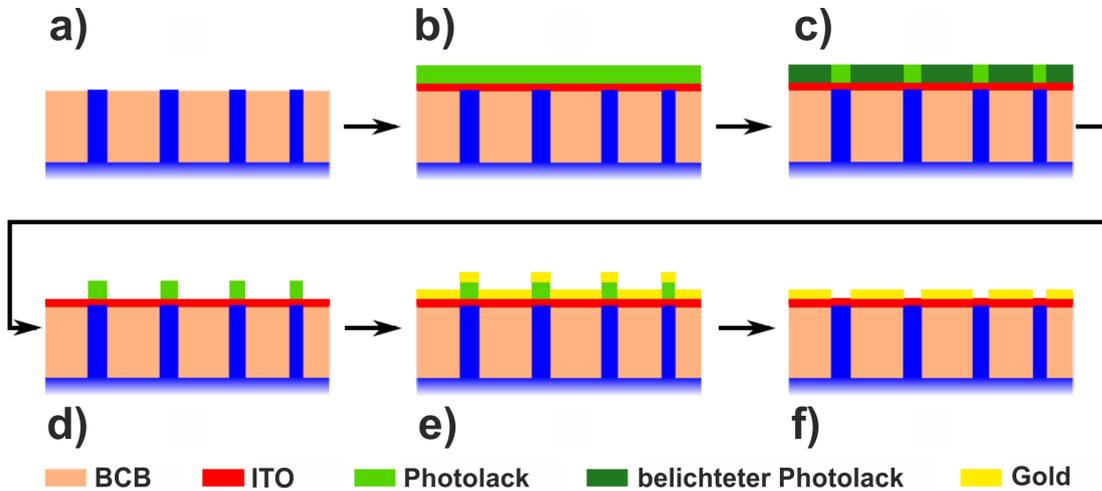


Abbildung 3.2.3: Schematische Darstellung der einzelnen Schritte zur Kontaktierung von Mikrotürmchen mit ITO.

Anschließend wird ein Negativphotolack $2\mu\text{m}$ dick aufgeschleudert und mit einer optischen Maske und UV-Licht belichtet (Teilbild c)). Die optische Maske lässt sich an zusätzlich angebrachten Justagekreuzen ausrichten und erlaubt lediglich die Belichtung von kleinen Quadraten mit einer Kantenlänge von circa $5\mu\text{m}$. Platziert sind diese Quadrate mittig über den zuvor prozessierten Mikrotürmchen. Danach wird der belichtete Lack entwickelt und lediglich die Quadrate über den Mikrotürmchen bleiben zurück (Teilbild d)). Eine mehrere hundert Nanometer dicke Titan-Gold-Schicht wird aufgedampft (Teilbild e)) und spart nach einem weiteren Abhebeschritt im Ultraschallbecken (Teilbild f)) die Mikrotürmchen aus. Die Bildkollage in Abbildung 3.2.2 b) soll das Kontaktierungsverfahren weiter veranschaulichen. In der Aussparung der gelb eingefärbten Goldkontaktfläche wird die rot eingefärbte ITO-Schicht sichtbar. In deren Zentrum erkennt man eine leichte Erhebung, die etwa $1\mu\text{m}$ breit ist und ein herausragendes Mikrotürmchen nachbildet. Die REM-Aufnahme eines freistehenden Mikrotürmchens wurde in die Bildkollage mit eingebunden. Zusammen mit den schwarzen Kanten des Umfassungswürfels soll die Dreidimensionalität verdeutlicht werden und der weiße Bereich stellt das BCB dar. Sowohl die Oberfläche der Gold- als auch der ITO-Schicht zeigen eine hohe Oberflächenrauigkeit und deuten daraufhin, dass weitere Optimierung der Schichtqualität möglich ist. Um zum Beispiel eine stöchiometrische Zusammensetzung des ITOs zu gewährleisten, werden in der Literatur andere Depositionsverfahren wie PLD (engl. Akronym für “pulsed laser deposition”), PPD (engl. Akronym für “pulsed plasma

deposition”) oder CVD (engl. Akronym für “chemical vapor deposition”) empfohlen [KGP⁺99].

3.3 Lumineszenzmessung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Quantenpunktproben im Allgemeinen und Mikrotürmchen mit implementierten Quantenpunkten im Speziellen auf ihre Lumineszenzeigenschaften untersucht. Das Funktionsprinzip der spektroskopischen Untersuchungen ist in Abbildung 3.3.1 dargestellt. Je nach Anregungsart unterscheidet man zwischen Photolumineszenz (Akronym: PL) und Elektrolumineszenz (Akronym: EL). Der grüne Pfeil in Abbildung 3.3.1 a) repräsentiert die Anregung eines Elektrons aus dem Valenzband ins Leitungsband des GaAs-Umgebungsmaterials. Diese Form der Anregung über die Bandkante des Umgebungsmaterials wird nicht-resonante Anregung genannt. Damit die Ladungsträger in den Grundzustand des Quantenpunktes gelangen können, müssen sie über Relaxationsprozesse sowohl Energie als auch Impuls an die Umgebung abgeben. Aus dem Quasikontinuum an Zuständen des Volumenmaterials relaxieren die Ladungsträger entlang der Dispersionsrelation auf einer Zeitskala von wenigen bis 100 Pikosekunden bis zum Γ -Punkt [Ust03]. Dabei fungieren longitudinal optische Phononen als effektive Streupartner. Gleiches gilt für die elektrische Anregung und diese ist durch blaue Pfeile dargestellt. In diesem Falle werden Elektronen und Löcher von gegenüberliegenden Seiten in die Struktur eingebracht, durchwandern zunächst die halbe Struktur um schließlich in der Umgebungsmatrix der Quantenpunkte zum Γ -Punkt gestreut zu werden. Abbildung 3.3.1 b) zeigt den Verlauf der Bandkanten des Leitungs- und Schwerlochbands im Nahbereich der aktiven Schicht über die Wachstumsrichtung der Struktur. Es verdeutlicht die gegenüberliegende Injektion von Ladungsträgern bei elektrischer Anregung. Die Streuung der Ladungsträger aus dem GaAs-Volumenmaterial in niederdimensionale Zustandsdichten der InGaAs-Benetzungsschicht bzw. des diskreten Quantenpunktes erfolgt ungleich schwieriger. Die Streuung an longitudinal akustischen Phononen stellt in diesem Übergang einen effektiven Streuprozess dar und ermöglicht auch die weitere Relaxation der Ladungsträger in den Grundzustand des Quantenpunktes. Die dort stattfindende Rekombination des Exzitons unter Aussendung eines Photons geschieht nach den Überlegungen in Unterabschnitt 2.2.4.

Neben der nichtresonanten Anregung kann man, bei Wahl eines geeigneten Anregungslaser, Ladungsträger direkt in der Benetzungsschicht generieren und somit den Quantenpunkt effektiv mit Exzitonen bevölkern. Der rote Pfeil in Abbildung 3.3.1 soll diesen Anregungsvorgang symbolisieren. Dadurch vermeidet man die Erzeugung von Phononen und überschüssigen Ladungsträgern in der GaAs-Matrix. Diese Art der Anregung wird quasiresonante Anregung genannt und reduziert somit die Aufwärmung der Probe durch den Anregungslaser und die Verbreiterung der spektralen Zerfallslinie des Exzitons.

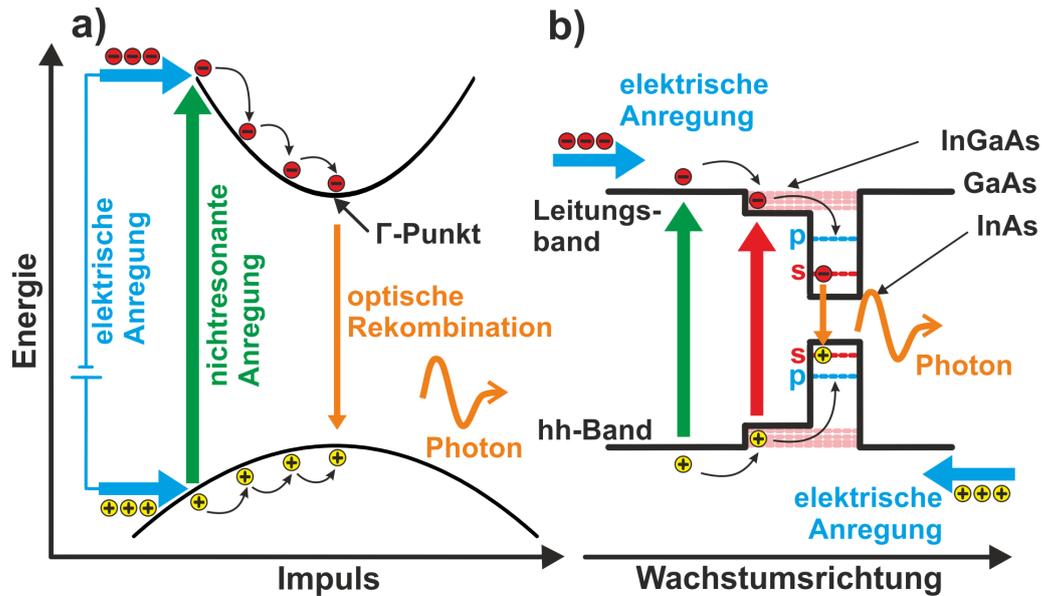


Abbildung 3.3.1: Schematische Darstellung der einzelnen Prozesse, die dem Funktionsprinzip der Lumineszenzmessung zu Grunde liegen. Mit unterschiedlichen Farben sind verschiedene Anregungsarten eingezeichnet: grüner Pfeil entspricht der nichtresonanten Anregung, roter Pfeil entspricht der quasiresonanten Anregung und die blauen Pfeile entsprechen der elektrischen Anregung

Die Charakterisierung der ausgesandten Photonen erfolgt an einem speziellen Lumineszenzmessplatz mit hochauflösenden Eigenschaften. Über ein Objektiv mit 50-facher Vergrößerung (numerische Apertur: 0.4) wird der Strahl des Anregungslasers auf einen Bereich der Probe mit einem Durchmesser von etwa $3\mu\text{m}$ fokussiert und erlaubt so eine örtliche Selektion auf der Mikrometerskala. Das emittierte Licht wird über einen Gittermonochromator spektral zerlegt und analysiert. Je nach Wahl des Gitters und Monochromators kann eine spektrale Auflösung bis zu $16\mu\text{eV}$ erreicht werden. Dies ist, zusammen mit der hohen örtlichen Selektion, namensgebend für das spektrale Analyseverfahren und wird deshalb Mikrolumineszenz genannt. Abbildung 3.3.2 zeigt eine schematische Darstellung des in dieser Arbeit verwendeten Messplatzes. Für die optische Anregung kann zwischen zwei Lasern gewählt werden: Ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (Emissionswellenlänge bei 532nm) stellt Ausgangsleistungen bis 200mW bereit und erlaubt lediglich nichtresonante Anregung der Probe über die GaAs-Bandkante. Des Weiteren steht ein durch einen Feststofflaser gepumpter Titan-Saphir-Laser zur Verfügung. Mit dem verwendeten Spiegelsatz im Resonator kann damit die Laseremission zwischen 750 und 850nm variiert werden. In den untersuchten Proben werden damit Ladungsträger in der Probe quasiresonant erzeugt und effektiv in die Benetzungsschicht der Quantenpunkte bei etwa 840nm gepumpt. Die Ausgangsleistung ist auf ein Watt limitiert. Zusätzlich kann der Laser gepulst betrieben werden. Die Pulsbreiten betragen dabei 150fs , die Repetitionsrate beträgt 82MHz .

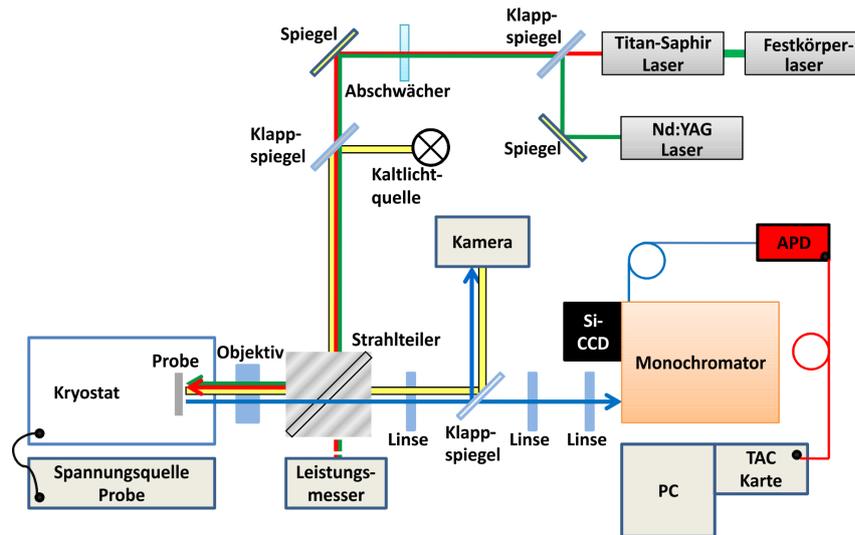


Abbildung 3.3.2: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Charakterisierung der Lumineszenz mit hochauflösender Optik.

Über einen Strahlteiler wird der Anregungslaser auf die optische Achse zwischen Kryostaten und Monochromator gebracht. An dieser Stelle kann auch die Leistung des Laserlichts mit einer Photodiode gemessen werden. Über das 50fach Objektiv wird der Laserstrahl schließlich auf der Probe fokussiert. Dabei ist die Probe auf einem Kühlfinger aus Kupfer im Inneren eines Helium Durchflusskryostaten befestigt und kann so auf eine minimale Temperatur von etwa $10K$ gebracht werden. An dem Kühlfinger ist neben einem Temperatursensor auch eine Heizspule angebracht. So kann die Proben temperatur eingestellt werden. Der Kryostat besitzt weiter ein laterales Positioniersystem und erlaubt eine Ausrichtung der Probe relativ zur Laserposition in kleinen Schritten $< 100nm$. Elektrische Durchführungen ermöglichen eine elektrische Anregung der Probe mit einer externen Spannungsquelle. Außerdem können die Emissionseigenschaften der Probe durch das angelegte elektrische Feld manipuliert werden. Das von der Probe emittierte Licht wird vom gleichen Objektiv eingesammelt und als kollimierter Strahl auf die optische Achse gebracht. Über ein Linsensystem wird der Emissionsstrahl auf den Eintrittspalt des Monochromators fokussiert. Dort wird dieser über ein Gitter spektral zerlegt und das Spektrum mit einer Si-CCD (engl. Akronym für: charge coupled device) ausgelesen. Über einen weiteren Klappspiegel im Monochromator kann das spektral zerlegte Licht auf einen Austrittspalt umgelenkt und in eine Glasfaser eingekoppelt werden. Bei optimaler Lichteinkopplung wird ein etwa $0.25nm$ breiter spektraler Bereich von der Glasfaser selektiert und weiter auf eine APD (engl. Akronym für: avalanche photodiode) geleitet. Auf Grund der hohen Sensitivität der APD können einzelne Photonen detektiert und als Spannungspuls an eine TAC-Karte (engl. Akronym für: time to amplitude converter) weitergegeben werden. Die Zeitaufösung der im Messaufbau verwendeten APDs liegt bei $400ps$.

4 Nachträgliches Ausheilen von InAs/GaAs Quantenpunkten

Das folgende Kapitel beschreibt Ergebnisse zum nachträglichem Ausheilen von PCA InAs/GaAs Quantenpunkten. Für genügend hohe Temperaturen wird der Prozess der Interdiffusion von In- und Ga-Atomen erneut aktiviert. Auf Grund der Diffusion erwartet man eine effektive Vergrößerung des Quantenpunktvolumens und damit einhergehend eine Vergrößerung der Oszillatorstärke der Quantenpunkte [LBW⁺04]. Loo et al. zum Beispiel konnten in starker Kopplung die Untergrenze der Oszillatorstärke eines ausgeheilten InAs/GaAs Quantenpunktes, bedeckt mit einer 5nm dicken $In_{0.15}Ga_{0.85}As$ -Schicht, zu 50 abschätzen [LLL⁺10]. Diese ist damit um einen Faktor 5 größer als bei unbehandelten InAs/GaAs Quantenpunkten [WDK⁺97]. Nach Gleichung 2.4.1 geht damit eine Erhöhung der Kopplungsstärke einher und macht diese Art von Quantenpunkten interessant für Experimente zur Licht-Materie-Wechselwirkung. In Abschnitt 4.1 wird die Ausheilroutine kurz erläutert. Die spektralen Eigenschaften des Quantenpunktensembles werden in Abschnitt 4.2 diskutiert. In Abschnitt 4.3 wird an Hand von magnetfeldabhängigen Messungen die Oszillatorstärke der Quantenpunkte eingeordnet. Zuletzt erfolgt in Abschnitt 4.4 eine Zusammenfassung des Kapitels.

4.1 Ausheilroutine

Wie in Unterabschnitt 3.1.3 dargestellt, beinhaltet die Wachstumsroutine der PCA InAs/GaAs Quantenpunkte bereits einen in-situ Ausheilschritt. Unter Arsenstützdruck werden dabei die teilbedeckten Quantenpunkte für 2 Minuten bei erhöhter Temperatur behandelt und Umordnungsprozesse sowie Desorption setzten oberflächennah ein. In der hier durchgeführten Studie durchlaufen die Quantenpunkte nachträglich noch ein ex-situ RTA-Verfahren (englisches Akronym: rapid thermal annealing). Dazu werden die Proben in einem Ofen für 5 Minuten auf Temperaturen bis zu 800°C gebracht. Thermisch induzierte Desorption von Arsenatomen aus der Waferoberfläche spielt bei derart hohen Temperaturen eine wesentliche Rolle und diese erzeugt eine hohe Defektdichte an der Oberfläche. Um eine Minderung des Ausbaus von Arsenatomen auf einfache Weise zu erreichen, wurden die Proben mit GaAs-Stückchen bedeckt, wie es in [PPP⁺08] vorgeschlagen wird. Eine weitere Optimierung des Verfahrens zum Beispiel durch Oberflächenpassivierung mit thermisch stabilen Materialien ist denkbar, wurde aber in dieser Arbeit nicht untersucht.

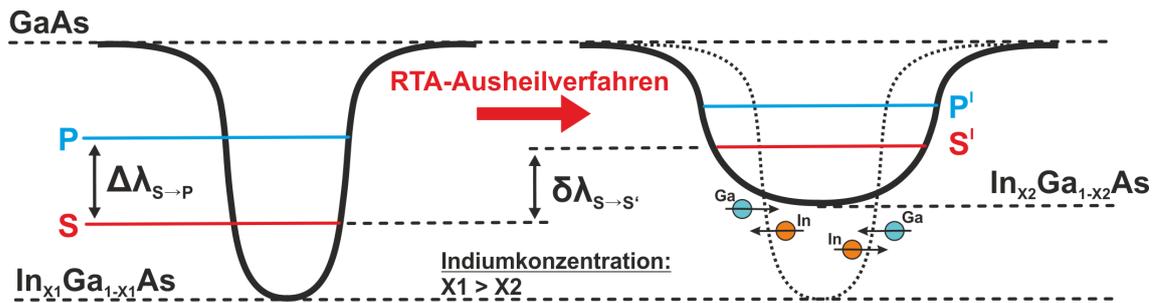


Abbildung 4.1.1: Schematische Darstellung des Einschlusspotentials eines PCA InAs/GaAs Quantenpunktes in lateraler Richtung vor und nach dem RTA-Ausheilverfahren.

Durch das RTA-Ausheilverfahren kommt es in der Probe zur Aktivierung von Interdiffusionsprozessen nahe am Quantenpunkt. Vornehmlich diffundieren Galliumatome aus der Umgebungsmatrix in die Quantenpunktstruktur samt Benetzungsschicht und Indiumatome aus dem Quantenpunkt heraus [FA99, HLC⁺00]. Dieser Prozess ist schematisch in Abbildung 4.1.1 gezeigt. Exemplarisch ist die Veränderung des Einschlusspotentials eines Quantenpunktes in lateraler Raumrichtung auf Grund thermischer Behandlung dargestellt. Das Modell geht dabei von einer kontinuierlichen Änderung der Indium- bzw Galliumkonzentration vom Zentrum des Quantenpunktes in Richtung der Umgebungsmatrix aus [HLC⁺00]. Durch das RTA-Ausheilen erwartet man eine weitere räumliche Durchmischung der Konzentration. Damit einher geht eine Verbreiterung des Quantenpunktes und eine Reduzierung der Indiumkonzentration im Zentrum des Quantenpunktes. Folglich verringert sich das Einschlusspotential des Quantenpunktes und spektroskopische Eigenschaften der Quantenpunktemission verändern sich. In der Literatur sind drei offensichtliche Änderungen der Emissionscharakteristik des Quantenpunktensembles bekannt [FA99, HLC⁺00]:

1. Eine ausgeprägte Blauverschiebung der Emission vor und nach dem Ausheilen $\delta\lambda_{S \rightarrow S'}$. Grund dafür ist die Reduzierung der Indiumkonzentration im Zentrum des Quantenpunktes.
2. Eine Verringerung der inhomogenen Verbreiterung $\Delta\lambda_{inhom}$. Dies lässt sich über die Verringerung des Einschlusspotentials erklären. Für tiefe Potentialtöpfe nämlich wirkt sich eine Variation der Einschlussbreite stärker auf die Energieeigenwerte und damit auf die Rekombinationsenergie aus, als bei weniger tiefen Potentialtöpfen.
3. Eine Verringerung des spektralen Abstandes von Emissionsbändern untereinander $\Delta\lambda_{S \rightarrow P}$. Grund dafür ist die Vergrößerung der Einschlussbreite, wodurch die Energieeigenwerte näher zusammen rücken.

4.2 Spektrale Eigenschaften des Quantenpunktensembles

Um den Einfluss des RTA-Verfahrens auf die spektralen Eigenschaften des Ensembles von PCA InAs/GaAs Quantenpunkten zu beobachten, wurden Photolumineszenzmessungen unter nichtresonanter Anregung vorgenommen. Für genügend kleine Anregungsleistungen sind in erster Linie die Grundzustände der Quantenpunkte bevölkert und Rekombination erfolgt hauptsächlich aus der charakteristischen S-Schale des Ensembles. Auf Grund von Größenfluktuationen der selbstorganisierten Quantenpunkte lässt sich die Verbreiterung des Ensembles als Normalverteilung nähern. Diese wird als inhomogene Verbreiterung bezeichnet. Die schwarzen Kurven in Abbildung 4.2.1 zeigen Spektren von PCA InAs/GaAs Quantenpunktensembles mit unterschiedlicher Dicke der Bedeckungsschicht. In Teilbild a) beträgt die Dicke 4 nm. Das Maximum der Emission aus den S-Schalen des Ensembles liegt bei 1037nm . Zusätzlich ist die P-Schale der Quantenpunkte leicht angedeutet. Die inhomogene Verbreiterung kann zu $(40 \pm 5)\text{nm}$ bestimmt werden. Für Teilbild b) und c) ist die Bedeckungsschicht der Quantenpunkte auf 3nm bzw. 2nm verkleinert. Wie in Unterabschnitt 3.1.3 dargestellt, bestimmt die Dicke der Bedeckungsschicht die Höhe der Quantenpunkte und damit die spektrale Position des Ensembles. So erkennt man eine Verschiebung der spektralen Position des Maximums der S-Schale λ_S zu 985nm in Teilbild b) und 938nm für Teilbild c). Insgesamt konnte mittels der PCA-Wachstumsroutine λ_S um beinahe 100nm blau verschoben werden. Zusätzlich reduziert sich die inhomogene Verbreiterung $\Delta\lambda_{inhom}$ des Quantenpunktensembles bei Verringerung der Dicke der Bedeckungsschicht. Für die Quantenpunktprobe mit der 2nm dicken Bedeckungsschicht zum Beispiel beträgt $\Delta\lambda_{inhom}$ nur noch 34nm . Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.1 aufgelistet.

In Abbildung 4.2.1 sind zusätzlich die Spektren der für fünf Minuten ausgeheilten Proben dargestellt. Die roten Graphen zeigen Messungen an ausgeheilten Proben bei einer Temperatur von 700°C , die grünen bei 750°C und zuletzt die blauen bei 800°C . In allen drei Teilbildern erkennt man die gleiche Tendenz der Emissionscharakteristik bei Erhöhung der Ausheiltemperatur: Zum einen findet eine Blauverschiebung von λ_S statt, zum anderen verringert sich die inhomogene Verbreiterung des Quantenpunktensembles $\Delta\lambda_{inhom}$. Die resultierenden Werte sind wiederum in Tabelle 4.1 zu finden. Man beobachtet eine Abhängigkeit der Stärke der Veränderung mit der Dicke der Bedeckungsschicht. Am deutlichsten ist die Veränderung in Teilbild a) zu erkennen. λ_S konnte dabei für die Ausheiltemperatur von 800°C bis auf 931nm verschoben werden. Dies entspricht einer Differenz $\delta\lambda_{S \rightarrow S'}$ von 106nm . Zusätzlich wurde $\Delta\lambda_{inhom}$ zu 16nm gemessen. In Teilbild c) bestimmt man $\delta\lambda_{S \rightarrow S'} = 31\text{nm}$ und $\Delta\lambda_{inhom}(800^\circ\text{C}) = 27\text{nm}$. Die Veränderung der Emissionseigenschaften der mittleren Probe ist zwischen den beiden anderen Proben einzuordnen. Dies weist darauf hin, dass die Durchmischung der Materialien im Bereich der Quantenpunkte während des in-situ PCA Schrittes umso stärker erfolgt, je dünner die Bedeckungsschicht der Quantenpunkte ausfällt. Die Quantenpunktprobe mit 2nm dicker Bedeckungs-

schicht scheint bereits nach dem PCA-Schritt schon sehr weit durchmischt zu sein, während bei dickerer Bedeckungsschicht eine weitere Durchmischung während des RTA-Schrittes deutlicher auftritt.

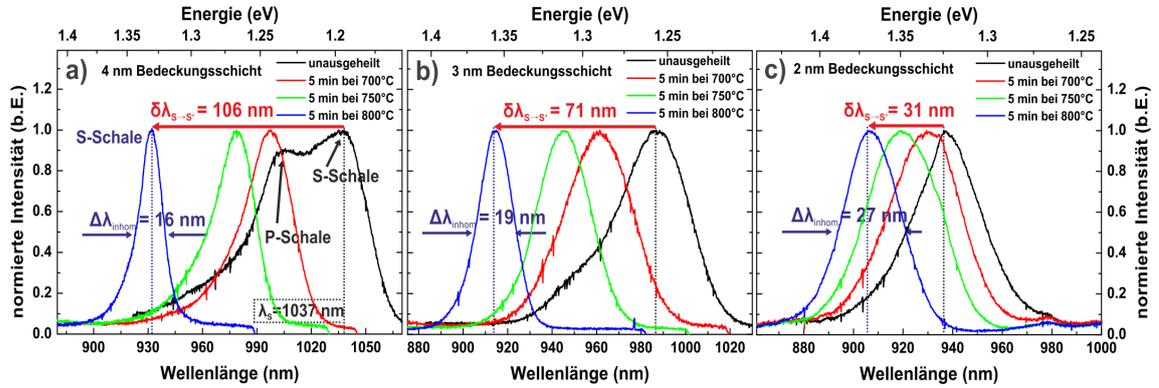


Abbildung 4.2.1: Photolumineszenzmessungen an der S-Schale des Ensembles von PCA InAs/GaAs Quantenpunkten mit unterschiedlicher Bedeckungsschicht: a) 4nm, b) 3nm und c) 2nm. In den jeweiligen Teilabbildungen ist die Ausheiltemperatur der Proben von 700°C (roter Graph) über 750°C (grüner Graph) bis 800°C (blauer Graph) variiert. Die schwarzen Graphen stellen die PL der unangeheilten Proben dar.

Bedeckungsschicht	4nm		3nm		2nm	
	λ_S (nm)	$\Delta\lambda_{inhom}$ (nm)	λ_S	$\Delta\lambda_{inhom}$	λ_S	$\Delta\lambda_{inhom}$
kein RTA-Schritt	1037	40	985	39	938	34
5min/700°C	995	31	960	36	929	34
5min/750°C	977	29	945	29	920	34
5min/800°C	931	16	914	19	907	27

Tabelle 4.1: Auflistung von spektraler Position λ_S und inhomogener Verbreiterung $\Delta\lambda_{inhom}$ der S-Schale des Quantenpunktensembles für PCA InAs/GaAs Quantenpunkte mit verschiedener Bedeckungsschicht und unterschiedlicher Ausheiltemperatur.

Die Tatsache der Abhängigkeit des Durchmischungsgrades der Quantenpunkte von der Bedeckungsschicht zeigt sich weiter im spektralen Abstand der Emissionsbänder $\Delta\lambda_{S \rightarrow P}$ an den untersuchten Proben. Der schwarze Graph in Abbildung 4.2.2 zeigt das Emissionsspektrum der unangeheilten PCA-Quantenpunktprobe mit 4nm dicker Bedeckungsschicht unter hoher Anregung (im Vergleich zur Messung aus Abbildung 4.2.1 etwa um den Faktor 100 höher). Auf Grund der Höhe des Quantenpunktes treten dort neben der S-Emissionsbande auch höhere Schalen gut sichtbar im Spektrum auf und der Abstand zwischen den Maxima der S- und P-Schale $\Delta\lambda_{S \rightarrow P}$ kann zu 39nm gemessen werden. Bei Erhöhung der Ausheiltemperatur beobachtet man eine Reduzierung des Abstandes der beiden Bänder und misst für die Probe,

die bei 800°C ausgeheilt wurde, $\Delta\lambda_{S\rightarrow P} = 16\text{nm}$. Dort erkennt man ausgeprägte Emissionsbanden bis hin zur dritten angeregten Schale (F-Schale) des Quantenpunktensembles. Zusätzlich ist die Emission aus der Benetzungsschicht der Quantenpunkte bei etwa 850nm zu sehen. Zusammenfassend konnten die in der Literatur bekannten Veränderungen der Emissionscharakteristik von ausgeheilten InAs/GaAs Quantenpunkten auch an PCA InAs/GaAs Quantenpunkten unterschiedlicher Höhe gezeigt werden und eine Vergrößerung des Quantenpunkt volumens und damit der Oszillatorstärke kann erwartet werden.

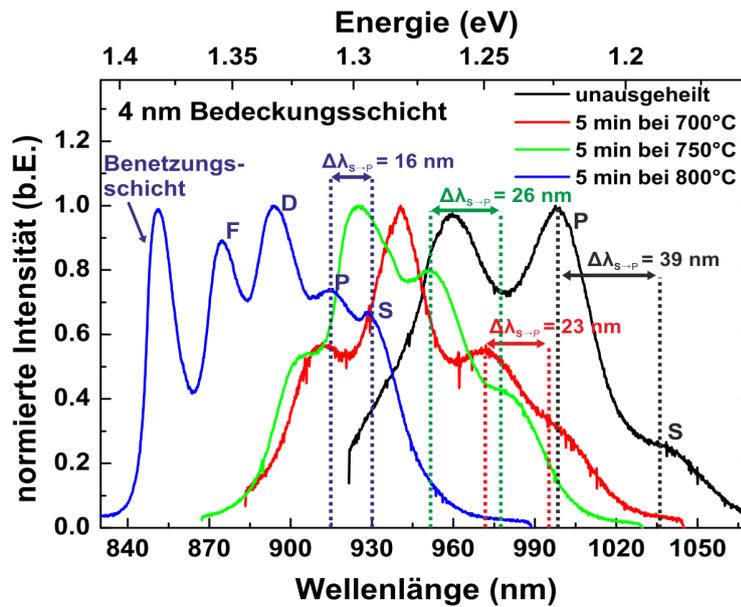


Abbildung 4.2.2: Photolumineszenzmessung am PCA-Quantenpunktensembles mit 4 nm dicker Bedeckungsschicht mit hoher Anregungsleistung. Daraus lässt sich der spektrale Abstand zwischen den Emissionsbändern S und P $\Delta\lambda_{S\rightarrow P}$ für verschiedene Ausheiltemperaturen bestimmen.

4.3 Quantenpunkte im Magnetfeld

Liefert die Verschiebung der spektralen Eigenschaften des gesamten Quantenpunktensembles lediglich eine qualitative Einordnung der Quantenpunktgröße, so erlauben magnetfeldabhängige Messungen in Faraday-Konfiguration an einzelnen Quantenpunktlinien eine quantitative Bestimmung der mittleren quadratischen Ausdehnung der Exziton-Wellenfunktion $\langle\rho_X^2\rangle$ nach Gleichung 2.2.14. Um diese zu ermitteln wurde die Magnetolumineszenz zweier Quantenpunktproben an einem μ -PL Messaufbau betrachtet. Die spektrale Auflösung betrug in etwa $80\mu\text{eV}$. Bei den Proben handelt es sich um PCA InAs/GaAs Quantenpunkte mit einer Bedeckungsschicht von 2nm . Probe 1 wurde dabei nicht weiter behandelt, wohingegen Probe 2 für 5 Minuten bei 800°C ausgeheilt wurde. Die Proben wurden in einem speziellen

Kryostaten angebracht. Dieser verfügt neben der Probenkammer über eine weitere, separate Vakuumkammer, in der sich ein Elektromagnet befindet. Gekühlt auf Temperaturen unter 4 Kelvin befinden sich die Magnetspulen im supraleitenden Zustand und erzeugen, je nach angelegtem Strom, Magnetfelder bis zu $5T$ am Ort des Probenhalters. Die Anordnung der Proben ist dabei in Farady-Konfiguration gewählt und die Magnetfeldlinien verlaufen somit in Wachstumsrichtung. Die schwarze Kurve in Abbildung 4.3.1 a) zeigt das Spektrum eines einzelnen Quantenpunktes bei etwa $874nm$. In Schritten von einem Tesla wurde das äußere Magnetfeld auf $5T$ erhöht. Die einzelnen Graphen sind in Abbildung 4.3.1 als Wasserfalldiagramm dargestellt. Für $1T$ erkennt man bereits eine Verbreiterung der Quantenpunktlinie, die für $2T$ deutlicher hervor tritt. Dies weist auf eine Zeemannaufspaltung der Emissionslinie hin und führt für die drei höchsten Magnetfelder zu einer spektral auflösbaren Aufspaltung. Des Weiteren verändert sich die spektrale Position des Mittelpunktes der Zeemannaufspaltung auf Grund der diamagnetischen Verschiebung um den Betrag ΔE_{dia} .

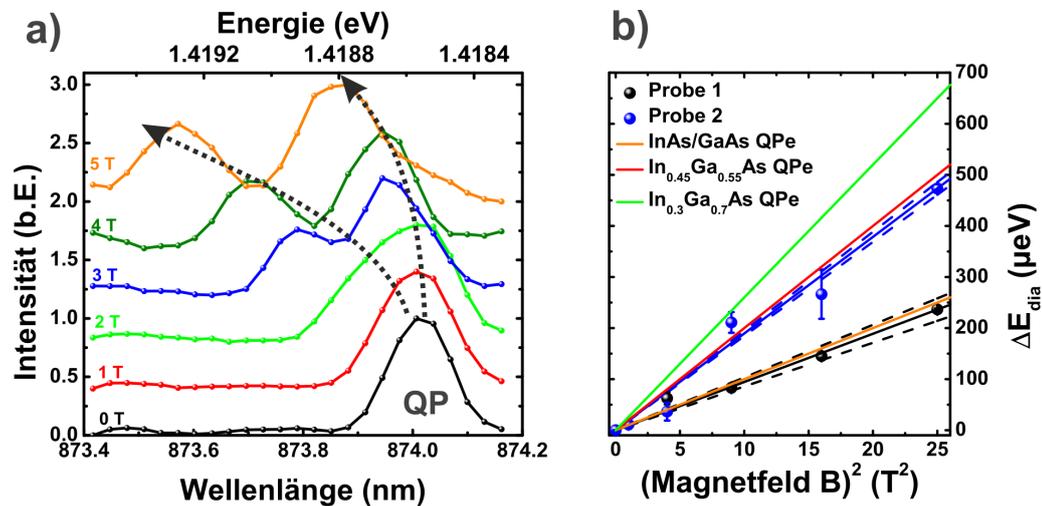


Abbildung 4.3.1: a) μ -Photolumineszenzmessungen für verschiedene Magnetfelder in Faradykonfiguration an einem ausgeheilten PCA-Quantenpunkt mit $2nm$ dicker Bedeckungsschicht. b) Auftragung der diamagnetischen Verschiebung ΔE_{dia} für ausgeheilte (blaue Punkte) und nicht ausgeheilte (schwarze Punkte) PCA-Quantenpunkte. Als Orientierung sind Literaturwerte für ΔE_{dia} von verschiedenen In(Ga)As/GaAs Quantenpunkten eingefügt.

Die Anpassung der Veränderung erfolgt nach Gleichung 2.2.13 und beinhaltet somit die lineare und quadratische Abhängigkeit vom Magnetfeld. Die Verschiebung der Linien ist durch die gepunkteten Pfeile in Abbildung 4.3.1 schematisch dargestellt. Für beide Proben erfolgte eine Anpassung der Spektren von bis zu zehn Quantenpunkten. Abbildung 4.3.1 b) zeigt die gebildeten Mittelwerte der diamagnetischen Verschiebung mit statistischem Fehler in Abhängigkeit vom äußeren Magnetfeld, aufgetragen über B^2 . Aus den Ausgleichsgeraden (gestrichelte Linien) ergibt sich der

diamagnetische Koeffizient von Probe 1 zu $(9.5 \pm 0.9)\mu\text{eV}/\text{T}^2$. Innerhalb der Fehlergrenzen entspricht das dem Wert für Standard InAs/GaAs Quantenpunkte, wie sie zum Beispiel in [PHM⁺00] beschrieben sind. Die diamagnetische Verschiebung dieser Quantenpunktart ist als orangefarbene Linie in Abbildung 4.3.1 b) eingezeichnet. Nach Gleichung 2.2.14 kann die mittlere laterale Ausdehnung der Exziton-Wellenfunktion $\sqrt{\langle\rho_X^2\rangle}$ des Quantenpunkttypus zu $(5 \pm 1)\text{nm}$ berechnet werden. Dabei wurde für die effektive Elektronenmasse m_e^* ein Wert von $0.0665 \cdot m_0$ und für m_h^* ein Wert von $0.35 \cdot m_0$ angenommen [WR98]. Warburton et al. berechneten die Oszillatorstärke von Standard InAs/GaAs Quantenpunkten zu etwa 10 [WDK⁺97] und Reithmaier et al. schätzen die Oszillatorstärke von $\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ Quantenpunkten (mit ähnlich großem diamagnetischen Koeffizienten [RMF⁺09]) ebenfalls zu 10 ab [RSL⁺04]. Dies erlaubt eine Einordnung der Oszillatorstärke der gemessenen PCA InAs/GaAs Quantenpunkte in diesem Bereich um 10. Stobbe et al. stellen in [SSH⁺10] ein Modell vor, mit dessen Hilfe die Oszillatorstärke aus der mittleren quadratischen Ausdehnung der Exziton-Wellenfunktion im Quantenpunkt genähert werden kann. Das Modell geht von einem parabolischen Einschlusspotential in lateraler Ebene aus und wird daher als “Modell mit schwachem Einschlusspotential” bezeichnet. f_{WC} ergibt sich in dieser Näherung zu

$$f_{WC} = \frac{2E_p}{\hbar\omega} \left(\frac{\langle\rho_X^2\rangle}{a_0} \right)^2. \quad (4.3.1)$$

E_p ist dabei die Kane Energie und a_0 stellt den Bohrradius des Exzitons dar. Für die bestimmte mittlere quadratische Ausdehnung der Exziton-Wellenfunktion von Probe 1 kann damit eine Oszillatorstärke von 6 berechnet werden.

Für Probe 2 ergibt sich χ zu $(18.9 \pm 0.5)\mu\text{eV}/\text{T}^2$. Der diamagnetische Koeffizient ist damit doppelt so groß wie für Probe 1. Die mittlere laterale Ausdehnung der Wellenfunktion kann daraus zu $(7 \pm 1)\text{nm}$ berechnet werden. Sie zeigt innerhalb der Fehlergrenzen sehr gute Übereinstimmung mit publizierten Werten zum diamagnetischen Koeffizienten des Quantenpunkttypuses $\text{In}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ [RMF⁺09]. Neben dem roten Graphen ($\text{In}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ Quantenpunkte) in Abbildung 4.3.1 b) ist zusätzlich die diamagnetische Verschiebung von $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ Quantenpunkten (grüne Linie) als Orientierung eingezeichnet. Für $\text{In}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$ bzw. $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ Quantenpunkte wurden Oszillatorstärken von 20 bzw. 50 gemessen [RSL⁺04, HB08]. Das Modell des “schwachen Einschlusspotentials” liefert für Probe 2 $f_{WC} = 12$. Die Messergebnisse sind zusammen mit einem Literaturvergleich für In(Ga)As/GaAs Quantenpunkten in Tabelle 4.2 resümiert.

Zusammenfassend können PCA InAs/GaAs Quantenpunkte durch einen ex-situ durchgeführten RTA-Ausheilschritt weiter vergrößert werden. Darauf deuten verschiedene spektroskopische Beobachtungen, die mit dem schematischen Modell aus Abbildung 4.1.1 erklärt werden können. Dieses Modell setzt eine weitere Durchmischung von Gallium- und Indiumatomen im Quantenpunkt und seiner Umgebungsmatrix voraus. Dadurch wird zum einen die Indiumkonzentration im Kern des

Quantenpunkttypus	Diamag. Koeffizient χ ($\mu\text{eV}/\text{T}^2$)	Oszillatorstärke f
$\text{In}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$	8[RMF ⁺ 09]	10[RSL ⁺ 04]
InAs/GaAs	10 ± 3 [PHM ⁺ 00]	10[WDK ⁺ 97]
InAs/GaAs ausgeheilt	14 ± 4 [YSS ⁺ 05]	-
$\text{In}_{0.45}\text{Ga}_{0.55}\text{As}$	20[RMF ⁺ 09]	≥ 20 [HB08]
$\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$	26[RMF ⁺ 09]	50[RSL ⁺ 04]
2 nm PCA InAs/GaAs	9.5 ± 0.9	$f_{WC} = 6$ [SSH ⁺ 10]
2 nm PCA ausgeheilt	18.9 ± 0.5	$f_{WC} = 12$ [SSH ⁺ 10]

Tabelle 4.2: Übersicht von gemessenen diamagnetischen Koeffizienten und Oszillatorstärken verschiedener Qunatenpunktsorten.

Quantenpunktes und damit das absolute Einschlusspotential weiter erniedrigt. Zum anderen wird durch die Diffusion am äußeren Rand des Quantenpunktes die effektive Größe des Quantenpunktes erhöht. Damit verbunden sind Änderungen der spektroskopischen Eigenschaften des Quantenpunktensembles. Die Beobachtungen einer Blauverschiebung und Reduzierung der inhomogenen Verbreiterung der S-Schale des Quantenpunktensembles und einer Verringerung des spektralen Abstandes zwischen Einzelbanden des Ensembles kann mit diesem Modell erklärt werden.

Ferner erlaubten magnetooptische Untersuchungen eine direkte Abschätzung der Ausdehnung der Exziton-Wellenfunktion im Quantenpunkt. Aus den Messungen konnte die mittlere laterale Ausdehnung der Exziton-Wellenfunktion einer ex-situ ausgeheilten PCA-Quantenpunktprobe zu $(7 \pm 1)\text{nm}$ bestimmt werden. Im Vergleich zur unausgeheilten PCA-Quantenpunktprobe konnte somit eine Erhöhung der Ausdehnung um 2nm erreicht werden. Ein Vergleich mit Literaturwerten ermöglicht eine grobe Abschätzung der Oszillatorstärke mit Hilfe der gemessenen diamagnetischen Verschiebung. Für unausgeheilte PCA InAs/GaAs Quantenpunkte ergibt sich damit eine Oszillatorstärke von 10, für ausgeheilte PCA-Quantenpunkte erhöht sie sich etwa auf einen Wert von 20. Zusätzlich lässt sich aus der Ausdehnung der Exziton-Wellenfunktion im Modell des schwachen Einschlusspotentials die Oszillatorstärke f_{WC} direkt berechnen. Damit konnte die Verdopplung der Oszillatorstärke durch den ex-situ durchgeführten Ausheilvorgang bestätigt werden. Allerdings sind nach diesem Modell etwas geringere Oszillatorstärken zu erwarten. Sie betragen 6 bzw. 12 für die unausgeheilte bzw. ausgeheilte PCA-Quantenpunktprobe.

4.4 Zusammenfassung des Kapitels

In diesem Kapitel wurde der Einfluss eines ex-situ durchgeführten Ausheilschrittes auf PCA InAs/GaAs Quantenpunkten systematisch untersucht. Für genügend hohe Temperaturen um 800°C und einer Ausheilzeit von cirka 5 Minuten konnte eine erneute Aktivierung der Interdiffusion von Ga- und In-Atomen im Quan-

tenpunkt gezeigt werden. Dies spiegelte sich in Veränderungen spektroskopischer Eigenschaften des Quantenpunktensembles wider. Mit der Diffusion verbunden ist eine effektive Vergrößerung des Quantenpunktes. Dies konnte in magnetooptischen Untersuchungen an Einzelquantenpunktlinien gezeigt und die mittlere Ausdehnung von der Exziton-Wellenfunktion von ex-situ ausgeheilten PCA InAs/GaAs Quantenpunkten mit einer Bedeckungsschicht von $2nm$ zu $(7 \pm 1)nm$ bestimmt werden. Daraus kann eine Oszillatorstärke von 12 abgeschätzt werden und stellt damit eine Verdopplung der Oszillatorstärke im Vergleich zur unausgeheilten Probe dar. Nach Gleichung 2.4.1 bestimmt die Oszillatorstärke die Kopplungskonstante mit. Neben dem Modenvolumen, einer Eigenschaft des Resonators selbst, kann so g erhöht werden und zeichnet daher ausgeheilte PCA InAs/GaAs Quantenpunkte gegenüber unausgeheilten aus. Sie bieten sich im Besonderen für Experimente zur starken Licht-Materie-Wechselwirkung an, da nach Gleichung 2.4.6 eine erhöhte Visibilität erwartet werden kann.

5 Spektrale Eigenschaften von adiabatischen Mikrotürmchen

In diesem Kapitel werden die spektralen Eigenschaften von adiabatischen Mikrotürmchen näher beleuchtet. Abschnitt 5.1 beschreibt zunächst die Herstellung der untersuchten Proben. In Abschnitt 5.2 erfolgt eine genaue Betrachtung der spektralen Position der fundamentalen Blochmode der Mikrotürmchen für verschiedene Durchmesser. Ferner wird in diesem Abschnitt die Aufhebung der Polarisationsentartung der Grundmode untersucht. Abschnitt 5.3 schließlich zeigt detaillierte Studien zur Durchmesserabhängigkeit des Q Faktors von adiabatischen Mikrotürmchen und wird mit Referenzstrukturen verglichen. Zuletzt erfolgt in Abschnitt 5.4 eine Zusammenfassung der Ergebnisse des Kapitels.

5.1 Herstellung von adiabatischen Mikrotürmchen

Mittels dem epitaktischen Wachstumsverfahren der Molekularstrahlepitaxie wurde eine planare Heterostruktur nach dem adiabatischen Schichtdesign, wie es in Unterabschnitt 2.3.4 dargestellt ist, hergestellt. Abbildung 5.1.1 a) zeigt die REM-Aufnahme der Spaltkante der gewachsenen Struktur. 30 Spiegelpaare aus AlAs und GaAs bilden den unteren DBR. Der obere DBR setzt sich aus 25 Spiegelpaaren zusammen. Die Schichtdicken betragen $71.1nm$ für GaAs und $87.9nm$ für AlAs. Damit ist die Resonanz der fundamentalen Blochmode eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $1\mu m$ bei $950nm$ zu erwarten. Den DBR-Sektionen schließt sich der adiabatische Übergangsbereich an. Dieser ist in Abbildung 5.1.1 a) durch gelbe Linien abgetrennt. Im dritten Segment betragen die Schichtdicken nominell $69.2nm/83.1nm$, im zweiten Segment $65.3nm/78.2nm$ und im ersten Segment $61.4nm/73.4nm$ für die GaAs-/AlAs-Schichten. Dem schließt sich eine nominell $59.4nm$ dicke GaAs-Schicht an. Die Gesamtdicke des Übergangsbereiches beträgt nominell $920.6nm$ und konnte am REM-Bild der Spaltkante zu $921nm$ ausgemessen werden (Einsatzbild in Abbildung 5.1.1 a)). Dies zeugt von einer ausgezeichneten Schichtdickenkontrolle und die in Unterabschnitt 2.3.4 diskutierten Effekte der verbesserten Modenanpassung können erwartet werden. Zusätzlich erkennt man scharfe Grenzflächen, was für eine hohe kristalline Qualität in der Schichtstruktur spricht. Als aktives Medium wurden selbstorganisierte PCA InAs/GaAs Quantenpunkte im Zentrum der GaAs-Mittelschicht implementiert. Nominell beträgt die

Dicke der Bedeckungsschicht 2nm . Die Quantenpunktdichte wurde über die Wachstumsrate und Abscheidemenge von InAs kontrolliert. Abbildung 5.1.1 b) zeigt die REM-Aufnahme der um 70° verkippten Oberfläche einer Vergleichsprobe von InAs/GaAs Quantenpunkten mit nominell gleichen Wachstumsbedingungen zu den implementierten Quantenpunkten. Daraus kann die Flächendichte zu etwa $22\frac{1}{\mu\text{m}^2}$ abgeschätzt werden.

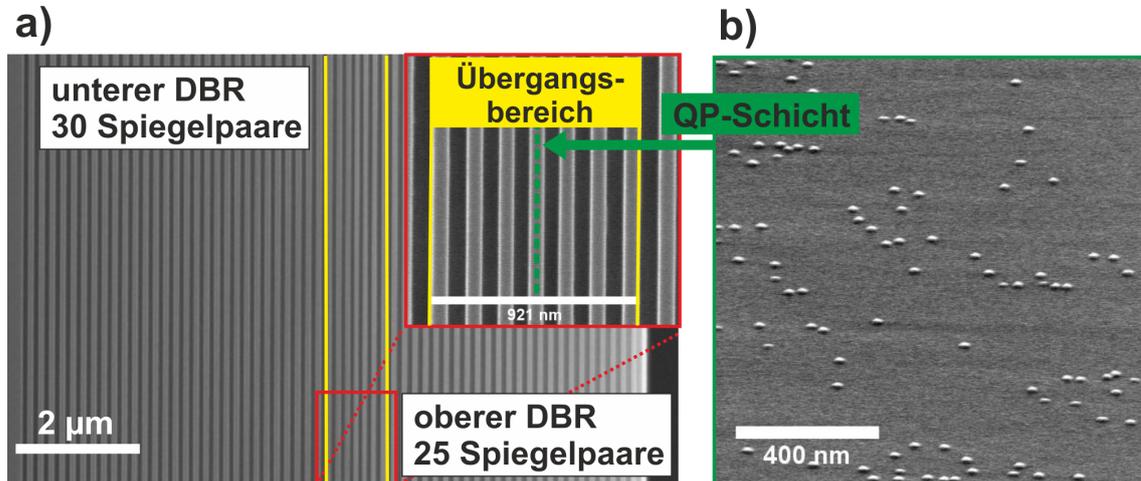


Abbildung 5.1.1: a) REM-Aufnahme der Spaltkante der planaren Heterostruktur mit adiabatischem Design. b) REM-Aufnahme der Oberfläche einer Vergleichsprobe von InAs Quantenpunkten auf GaAs.

Abbildung 5.1.2 a) zeigt die spektrale Grundcharakterisierung der gewachsenen Struktur. Der schwarze Graph repräsentiert dabei das gemessene Reflexionsspektrum der planaren Struktur bei Raumtemperatur. Es wurde auf eins normiert. Man erkennt ein ausgeprägtes Stoppband zwischen 955nm und 1050nm mit hoher Reflektivität. Zentral darin befindet sich die Resonanz der planaren Struktur bei $\lambda_{\text{Bragg}} = 1000\text{nm}$. Bei Strukturen mit hoher Spiegelanzahl ist in der Regel die Resonanz der Grundmode an dem verwendeten Reflexionsmessaufbau kaum zu erkennen. Dies liegt zum einen daran, dass die Probe nicht mit einer perfekten, ebenen Wellenfront analysiert werden kann und zum anderen ein gemitteltetes Reflexionsspektrum von wenigen Quadratmillimetern Fläche der Probe erzeugt wird. Der blaue Graph zeigt das gemessene Spektrum der Resonanz bei Tieftemperatur. Die spektrale Verschiebung der Resonanz von etwa 10nm von Raum- zu Tieftemperatur ist der Temperaturabhängigkeit der Brechungsindices von AlAs und GaAs geschuldet. Der rote Graph wurde ebenfalls bei etwa 10K aufgenommen. Er zeigt das Spektrum des Quantenpunktensembles. Dazu musste der obere DBR abgeätzt werden. Das Maximum ist cirka bei 910nm positioniert. Die inhomogene Verbreiterung des Ensembles beträgt in etwa 30nm . Abbildung 5.1.2 b) zeigt die spektrale Position der Resonanz der planaren Struktur aufgetragen über die radiale Position auf der Halbleiterscheibe. Man erkennt eine sukzessive Blauverschiebung der Resonanz vom

Zentrum zum äußeren Rand der Halbleiterscheibe hin. Die Ursache liegt in der radialen Inhomogenität des Materialflusses aus den Effusionszellen. Nach außen hin nimmt der Teilchenfluss ab und resultiert in dünner werdenden Schichtdicken. Somit kann man über die radiale Position des Probenstücks die spektrale Position der Moden mitbestimmen.

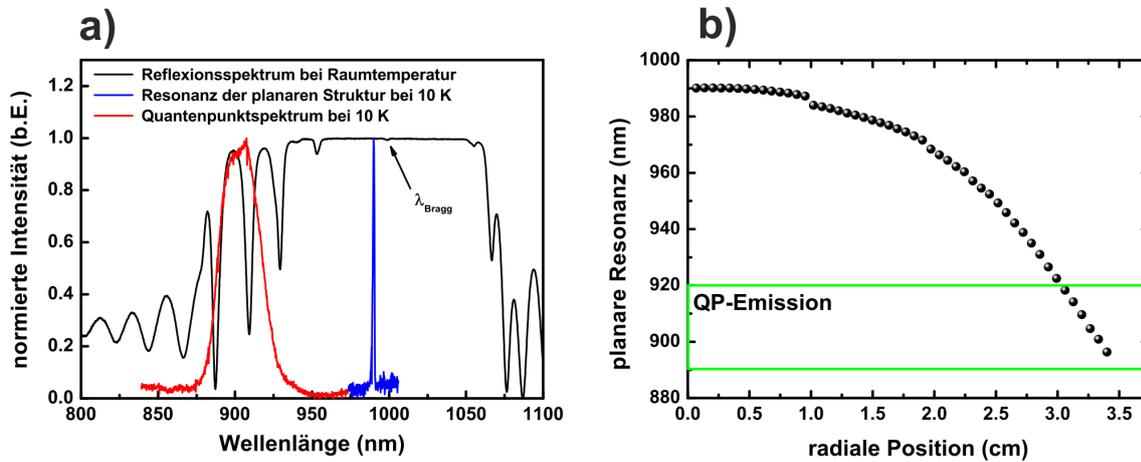


Abbildung 5.1.2: a) Grundcharakterisierung der planaren Struktur: Der schwarze Graph zeigt das gemessene Reflexionsspektrum bei Raumtemperatur, der blaue Graph das Spektrum der Resonanz der planaren Struktur bei 10 K und der rote Graph das Spektrum der Quantenpunktemission bei 10 K. b) Gemessene Verschiebung der spektralen Position der Resonanz radial über die Halbleiterscheibe.

Entsprechend den in Unterabschnitt 3.2.1 dargestellten Prozessierungsschritten wurden Proben mit Mikrotürmchen unterschiedlicher Durchmesser hergestellt. Neben Referenzmikrotürmchen wurde der Durchmesser dabei zwischen $2.05\mu\text{m}$ und $0.69\mu\text{m}$ mit einer nominellen Schrittweite von 10nm variiert. Es zeigten sich Diskrepanzen zwischen den nominellen und tatsächlich gemessenen Durchmesserwerten der Mikrotürmchen. Diese können von Probe zu Probe unterschiedlich ausfallen. Die Ursache dafür ist in Schwankungen der gesamten Prozessierungskette zu finden. Um eine möglichst exakte Angabe des Durchmessers zu gewährleisten, wurden an REM-Aufnahmen Durchmesser für charakteristische Mikrotürmchengrößen mit einer Genauigkeit von etwa 20nm ausgemessen und über den gesamten Durchmesserbereich linear interpoliert. Als Durchmesser d des Mikrotürmchens wird dabei die Breite des Türmchens in der Mitte des Resonators mit umhüllender Glasschicht gesehen.

Angeordnet sind die Mikrotürmchen in quadratischen Feldern mit einem Abstand von $30\mu\text{m}$ zwischen den Türmchen. Dies erlaubt die spektroskopische Selektion von einzelnen Mikrotürmchen. Die REM-Aufnahme in Abbildung 5.1.3 a) zeigt exemplarisch die geordnete Positionierung der Mikrotürmchen. Zur besseren Darstellung der regelmäßigen Anordnung wurde die Probe unter einem flachen Winkel verkippt in das Elektronenmikroskop eingebaut. Einen detaillierten Einblick in das Innenleben derart prozessierter Mikrotürmchen erlaubt Abbildung 5.1.3 b). Das REM-Bild

zeigt ein Mikrotürmchen mit einem Durchmesser von $0.8\mu\text{m}$ in Nahaufnahme. Das Mikrotürmchen wurde mit Hilfe eines hochenergetischen (30keV) Teilchenstrahls aus Galliumionen in Wachstumsrichtung mittig durchtrennt. Das Einsatzbild in Abbildung 5.1.3 b) zeigt eine Vergrößerung des Mittelbereiches des Mikrotürmchens. Rot umrandet ist der Übergangsbereich des adiabatischen Resonators hervorgehoben. Deutlich zu erkennen in dieser Aufnahme ist das Vorhandensein von kleinen Taschen an den Außenwänden der Türmchen auf Grund einer leicht höheren Ätzrate für AlAs-Schichten. Sie erscheinen in dieser Aufnahme kontrastbedingt heller als die GaAs-Schichten. Ummantelt sind die Mikrotürmchen mit einer dünnen Schicht aus SiO_x . Die Dicke t_{Glass} kann zu etwa 60nm bestimmt werden und fällt im Vergleich zu [GRK⁺10] damit circa halb so dick aus.

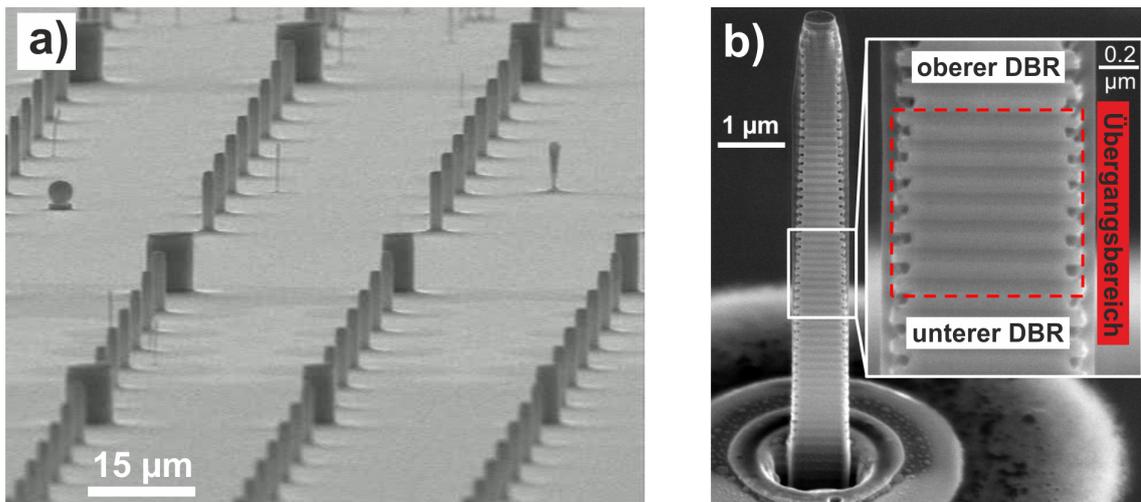


Abbildung 5.1.3: a) REM-Aufnahme eines Teilbereiches der untersuchten Probe von Mikrotürmchen unterschiedlicher Durchmesser. b) REM-Aufnahme eines vertikal durchtrennten Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $0.8\mu\text{m}$.

5.2 Spektrale Eigenschaften der fundamentalen Resonatormode

Ein Probenstückchen aus dem radialen Bereich zwischen 2.0 und 2.5cm wurde entnommen und die Mikrotürmchen an einem $\mu\text{-PL}$ Messaufbau unter nichtresonanter Anregung untersucht. Die Resonanz der planaren Struktur ist entsprechend zwischen 960 und 940nm zu erwarten und befindet sich damit im langwelligigen Ausläufer des Quantenpunktensembles. Abbildung 5.2.1 a) zeigt Spektren eines Referenzmikrotürmchens mit einem Durchmesser von $2.5\mu\text{m}$. Dabei wurde die Anregungsleistung variiert. Der blaue Graph repräsentiert dabei die höchste Anregungsleistung von $135\mu\text{W}$. Bei dieser Anregungsleistung dominieren die Moden das Spektrum und

man erkennt neben der fundamentalen Mode HE11 bei etwa 948nm auch ein Modentriplett, bestehend aus der HE21, EH01 und HE01 Mode, um 939nm . Das gemessene Modenspektrum des adiabatischen Mikrotürmchens zeigt somit die gleichen charakteristischen Linien wie ein herkömmliches Mikrotürmchen mit λ -dicker Kavität (vgl. Abbildung 2.3.3 b)). Global gesehen nimmt das Hintergrundsignal des blauen Graphen zu kleinen Wellenlängen hin zu. Dieser Verlauf bildet den langwelligeren Ausläufer des Quantenpunktensembles nach und stellt die interne Lichtquelle der Moden dar. Einzelquantenpunktlinien erscheinen für geringere Anregungsleistungen besser auflösbar. Einige davon sind in Abbildung 5.2.1 a) gekennzeichnet.

Fertigungsbedingt weisen Mikrotürmchen in der Regel keine exakte kreisrunde Form auf, sondern besitzen einen elliptischen Querschnitt. Dies ist auf Prozessierungsungenauigkeiten während der Prozessierungskette zurückzuführen [RHG⁺07, GGL⁺98]. Auf Grund dieses Symmetriebruchs kommt es zur Aufhebung der Polarisationsentartung der Grundmode, so dass diese spektral, entsprechend den Längen der Achsen der Ellipse $d_{a,b}$, aufgespalten ist.

Die schwarze Kurve in Abbildung 5.2.1 b) zeigt die Grundmode dieses Mikrotürmchens weiter vergrößert. Das Spektrums wurde dabei auf eins normiert. In hoher Auflösung fällt auf, dass die Mode geringfügig aufgespalten ist. Die beiden Linien werden mit $HE11_x$ und $HE11_y$ bezeichnet und ihr spektraler Abstand beträgt in etwa 0.06nm . Bei der roten Kurve tritt die Aufspaltung der Grundmode deutlich ausgeprägter hervor und beträgt in etwa 0.6nm . Bei diesem Spektrum handelt es sich um ein Mikrotürmchen mit einem Durchmesser von $1.43\mu\text{m}$. Auf Grund des kleineren Durchmessers ist die Grundmode dieses Mikrotürmchens um etwa 15nm blau verschoben zum schwarzen Graphen. $HE11_x$ ist bei 932.7nm und $HE11_y$ bei 933.3nm positioniert.

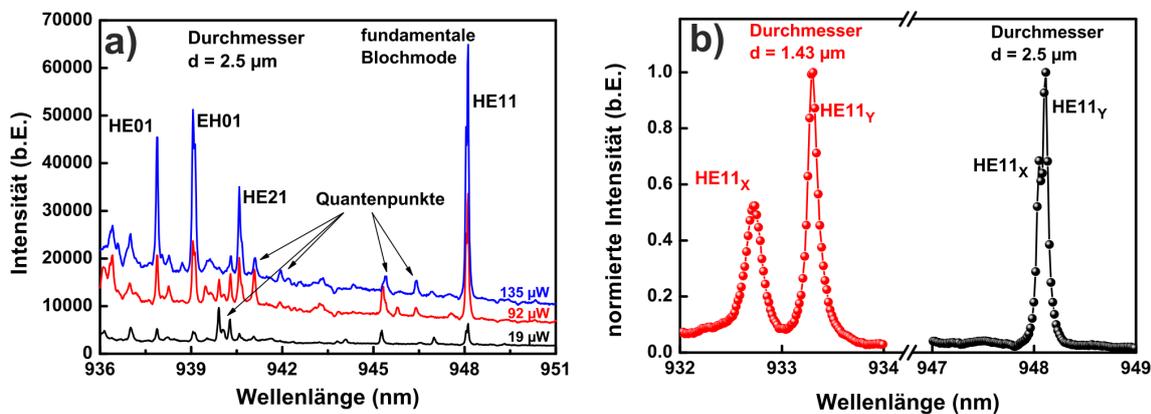


Abbildung 5.2.1: a) μ -PL Spektren eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $2.5\mu\text{m}$ für verschiedene Anregungsleistungen. b) μ -PL Spektren der fundamentalen Blochmode von zwei Mikrotürmchen mit einem Durchmesser von $2.5\mu\text{m}$ und $1.43\mu\text{m}$.

Mit einem Linearpolarisator im Strahlengang vor dem Monochromator kann die Polarisationsrichtung des emittierten Lichtes nachgewiesen werden. In 10° Schritten wurde die Stellung (Φ) des Linearpolarisators von 0 bis 180° verändert und für jede Einstellung das Spektrum der Grundmode des Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $1.47\mu\text{m}$ aufgenommen. Abbildung 5.2.2 zeigt die Spektren in einem Wasserfalldiagramm. Der Farbverlauf spiegelt die Änderung des Winkels Φ wider. Beide Moden zeigen eine ausgeprägte lineare Polarisation. Sinusförmig ändert sich die detektierte Intensität der Moden mit dem Winkel Φ . Für die HE_{11x} Mode kann eine maximale Intensität für $\Phi = 90^\circ$ gemessen werden. Für $\Phi = 0^\circ$ bzw. 180° , also um 90° phasenverschoben, wird die Mode beinahe vollständig unterdrückt. Die Modenunterdrückung ist für die HE_{11y} Mode weniger stark ausgeprägt. Für $\Phi = 100^\circ$ misst man die kleinste Intensität. Sie steht damit beinahe senkrecht auf die HE_{11x} Mode.

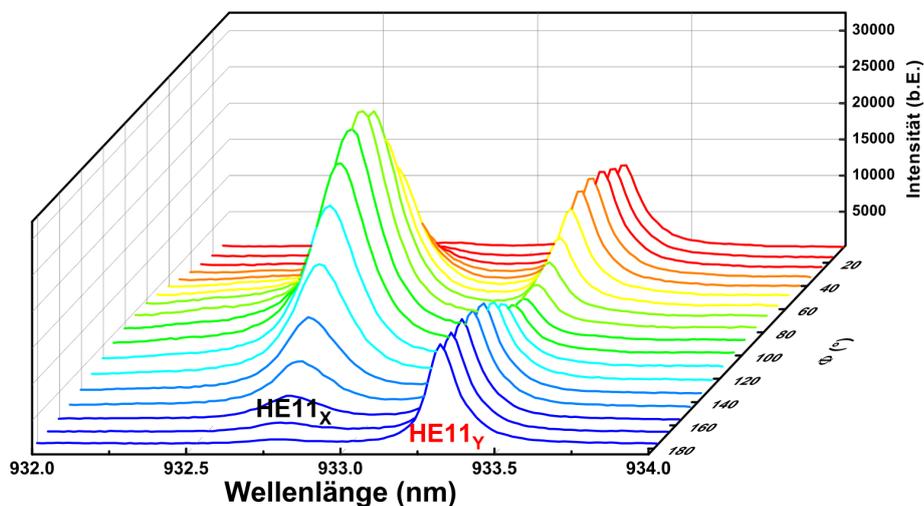


Abbildung 5.2.2: Wasserfalldiagramm von μ -PL Spektren der Grundmode eines Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $1.43\mu\text{m}$ für verschiedene Winkel Φ des Linearpolarisators im Strahlengang. Der Einsatzgraph zeigt die maximale Intensität der Moden $HE_{11x/y}$ über Φ .

Eine Kontrolle der Größe der Aufspaltung der Grundmode ist interessant. So kann die Polarisationsentartung von exakt runden Mikrotürmchen zu einem unerwünschten Wettbewerb zwischen orthogonal polarisierten Lasermoden in vertikal emittierenden Laserstrukturen führen [KTS95, AHR⁺11, LGL⁺13]. Eine Aufhebung der Entartung bei stark elliptischen Türmchen könnte einen stabileren und effizienteren Betrieb erlauben. Überdies wurden mit elliptischen Mikrotürmchen Einzelphotonquellen mit annähernd 100% linear polarisierten Photonen realisiert [DTS⁺06]. Auf der anderen Seite stellt ein kreisrundes Mikrotürmchen mit eingebauten Quantenpunkten eine mögliche Realisierungsform einer Spin-Photon-Schnittstelle dar [YOH⁺11, UTSM⁺07, CDF⁺03].

Ist die Elliptizität ε der Prozessierung bekannt, so kann gezielt die Form der Mikrotürmchen asymmetrisch gewählt und der prozessbedingten elliptischen Form entgegen gewirkt werden. Sie kann aus der Durchmesserabhängigkeit der spektralen Aufspaltung $\Delta E_{X,Y}$ bestimmt werden [RHG⁺07]:

$$\Delta E_{X,Y} = \frac{1}{E_{rund}} \frac{1}{\left(\frac{d}{2}\right)^2} \frac{\hbar^2 c^2}{n_{eff}^2} \chi_{0,1}^2 \frac{\Delta d}{d}. \quad (5.2.1)$$

Dabei stellt E_{rund} die spektrale Position des kreisrunden Mikrotürmchens mit dem Durchmesser d aus Gleichung 2.3.8 dar. $\chi_{0,1}$ ist die erste Nullstelle der Besselfunktion 0.ter Ordnung, n_{eff} der effektive Brechungsindex und Δd die Längendifferenz der beiden Durchmesser $d_{a,b}$.

In Abbildung 5.2.3 a) ist die spektrale Position von Mikrotürmchen unterschiedlicher Durchmesser aufgetragen. Dabei wurden für einen Durchmesser bis zu fünf unterschiedliche Mikrotürmchen betrachtet. Man erkennt eine eindeutige Blauverschiebung der Resonanz der Grundmode zu kleiner werdenden Durchmessern hin. So kann für den planaren Fall die Resonanz bei etwa $950nm$ gemessen werden. Für $d = 2\mu m$ befindet sich die Grundmode bei etwa $940nm$, für $d = 1.0\mu m$ bei etwa $915nm$ und für $d = 0.7\mu m$ beträgt die Wellenlänge der Grundmode nur noch etwa $880nm$. Verglichen mit der Resonanz der planaren Struktur ist das eine Blauverschiebung der Grundmode von circa $70nm$ und damit in etwa doppelt so groß wie die inhomogene Verbreiterung des Quantenpunktensembles.

Für die folgenden Überlegungen wurden die gemessenen Durchmesser d der Türmchen um die doppelte Dicke t_{Glas} reduziert. Daraus ergibt sich ein effektiver Durchmesser $d_{eff} = d - 120nm$. Dies soll der Tatsache Rechnung tragen, dass die Brecheigenschaften der Glasschicht mit einem Brechungsindex von etwa 1.5 [Gho99] bereits recht ähnlich zum umgebenden Vakuum sind. Die gestrichelte rote Linie in Abbildung 5.2.3 a) ist eine Anpassung des verschobenen Datensatzes nach Gleichung 2.3.8. Der durchgezogene rote Graph stellt eine erneute Verschiebung der Anpassungskurve zurück auf die gemessenen Durchmesserwerte dar. Man erkennt eine gute Übereinstimmung zwischen dem Datensatzes und der theoretischen Durchmesserabhängigkeit der Resonanzenergie. Aus der Anpassung kann der effektive Brechungsindex der Struktur zu $n_{eff} = 3.08$ ermittelt werden. Der Wert liegt zwischen den beiden Materialien der Struktur, nämlich $n_{AlAs} = 2.93$ und $n_{GaAs} = 3.59$ (bei $T = 3K$ und $\lambda = 900nm$ nach [GRG⁺00]). Das selbe Ergebnis für n_{eff} erhält man bei der Berechnung nach folgender Gleichung, in der man die Variation des Brechungsindex in Wachstumsrichtung mit dem Lichtfeld gewichtet:

$$n_{eff} = \sqrt{\frac{\int n^2(z) |\vec{F}(z)|^2 dz}{\int |\vec{F}(z)|^2 dz}}. \quad (5.2.2)$$

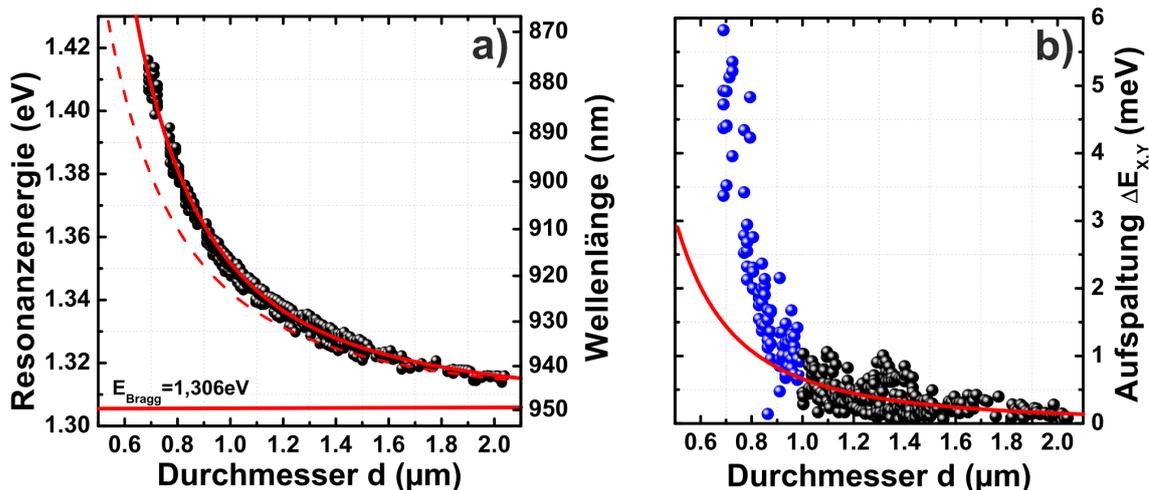


Abbildung 5.2.3: a) Auftragung der spektralen Position der Grundmode über den Durchmesser im Bereich von $0.69\mu\text{m}$ bis $2.05\mu\text{m}$. Der rote Graph zeigt die Anpassung des Datensatzes nach Gleichung 2.3.8. Tatsächlich wurde er um $0.12\mu\text{m}$ verschoben, um der Glasummantelung Rechnung zu tragen. b) Auftragung der spektralen Aufspaltung $\Delta E_{X,Y}$ der Grundmode über den Durchmesser im Bereich von $0.69\mu\text{m}$ bis $2.05\mu\text{m}$. Der rote Graph zeigt die Anpassung des Datensatzes nach Gleichung 5.2.1. Man erkennt eine gute Übereinstimmung des Datensatzes und der theoretischen Anpassung für $d \geq 1\mu\text{m}$ (schwarze Punkte), während die blauen Punkte eine große Abweichung zeigen.

In Abbildung 5.2.3 b) ist die gemessene Aufspaltung $\Delta E_{X,Y}$ über den die gemessenen Durchmesser d aufgetragen. Die Abbildung zeigt deutlich die Zunahme der Aufspaltung für kleiner werdende Durchmesser. Während bis $1.0\mu\text{m}$ (schwarze Punkte) eine moderate Zunahme bis 0.66meV zu verzeichnen ist, erreicht die Aufspaltung für $d = 0.7\mu\text{m}$ Werte bis zu 5meV . Der rote Graph zeigt die Anpassung der schwarzen Punkte nach Gleichung 5.2.1. Dabei wurde der effektive Brechungsindex über den Durchmesserbereich konstant bei 3.08 gehalten. Für $E_{\text{rund}}(d)$ wurde der rote Graph in Abbildung 5.2.3 a) benutzt. Er repräsentiert damit eine Mittlung der spektralen Position aus der $HE11_X$ und $HE11_Y$ Mode, monoton angepasst über den gesamten, betrachteten Durchmesserbereich. Somit verbleibt als einzig freier Anpassungsparameter der Quotient $\frac{\Delta d}{d}$. Er stellt den prozentualen Unterschied zwischen langer und kurzer Achse der Ellipse dar und ergibt sich zu 0.73% . Die Elliptizität $\varepsilon = \sqrt{\frac{\Delta d}{d} + 1} - 1$ kann daraus zu $36.5 \cdot 10^{-4}$ berechnet werden. Im Submikrometerbereich des Durchmessers (blaue Punkte) ist eine deutliche Abweichung der gemessenen Aufspaltung von der Anpassungskurve zu erkennen. Dies liegt darin begründet, dass in dem verwendeten Modell von einem perfekten Modeneinschluss im Mikrotürmchen ausgegangen wird. Eine der Randbedingungen dafür lautet, dass der Betrag des elektrischen Feldes am Rand des Türmchens auf Null abfällt. Tatsächlich wird das Lichtfeld für kleiner werdende Durchmesser in die SiO_x -Mantelschicht und das

umgebende Vakuum gedrückt. Dadurch kommt es zu einer Reduktion des effektiven Brechungsindex. Dieser Effekt scheint für $d \geq 1\mu\text{m}$ vernachlässigbar zu sein, wie die gute Anpassung der spektralen Aufspaltung in diesem Durchmesserbereich zeigt.

Der für die Elliptizität ermittelte Wert ist sehr klein. Für ein Türmchen mit einem Durchmesser von einem Mikrometer beispielsweise beträgt der Unterschied zwischen den Hauptachsen der Ellipse lediglich 7.3nm . Dieser ist damit vergleichbar mit der genutzten Genauigkeit der verwendeten Elektronenstrahlolithographieanlage. An anderer Stelle wurde auf ähnliche Weise die Elliptizität von Mikrotürmchen im Durchmesserbereich zwischen vier und einem Mikrometer bestimmt [RHG⁺07]. Die Mikrotürmchen durchliefen dabei die selbe Prozessierungskette. ε fiel dabei um beinahe eine Größenordnung kleiner aus. Dies weist darauf hin, dass die gesamte Prozessierungskette ohnehin natürlichen Schwankungen unterliegt. Eine gezielte asymmetrische Prozessierung der Mikrotürmchen zur Erzeugung kreisrunder Strukturen scheint daher wenig aussichtsreich.

5.3 Q Faktor der fundamentalen Blochmode

Zur Bestimmung des Q Faktors der Mikrotürmchen wurden unter nichtresonanter Anregung Lorentzkurven an die fundamentale Mode im Spektrum angepasst. Als Standard ist dieses Verfahren für Mikroresonatoren im Allgemeinen und für Mikroresonatoren mit einem hohen Purcell-Faktor im Speziellen allerdings nur geeignet, wenn mit einer genügend hohen Anregungsleistung sichergestellt ist, dass alle Quantenpunktübergänge gesättigt sind [GG08]. Da dadurch die Absorptionsverluste durch die interne Breitbandlichtquelle des Quantenpunktensembles minimiert und konstant gehalten werden, spricht man bei dieser Art der Bestimmung des Q Faktors von der Güte der ‐kalten‐ Kavität [JCB⁺10]. Zeitgleich ist darauf zu achten, dass eine mögliche stimulierte Emission der Quantenpunkte im Resonator noch nicht stattfindet. Im sogenannten Regime des Lasings nämlich käme es auf Grund der erhöhten zeitlichen Kohärenz des Systems zu einer unter Umständen drastischen Abnahme der Linienbreite der Mode [Rei06]. Dies entspräche so nicht länger der Güte der kalten Kavität. Zusätzlich wurde der Aufhebung der Polarisationsentartung Rechnung getragen: Es wurde entweder jeweils die eine Hälfte der Grundmode mit einem Linearpolarisator unterdrückt oder, bei genügend großer Aufspaltung der Linien, beide lorentzförmige Kurven angepasst. Im Folgenden wird stets der Teil der Grundmode mit der höheren Güte betrachtet.

Intensive Untersuchungen des Q Faktors an drei verschiedenen Strukturen wurden durchgeführt. Probe A besteht aus adiabatischen Mikrotürmchen mit den Spezifikationen aus Abschnitt 6.1. Die selben Mikrotürmchen zur Bestimmung der spektralen Position aus Abschnitt 6.2 wurden verwendet um den Q Faktor der fundamentalen Mode zu messen. Entsprechend wurde der Mittelwert des Q Faktors \bar{Q} von bis zu fünf Mikrotürmchen eines Durchmessers bestimmt und zusammen mit der Standardabweichung in Abbildung 5.3.1 a) als rote Punkte aufgetragen. Bei den zwei

weiteren Proben handelt es sich um Referenzstrukturen mit einer λ -dicken Kavität. Die erste Referenzstruktur (Probe B) besitzt dabei die selbe Anzahl an Spiegelpaaren im oberen und unteren DBR-Segment wie die adiabatische Struktur und sie ist zusätzlich auf die selbe Braggwellenlänge optimiert. Nominell wurden die gleichen Quantenpunkte implementiert.

Tatsächlich wurde Probe A und B im selben Wachstumszyklus hergestellt. Dies bedeutet, dass die beiden Proben direkt nacheinander gewachsen wurden, ohne zwischendurch die Temperatur der Effusionszellen oder die Bedingungen in der Wachstumskammer zu verändern. So wurde eine möglichst gute Vergleichbarkeit der beiden Proben gewährleistet und signifikante Änderungen der Wachstumseigenschaften ausgeschlossen. Wiederum wurden bis zu fünf Mikrotürmchen eines Durchmessers gemessen. Die schwarzen Punkte in Abbildung 5.3.1 a) zeigen den Mittelwert des Q Faktors samt Standardabweichung im Durchmesserbereich von $0.84\mu\text{m}$ bis $2.09\mu\text{m}$. Zusätzlich wurde eine zweite Referenzstruktur mit λ -dicker Kavität untersucht. Sie besitzt 28/33 Spiegelpaare im oberen/unteren DBR und ist im Folgenden als Probe C bezeichnet. Die gemessenen Q Faktoren im Durchmesserbereich von $1.14\mu\text{m}$ bis $1.61\mu\text{m}$ sind in Abbildung 5.3.1 a) durch grüne Quadrate repräsentiert.

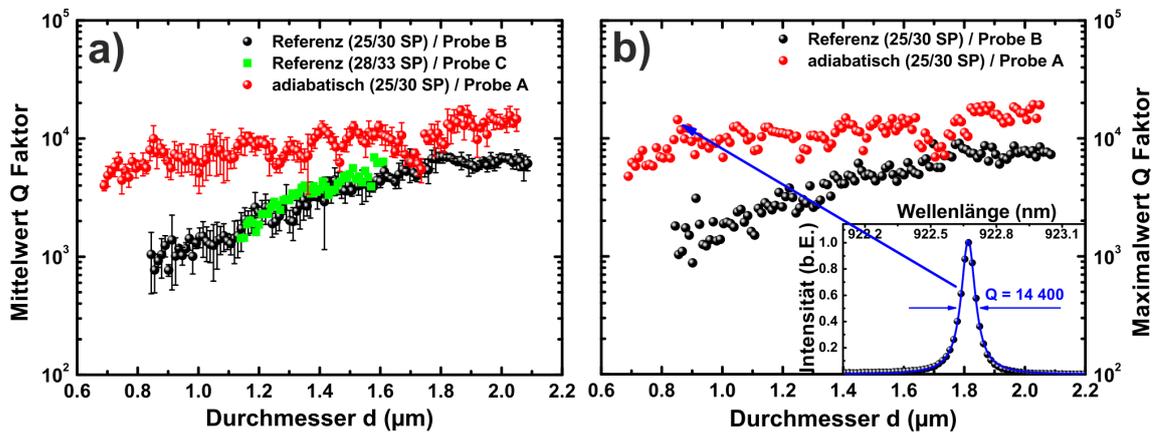


Abbildung 5.3.1: a) Auftragung des Mittelwerts des Q Faktors für zwei Referenzstrukturen (schwarze Punkte und grüne Quadrate) und der adiabatischen Struktur (rote Punkte) im Bereich kleiner Durchmesser um $1\mu\text{m}$. b) Auftragung des Maximalwertes des gemessenen Q Faktors der adiabatischen (rote Punkte) Struktur und der Referenzstruktur (schwarze Punkte) im Bereich kleiner Durchmesser um $1\mu\text{m}$.

In Abbildung 5.3.1 a) erkennt man eine Abnahme von \bar{Q} für Probe B von etwa $7\,000$ für $d \sim 2\mu\text{m}$ bis hin zu etwa $1\,000$ im Submikrometerbereich. Dieses Verhalten ist für Mikrotürmchen mit λ -dicker Kavität zu erwarten und ist in Unterabschnitt 2.3.4 diskutiert. Ferner beobachtet man vergleichbare Q Faktoren für Probe B und C im untersuchten Durchmesserbereich. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den in Abbildung 2.3.6 a) dargestellten Simulationen und zeigt experimentell die Limitierung des Q Faktors von Mikrotürmchen mit λ -dicker Kavität im kleinen Durchmes-

serbereich auf Grund mangelnder Modenanpassung. Eine merkliche Verbesserung der Modenanpassung kann für die adiabatische Struktur verzeichnet werden. Während man für \bar{Q} von Probe A und B für $d > 1.7\mu\text{m}$ annähernd vergleichbare Werte misst, scheren die beiden Datensätze für $d < 1.7\mu\text{m}$ weiter auseinander und signifikant höhere Q Faktoren können für Probe A im Submikrometerbereich gemessen werden. \bar{Q} befindet sich dort zwischen 5 000 und 10 000. Dies stellt eine Verbesserung des Q Faktors im Vergleich zu Probe B von bis zu einer Größenordnung dar. Zusätzlich erkennt man leichte Variationen des Q Faktors über den untersuchten Durchmesserbereich. Als interessanter Bereich mit Q Faktoren um 10 000 werden Durchmesser um $0.85\mu\text{m}$ identifiziert. Besonders deutlich wird dies bei Betrachtung des maximal gemessenen Q Faktors Q_{max} in Abbildung 5.3.1 b). Für $d = 0.85\mu\text{m}$ beispielsweise konnte ein Q Faktor von 14 400 gemessen werden. Der Einsatzgraph in Abbildung 5.3.1 b) zeigt das auf eins normierte Spektrum dieses Mikrotürmchens als schwarze Punkte, die blaue Kurve die lorentzförmige Nachbildung der fundamentalen Mode. Dies stellt den höchsten, je gemessenen Q Faktor eines Mikrotürmchens im Submikrometerbereich dar und realisiert ein vielversprechendes Resonatorsystem für ausgeprägte Materie-Licht-Wechselwirkung.

5.4 Zusammenfassung des Kapitels

Ziel dieser Arbeit war es, die optische Güte (Q Faktor) von AlAs/GaAs Mikrotürmchenresonatoren mit kleinen Durchmessern d zu verbessern. Dafür wurde der Ansatz einer adiabatischen Modenanpassung im Resonator zwischen der zentralen Mittelschicht und den DBR-Segmenten gewählt. Es handelt sich dabei um eine Abwandlung eines weitverbreiteten Verfahrens für Mikroresonatoren mit hohem Brechungsindexunterschied, wie zum Beispiel Resonatoren in photonischen Kristallen. In diesem Kapitel wurde die erstmalige Realisierung einer gezielten Modenanpassung in Mikrotürmchenresonatoren gezeigt. In $\mu\text{-PL}$ Messungen wurde das Modenspektrum untersucht und die prozessbedingte Elliptizität der Türmchen bestimmt. Zuletzt wurden vergleichende Messungen des Q Faktors zwischen dem adiabatischen Design und einem Design mit λ -dicker Kavität und gleicher Anzahl an Spiegelpaaren im Durchmesserbereich zwischen $0,68$ und $2,09\mu\text{m}$ durchgeführt. Im Zuge einer statistischen Erhebung wurde über maximal fünf Stichproben pro untersuchtem Durchmesser der Mittelwert gebildet. Speziell im kleinen Durchmesserbereich konnte eine Verbesserung des Q Faktors mit adiabatischer Modenanpassung bis zu einer Größenordnung gezeigt werden. Für $d = 0,85\mu\text{m}$ konnte der bis dato höchste Q Faktor ($Q = 14\,400$) für Resonatoren mit Durchmessern im Submikrometerbereich gemessen werden.

6 Licht-Materie-Wechselwirkung in adiabatischen Mikrotürmchen

In Kapitel 5 wurde gezeigt, dass auf Grund verbesserter Modenanpassung in adiabatischen Mikrotürmchen hohe Q Faktoren über 10 000 im Submikrometerbereich gemessen werden können. Zusammen mit den kleinen Modenvolumina in diesem Bereich sind ausgeprägte Wechselwirkungseffekte zwischen dem Lichtfeld der Grundmode und Quantenpunkten zu erwarten. Die Bewertungsfaktoren der Regime werden in Abschnitt 6.1 diskutiert. In Abschnitt 6.2 wird ein Experiment zur starken Licht-Materie-Wechselwirkung gezeigt. In Abschnitt 6.3 werden adiabatische Mikrotürmchen verschiedenster Durchmesser auf ihre Eigenschaften im Laserbetrieb untersucht. Zuletzt erfolgt in Abschnitt 6.4 eine Zusammenfassung des Kapitels.

6.1 Bewertungsfaktoren der Wechselwirkung

Der Übersicht halber sind die Qualitätsmerkmale der Mikrotürmchen mit adiabatischer Schichtstruktur in Abbildung 6.1.1 a) aufgetragen. Die roten Punkte zeigen erneut die maximal gemessenen Q Faktoren der Türmchen aus Abbildung 5.3.1. Die schwarzen Quadrate zeigen die berechneten Modenvolumina aus Abbildung 2.3.6. Im Durchmesserbereich um $2\mu\text{m}$ beträgt der Q Faktor in etwa 17 000. Zu kleineren Durchmessern hin ist lediglich eine geringe Abnahme des Q Faktors zu verzeichnen. Für Türmchendurchmesser zwischen 0.85 und $0.90\mu\text{m}$ zum Beispiel können Q Faktoren um 10 000 gemessenen werden. Zwischen 0.70 und $0.80\mu\text{m}$ liegt Q_{max} in etwa bei 7 000 und nimmt zu den kleinsten gemessenen Mikrotürmchen hin weiter ab. Dort machen sich Rauigkeiten und Fabrikationsungenauigkeiten nun deutlich bemerkbar und limitieren den Einsatzbereich von Mikrotürmchen im Allgemeinen. Für $d = 0.70\mu\text{m}$ zum Beispiel beträgt die Dicke der Glasschicht bereits etwa 17% des Gesamtdurchmessers. Die Tiefe des selektiven Unterätzens der AlAs-Schichten beläuft sich auf einen vergleichbar hohen Anteil. Es ergibt sich somit ein optimaler Arbeitspunkt für Durchmesser zwischen etwa 0.85 und $0.90\mu\text{m}$. Der höchste Q Faktor in diesem Bereich beträgt 14 400. Für $d = 2.03\mu\text{m}$ wurde der höchste Q Faktor gemessen und beträgt 19 400. Dies stellt lediglich eine Erhöhung um einen Faktor von etwa 1.4 dar. Allerdings kann für $d = 2.03\mu\text{m}$ ein Modenvolumen von 17.3 kubischen Wellenlängen und für $d = 0.85\mu\text{m}$ ein Modenvolumen von 2.3 kubischen Wellenlängen berechnet werden. Die Volumina der Lichtfelder für die beiden Türmchendurchmesser unterscheiden sich somit um einen Faktor von etwa 7.5 und der etwas geringere

Q Faktor für $d = 0.85\mu\text{m}$ wird dadurch überkompensiert. Verdeutlicht wird dies in Abbildung 6.1.1 b). Dort nämlich sind Bewertungsfaktoren der Licht-Materie-Wechselwirkung aufgetragen, die aus den Datensätzen aus Abbildung 6.1.1 a) berechnet wurden. Für das Regime der schwachen Kopplung wurde der Purcell-Faktor gewählt und nach Gleichung 2.4.10 berechnet. Um lediglich den Trend der Durchmesserabhängigkeit zu zeigen, wurde eine Glättung über 30 Datenpunkte durchgeführt. Das Ergebnis ist als rote Linie dargestellt. Für $d \sim 2\mu\text{m}$ werden theoretische Purcell-Faktoren um 70 erwartet. Dies ist vergleichbar mit Standard Mikrotürmchen hoher Güte und λ -dicker Kavität in diesem Durchmesserbereich, welcher gleichzeitig ihren optimalen Arbeitspunkt darstellt [RSL⁺04, RGK⁺09, DSB⁺09]. Zu kleinen Durchmessern hin wird die Stärke der adiabatischen Modenanpassung deutlich und F_P steigt monoton an. Im Submikrometerbereich werden theoretische Purcell-Faktoren bis 250 berechnet. Im Vergleich zu Standard Mikrotürmchen mit λ -dicker Kavität stellt dies eine deutliche Verbesserung um etwa einen Faktor von drei bis vier dar.

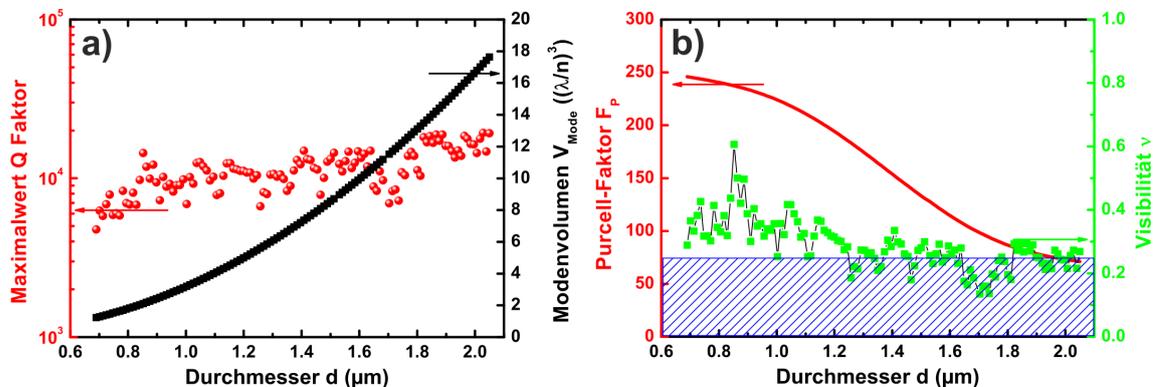


Abbildung 6.1.1: a) Q_{max} von adiabatischen Mikrotürmchen (rote Punkte) und die berechneten Modenvolumina (schwarze Quadrate). b) Berechnete Bewertungsfaktoren der Wechselwirkung: die rote Linie zeigt den geglätteten maximal möglichen Purcell-Faktor F_P , grüne Quadrate stellen die Obergrenze der zu erwartenden Visibilität für einem Quantenpunkt mit einer Oszillatorstärke von 10 dar.

Es sei darauf hingewiesen, dass ein solch hoher Purcell-Faktor nicht gemessen werden kann. Neben der Limitierung durch Fehlplatzierung oder -orientierung des Quantenpunktes relativ zum Lichtfeld der Mode (vgl. Gleichung 2.4.9) erwartet man für derart hohe Purcell-Faktoren und normale Dephasierungsraten das Erreichen des Regimes der starken Kopplung bzw. des Übergangsbereiches zwischen starker und schwacher Kopplung [KGK⁺06]. Somit ist der theoretische Purcell-Faktor des betrachteten Resonatorsystems nur als vergleichendes Maß gedacht und stellt in diesem Falle keine physikalisch beobachtbare Größe dar. Die Visibilität ν aus Gleichung 2.4.6 stellt einen gängigen Bewertungsfaktor des Regimes der starken Licht-Materie-Wechselwirkung dar. Die berechneten Werte sind durch grüne

Quadrate in Abbildung 6.1.1 b) gezeigt. Die Kopplungsstärke g wurde dabei nach Gleichung 2.4.1 für Standard InAs/GaAs Quantenpunkte mit einer Oszillatorstärke von 10 berechnet. Ferner wurde die spontane Zerfallsrate γ gegenüber der reinen Dephasierungsrate γ^* und der Auskoppelrate κ vernachlässigt [AGG⁺10, LGD⁺12]. Nach [MALH⁺11] wurde für die willkürlich gewählte Temperatur von 37K die reine Dephasierungslinienbreite $\hbar\gamma^*$ zu 14.4 μ eV bestimmt und für die Berechnung benutzt. Nach Gleichung 2.4.6 ist die starke Kopplung spektral auflösbar, wenn $\nu > \frac{1}{4}$ und sie damit oberhalb des blau schraffierten Bereiches in Abbildung 6.1.1 b) liegt. Für $d > 1.2\mu\text{m}$ liegt ν knapp an der Schwelle zum starken Kopplungsregime. Für Durchmesser unterhalb 1.2 μm steigt die Visibilität durchgängig über $\frac{1}{4}$ und schwankt in etwa um einen Wert von 0.35. Ausgezeichnet ist wiederum der Durchmesserbereich zwischen 0.85 und 0.90 μm mit einer maximalen Visibilität von 0.60 für $d = 0.85\mu\text{m}$. Hierfür übertrifft die doppelte Kopplungsstärke $2 \cdot g$ sogar die Summe der dissipativen Beiträge und eine ausgeprägte Aufspaltung der Polaritonenäste ist zu erwarten.

6.2 Starke Licht-Materie-Wechselwirkung

Auf Grund der hohen zu erwartenden Visibilität der starken Licht-Materie-Wechselwirkung in adiabatischen Mikrotürmchen wurden Proben in μ -PL auf starke Kopplung hin untersucht. Basierend auf den Überlegungen in Kapitel 4 durchliefen die Proben vor der Prozessierung der Mikrotürmchen einen fünfminütigen ex-situ RTA-Schritt bei einer Ausheiltemperatur von 800°C. Dadurch erhofft man sich eine Erhöhung der Oszillatorstärke f . Damit einhergehend ist nach Gleichung 2.4.1 und Gleichung 2.4.6 eine weitere Erhöhung der Kopplungsstärke g und der Visibilität ν verbunden. Wie in Abschnitt 6.1 diskutiert, wurde bei den Untersuchungen ein spezieller Fokus auf den Durchmesserbereich zwischen 0.85 und 0.90 μm gelegt. Unter nichtresonanter Anregung wurden Verstimmungsexperimente mittels Temperaturänderung durchgeführt. Abbildung 6.2.1 a) zeigt solch ein Experiment in einem Wasserfalldiagramm. Für $T = 33.5\text{K}$ befindet sich bei 1.3980eV eine Quantenpunktlinie. Sie ist im Wasserfalldiagramm mit “QP” gekennzeichnet. Leicht rotverschoben dazu befindet sich bei 1.3977eV die fundamentale Mode des Resonators. Sie ist mit “FM” gekennzeichnet. Die Fundamentalmode der dazu orthogonalen Polarisation befindet sich weit außerhalb des Betrachtungsfensters und kann für das Experiment vernachlässigt werden. Bei Temperaturerhöhung verschiebt die FM auf Grund der Temperaturabhängigkeit der Brechungsindices leicht zu kleineren Energien. Für $T = 41\text{K}$ befindet sie sich bei 1.39752eV. Dies entspricht einer Änderung von etwa $-24 \frac{\mu\text{eV}}{\text{K}}$. Der Grund für die Rotverschiebung der Quantenpunktlinie liegt in der Temperaturabhängigkeit der Bandlücke E_g , welche näherungsweise durch Gleichung 2.1.1 bestimmt ist. In diesem Experiment ergibt sich die Änderung zu $-105 \frac{\mu\text{eV}}{\text{K}}$. Wegen der etwa vier mal höheren Rotverschiebung kann so die Quantenpunktlinie durch die Resonanz der Mode geschoben werden.

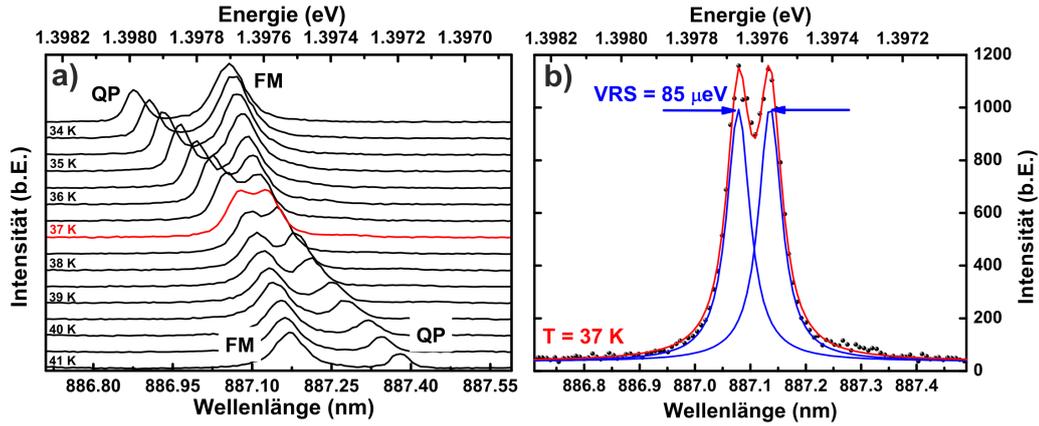


Abbildung 6.2.1: a) Wasserfalldiagramm einer Serie von μ -PL Spektren eines adiabatischen Mikrotürmchens mit $d = 0.85\mu\text{m}$ für Temperaturen von 33.5 bis 41 K in 0.5 K-Schritten. b) μ -PL Spektrum des Resonanzfalles.

Das in Abbildung 6.2.1 betrachtete Mikrotürmchen besitzt einen Durchmesser von $0.85\mu\text{m}$. Dies entspricht einem Modenvolumen von 2.3 kubischen Wellenlängen. Der Q Faktor wurde zu 13 600 bestimmt und korrespondiert mit einer Linienbreite $\hbar\kappa = 105\mu\text{eV}$. Die Linienbreite des Quantenpunktes beträgt für $T = 34\text{K}$ in etwa $50\mu\text{eV}$. Von $T = 33.5\text{K}$ bis $T = 41\text{K}$ wird die Temperatur in 0.5 K-Schritten und dadurch die spektrale Verstimmung zwischen "QP" und "FM" verändert. Man erkennt ein klares antikreuzendes Verhalten der beiden Linien auf Grund des starken Kopplungsregimes zwischen Quantenpunkt-Exziton und Lichtfeld der Mode des Resonators. Abbildung 6.2.1 b) zeigt das Spektrum für den minimal gemessenen Abstand zwischen den beiden Ästen für $T = 37\text{K}$. Zwei lorentzförmige Kurven wurden an den Datensatz angepasst und daraus ΔE_{VRS} zu $85\mu\text{eV}$ bestimmt. Zur eingehenderen Analyse des Experiments wurden lorentzförmige Kurven an die Spektren angepasst. In Abbildung 6.2.2 sind die energetische Position (a)), die Linienbreiten (b)) und die Intensitäten (c)) der Emissionslinien über die Temperatur des Verstimmungsgebietes aufgetragen. Die schwarzen Punkte repräsentieren dabei die Quantenpunktlinie, die roten Punkte zeigen das Verhalten der Grundmode. Im grün schraffierten Bereich wird das nichtkreuzende Verhalten sichtbar und ΔE_{VRS} kann bestimmt werden. Als weitere Indizien für das starke Kopplungsregime sind Abbildung 6.2.2 b) und c) dargestellt. Bei Annäherung des Resonanzfalles nämlich gleichen sich sowohl die Linienbreiten als auch die integrierten Intensitäten der beiden Linien an. Unter Berücksichtigung der dissipativen Prozesse kann ΔE_{VRS} nach Gleichung 2.4.3 zu

$$\Delta E_{VRS} = 2 \cdot \sqrt{g^2 - \left(\frac{\hbar(\gamma + \gamma^* - \kappa)}{4} \right)^2} \quad (6.2.1)$$

berechnet werden.

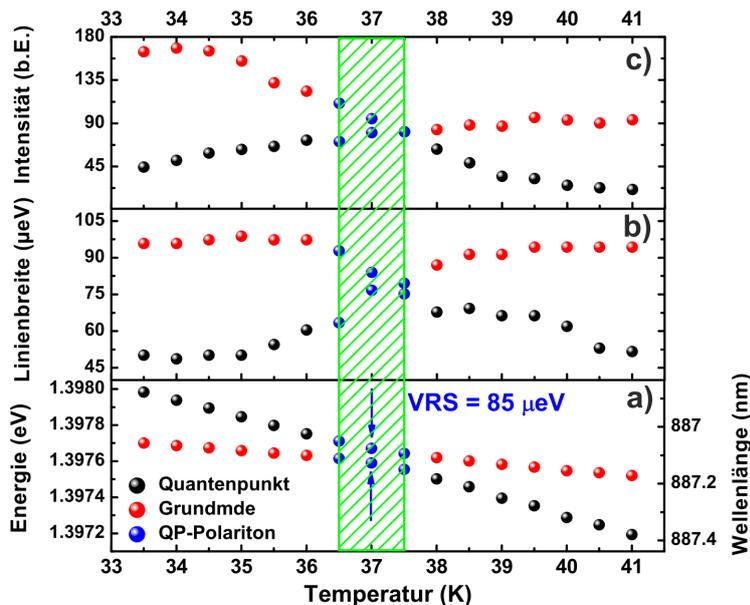


Abbildung 6.2.2: Auswertung der Spektren aus Abbildung 6.2.1a) durch Anpassung von Lorentz-Kurven im Temperaturbereich von 33.5 bis 41K: a) Gemessene Energiedispersion von Quantenpunkt (schwarze Punkte) und Grundmode (rote Punkte). b) Linienbreite des Quantenpunktes (schwarze Punkte) und Grundmode (rote Punkte). c) Integrierte Intensität des Quantenpunktes (schwarze Punkte) und Grundmode (rote Punkte).

Aus dieser Gleichung lässt sich nun unter Vernachlässigung von γ und Abschätzung von $\hbar\gamma^* = 14.4\mu\text{eV}$ nach [MALH⁺11] die Kopplungsstärke g zu $48\mu\text{eV}$ bestimmen. Daraus kann nach Gleichung 2.4.1 eine Untergrenze der Oszillatorstärke f_{exp} dieses Quantenpunktes zu 3.0 berechnet werden. Die Probenherstellung erlaubte dabei keinerlei Kontrolle der Position des Quantenpunktes relativ zum Feldmaximum der Mode. Darin ist die Hauptursache für die große Diskrepanz zwischen dem gemessenen und dem zu erwartenden Wert zwischen 10 und 20 (Abschnitt 4.3) zu sehen. Somit kann durch dieses Experiment eine Erhöhung der Oszillatorstärke von PCA InAs/GaAs Quantenpunkten durch einen ex-situ RTA-Schritt nicht nachgewiesen werden. Es wurden viele weitere Mikrotümchen mit ähnlichen Q Faktoren und Modenvolumina auf starke Kopplung hin untersucht. Das vorgestellte Experiment zeigte tatsächlich die ausgeprägteste Charakteristik der starken Licht-Materie-Wechselwirkung. Somit liegt die Oszillatorstärke dieser Sorte Quantenpunkte wahrscheinlich näher an 10 als an 20 und die Abschätzung der Oszillatorstärke aus dem diamagnetischen Koeffizienten mit dem Modell des “schwachen Einschlusspotentials” aus Abschnitt 4.3 liefert einen realistischen Wert.

Im Experiment tritt die energetische Aufspaltung klar sichtbar hervor. Besonders deutlich wird dies in Abbildung 6.2.1 b). Nach Gleichung 2.4.6 ergibt sich für die Visibilität ein Wert von 0.41. Sowohl ν als auch ΔE_{VRS} sind somit die höchsten, je

gemessenen Werte für Mikrotürmchenresonatoren mit Standard InAs/GaAs Quantenpunkten einer nominellen Oszillatorstärke von 10. Die Ursache dafür ist in der klaren Verbesserung der Kopplungsstärke g auf Grund des kleinen Modenvolumens zu sehen. Die charakteristischen Größen des Experiments sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Diese werden mit ausgewählten Experimenten zur starken Kopplung in Quantenpunkt-Mikrotürmchen verglichen.

	adiabatisches Mikrotürmchen	[RHG ⁺ 07]	[LLL ⁺ 10]	[RSL ⁺ 04]
$\hbar\gamma^*$ (μeV) ⁱ⁾	14.4	8.5	17.2	8.1
$\hbar\kappa$ (μeV)	103	33	21	180
ΔE_{VRS} (μeV)	85	23	32	140
g (μeV)	48	13	16	82
f (<i>nominell</i>)	10	10	50	50
V_{Mode} ($(\lambda/n)^3$)	2.3	60	284	15
ν	0.41	0.31	0.42	0.44

Tabelle 6.1: Vergleich von vier Experimenten zur starken Quantenpunkt-Lichtfeld-Wechselwirkung auf Basis des Resonatorsystems “Mikrotürmchen”. ⁱ⁾ Berechnung nach [MALH⁺11]

Soweit gelang es nur Reitzenstein et al. in [RHG⁺07], starke Kopplung in Mikrotürmchen mit Standard InAs/GaAs Quantenpunkten ($f \approx 10$) zu beobachten. Darin wurden Mikrotürmchen mit einem sehr hohen planaren Q Faktor Q_0 bis 150 000 untersucht. Für ein Modenvolumen von 60 kubischen Wellenlängen und einem Q Faktor von etwa 40 000 konnte damit eine Vakuum-Rabiaufspaltung von $23\mu\text{eV}$ gemessen und die kleine Kopplungsstärke von $13\mu\text{eV}$ durch den hohen Q Faktor kompensiert werden. Den Ansatz eines sehr hohen Q Faktors verfolgten auch Loo et al. in [LLL⁺10]. In einem Mikrotürmchen mit einem Modenvolumen von 284 kubischen Wellenlängen implementierten sie zusätzlich eine Quantenpunktsorte mit $f = 50$ und erzielten damit ein Kopplungsstärke von $16\mu\text{eV}$. Berechnet man daraus nach Gleichung 2.4.6 die Visibilität, so erhält man einen niedrigeren ($\nu = 0.31$ (Reitzenstein et al.)) bzw. vergleichbaren ($\nu = 0.42$ (Loo et al.)) Wert zum Experiment im adiabatischen Mikrotürmchen ($\nu = 0.41$). Es zeigt sich somit, dass es für eine hohe Visibilität der starken Kopplung nicht genügt, den Q Faktor des Resonators zu maximieren. Tatsächlich spiegelt das reine Dephasieren des Quantenpunktes einen weiteren Limitierungsparameter im Experiment wider. Eine Optimierung des Q Faktors ist lediglich bis hin zu $\kappa \approx \gamma^*$ sinnvoll, wodurch ν für Mikrotürmchen mit Standard InAs/GaAs Quantenpunkten und Durchmessern von einigen Mikrometern generell unterhalb $\frac{1}{4}$ bleibt [LGD⁺12]. So verwundert es auch nicht weiter, dass die bisher größte gemessene Vakuum-Rabi-Aufspaltung in Mikrotürmchen mit Quantenpunkten einer Oszillatorstärke von 50 beobachtet wurde [RSL⁺04]. Die Kopplungsstärke betrug dabei $82\mu\text{eV}$. Dennoch fiel die Visibilität mit 0.44 nur unwesentlich höher aus als im Experiment mit dem adiabatischen Mikrotürmchen. Ein Einbau

von Quantenpunkten mit einer Oszillatorstärke von 50 in adiabatische Mikroresonatoren ist technisch möglich. Dies ist Gegenstand aktueller Forschungsbemühungen. Zusammen mit vergleichbaren Q Faktoren und Modenvolumina sind in diesem System Vakuum-Rabiauflspaltungen $> 300\mu\text{eV}$ und Visibilitäten um 1 zu erwarten. Dies übertrifft den höchsten, in Quantenpunkt-Mikroresonator System gemessenen, Wert der Vakuum-Rabiauflspaltung von Ohta et al. [OON⁺11].

6.3 Lasing

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Realisierung von Mikrolasern kleiner Schwellleistungen auf der Basis von adiabatischen Mikrotürmchen. Als aktives Medium dient dabei das gesamte Quantenpunktensemble. Daher macht es Sinn, in Unterabschnitt 6.3.1 den mittleren Purcell-Faktor F_P^* einzuführen und zu diskutieren. In Unterabschnitt 6.3.2 werden typische Charakteristika für das Lasingregime vorgestellt. In Unterabschnitt 6.3.3 folgt eine Betrachtung des Einflusses des Türmchendurchmessers auf die Eigenschaften des Lasingbetriebes. Für ein Mikrotürmchen im Submikrometerbereich konnte ein direkter Regimeübergang aus der starken Kopplung in den Lasingbetrieb festgestellt werden. Dies wird zuletzt in Unterabschnitt 6.3.4 diskutiert.

6.3.1 Gemittelter Purcell-Faktor

Schätzt man mit Gleichung 2.4.12 den maximal möglichen β -Faktor eines einzelnen, ideal positionierten Quantenpunktes im adiabatischen Mikrotürmchen ab, so würde man für den gesamten, in Abbildung 6.1.1 betrachteten, Durchmesserbereich nahezu schwellenlosen Laserbetrieb erwarten. Selbst für große Durchmesser von $2\mu\text{m}$ ergibt sich ein Purcell-Faktor von 70 und damit ein β -Faktor von etwa 0.99. Auch wenn im Bestreben der Realisierung eines schwellenlosen Lasers die Anzahl der beitragenden Quantenpunkte auf wenige einzelne reduziert werden konnte [NOK⁺10, SHR⁺06, Rei06, RHK⁺08, RBB⁺08], so kann doch der Beitrag des Quantenpunktensembles nicht vernachlässigt werden und ist für das Verständnis der beobachteten Effekte von Bedeutung [SHR⁺06, NOK⁺10]. Folglich existiert für jeden Quantenpunkt entsprechend seiner räumlichen und spektralen Fehlpositionierung ein F_P^i . Daraus lässt sich ein effektiver Purcell-Faktor F_P^* für das Bauteil bestimmen [Gay01]:

$$F_P^* = \frac{1}{3} \cdot m \cdot T_{\text{räumlich}} \cdot T_{\text{spektral}} \cdot F_P . \quad (6.3.1)$$

Der Faktor $\frac{1}{3}$ berücksichtigt die als willkürlich angenommene Ausrichtung des Dipolmoments der Quantenpunkte entlang einer Raumrichtung. Der zweite Faktor (m) repräsentiert den Grad der Entartung der Grundmode. Wie in Abschnitt 5.2

dargestellt, kommt es auf Grund der Elliptizität der Mikrotürmchen zu einer Aufhebung der Polarisationsentartung und m beträgt in diesem Falle eins. Die Terme $T_{räumlich}$ und $T_{spektral}$ ergeben sich aus der Integration über einzelne Quantenpunkte zu [Gay01]

$$T_{räumlich} = \frac{\int_0^{\frac{d}{2}} |\vec{F}(\vec{r})|^4 r dr}{\int_0^{\frac{d}{2}} |\vec{F}(\vec{r})|^2 r dr \cdot |\vec{F}(0)|^2} \quad (6.3.2)$$

und

$$T_{spektral} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \rho_{Mode}^2(E) \cdot \rho_{QP}^2(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \rho_{Mode}(E) \cdot \rho_{QP}(E) dE \cdot \rho_{Mode}(E_{Bragg}) \cdot \rho_{QP}(E_{Bragg})} \quad (6.3.3)$$

Unabhängig vom Durchmesser kann $T_{räumlich}$ für die Grundmode zu 0.566 berechnet werden. Zur Bestimmung von $T_{spektral}$ wird neben der Zustandsdichte des Resonators ρ_{Mode} noch die spektrale Verteilung der Quantenpunkte ρ_{QP} benötigt. Sie zeigt sich im Spektrum als Gaußkurve. Für die untersuchte Probe konnte die Halbwertsbreite zu etwa $30meV$ gemessen werden. Die Zustandsdichte des Resonators ist bestimmt durch die lorentzförmige Grundmode aus Gleichung 2.4.8. Der Q Faktor der Mode und deren spektrale Lage relativ zum Quantenpunktensemble bestimmt damit den Term $T_{spektral}$. Es zeigt sich, dass $T_{spektral}$ für gängige Q Faktoren zwischen 10000 und 20000 und kleiner spektralen Verstimmung der Grundmode relativ zum Quantenpunktensemble in etwa 0.5 beträgt. Damit ergibt sich $F_P^* \approx 0.1 \cdot F_P$. Trotz dieser theoretischen Verringerung des β -Faktors auf Grund des effektiven Purcell-Faktors sind weiterhin hohe β -Faktoren im gesamten Durchmesserbereich zu erwarten. Für $d = 2\mu m$ beispielsweise beträgt der theoretische β -Faktor 0.88 und steigt im Submikrometerbereich auf 0.96. Es bleibt noch darauf hinzuweisen, dass dieses Modell des effektiven Purcell-Faktors F_P^* an Aussagekraft verliert, wenn die Anzahl an Quantenpunkten im Mikroresonator zu gering ausfällt. Das Modell stützt sich nämlich auf diskrete Quantenpunktlinien, die durch eine genügend hohe Anzahl auf Grund ihrer Größenverteilung im Quantenpunktensemble als Gaußkurve zu erkennen sind. Offensichtlicher Weise gilt diese Annahme für lediglich eine kleine Anzahl an implementierten Quantenpunkten im Resonator als nicht mehr erfüllt. Überdies wird in diesem Modell die nichtresonante Kopplung zwischen Quantenpunkten und Mode nicht berücksichtigt. Dabei stellt das Quasikontinuum an Zuständen der Benetzungsschicht der Quantenpunkte und die leistungsbedingte Verbreiterung der Quantenpunktlinien die Hauptursachen dafür da [SHR⁺06, NOK⁺10]. Zuletzt können höhere Quantenpunkt-Exzitonenzustände ebenfalls F_P^* mitbeeinflussen. Es sind folglich Abweichungen zwischen dem theoretischen und experimentell gemessenen β -Faktor zu erwarten.

6.3.2 Charakteristika des Laserbetriebes

In diesem Unterabschnitt werden typische Charakteristika des Laserbetriebes in Mikrolasern an Hand eines adiabatischen Mikrotürmchens mit einem Durchmesser von $2.0\mu\text{m}$ erläutert. Das Probenstückchen wurde dabei aus der radialen Position um 3.0cm entnommen. Die Fertigungskette der Türmchen durchlief dabei eine leichte Abwandlung zu dem in Abschnitt 3.2 beschriebenen Prozessierungsverfahren: Die Türmchen wurden nach dem Trockenätzen nämlich, wie es in Unterabschnitt 3.2.2 dargestellt ist, mit BCB versiegelt. Dies erlaubt die Verwendung einer aus BaF_2 und Cr bestehenden Ätzmaske, die nach der Versiegelung der Mikrotürmchen im Ultraschallbad entfernt werden kann. Unter quasiresonanter und gepulster Anregung, wie es in Abschnitt 3.3 beschrieben ist, wurde das $\mu\text{-PL}$ Signal mit einem spektralen Auflösungsvermögen von $16\mu\text{eV}$ untersucht.

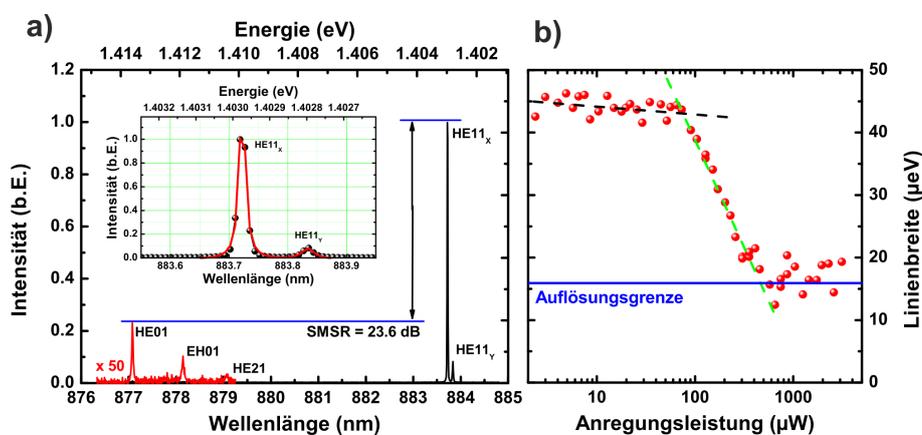


Abbildung 6.3.1: a) Spektrum der Grundmode und des Modentriplets eines adiabatischen Mikrotürmchens mit $d = 2.0\mu\text{m}$ im Lasingbetrieb. b) Linienbreite ΔE der dominierenden $HE11_x$ -Mode für verschiedene Anregungsleistungen.

Abbildung 6.3.1 a) zeigt das Spektrum eines solchen Mikrotürmchens für eine Anregungsleistung P des Lasers von etwa 2.3mW . Man erkennt deutlich, dass das Spektrum durch die $HE11_x$ -Mode dominiert ist. Sie ist bei etwa 883.7nm zu finden. 0.1nm blau verschoben dazu befindet sich die $HE11_y$ -Mode. Um 878nm gelegen kann das Modentriplett identifiziert werden und es ist als roter Graph dargestellt. Um es im Spektrum sichtbar zu machen, wurde es mit einem Faktor von 50 multipliziert. Anschließend wurde das gesamte Spektrum auf die maximale Intensität der $HE11_x$ -Mode normiert. Als quantitatives Maß für die Dominanz der $HE11_x$ -Mode bzw. der Unterdrückung höherer Moden kann die Größe der SMSR (engl. Akronym für “side mode suppression ratio”) verwendet werden, welche als Verhältnis aus der Intensität der dominierenden Mode (I_0) und der nächst höheren Mode (I) in der Einheit von dB definiert ist:

$$SMSR = 10 \cdot \log_{10} \frac{I_0}{I} \quad (6.3.4)$$

Sie kann in diesem Fall zu 23.6dB bestimmt werden. Dies stellt einen typischen Wert für Quantenpunkt-Mikrolaser dar [LLFT07]. Der Einsatzgraph in Abbildung 6.3.1 a) zeigt ein höher aufgelöstes Spektrum der Grundmode. Ein schwarzer Punkt in diesem Graph repräsentiert dabei direkt die ermittelte Intensität eines Bildpunktes der verwendeten CCD-Kamera. Daraus wird ersichtlich, dass die dargestellte Breite der Spektrallinien durch die spektrale Auflösung des Messaufbaus limitiert ist und somit die Obergrenze der tatsächlichen Linienbreite ΔE darstellt. Eine Linienbreite von $16\mu\text{eV}$ würde für dieses Mikrotürmchen einen Q Faktor von etwa 88 000 bedeuten und liegt somit weit außerhalb des Erwartungshorizontes (vgl. Abschnitt 5.3). Tatsächlich sind derart schmale Linien im Bereich der dominierenden stimulierten Emission von Quantenpunkten in die Lasingmode und der damit verbundenen großen Kohärenzzeit zu erwarten [Rei06]. Abbildung 6.3.1 b) zeigt eine genaue Analyse der ermittelten Linienbreite der HE_{11X} -Mode für verschiedene Anregungsleistungen im Bereich von $2\mu\text{W}$ bis zu 3.1mW . Für kleine Anregungsleistungen bis hin zu etwa $70\mu\text{W}$ erkennt man eine geringfügige Abnahme der Linienbreite von $45\mu\text{eV}$ zu $43\mu\text{eV}$. Die schwarze gestrichelte Linie zeigt die Ausgleichsgerade in diesem Bereich. Die Abnahme der Linienbreite und damit die Erhöhung des Q Faktors kann über die Sättigung des aktiven Mediums erklärt werden und für $P = 70\mu\text{W}$ kann der Q Faktor der "kalten" Kavität zu 32 100 bestimmt werden. Für höhere Anregungsleistungen beobachtet man eine drastische Abnahme der Linienbreite der Lasingmode, bis sie für $P > 500\mu\text{W}$ durch die spektrale Auflösung des Messaufbaus (blaue Linie) gegeben ist. Es findet ein kontinuierlicher Übergang zwischen dem Bereich der vorherrschenden spontanen und stimulierten Emission statt. Der spektral auflösbare Teil des Übergangsbereiches ist durch die grün gestrichelte Linie angepasst. Dort, wo grüne und schwarze Linie sich schneiden, definieren wir die Schwelle zum Lasingregime, da dort nachweislich stimulierte Emission einsetzt.

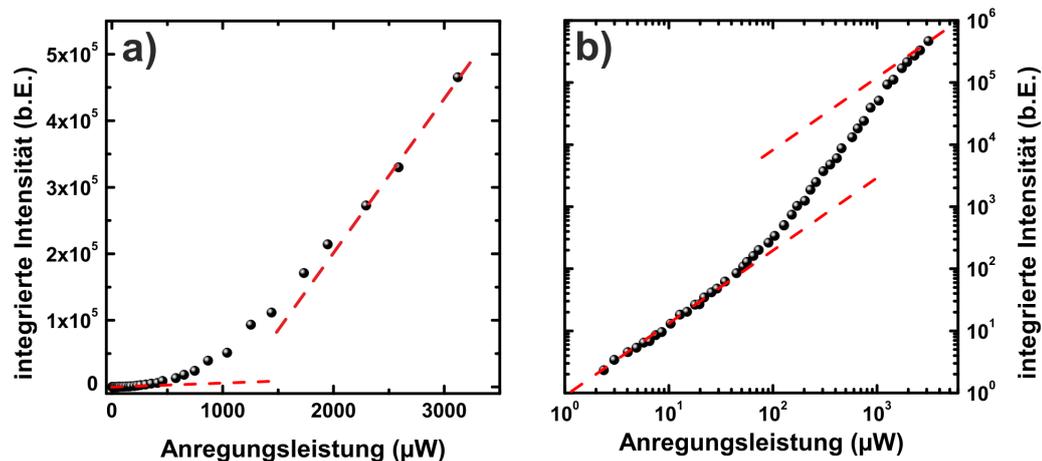


Abbildung 6.3.2: a) Integrierte Intensität der dominierenden HE_{11X} -Mode für verschiedene Anregungsleistungen in linearer Darstellung. b) Integrierte Intensität der dominierenden HE_{11X} -Mode für verschiedene Anregungsleistungen in doppelt logarithmischer Darstellung.

Dies wird weiter verdeutlicht durch die Betrachtung der integrierten Intensität der Lasingmode im verwendeten Bereich der Anregungsleistung. Auf Grund der Auftragung werden diese Graphen als Eingangs-Ausgangs Charakteristik bezeichnet. Abbildung 6.3.2 a) zeigt die integrierte Intensität der Lasingmode in linearer Darstellung. Während für kleine Anregungsleistungen $P < 70\mu\text{W}$ eine lineare Zunahme (rote gestrichelte Linie) der Intensität der Lasingmode zu verzeichnen ist, erkennt man für $P > 70\mu\text{W}$ einen superlinearen Anstieg der Intensität auf Grund der Zunahme der stimulierten Emission der Quantenpunkte. Wird die stimulierte Emission zuletzt dominant, erkennt man wiederum einen linearen Anstieg in der Intensität der Lasingmode. Anhand des Datensatzes kann nicht mit Sicherheit bestätigt werden, ob dieser Bereich für dieses Mikrotürmchen noch erreicht wird. Die rot gestrichelte Linie in Abbildung 6.3.2 a) markiert dabei den linearen Zusammenhang durch die letzten drei Messpunkte und ist daher stark fehlerbehaftet. Noch deutlicher wird die Eingangs-Ausgangs Charakteristik in doppelt logarithmischer Darstellung und ist in Abbildung 6.3.2 b) gezeigt. Man erkennt den in Unterabschnitt 2.4.3 diskutierten, beinahe s-förmigen Verlauf der Daten. Die rot gestrichelten Linien repräsentieren dabei linearen Zusammenhang zwischen Eingangs- und Ausgangsleistung und sind entsprechend der linearen Bereiche der Leistungscharakteristik angepasst. Klar zu erkennen ist der Übergang zum superlinearen Bereich für $P > 70\mu\text{W}$. Er deckt sich mit der Beobachtung zur Linienbreite aus Abbildung 6.3.1 b). Das für Mikrolaser typische Verhalten der Linienbreite und integrierte Intensität der Lasingmode in Abhängigkeit der Anregungsleistung sind anerkannte Nachweisverfahren [Rei06, RHK⁺08, NOK⁺10, SHR⁺06, KSK⁺12, XGF⁺07] und werden daher in Unterabschnitt 6.3.3 aufgegriffen.

6.3.3 Durchmesservariation im Laserbetrieb

Es wurden sechs Mikrotürmchen mit unterschiedlichen Durchmessern eingehend auf ihre Lasingeigenschaften untersucht. Die Durchmesser betragen 2.25, 2.0, 1.8, 1.6, 1.5 und 0.95 μm . Es sei darauf hingewiesen, dass jeweils für beide Teile der Grundmode Lasingverhalten beobachtet wurde, wobei stets ein Teil der aufgespaltenen Mode dominant in Erscheinung trat. Im Folgenden konzentrieren wir uns lediglich auf die dominierende Lasingmode. Die Q Faktoren der "kalten" Kavität konnten dabei zu 27 400, 32 100, 36 000, 36 000, 26 700 und 14 000 bestimmt werden. Speziell im größeren Durchmesserbereich um 2.0 μm können auf diesem Probenstück sehr hohe Q Faktoren beobachtet werden. Diese übertreffen sogar die in Abbildung 5.3.1 b) gezeigten maximal gemessenen Q Faktoren. Entsprechend hoch sind auch die theoretischen Purcell-Faktoren der Strukturen. Sie sind in Tabelle 6.2 angeführt. Nach Gleichung 6.3.1 sind die effektiven Purcell-Faktoren F_P^* berechnet und in der Tabelle aufgelistet. Man erkennt die Reduzierung von F_P^* gegenüber F_P um etwa eine Größenordnung. Daraus wurden nach Gleichung 2.4.12 die theoretischen β -Faktoren berechnet und nahezu schwellenloser Laserbetrieb ist für alle sechs Mikrotürmchen zu erwarten.

d	2.25 μm	2.0 μm	1.8 μm	1.6 μm	1.5 μm	0.95 μm
Q	27 400	32 100	36 000	36 000	26 700	14 000
F_P	114	172	242	311	265	361
F_P^*	10	16	22	29	24	33
β	0.91	0.94	0.96	0.97	0.96	0.97
β_{MikM}			0.40	0.50	0.55	0.53
β_{RGM}			0.33	0.47	0.44	0.61
ξ			0.80	0.54	0.48	0.85
$\#QP_{LM}$			35	22	18	12
$\#QP_{MT}$			56	45	39	16

Tabelle 6.2: Auflistung der optischen Eigenschaften der sechs untersuchten Mikrotürmchen und deren Lasingmode. Die Werte für die letzten fünf Zeilen ergeben sich aus der Anpassung der Kennlinien durch theoretische Modelle.

Die Eingangs-Ausgangs Charakteristik der untersuchten Mikrotürmchen in doppelt logarithmischer Darstellung ist in Abbildung 6.3.3 gezeigt (schwarze Punkte). S-förmiges Verhalten ist für die vier kleinsten Durchmesser zu erkennen und zeugt von einem sanften Übergang zwischen den linearen Bereichen der dominierenden spontanen und stimulierten Emission. Für hohe Anregungsleistungen ist ein Ab-sättigen der integrierten Intensität der Lasingmode zu erkennen. Dieses Verhalten kann theoretisch auf die Besetzungsregel von Quantenpunkten nach Pauli zurückgeführt werden und ist sehr gut in einem mikroskopischen Modell für Laser beschrieben [GWLJ07]. Für $d = 2.25$ und $2.0\mu\text{m}$ wird der durch stimulierte Emission dominierte, zweite lineare Bereich kaum erreicht. Die Schwelle zum Lasing der Mikrotürmchen ist durch blau schraffierte Kästchen gekennzeichnet. Deutlich ist ersichtlich, dass die Laserschwelle für kleiner werdende Durchmesser zu kleineren Anregungsleistungen drastisch verschiebt und von $d = 2.25\mu\text{m}$ zu $d = 0.95\mu\text{m}$ hin um über zwei Größenordnungen verringert werden konnte. Für $d = 2.25\mu\text{m}$ nämlich beträgt die Schwelle etwa $400\mu\text{W}$, für $d = 0.95\mu\text{m}$ beträgt sie in etwa $3\mu\text{W}$. Zeitgleich fällt der s-förmige Verlauf der Eingangs-Ausgangs Charakteristik weniger ausgeprägt aus. Beides deutet auf eine Erhöhung des β -Faktors hin und folgt damit den in Tabelle 6.2 gezeigten theoretischen Erwartungen für β . Die roten Quadrate in Abbildung 6.3.3 repräsentieren die gemessene Linienbreite der Lasingmode in Abhängigkeit der Anregungsleistung. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der Position der Lasingschwelle mit dem Einsatz der starken Verjüngung der Linienbreite der Mode auf Grund der Zunahme der zeitlichen Kohärenz. Für die drei Mikrotürmchen mit dem größten Durchmesser ist die gemessene Linienbreite limitiert durch die spektrale Auflösung des Messaufbaus, für die kleinsten Durchmesser jedoch nimmt die minimal gemessene Linienbreite zu kleinen Durchmessern sukzessive zu. Sie beträgt für $d = 1.6\mu\text{m}$ $20\mu\text{eV}$, für $d = 1.5\mu\text{m}$ $30\mu\text{eV}$ und für $d = 0.95\mu\text{m}$ in etwa $85\mu\text{eV}$. Die Zunahme der gemessenen Linienbreite von Mikrolasern bei kleinen Durchmessern liegt an dem zunehmenden Anteil an spontaner Emission, die ohnehin schon in die Lasingmode

gekoppelt wird. Dadurch verringert sich die Kohärenzlänge der Emission [AGU⁺08]. Für $d = 0.95\mu\text{m}$ kann die Verschmälerung der Linienbreite vom spontanen zum stimulierten Emissionsbereich zu etwa 15% bestimmt werden und ist in guter Übereinstimmung mit publizierten Werten für Mikroresonatoren mit hohem β -Faktor [RBB⁺08, NOK⁺10].

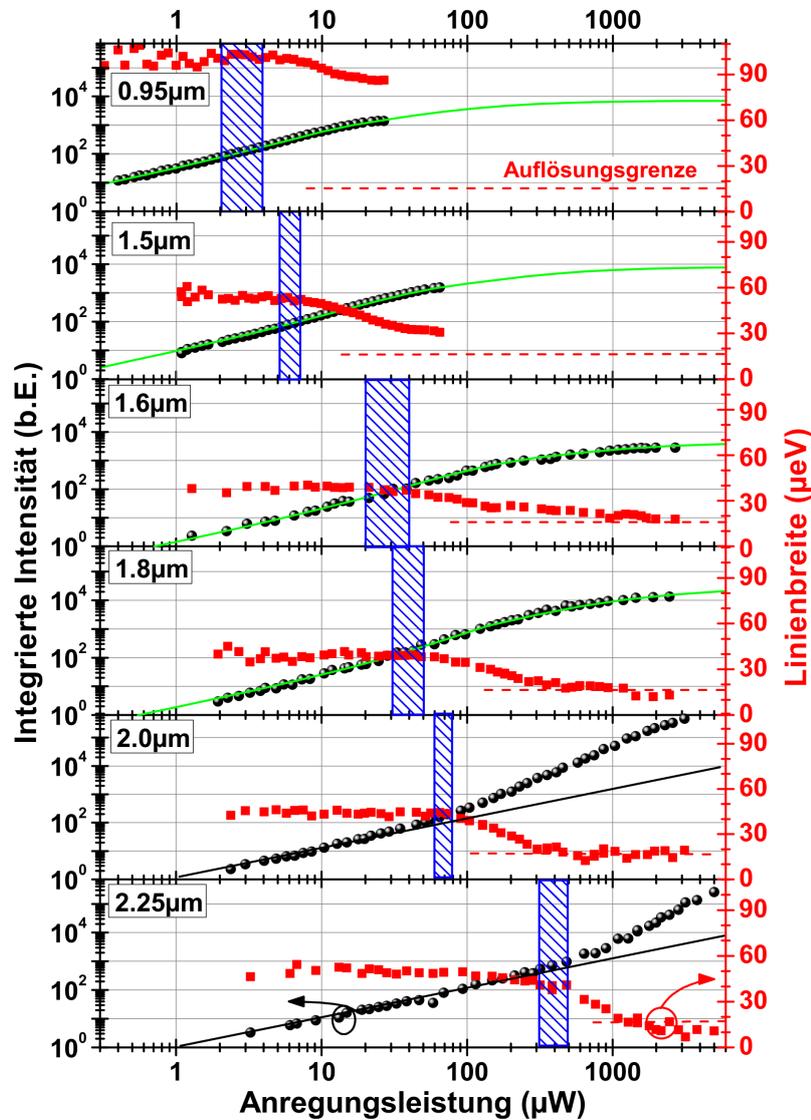


Abbildung 6.3.3: Integrierte Intensität (schwarze Punkte) und Linienbreite (rote Quadrate) der dominierenden Lasingmode für Durchmesser von 2.25 bis 0.95 μm . Die grünen Linien zeigen eine Anpassung der Eingangs-Ausgangs Charakteristik nach dem mikroskopischen Modell. Die rot gestrichelten Linien markieren die spektrale Auflösungsgrenze des Messaufbaus.

Zwei verschiedene Modelle wurden an die s-förmige Eingangs-Ausgangs Charakteristik der vier Mikrotürmchen mit kleinstem Durchmesser angepasst. Das erste

Modell basiert auf einer mikroskopischen Betrachtung der Licht-Materie Wechselwirkung im Quantenpunktmikrolaser und berücksichtigt damit intrinsische Einflüsse in der Halbleiterumgebung wie Coulombwechselwirkung zwischen Ladungsträgern, Vielteilchenkomplexe im Halbleiterverbund und Besetzung der Zustände nach dem Pauliprinzip [GWLJ07]. Ferner beinhaltet es Ladungsträger-Photonen Korrelationen und Korrelationen zwischen Photonen untereinander, wodurch ebenfalls Photonensstatistiken bestimmt werden können [UGA⁺07]. Dieses Modell wird im Folgenden mit “MikM” abgekürzt. Die grünen Graphen in Abbildung 6.3.3 zeigen die Anpassung des Datensatzes durch das mikroskopische Modell, welche in Zusammenarbeit mit der Universität Bremen durchgeführt wurden. Man erkennt eine sehr gute Nachbildung der gemessenen Leistungscharakteristik. Die Stärke des Modells wird im Besonderen in der Nachbildung des Sättigungsbereiches für sehr hohe Anregungsleistungen offensichtlich. Aus der Anpassungsroutine kann neben dem β_{MikM} -Faktor auch ξ (gibt die mittlere Anzahl an spontan emittierten Photonen am Transparenzpunkt an) und $\#QP_{LM}$ (gibt die Anzahl an Quantenpunkten an, die in die Lasingmode emittieren) extrahiert werden. Die Werte sind in Tabelle 6.2 aufgelistet. Das zweite Modell basiert auf den Langevin-Ratengleichungen und ist in Gleichung 2.4.13 angegeben. Aus dieser Gleichung identifiziert man zwei freie Anpassungsvariablen, welche im Experiment nicht zugänglich sind. Neben dem β -Faktor beeinflusst ξ das Anpassungsergebnis auf ähnliche Weise, weshalb eine eindeutige Bestimmung von β_{RGM} nicht möglich scheint. Tatsächlich tauchen in der Literatur sehr unterschiedliche Werte für ξ in Mikrolaserstrukturen mit hohem β -Faktor auf, nach [LGL⁺13] jedoch kann $\xi \approx 1$ erwartet werden. Für die Anpassung der Daten mit dem Ratengleichungsmodell (Akronym: “RGM”) wurde κ aus dem Q Faktor der “kalten” Kavität bestimmt und ξ des mikroskopischen Modells verwendet. Als einzige Anpassungsgröße bleibt somit β_{RGM} und ist in Tabelle 6.2 angeführt. Da für die beiden Mikrotürmchen mit den größten Durchmessern der zweite lineare Bereich fehlt, kann lediglich eine Obergrenze von β zu etwa 0.01 abgeschätzt werden. Vergleicht man β_{MikM} mit β_{RGM} , so erkennt man eine gute Übereinstimmung der ermittelten Werte. Gerade hinsichtlich der kontroversen Diskussion des Erwartungshorizontes von ξ und β in der Fachliteratur kann dieses Ergebnis als richtungsweisend angesehen werden. Dadurch ist das einfach anzuwendende Ratengleichungsmodell aufgewertet und verlässlichere Werte für β_{RGM} sind zu erwarten.

Ein Vergleich der theoretisch berechneten β -Faktoren mit den gemessenen ergibt eine ausgeprägte Überschätzung von β . Im besonderen Maße wird dies im großen Durchmesserbereich deutlich. Als Grund dafür kann das Emissionsverhalten des Quantenpunktes gesehen werden: Tatsächlich erscheinen Quantenpunktlinien nicht als monochromatische Linien im Spektrum, sondern weisen eine homogene Linienverbreiterung auf. Typischerweise beträgt diese für niedrige Anregungsleistungen circa 40 μ eV. Für große Anregungsleistungen, wie sie für das Lasingregime der Mikrotürmchen mit großen Durchmessern benötigt werden, verändert sich die lorentzförmige Quantenpunktlinie sogar zu einer breiten Hintergrundemission von einigen meV Breite [SHR⁺06]. Ferner deutet dieser Sachverhalt auf die hauptsächliche Li-

mitierung des Mikroresonatorsystems hin: Die spektrale Aufspaltung $\Delta E_{X,Y}$ der Grundmode nämlich beträgt für alle sechs Mikrotürmchen $50 - 100\mu\text{eV}$ und ist damit bereits für kleine Anregungsleistungen vergleichbar mit der homogenen Linienbreite der Quantenpunkte. Es kann davon ausgegangen werden, dass die spontane Emission der Quantenpunkte in beide Lasermoden koppelt und folglich schwellenloser Laserbetrieb verhindert wird. Eine mögliche Vermeidung der Unterstützung beider Lasermoden könnte eine Fabrikation von Mikrotürmchen mit ausgeprägter elliptischen Form sein, wodurch die parasitäre Mode aus dem Verstärkungsbereich geschoben werden kann. Untermauert wird diese These durch eine Analyse der Anzahl an Quantenpunkten im Mikrotürmchen: Mit Hilfe des mikroskopischen Modells kann die Anzahl an Quantenpunkten, die in die dominante Lasermode emittieren, ermittelt werden. Die Anzahl von Quantenpunkten im Mikrotürmchen $\#QP_{MT}$ kann über die mittlere Quantenpunktdichte der Probe berechnet werden. Sie ist ebenfalls in Tabelle 6.2 angeführt. Dadurch kann abgeschätzt werden, dass etwa die Hälfte der implementierten Quantenpunkte in die dominante Lasingmode emittieren und ein Konkurrenieren der beiden Moden wird offensichtlich.

6.3.4 Von der starken Kopplung zum Lasingregime

Für das Mikrotürmchen mit $d = 0.95\mu\text{m}$ aus Unterabschnitt 6.3.3 konnte für Anregungsleistungen unterhalb der Lasingschwelle starke Licht-Materie-Wechselwirkung beobachtet werden. Abbildung 6.3.4 a) zeigt ein Wasserfalldiagramm einer Serie von $\mu\text{-PL}$ Spektren, aufgenommen bei einer Anregungsleistung von $1.4\mu\text{W}$, in einem Verstimmungsexperiment mit Hilfe der Änderung der Proben temperatur. Die Temperatur wurde dabei in 0.3K -Schritten von 23.0 bis 25.7K verfahren. Für $T = 23.0\text{K}$ befindet sich eine Quantenpunktlinie bei etwa 1.4081eV . Sie ist im Spektrum mit "QP" markiert. Die dominante Grundmode ist bei etwa 1.4079eV lokalisiert und mit "FM" gekennzeichnet. Die dazu orthogonal polarisierte Grundmode befindet sich außerhalb des Beobachtungsfensters. Für höhere Temperaturen nähert sich eine zweite Quantenpunktlinie ("QP2") der Grundmode. Diese Linie ist über das Experiment hin spektral weit genug verstimmt, um es für die Diskussion zu vernachlässigen. Man erkennt ein eindeutiges antikreuzendes Verhalten von "QP" und "FM" und identifiziert für $T = 24.2\text{K}$ zwei Quantenpunkt-Polaritonen mit einem energetischen Abstand von $\Delta E_{VRS} = 68\mu\text{eV}$. Abbildung 6.3.4 b) zeigt die Energiedispersion der beiden Teilchen im gesamten Verstimmungsbereich. Die roten Punkte zeigen dabei die spektrale Lage der Grundmode, die schwarzen Punkte die Position des Quantenpunktes. Im grün schraffierten Bereich wird das antikreuzende Verhalten sichtbar. In Abbildung 6.3.4 c) beobachtet man dort ein Angleichen der gemessenen Linienbreite des Quantenpunktes und der Mode. Den Ausführungen in Abschnitt 6.2 folgend kann aus der gemessenen Vakuum-Rabiauflösung die Kopplungsstärke zu $g = 41\mu\text{eV}$ und die Visibilität zu $\nu = 0.38$ bestimmt werden.

In Abbildung 6.3.5 a) wird das spektrale Bild des Resonanzfalles für verschiedene Anregungsleistungen untersucht. In einem Wasserfalldiagramm ist das Spektrum

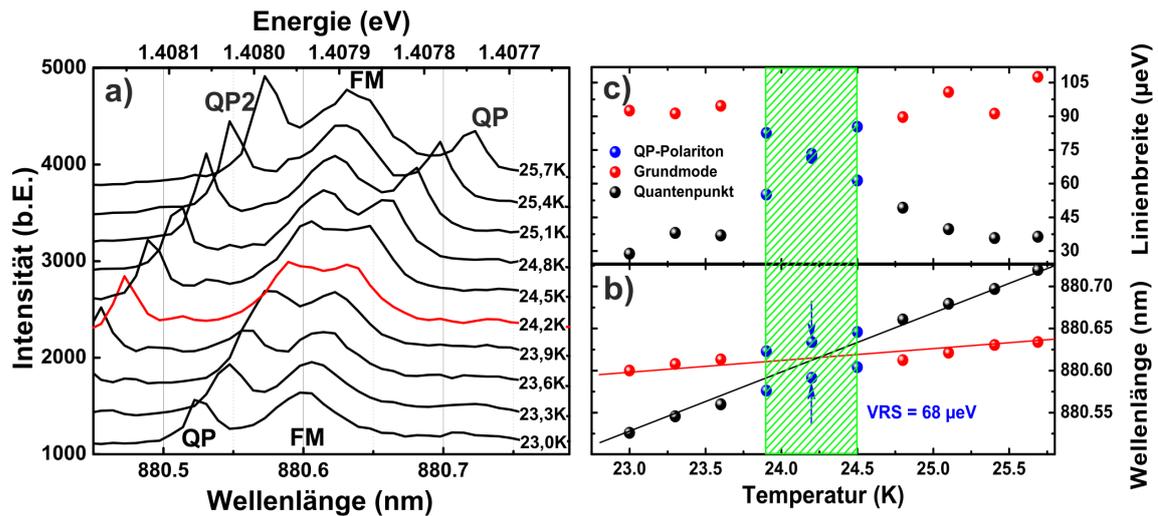


Abbildung 6.3.4: a) Wasserfalldiagramm einer Serie von μ -PL Spektren eines adiabatischen Mikrotürmchens mit $d = 0.95\mu\text{m}$ für Temperaturen von 23.0 bis 25.7K in 0.3K-Schritten. b) Gemessene Energiedispersion von Quantenpunkt (schwarze Punkte) und Grundmode (rote Punkte). c) Linienbreite des Quantenpunktes (schwarze Punkte) und Grundmode (rote Punkte).

im Resonanzfall ($T = 24.2\text{K}$) für Anregungsleistungen von 1.4 bis $27\mu\text{W}$ gezeigt. Für niedrige Anregungsleistungen bis etwa $3\mu\text{W}$ beobachtet man zwei separate Polaritonenäste. Bei weiterer Erhöhung der Anregungsleistung beginnt die Intensität des energetisch höher gelegenen Polaritons stärker zu wachsen und es dominiert schließlich das Spektrum während das zweite Polariton im Spektrum nicht mehr zu erkennen ist. Die starke Kopplung zwischen Quantenpunkt und Grundmode bricht auf und man beobachtet einen Übergang ins Lasingregime der Grundmode. Deutlich wird dies an der Eingangs-Ausgangs Charakteristik des höheren Polaritons bzw. der Grundmode und ist in Abbildung 6.3.5 b) als schwarze Punkte dargestellt. Die rot gestrichelten Linien zeigen die linearen Zusammenhänge im Bereich der vorherrschenden spontanen bzw. stimulierten Emission und verdeutlichen den superlinearen Anstieg im Übergangsbereich, dessen Schwelle durch den blau schraffierten Bereich gekennzeichnet ist.

Im Rahmen der Messgenauigkeit konnte kein Unterschied der Eingangs-Ausgangs Charakteristik des Mikrolasers für verschiedene Temperaturen festgestellt werden. Die spektrale Position des stark koppelnden Quantenpunktes relativ zur Lasingmode zeigt somit keinen messbaren Einfluss auf die Effizienz des Bauteils und Einzelquantenpunkteffekte, wie sie in [RBB⁺08] beschrieben sind, können nicht aufgelöst werden. Dies deutet weiter auf den effizienten nichtresonanten Kopplungsmechanismus von verstimmtten Quantenpunkten in die Lasingmode hin. Dies untermauern die Überlegungen in Unterabschnitt 6.3.3. Doch dadurch ergeben sich auch klare Richtlinien für den Nachweis eines Mikrolasers, basierend auf einem einzelnen Quantenpunkt: Da die Verstärkung durch nichtresonante Quantenpunkte existent

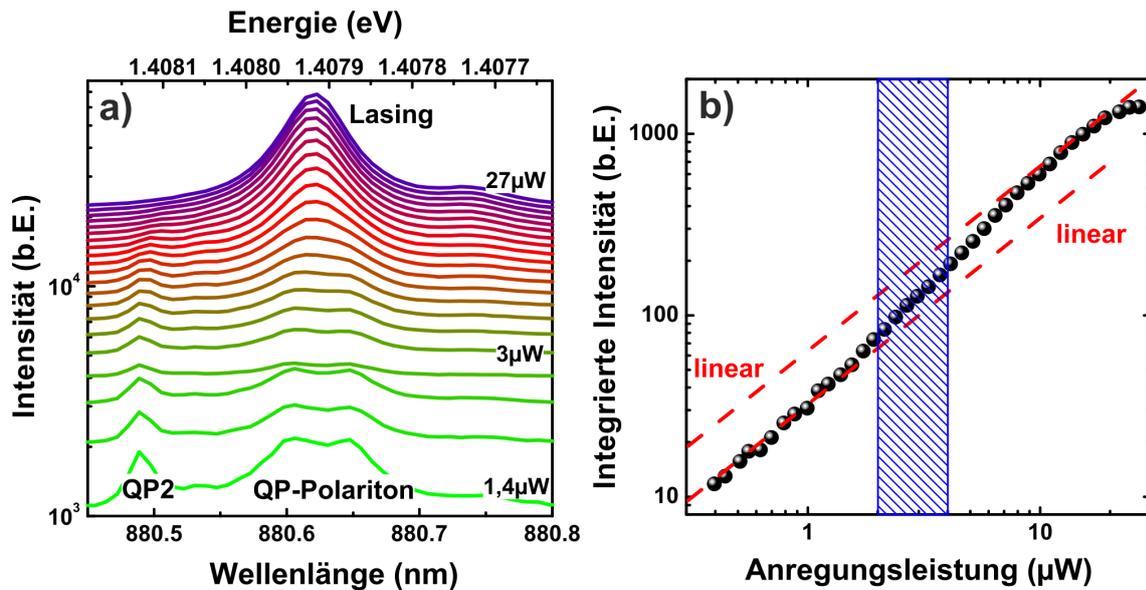


Abbildung 6.3.5: a) Wasserfalldiagramm einer Serie von μ -PL Spektren eines adiabatischen Mikrotürmchens mit $d = 0.95\mu\text{m}$ im Resonanzfall für Anregungsleistungen von 1.4 bis $27\mu\text{W}$. b) Doppelt logarithmische Darstellung der Eingangs-Ausgangs Charakteristik des energetisch höher gelegenen Polaritons bzw. der Grundmode für Anregungsleistungen von 0.4 bis $27\mu\text{W}$ (schwarze Punkte).

ist, muss sichergestellt sein, dass lediglich ein einziger Quantenpunkt im Mikroresonator vorhanden ist. Als vielversprechender Ansatz dafür gelten positionierte Quantenpunkte [SHH⁺09] und eine Implementierung dieser Quantenpunkte in adiabatische Mikrotürmchen ist Gegenstand aktueller Forschungsbemühungen.

6.4 Zusammenfassung des Kapitels

In diesem Abschnitt wurden Wechselwirkungseffekte zwischen der Resonatorgrundmode und Quantenpunkten in Mikrotürmchen mit kleinen Durchmessern untersucht. In diesem Durchmesserregime werden Modenvolumina $< 3(\lambda/n)^3$ erreicht. Zusammen mit den gemessenen Q Faktoren um 10 000 sind ausgeprägte Effekte der Licht-Materie Wechselwirkung in diesem Resonatorsystem zu erwarten. So gelang es erstmalig starke Quantenpunkt-Licht Kopplung in Mikrotürmchen im Submikrometerbereich nachzuweisen. Dabei wurde die Vakuum-Rabiauflösung zu $85\mu\text{eV}$ bestimmt und stellt damit den höchsten je gemessenen Wert in Mikrotürmchen mit InAs/GaAs Quantenpunkte einer Oszillatorstärke von $f \approx 10$ dar.

Unter quasiresonanter Anregung in die Benetzungsschicht der Quantenpunkte konnte eindeutiges Lasingverhalten von Mikrotürmchen im Durchmesserbereich von 2.25 bis $0.95\mu\text{m}$ nachgewiesen werden. Dabei konnte eine kontinuierliche Reduzierung

der Lasingschwelle von über zwei Größenordnungen für kleiner werdende Durchmesser erzielt werden. Mit zwei verschiedenen Anpassungsmodellen für die Eingangs-Ausgangs Charakteristik konnte der β -Faktor ermittelt werden. Im kleinen Durchmesserbereich betrug $\beta \approx 0.5$ und war im Wesentlichen durch den spektral separierten Teil der Grundmode limitiert. Die Realisierung eines schwellenlosen Lasers kann auf diesem System erreicht werden. Dazu müsste lediglich der Anteil an spontaner Emission in die konkurrierende Lasingmode unterdrückt werden. Dies könnte zum einen durch eine stark ausgeprägte elliptische Grundform des Türmchens erreicht werden. Dadurch könnte der spektral separierte Teil der Grundmode weit genug aus dem Verstärkungsbereich des Lasers gebracht werden. Zum anderen würde eine kreisrunde Türmchenform die Entartung der Lasingmode gewährleisten. Für $d = 0.95\mu\text{m}$ konnte unter geringer Anregungsleistung starke Licht-Materie Wechselwirkung gezeigt und während der Erhöhung der Anregungsleistung im Resonanzfall ein Übergang ins Lasingregime verfolgt werden. Die Charakteristik des Lasingbetriebs war dabei im Rahmen der Messgenauigkeit unabhängig von der spektralen Verstimmung des Quantenpunktes relativ zur Lasingmode und deutet auf eine effiziente Kopplung von nichtresonanten Quantenpunkten hin. Ein eindeutiger Nachweis eines Einzelquantenpunktlasers wäre mit positionierten Quantenpunkten möglich und ist Gegenstand aktueller Forschungsbemühungen.

7 Elektrischer Betrieb von adiabatischen Mikrotürmchen

Für mögliche zukünftige Anwendungen ist der elektrische Betrieb von adiabatischen Mikrotürmchen unabdingbar. Des Weiteren können in kontaktierten Strukturen wichtige Parameter der Systems - wie zum Beispiel die Emissionswellenlänge der Quantenpunkte - durch Anlegen einer Spannung kontrolliert werden. Dieses Kapitel beschäftigt sich daher eingehend mit diesem Thema. In Abschnitt 7.1 werden Vorbetrachtungen zum elektrischen Betrieb der Bauteile durchgeführt. Darin wird auf die Probenherstellung eingegangen, Simulationen zum Bandverlauf der Struktur gezeigt und die Vorcharakterisierung der prozessierten Bauteile bezogen auf elektrische und optische Eigenschaften dargestellt. In Abschnitt 7.2 werden Experimente der Einzelquantenpunktspektroskopie in Photo- und Elektrolumineszenz gezeigt und der experimentelle Purcell-Faktor einer ausgewählten Struktur ermittelt. Zeitaufgelöste Messungen werden in Abschnitt 7.3 behandelt. Sie erlauben tiefe Einblicke in die Rekombinationsdynamik von Quantenpunkten in den dotierten Strukturen. Zuletzt wird in Abschnitt 7.4 ein Résumé zum elektrischen Betrieb adiabatischer Mikrotürmchen gezogen und Ausblicke angeführt.

7.1 Vorbetrachtungen zum elektrischen Betrieb

In diesem Abschnitt wird die grundlegende Charakterisierung der dotierten Probe mit adiabatischem Schichtdesign gezeigt. Die Qualität des Schichtwachstums und der einzelnen Prozessierungsschritte werden in Unterabschnitt 7.1.1 dargestellt. Darauf folgt in Unterabschnitt 7.1.2 eine theoretische Betrachtung des Bandkantenverlaufes der n-i-p-Struktur und es wird auf die Unterschiede zu herkömmlichen elektrisch kontaktierten Mikroresonatoren eingegangen. Die elektrische Charakteristik der Mikrotürmchen wird in Unterabschnitt 7.1.3 untersucht. Zuletzt wird in diesem Abschnitt auf die optische Qualität der Mikroresonatoren eingegangen und unter elektrischer und optischer Anregung untersucht (Unterabschnitt 7.1.4).

7.1.1 Probenherstellung

Mittels dem MBE-Verfahren wurde eine weitere Probe nach dem adiabatischen Schichtdesign hergestellt. Es ist in Unterabschnitt 2.3.4 angeführt und ist mit dem

Design der Probe aus Kapitel 5 und Kapitel 6 identisch. Für den elektrischen Betrieb jedoch wurde die Struktur dotiert. Die Schichtabfolge folgt dem Schema aus Unterabschnitt 3.2.2. Sie kann im Detail im Anhang nachgelesen werden. Für die n-seitige Dotierung wurden zusätzlich Si-Atome im Kristallverbund eingebaut, für die p-Dotierung wurden Be-Atome verwendet. Mikrotürmchen mit Durchmessern zwischen 1 und $4\mu\text{m}$ wurden prozessiert und mit Goldringen kontaktiert. Die Prozessierungsroutine kann in Abschnitt 3.2 nachgelesen werden. In Abbildung 7.1.1 a) ist die REM-Aufnahme eines kontaktierten Mikrotürmchens mit einem nominellen Durchmesser von $3\mu\text{m}$ zu sehen. Es wurde mit einem hochenergetischen Ionenstrahl aus Galliumionen mittig durchtrennt. Auf Grund des Ionenbeschusses hat sich der Ringkontakt auf der rechten Seite des Bildes leicht gehoben und löste sich dort vom Mikrotürmchen. Es ist auffällig, dass der Innendurchmesser des Ringes für das betrachtete Mikrotürmchen zu groß ausfällt. Verglichen mit Abbildung 3.2.2 a), scheint die Prozessierung der Mikrotürmchen in diesem Fall weniger gut gelungen und die Qualität der Kontaktierung kann gemindert sein. Abbildung 7.1.1 b) zeigt die REM-Aufnahme der Spaltkante der planaren Struktur im Übergangsbereich des Resonators. Glatte Schichten mit scharfen Grenzflächen zeugen von einer guten Schichtqualität der Struktur, sowohl im Be- als auch im Si-dotierten Bereich. Die Gesamtdicke des Übergangsbereiches kann daraus zu 937nm ausgemessen werden und fällt damit 16nm zu dick aus. Dies stellt eine Abweichung von lediglich 1.7% dar und zeigt die sehr gute Kontrolle der Wachstumsparameter.

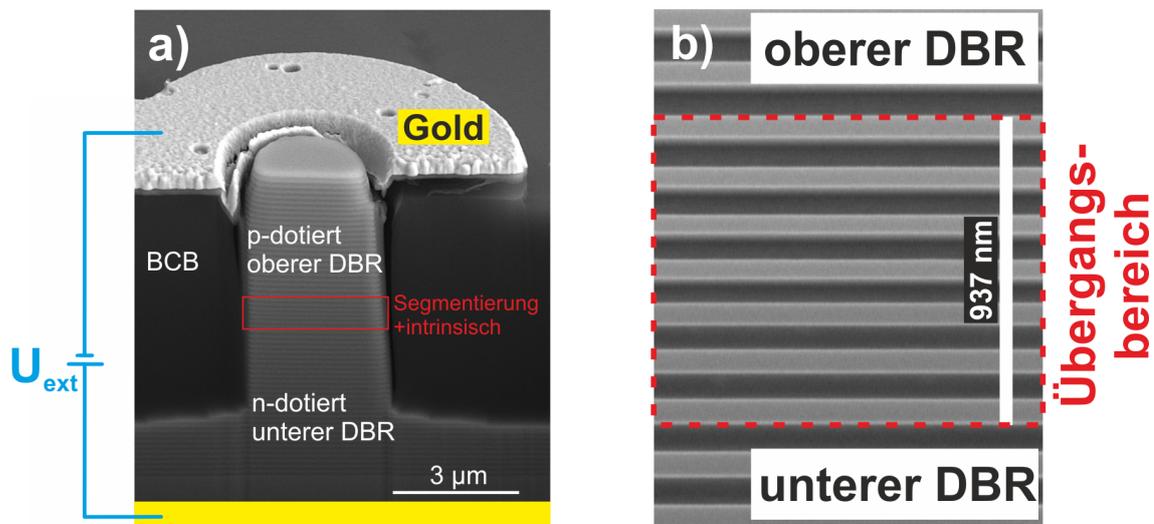


Abbildung 7.1.1: a) REM-Aufnahme eines durchtrennten, mit Goldringen kontaktierten Mikrotürmchens mit einem nominellen Durchmesser von $3\mu\text{m}$. b) REM-Aufnahme der Spaltkante der planaren Struktur im Übergangsbereich.

7.1.2 Simulationen zum Bandkantenverlauf

Um ein Verständnis der elektrischen Eigenschaften derartiger n-i-p-Strukturen zu erhalten, wurde der Bandverlauf entlang von eindimensionalen Schnitten durch die Struktur mit dem Simulationsprogramm “nextnano++” berechnet. Bei Vorgabe der dotierten Heterostruktur und dem Simulationsgitter ergeben sich selbstkonsistente iterative Lösungen des klassischen Gleichungssystems aus Drift-, Diffusions- und Poissongleichung. Abbildung 7.1.2 a) zum Beispiel zeigt den berechneten Bandkantenverlauf von Leitungs- und hh-Band einer n-i-p-Heterostruktur mit λ -dicker Kavität im Bereich der intrinsischen Region (schwarz hinterlegt). Diese separiert den n- (rot hinterlegt) und p-dotierten (blau hinterlegt) Bereich der DBR-Segmente mit $d_{intr} = 280\text{nm}$. Die grüne Linie zeigt das Fermi-niveau in den einzelnen Bereichen. Auf Grund der hohen Dotierung ($\geq 1 \cdot 10^{18}\text{cm}^{-3}$) im Spiegelbereich liegt das Fermi-niveau im n-dotierten Bereich an der Leitungsbandkante, im p-dotierten DBR an der Bandkante des hh-Bandes. Im thermodynamischen Gleichgewicht erfolgt eine Angleichung der Fermi-niveaus und damit einhergehend eine Verbiegung der Bänder im intrinsischen Bereich, wodurch sich eine Potentialbarriere U_{intr} ausbildet. Für die hier gewählte Dotierung ergibt sich für die Ladungsträger somit eine Energiedifferenz von $\Delta E = e \cdot U_{intr}$ und entspricht in etwa der Bandlücke $E_{g,GaAs}$.

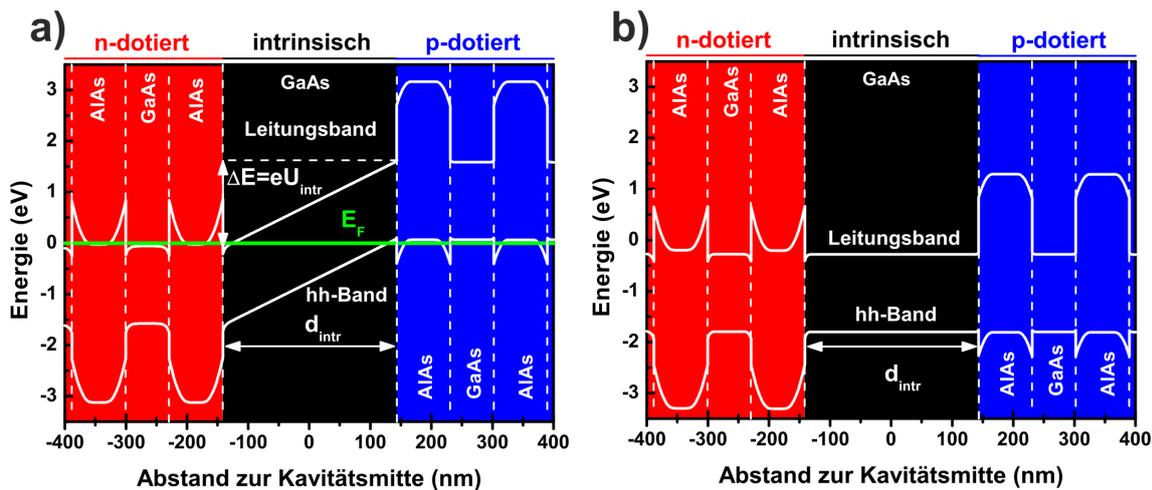


Abbildung 7.1.2: a) Simulation des Bandkantenverlaufes einer n-i-p-Struktur mit λ -dicker Kavität ohne äußere Spannung. b) Simulation des Bandkantenverlaufes einer n-i-p-Struktur mit λ -dicker Kavität im Flachbandfall für $U_{ext} = +2.0\text{V}$.

Das intrinsische elektrische Feld F_{intr} lässt sich nach dem Modell eines Plattenkondensators zu

$$F_{intr} = \frac{U_{intr}}{d_{intr}} \quad (7.1.1)$$

abschätzen. Wird an die Probe eine externe Spannung U_{ext} angelegt, so kann die Potentialdifferenz im intrinsischen Bereich erhöht oder erniedrigt werden und für ΔE ergibt sich $\Delta E = e \cdot (U_{intr} - U_{ext})$ [WSH⁺02, FIM⁺00]. Dabei wird angenommen, dass die angelegte Spannung ausschließlich über den intrinsischen Bereich abfällt. Entsprechend wird dadurch das intrinsische Feld manipuliert. Abbildung 7.1.2 b) zeigt den sogenannten “Flachbandfall” der Struktur. Laut Berechnung wird er für $U_{ext} = 2.0V$ erreicht und zeichnet sich durch $F_{intr} = 0$ aus.

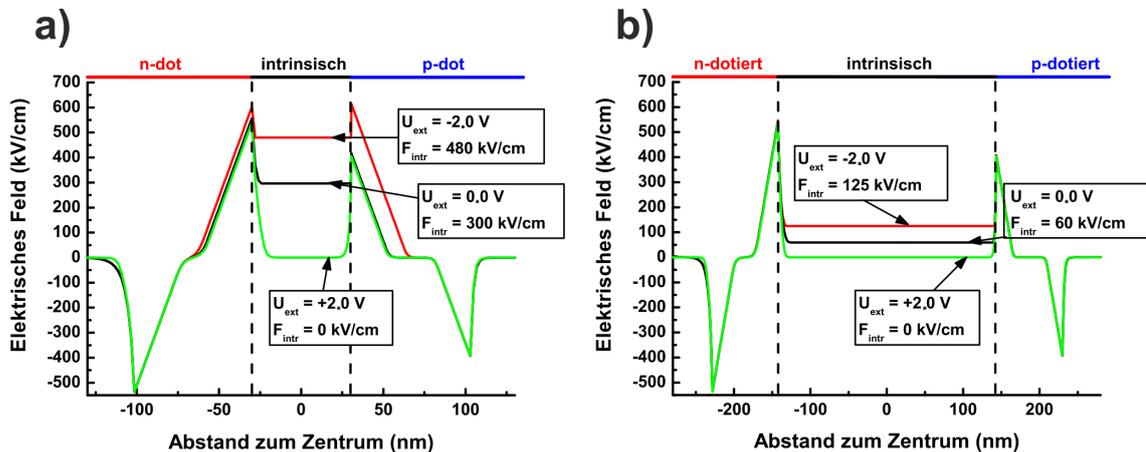


Abbildung 7.1.3: a) Simulation des elektrischen Felds einer adiabatischen n-i-p-Struktur im Zentralbereich für drei verschiedene externe Spannungen U_{ext} . b) Simulation des elektrischen Felds einer n-i-p-Struktur mit λ -dicker Kavität im Kavitätsbereich für drei verschiedene externe Spannungen U_{ext} .

Im Folgenden wird das intrinsische elektrische Feld eines adiabatischen Mikrotürmchens mit einem Mikrotürmchen mit λ -dicker Kavität verglichen. Abbildung 7.1.3 zeigt die berechneten intrinsischen Felder für die Spannungen -2.0 (rote Kurve), 0 (schwarze Kurve) und $2.0V$ (grüne Kurve). Die schwarzen Kurven zeigen F_{intr} im undotierten Bereich der Struktur für $U_{ext} = 0V$. Für die adiabatische Struktur ergibt sie sich zu etwa 300kV/cm und fällt dabei fünfmal höher als in der Struktur mit λ -dicker Kavität aus. Dieser Faktor entspricht nach Gleichung 7.1.1 gerade dem Verhältnis aus den beiden Dicken der intrinsischen Schicht. Diese betragen nämlich für die adiabatische Struktur $d_{adiab,intr} \approx 60\text{nm}$ und für die Standardkavität $d_{\lambda-dick,intr} \approx 300\text{nm}$. Für $U_{ext} = 2.0V$ wird für beide Strukturen der Flachbandfall erreicht. Für negative externe Spannungen kommt es zu einer Erhöhung der Potentialdifferenz und damit steigt F_{intr} weiter an.

7.1.3 Elektrische Charakteristik

Die p-seitigen Kontakte verbinden jeweils bis zu 38 Mikrotürmchen eines Durchmessers. Mit einem Bonddraht kann ein einzelner Kontakt adressiert und damit Mikrotürmchen eines Durchmessers angesprochen werden. Vor der spektroskopischen

Untersuchung der einzelnen Mikrotürmchen wird zunächst die Strom-Spannungs-Kennlinie der Probe überprüft. Dazu wird die elektrische Charakteristik für positive externe Spannungen bei $T \approx 20K$ aufgenommen, wobei eine Gleichspannung zwischen den Kontakten angelegt und der fließende Strom gemessen wird. Abbildung 7.1.4 zeigt das typische Diodenverhalten der Probe für Mikrotürmchen mit $d = 1.7\mu\text{m}$. Für kleine Spannungen ist kein Stromfluss messbar und die Diode sperrt. Für genügend hohe Spannungen schließlich nimmt die Stromstärke zu und geht in einen linearen Zusammenhang mit U_{ext} über. An den oberen Verlauf der Kennlinie lässt sich damit eine Ausgleichsgerade anpassen und aus deren Schnittpunkt mit der Abszisse die Einsatzspannung $U_{Einsatz}$ bestimmen. Sie definiert den Wert für U_{ext} für den der Flachbandfall vorliegt und kann für diese Struktur zu etwa $9.1V$ bestimmt werden. Die Einsatzspannung unterscheidet sich signifikant sowohl von $\frac{E_{g,GaAs}(20K)}{e} = 1.52V$ [Sze81] als auch vom Simulationsergebnis aus Unterabschnitt 7.1.2 ($U_{ext} = 2.0V$) und weist auf zusätzliche Potentialbarrieren im Bauteil hin.

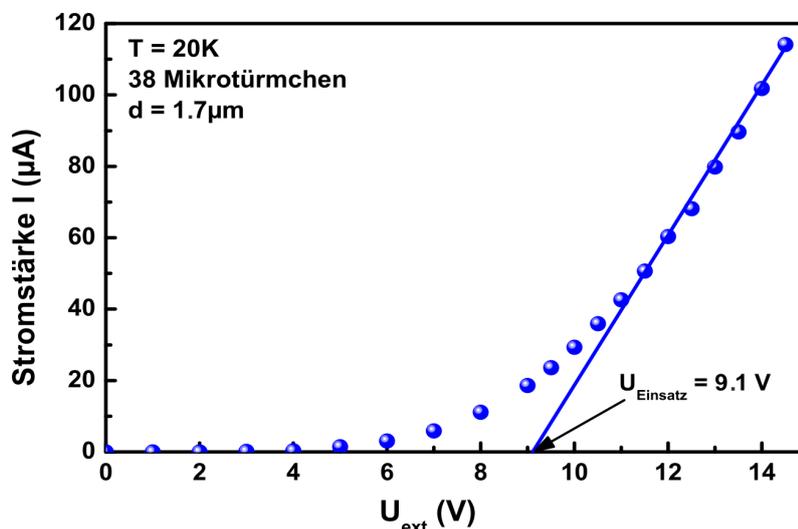


Abbildung 7.1.4: Gemessene Strom-Spannungs-Kennlinie von Mikrotürmchen mit einem nominellen Durchmesser von $1.7\mu\text{m}$ für $T = 20K$.

Wie in Abbildung 7.1.2 dargestellt ist, tritt an jeder GaAs/AlAs Grenzschicht eine Potentialbarriere auf. Es kann angenommen werden, dass in einer realen Struktur damit ein nicht verschwindender Widerstand verbunden ist. Auf Grund der hohen Anzahl an Schichtpaaren in der Struktur summieren sich die Teilwiderstände zu einem merklichen Widerstand der DBRs. Hinzu kommt, dass in der Übergangsregion der adiabatischen Modenanpassung auf hochkonzentrierte Schichtdotierungen verzichtet wurde und damit der Übergangsbereich im besonderen Maße zum Gesamtwiderstand der Probe beiträgt. Als weitere Quelle einer hohen Barriere kann der Schottky-Kontakt auf der p-Seite gesehen werden. Die sogenannte Schottky-Barriere hängt dabei nämlich neben der Dotierkonzentration des Halbleiters und dem verwendeten Metall auch von der Qualität des Kontaktes selbst ab. Wie in

Unterabschnitt 7.1.1 diskutiert, besitzt der Ringkontakt, bezogen auf den Türmchendurchmesser, einen zu großen Innendurchmesser, wodurch der Kontakt nicht satt am Türmchen angreift sondern lediglich kleine Flächen kontaktiert. Die hohe Anzahl an Schichtpaaren, die fehlende Deltadotierung in der Übergangsregion und die prozessbedingte Variation der Qualität des Schottky-Kontaktes erklärt in Summe den Spannungsabfall über die Struktur. Im Bereich der intrinsischen Schicht und damit um die aktive Schicht der Quantenpunkte kann dennoch ein normales Verhalten der Diode, wie es in Unterabschnitt 7.1.2 berechnet wurde, erwartet werden.

7.1.4 Optische Qualität des Resonators

Die prozessierten Mikrotürmchen wurden in nichtresonanter Anregung auf ihre Elektro- und Photolumineszenz hin untersucht und der Q Faktor der "kalten" Kavität bei elektrischer (schwarze Kugeln) und optischer (blaue Kugeln) Anregung bestimmt. Sie sind in Abbildung 7.1.5 a) aufgetragen. Im Gegensatz zur Analyse des Q Faktors der undotierten Struktur in Abschnitt 5.3 mit ultrafeiner Auflösung des Durchmessers, wird in Abbildung 7.1.5 a) ein großer Durchmesserbereich von 1 bis $4\mu\text{m}$ betrachtet. Dabei beträgt die Schrittweite teilweise bis zu $1\mu\text{m}$ und stellt lediglich den Anspruch einer Trendangabe des Q Faktors vom planaren Fall bis hin zu Durchmessern um $1\mu\text{m}$ dar. Im Rahmen der Genauigkeit kann man sich daher mit der Angabe des nominellen Durchmessers zufrieden geben. Die blau gestrichelte Linie zeigt eine Ausgleichskurve an den Datensatz und dient als Orientierungslinie für den Leser. Bei der Anpassung wurde darauf geachtet, dass für $d = 4\mu\text{m}$ der Q Faktor annähernd den konstanten Wert des planaren Q Faktors annimmt. Er kann daraus zu etwa 17 000 bestimmt werden und ist damit vergleichbar mit einer dotierten Struktur mit λ -dicken Kavität und ähnlicher Spiegelpaaranzahl (23/27 Spiegelpaaren im oberen/unteren DBR) [BRK⁺08]. In dieser Publikation wird der planare Q Faktor einer undotierten Vergleichsstruktur mit gleicher Spiegelpaaranzahl zu etwa 40 000 angegeben und die Limitierung des Q Faktors auf Grund von Absorption durch freie Ladungsträger wird offensichtlich.

Für kleiner werdende Durchmesser zeigt die Orientierungslinie einen klaren Trend nach unten. Im Bereich zwischen 1.5 und $2.0\mu\text{m}$ beträgt der gemessene Q Faktor in etwa 10 000. Für $d = 1.0\mu\text{m}$ schließlich ist er auf circa 5 000 abgefallen. Bei genauere Betrachtung der Messwerte fällt auf, dass die bestimmten Q Faktoren in elektrischer und optischer Anregung vergleichbar miteinander sind. Eine Tatsache die bereits von Böckler et al. beobachtet wurde und zeigt, dass durch den elektrischen Anregungsprozess keine Einbußen des Q Faktors auftreten [BRK⁺08]. Die roten Kugeln in Abbildung 7.1.5 a) zeigen die maximal gemessenen Q Faktoren der undotierten Vergleichsstruktur mit adiabatischem Schichtdesign aus Abbildung 5.3.1 b) für $d = 1.0, 1.5$ und $2.0\mu\text{m}$. Alle drei Punkte liegen in etwa um 5 000 oberhalb der Orientierungslinie. Dieser konstante, vom Durchmesser unabhängige Versatz könnte auf eine Limitierung des Q Faktors durch Absorptionsverluste nach Gleichung 2.3.10 hinweisen.

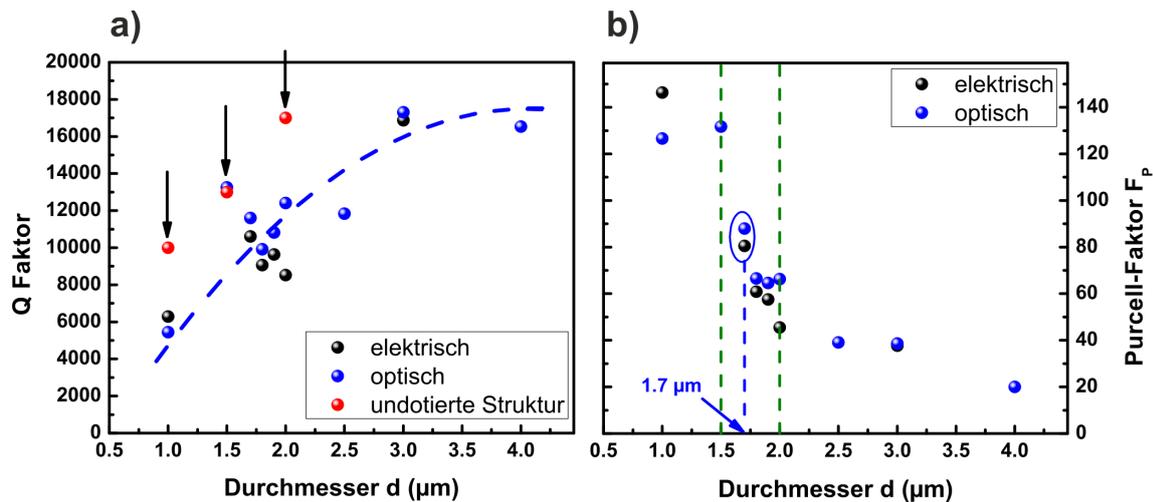


Abbildung 7.1.5: a) Gemessene Q Faktoren von dotierten Mikrotürmchen mit adiabatischem Schichtdesign unter elektrischer (schwarze Kugeln) und optischer (blaue Kugeln) Anregung. Die roten Kugeln sind Vergleichswerte der undotierten Struktur. b) Berechnete, maximal mögliche Purcell-Faktoren F_P der dotierten Mikrotürmchen unter elektrischer (schwarze Kugeln) und optischer (blaue Kugeln) Anregung.

Nach Gleichung 2.4.10 kann der theoretische Purcell-Faktor der dotierten Struktur berechnet werden. Er ist in Abbildung 7.1.5 b) gezeigt. Für große Durchmesser oberhalb $2.0\mu\text{m}$ sind Purcell-Faktoren zwischen 20 und 40 zu erwarten. Für $1.5\mu\text{m} < d < 2.0\mu\text{m}$ steigt F_P auf > 100 an. Für ein Mikrotürmchen mit $d = 1.7\mu\text{m}$ kann ein Purcell-Faktor von etwa 80 berechnet werden.

7.2 Photo- und Elektrolumineszenz

In Unterabschnitt 7.1.4 ist ein vielversprechendes Mikrotürmchen mit $d = 1.7\mu\text{m}$ für Photo- und Elektrolumineszenzexperimente identifiziert worden. In Unterabschnitt 7.2.1 wird das Türmchen auf Einzelquantenpunkteffekte und auf Licht-Materie Wechselwirkung in EL und PL hin überprüft. Aus der spektralen Abhängigkeit der integrierten Intensität der Quantenpunktlinie relativ zur Position der Grundmode lässt sich der experimentelle Purcell-Faktor $F_{P,exp}$ bestimmen. Dieses Verfahren wird in Unterabschnitt 7.2.2 angewendet.

7.2.1 Einzelquantenpunktspektroskopie

In Abbildung 7.2.1 sind Wasserfalldiagramme einer Serie von μ -PL bzw. μ -EL Spektren dieses Mikrotürmchens zu sehen. Teilbild a) wurde dabei unter optischer, nicht-resonanter Anregung mit einer Leistung von etwa $0.3\mu\text{W}$ und einer Integrationszeit

von einer Sekunde aufgenommen, während Teilbild b) unter elektrischer Anregung mit einer externen Spannung von $14.1V$, einem resultierenden Stromfluss von $118\mu A$ durch bis zu 36 Mikrotürmchen und einer Integrationszeit von zwei Sekunden generiert wurde. Die Wasserfalldiagramme zeigen Verstimmungsexperimente, wobei die Quantenpunktlinie "1" durch Temperaturerhöhung in Resonanz mit der Grundmode des Mikrotürmchens gebracht wird. Für $T = 25K$ wird die Linienbreite des Quantenpunktes sowohl in optischer, als auch in elektrischer Anregung zu $36\mu eV$ gemessen. Der Q Faktor der Grundmode kann in optischer Anregung zu 11 600 und in elektrischer Anregung zu 10 600 bestimmt werden. Sie sind im Rahmen der Messgenauigkeit vergleichbar. Unter optischer Anregung liegt die Emission des Quantenpunktes bei etwa $967.42nm$, während bei elektrischer Anregung die Emission des Quantenpunktes bei $967.47nm$ zu finden ist. Die leichte Rotverschiebung der spektralen Positionen des Quantenpunktes unter elektrische Anregung kann auf eine geringe Erwärmung der Probe auf Grund des fließenden Stromes durch die Struktur geschoben werden. Dies zeigt sich auch in der Temperatur der Resonanz zwischen dem Quantenpunkt der Grundmode. Unter elektrischer Anregung nämlich wird die Resonanz bereits für $T = 36K$ erreicht, während unter optischer Anregung dieser Fall erst bei $T = 37K$ eintritt. Für beide Fälle erkennt man eine ausgeprägte Purcell-Überhöhung des Quantenpunktes und lässt auf einen hohen effektiven Purcell-Faktor schließen. Eine genaue Bestimmung dieser Größe erfolgt in Unterabschnitt 7.2.2.

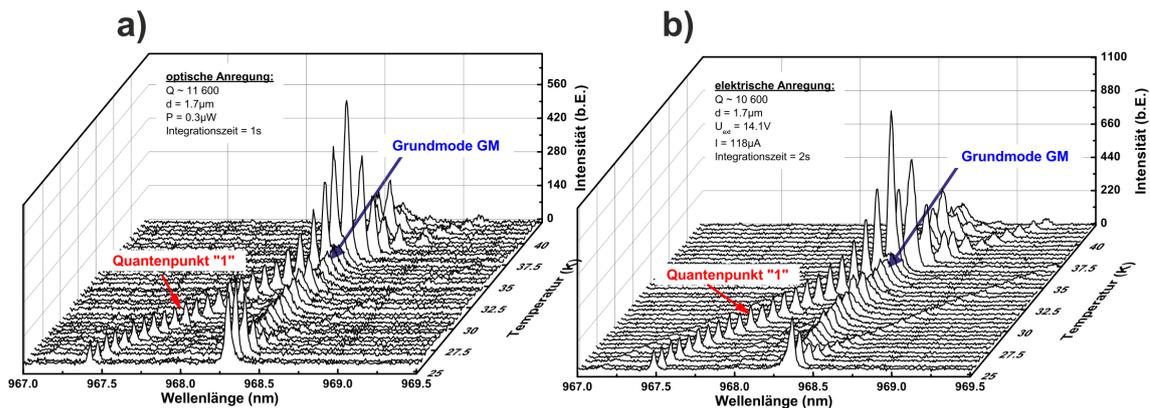


Abbildung 7.2.1: a) Wasserfalldiagramm einer Serie von μ -PL Spektren eines dotierten Mikrotürmchens mit adiabatischem Schichtdesign und $d = 1.7\mu m$ unter optischer Anregung für Temperaturen von 25 bis $42K$ in $0.5K$ -Schritten. b) Wasserfalldiagramm einer Serie von μ -EL Spektren eines dotierten Mikrotürmchens mit adiabatischem Schichtdesign und $d = 1.7\mu m$ unter elektrischer Anregung für Temperaturen von 25 bis $42K$ in $0.5K$ -Schritten.

Es wurden leistungsabhängig Untersuchungen der Quantenpunktlinie "1" unter optischer nichtresonanter Anregung durchgeführt. Die Anregungsleistung wurde dabei von 0.1 bis $14\mu W$ variiert. Vier ausgewählte Spektren sind in einem Wasserfalldiagramm in Abbildung 7.2.2 a) dargestellt. Für $P_{Laser} = 0.3\mu W$ ist lediglich die Exzitonlinie "X" zu erkennen. Mit steigender Laserleistung verschiebt sich die spektrale

Position der Emissionslinie zu kürzeren Wellenlängen hin. Eine mögliche Erklärung dieser Blauverschiebung kann in einer teilweise stattfindenden Abschirmung des intrinsischen Felds durch die erhöhte Anzahl an Ladungsträgern in der Nähe des Quantenpunktes gefunden werden. Durch die Reduzierung des intrinsischen Felds wird die Bandverbiegung im intrinsischen Bereich herabgesetzt und der QCSE ist verkleinert. Zusätzlich taucht für höhere Anregungsleistungen im Spektrum um $38\mu\text{eV}$ blau verschoben eine weitere Quantenpunktlinie auf. Sie ist in Abbildung 7.2.2 a) mit “XX” gekennzeichnet. Für $P_{\text{Laser}} \approx 4\mu\text{W}$ ist die XX-Linie vergleichbar intensiv mit der X-Linie und sie wird für höhere Anregungsleistungen dominant.

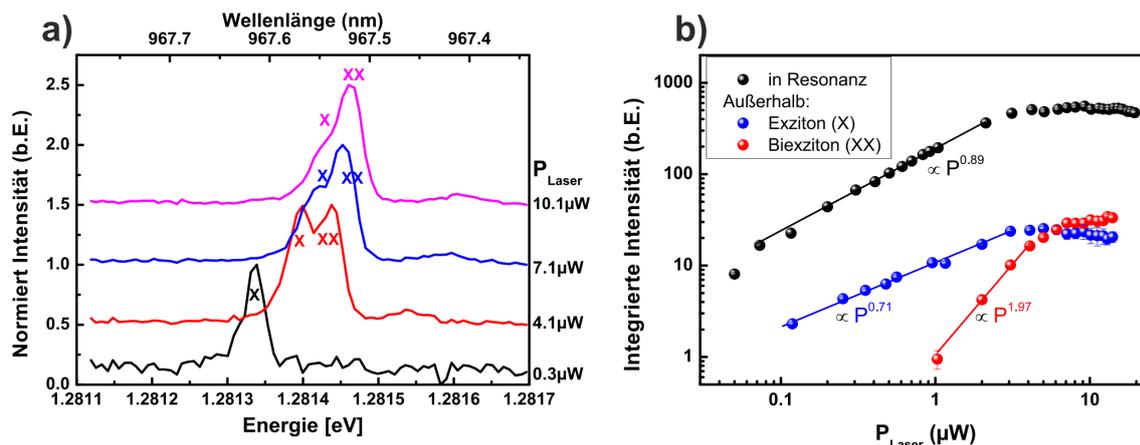


Abbildung 7.2.2: a) Wasserfalldiagramm normierter Spektren des Quantenpunktes “1” für vier verschiedene Anregungsleistungen. b) Doppelt logarithmische Auftragung der integrierten Intensität der Linie X (blaue Kugeln), der Linie XX (rote Kugeln) und der Grundmode mit den beiden Linien in Resonanz (schwarze Kugeln).

Eine genaue Analyse der integrierten Intensität beider Emissionslinien ist in Abbildung 7.2.2 b) in doppelt logarithmischer Darstellung gezeigt. Sie erlaubt eine Identifizierung der Emissionslinien. Die X-Linie nämlich zeigt einen annähernd linearen Zusammenhang zwischen der Anregungsleistung und der Intensität und kann daher dem Exziton zugeordnet werden. Das annähernd quadratische Verhalten der XX-Linie ist typisch für ein Biexziton [BAB⁺94, BWS⁺99]. Die tatsächlich gemessenen Exponenten der Anregungsleistung können auf Grund schnell ablaufender Streu- und Rekombinationsprozesse an Defekten und Störstellen im Kristallverbund vom idealen Verhalten abweichen [KMW⁺02a, NSN95]. Ab einer Anregungsleistung von etwa $3\mu\text{W}$ sättigt die Exzitonrekombination und fällt zuletzt sogar leicht ab. Der Grund liegt dafür in den gekoppelten Rekombinations- und Erzeugungsprozessen von Exziton, Biexziton und noch größeren Mehrteilchenkomplexen [KMW⁺02a]. Typischerweise schneiden sich daher die Kurven von Exziton und Biexziton eines Quantenpunktes, wie es in Abbildung 7.2.2 b) zu sehen ist und beide Emissionslinien stammen aus dem gleichen Quantenpunkt. Ferner können aufgrund des kleinen spektralen Abstandes zwischen X und XX beide Linien gleichzeitig in Resonanz

mit der Grundmode gebracht werden. Die schwarzen Kugeln in Abbildung 7.2.2 b) zeigen die integrierte Intensität der Mode für diesen Fall. Für niedrige Anregungsleistungen bis etwa 2 μW (bis dahin ist die X- gegenüber der XX-Linie dominant) ergibt sich ein Exponent von 0.89. Verglichen mit dem Exponenten der X-Linie außerhalb der Resonanz liegt der Exponent in Resonanz näher am theoretischen Wert von 1. Dies kann über den Purcell-Effekt erklärt werden, da dadurch der strahlende Zerfall schneller und nicht-strahlende Kanäle damit weniger wahrscheinlich werden. Für genügend kleine Anregungsleistungen, wie sie zum Beispiel in den beiden Verstimmungsexperimenten verwendet wurden, ist somit sicher gestellt, dass lediglich das Exziton des Quantenpunktes “1” im Spektrum auftritt und als Einzelquantenpunktlinie in Resonanz mit der Grundmode gebracht werden kann.

7.2.2 Bestimmung des Purcell-Faktors

Wird der Quantenpunkt nur schwach gepumpt und ist weit unterhalb der Sättigung, so kann aus dem Verhalten der detektierten Quantenpunktintensität in Abhängigkeit der spektralen Verstimmung Δ der Purcell-Faktor experimentell bestimmt werden. Die Änderung der integrierten Intensität I_{int} beruht in diesem Regime alleine auf einer Modifikation des geometrischen Emissionsschemas und kann nach Munsch et al. wie folgt angegeben werden [MMA⁺09]:

$$I_{int} \propto \frac{F_{P,exp} \cdot L(\Delta)}{1 + F_{P,exp} \cdot L(\Delta)} = \frac{F_{P,exp}}{1 + \frac{4\Delta^2}{(\hbar\kappa)^2} + F_{P,exp}}. \quad (7.2.1)$$

$L(\Delta)$ stellt dabei eine Lorentzkurve mit der Breite der Grundmode ($\hbar\kappa$) dar.

Die in Unterabschnitt 7.2.1 gezeigten Verstimmungsexperimente können entsprechend Gleichung 7.2.1 analysiert werden, da die Voraussetzung der niedrigen Anregungsleistung weit unterhalb der Sättigung der Quantenpunktlinie erfüllt ist. In Abhängigkeit der spektralen Verstimmung Δ der Exzitonlinie “X” zur Grundmode wurden lorentzförmige Kurven an die Spektren angepasst und so die integrierte Intensität I_{int} ermittelt. Aufgetragen über Δ sind sie in Abbildung 7.2.3 unter optischer (Teilbild a)) und elektrischer (Teilbild b)) Anregung dargestellt. Die Anpassung der Kurven erfolgt nach Gleichung 7.2.1 und ist durch den blauen (optische Anregung) und den roten Graphen (elektrische Anregung) repräsentiert. Für beide Anregungsarten erhält man im Rahmen der Messgenauigkeit den selben Wert für $F_{P,exp}$. Er kann zu 2.2 bestimmt werden. Für beide Anregungsarten ist auffällig, dass die Anpassung für positive Verstimmung gute Übereinstimmung mit den Datenpunkten zeigt, während für negative Verstimmungen eine signifikante Abweichung festgestellt werden kann. Die Ursache dafür ist im Einfluss der Temperatur auf die Lumineszenz des Quantenpunktes zu sehen. Für hohe Temperaturen beobachtet man, wie in Unterabschnitt 2.2.4 angeführt, eine phononenmedierte Verbreiterung der Quantenpunktlinie, wodurch das Hintergrundsignal des Quantenpunktes

zunimmt und die Intensität des Quantenpunktes selbst abnimmt. Wie ähnlich sich die Purcell-Überhöhungen tatsächlich darstellen wird in Abbildung 7.2.3 c) sichtbar. Dort wurden jeweils die integrierten Intensitäten auf eins normiert und für optische (blaue Kugeln) und elektrische (rote Kugeln) Anregung über die spektrale Verstimmung aufgetragen. Sehr gute Übereinstimmung zwischen den beiden Graphen ist erkennbar.

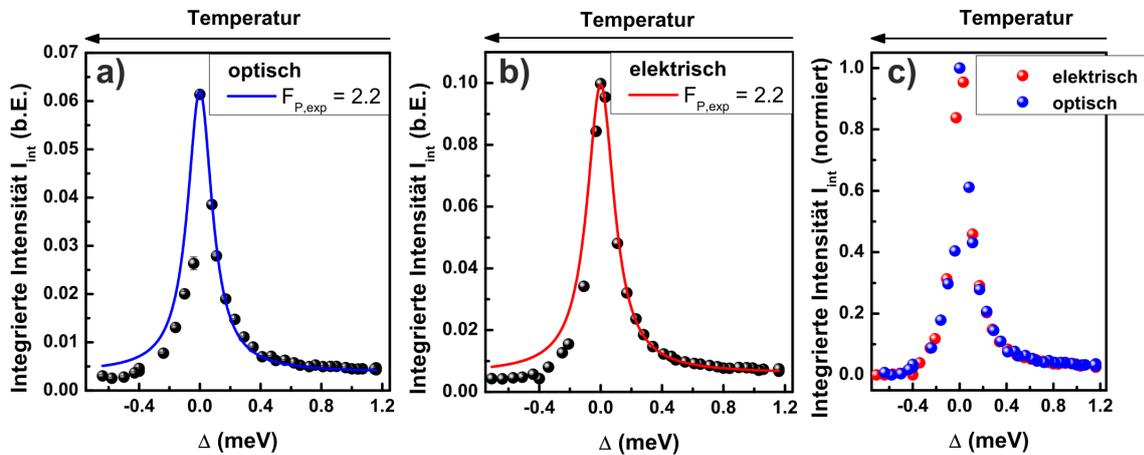


Abbildung 7.2.3: Auftragung der integrierten Intensität des untersuchten Quantenpunktes unter optischer (a)) und elektrischer (b)) Anregung über die spektrale Verstimmung Δ zur Grundmode. Der blaue bzw. rote Graph zeigt die Anpassung der Datenpunkte nach Gleichung 7.2.1. c) Auf eins normiertes I_{int} unter optischer und elektrischer Anregung über Δ dargestellt.

Zusammenfassend von Unterabschnitt 7.2.1 und Unterabschnitt 7.2.2 konnten vergleichbare Spektren unter nichtresonanter optischer und elektrischer Anregung aufgenommen werden. Sehr ähnliche Intensitäten, Linienbreiten, spektrale Positionen und experimentell bestimmte Purcell-Faktoren konnten nachgewiesen werden und zeugen von einer etablierten elektrischen Anregungsroutine für adiabatische Mikrotürmchen ohne zusätzliche negative Einflüsse auf die Emissionscharakteristik. Auffällig ist die große Diskrepanz zwischen dem experimentellen ($F_{P,exp} = 2.2$) und dem theoretischen ($F_P \approx 80$) Purcell-Faktor eines idealen Quantenpunktes. Dieser Unterschied kann der lateralen Fehlplatzierung des Quantenpunktes relativ zum Feldmaximum der Grundmode zugeordnet werden. Auf Grund der Verwendung von statistisch verteilten Quantenpunkten besteht keine Kontrolle der Position des Quantenpunktes im Mikrotürmchen und der untersuchte Quantenpunkt befindet sich wahrscheinlich am äußeren Rand des Mikrotürmchens.

7.3 Zeitaufgelöste Messungen

Wie in Unterabschnitt 2.4.2 diskutiert, kann über Gleichung 2.4.11 der experimentelle Purcell-Faktor $F_{P,exp}$ bestimmt werden. Die Zerfallszeiten $\tau_{on/off}$ des Quan-

tenpunktes innerhalb und außerhalb der Resonanz können mittels zeitaufgelösten Messungen im Experiment bestimmt werden. Die Durchführung des Experiments und die Beobachtungen zur Rekombinationsdynamik des Quantenpunktes in Abhängigkeit von der Anregungsleistung und der externen Spannung werden in Unterabschnitt 7.3.1 behandelt. In Unterabschnitt 7.3.2 schließlich erfolgt die Bestimmung von $F_{P,exp}$.

7.3.1 Rekombinationsdynamiken unter gepulster Anregung

Die Untersuchung der Rekombinationsdynamik mittels zeitaufgelösten Messungen wurde unter optischer, gepulster Anregung durchgeführt, und ist in Abschnitt 3.3 detailliert beschrieben. Die Erzeugung der Ladungsträger erfolgte dabei gezielt in der Benetzungsschicht der Quantenpunkte. Durch wiederholtes Aufwärmen und Abkühlen der Probe im Verlauf der Messreihen wurden die Emissionseigenschaften des in Abschnitt 7.2 untersuchten Mikrotürmchens stark verändert. Daher wurden die folgenden Experimente an einem weiteren Mikrotürmchen mit dem selben nominellen Durchmesser von $1.7\mu\text{m}$ durchgeführt. Der Q Faktor betrug in etwa 8 800. Dies entspricht nach Gleichung 2.4.10 einem theoretischen Purcell-Faktor von 67. Um auf dem verwendeten Lawinendetektor genügend hohe Zählraten einer Quantenpunktlinie zu erhalten und dadurch das Signal-Rausch Verhältnis als ausreichend hoch zu gewährleisten, wurde eine Quantenpunktlinie in Resonanz mit der Grundmode gebracht und die daraus resultierende, erhöhte Auskoppelleffizienz der Photonen aus dem Bauteil genutzt. Die Temperatur der Probe wurde dabei konstant bei $T = 11\text{K}$ gehalten.

Abbildung 7.3.1 zeigt die aufgenommene Zerfallskurve des Quantenpunktes in Resonanz mit der Grundmode für eine Anregungsleistung von $P_{Laser} = 470\mu\text{W}$. Im Spektrum sind zwei Zerfälle präsentiert, die um $\tau_{Pulsabstand} = 12.2\text{ns}$, dem Kehrwert der Repetitionsrate des Laser, separiert sind. Mit dem Einsetzen des 150fs breiten Laserpulses kommt es mit einer Verzögerung von etwa 100ps auf Grund von Relaxationsprozessen im Quantenpunkt ([Ust03]) zum schnellen Anstieg der Emissionsintensität. Diese zeitliche Verzögerung ist allerdings auf Grund der zeitlichen Auflösung der APD nicht auflösbar. τ_{Flanke} , der zeitliche Abstand zwischen dem Start des Laserpuls und dem Maximum der Emission, ist im Wesentlichen durch die zeitliche Auflösung des Messaufbaus bestimmt und kann zu etwa 800ps ausgemessen werden. Anschließend fällt die Intensität durch Rekombinationsprozesse exponentiell auf das Hintergrundsignal I_0 , welches auf Streulicht und "Dunkelzählereignisse" des Detektors zurückgeführt werden können, ab. Der exponentielle Verlauf kann mit folgender Gleichung angepasst und daraus die Zerfallszeit τ_Z bestimmt werden:

$$I = I_0 + A \cdot \exp\left(\frac{-t}{\tau_Z}\right) . \quad (7.3.1)$$

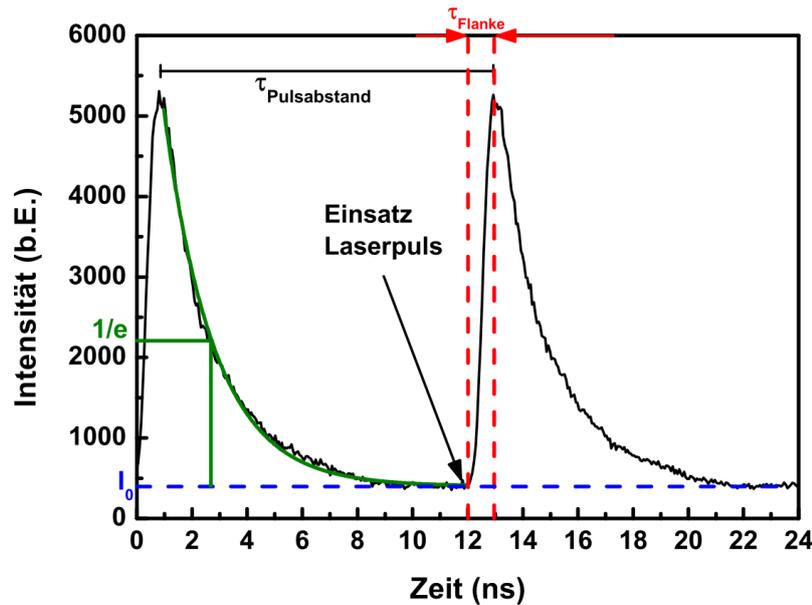


Abbildung 7.3.1: Zerfallskurve des untersuchten Quantenpunktes in Resonanz mit der Grundmode bei einer Anregungsleistung von $P_{Laser} = 470\mu\text{W}$.

τ_Z gibt dabei das Zeitintervall an, in dem die Intensität I des Verlaufes auf $\frac{1}{e}$ der ursprünglichen Intensität abgefallen ist und repräsentiert die physikalische Größe der natürlichen Lebensdauer des Quantenpunktes.

Die Zerfallskurven des Quantenpunktes wurden für vier verschiedene Anregungsleistungen ohne zusätzlich angelegte externe Spannung aufgenommen. Sie sind in Abbildung 7.3.2 a) als Wasserfalldiagramm mit konstantem Versatz dargestellt. Die Leistungen betragen $470\mu\text{W}$ (schwarzer Graph), $202\mu\text{W}$ (roter Graph), $49\mu\text{W}$ (grüner Graph) und $17\mu\text{W}$ (blauer Graph). Die maximale Intensität der Spektren betrug jeweils 5 000 Zählereignisse. Es kann festgestellt werden, dass die Zerfallscharakteristik des Quantenpunktes in hohem Maße von der Anregungsleistung beeinflusst wird. Für die höchste Anregungsleistung erkennt man in der Zerfallskurve die in Abbildung 7.3.1 gezeigte und gewohnte Charakteristik des monoexponentiellen Zerfalls. Für die drei weiteren Spektren tritt an dieser Stelle das Emissionsmaximum im Vergleich zum Hintergrundniveau weniger stark hervor. Zusätzlich wird der Verlauf des Zerfalls breiter. Die Zerfallszeiten für die drei höchsten Anregungsleistungen können nach Gleichung 7.3.1 zu $\tau_Z(470\mu\text{W}) = (1.5 \pm 0.3)\text{ns}$, $\tau_Z(202\mu\text{W}) = (2.4 \pm 0.4)\text{ns}$ und $\tau_Z(49\mu\text{W}) = (3.6 \pm 0.9)\text{ns}$ bestimmt werden und nehmen von hohen zu kleinen Anregungsleistungen zu. Im Folgenden wird dieser Effekt “erste Dynamik” genannt und beschreibt das gewöhnliche Zerfallsverhalten eines Quantenpunktes. Für $P_{Laser} = 49\mu\text{W}$ erkennt man im Zerfallsspektrum ein zweites Emissionsmaximum entstehen, welches zwischen zwei aufeinander folgenden Anregungspulsen lokalisiert ist. Für $P_{Laser} = 17\mu\text{W}$ gar dominiert dieses zweite Maximum und wird im Folgenden als “zweite Dynamik” bezeichnet.

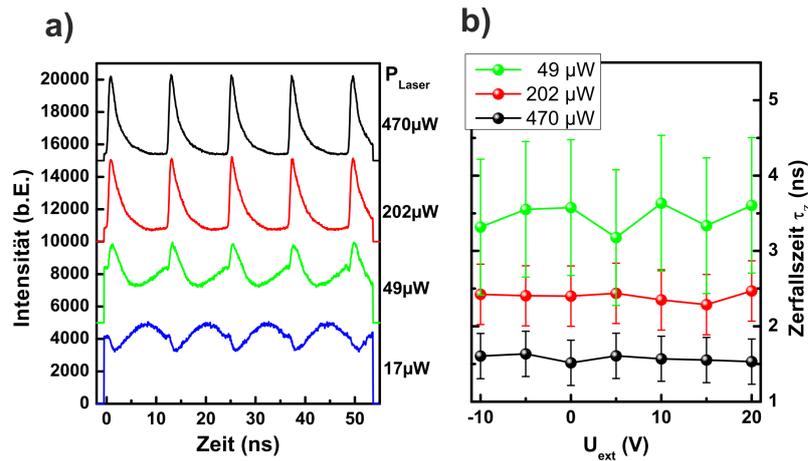


Abbildung 7.3.2: a) Wasserfalldiagramm von gemessenen Zerfallskurven des untersuchten Quantenpunktes für Anregungsleistungen von $P_{Laser} = 470\mu\text{W}$ (schwarzer Graph), $202\mu\text{W}$ (roter Graph), $49\mu\text{W}$ (grüner Graph) und $17\mu\text{W}$ (blauer Graph). b) Bestimmte Zerfallszeit für die drei höchsten Anregungsleistungen und verschiedene externe Spannungen.

“Erste Dynamik” Generell zeichnet sich die Zerfalldynamik des gemessenen Quantenpunktes durch große Zerfallszeiten $\tau_z \geq 1.5\text{ns}$ aus. Natürliche Lebensdauern von PCA InAs/GaAs Quantenpunkten bis zu 600ps sind jüngst gemessen worden [DGYM⁺12]. Zusätzlich erwartet man in Resonanz auf Grund des Purcell-Effekts deutlich kürzere Zerfallszeiten. Eine mögliche Ursache ist die im Vergleich zu Standardkavitäten stark erhöhte Feldstärke. Wegen der starken Bandverbiegung im Bereich der Quantenpunkte tritt eine deutliche Separation von Elektronen- und Lochwellenfunktion im Quantenpunkt auf. Entsprechend gering fällt das Übergangsmatrixelement aus Gleichung 2.2.2 aus und nach Fermies Goldener Regel (Gleichung 2.2.10) sind geringere Zerfallsraten im Vergleich zum Flachbandfall zu erwarten. Die gemessene Reduzierung der natürlichen Lebensdauer des Quantenpunktes bei Erhöhung der Anregungsleistung spricht für eine Verringerung der Bandverbiegung auf Grund der generierten Ladungsträger in der Benetzungsschicht des Quantenpunktes. Sie wirken dem intrinsischen Feld entgegen. Diese Beobachtung deckt sich mit der gemessenen Blauverschiebung der Quantenpunktlinie aus Unterabschnitt 7.2.1 und ist somit auf eine Reduzierung des QCSE zurückzuführen.

Über die Höhe der extern angelegten Spannung kann nach Unterabschnitt 7.1.2 das intrinsische Feld weiter manipuliert werden. Es wurden für die drei höchsten Anregungsleistungen die Zerfallszeiten des Quantenpunktes für externe Spannungen im Bereich von $U_{ext} = -10\text{V}$ bis 20V in 5V -Schritten ermittelt. Sie sind in Abbildung 7.3.2 b) aufgetragen. Im Rahmen der Messgenauigkeit konnte kein Einfluss der externen Spannung auf die Zerfalldynamik des ersten Rekombinationsprozesses festgestellt werden. Dieses Ergebnis weist darauf hin, dass sehr lokal um den

Quantenpunkt das intrinsische Feld durch die Anregungsleistung und damit durch die Anzahl erzeugter Ladungsträger bestimmt ist.

“Zweite Dynamik” Im Gegensatz zur ersten Dynamik beobachtet man für den zweiten Rekombinationsprozess eine Abhängigkeit von der extern angelegten Spannung U_{ext} . Die Untersuchungen dazu sind in Abbildung 7.3.3 gezeigt. In den vier Teilgraphen sind Zerfallskurven für $U_{ext} = -10V$ (violette Kurven), $U_{ext} = 0V$ (schwarze Kurven) und $U_{ext} = 20V$ (grüne Kurven) übereinander dargestellt. Dabei wurde wiederum die Anregungsleistung variiert und die maximale Intensität der Spektren auf 5 000 Zählereignisse integriert. Abbildung 7.3.3 a) zeigt die Zerfallskurven für $P_{Laser} = 470\mu W$, der höchsten Anregungsleistung im Experiment. Darin ist lediglich die erste Dynamik zu erkennen und zeigt das im oberen Paragraphen diskutierte Verhalten. Für $U_{ext} = 20V$ ist das Hintergrundniveau kurz vor dem Eintreffen des zweiten Laserpulses gegenüber den Zerfallkurven für $U_{ext} = -10V$ und $U_{ext} = 0V$ leicht abgesenkt. Gleiches Verhalten beobachtet man auch für $P_{Laser} = 202\mu W$ in Abbildung 7.3.3 b). Dort allerdings erkennt man für $U_{ext} = -10V$ und $U_{ext} = 0V$ bereits einen erneuten, leichten Anstieg der Emission. In Abbildung 7.3.3 c) ($P_{Laser} = 49\mu W$) ist der zweite Rekombinationsprozess nun deutlich sichtbar. Für diese Anregungsleistung stellt sich die Abhängigkeit der maximalen Intensität des zweiten Rekombinationsprozesses deutlich dar. Für eine hohe Spannung (10V) in Sperrrichtung der Diode tritt die zweite Rekombination am intensivsten hervor, während für $U_{ext} = 20V$ nahe am Flachbandfall der Diode dieser Rekombinationskanal stark unterdrückt ist. In Abbildung 7.3.3 d) betrug die Anregungsleistung lediglich $17\mu W$ und die Zerfallskurven sind vom zweiten Rekombinationsprozess vollständig bestimmt. Die rot gestrichelten Linien zeigen die zeitliche Position des Anregungspulses des Lasers. Für diese Anregungsleistung beobachtet man, dass die externe Spannung die Position der zweiten Dynamik manipuliert. Aus der Sperrrichtung kommend kann so bei Erhöhung von U_{ext} die Position maximaler Intensität näher an das erste Intensitätsmaximum geschoben werden und eine deutliche Überlagerung der beiden Rekombinationsprozesse findet statt.

Erklärt werden kann dieses Phänomen mit dem in Abbildung 7.3.4 dargestellten Modell: Unter quasisresonanter Anregung in die Benetzungsschicht des Quantenpunktes werden dort Ladungsträger generiert. Ist die Anregungsleistung hoch, so werden dort genügend viele Ladungsträger erzeugt, um das intrinsische Feld der Diode dort zu kompensieren und lokal den annähernden Flachbandfall zu erzeugen. Über schnell ablaufende Relaxationsprozesse gelangen Ladungsträger in den Grundzustand des Quantenpunktes, wo die natürliche Lebensdauer der strahlenden Rekombination gemessen werden kann. Für kleinere Anregungsleistungen wird der Flachbandfall nicht erreicht und Ladungsträger können in hoher Anzahl aus der Benetzungsschicht tunneln. Auf Grund der Bandverkipfung sammeln sie sich an den beiden Übergängen von GaAs zu AlAs (Abbildung 7.3.4 a)). Sie bilden Reservoirs aus und schirmen das intrinsische Feld ab, wodurch eine Bandverkipfung in Richtung Flachbandfall im intrinsischen Bereich des Resonators eingestellt wird (Abbildung 7.3.4 b)). Die

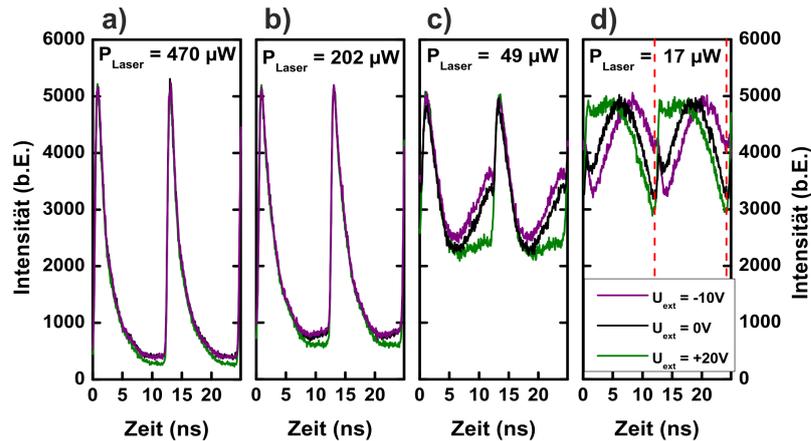


Abbildung 7.3.3: Übereinander dargestellte Zerfallskurven des Quantenpunktes in Resonanz mit der Grundmode für drei verschiedene externe Spannungen $U_{ext} = -10V$ (violette Kurven), $U_{ext} = 0V$ (schwarze Kurven) und $U_{ext} = 20V$ (grüne Kurven). In den vier Teilgraphen ist die Anregungsleistung variiert: a) $P_{Laser} = 470\mu W$, b) $P_{Laser} = 202\mu W$, c) $P_{Laser} = 49\mu W$ und d) $P_{Laser} = 17\mu W$.

Ladungsträger können nun in den Quantenpunkt zurückfinden und dort strahlend rekombinieren. Da die Zeitskalen des Tunnels und der Relaxation in den Grundzustand des Quantenpunktes gegenüber der natürlichen Lebensdauer des Exzitons im Quantenpunkt vernachlässigbar sind, bestimmt die Rückdiffusion der Ladungsträger in diesem Regime die Rekombinationsdynamik des zweiten Prozesses und deren Zeitkonstante und kann aus Abbildung 7.3.3 c) grob zu $5 - 10ns$ bestimmt werden.

Sowohl der Prozess des Tunnels als auch die Rückdiffusion der Ladungsträger sind bestimmt durch die Bandverkipfung im intrinsischen Bereich der Struktur. Die Verkipfung nämlich legt zum einen die Tunnelbarriere bzw. Breite fest, zum anderen definiert sie die Potentialbarriere für die Ladungsträger während der Rückdiffusion. Wie in Unterabschnitt 7.1.2 erläutert kann die Bandverkipfung durch U_{ext} manipuliert werden und entsprechen beeinflusst U_{ext} die Dynamik des zweiten Zerfallsprozesses. Für die Vorwärtsspannung von $U_{ext} = 20V$ konnte so in Abbildung 7.3.3 c) das zweite Rekombinationsmaximum fast vollständig unterdrückt werden. Basierend auf dem vorgestellten Modell kann davon ausgegangen werden, dass sich die nähere Umgebung des Quantenpunktes unter diesen Bedingungen im annähernden Flachbandfall befindet und so ein Tunneln aus der Benetzungsschicht unterdrückt ist. Dieses sensible Zusammenspiel aus intrinsischem Feld der Diode, Anregungsleistung und externer Spannung zeigt sich noch deutlicher in Abbildung 7.3.3 d). Dort nämlich beobachtet man für jede externe Spannung den zweiten Rekombinationseffekt dominant gegenüber dem ersten. Dies spricht dafür, dass das Tunneln der Ladungsträger signifikant auftritt. Die Rückdiffusionsdynamik der Ladungsträger schließlich reagiert direkt auf U_{ext} und die Bandverkipfung im gesamten intrinsischen Bereich.

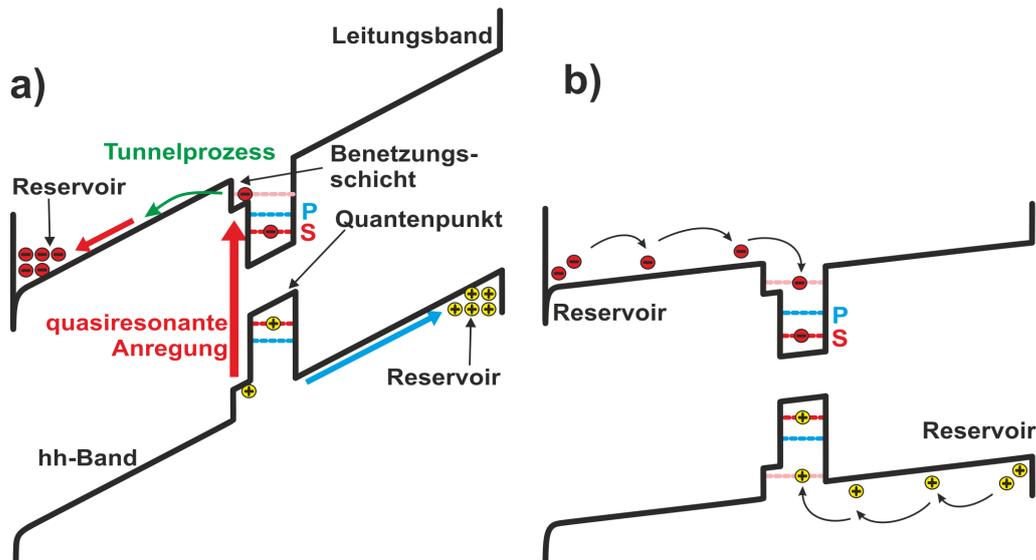


Abbildung 7.3.4: Skizze zur Erläuterung des Auftretens des zweiten Rekombinationsprozesses des Systems. Skizziert ist die Leitungs- und hh-Bandkante im intrinsischen Bereich des adiabatischen Mikrotürmchens. a) Hohes intrinsisches Feld führt zu einer hohen Tunnelrate aus dem Quantenpunkt und Ladungsträgerreservoir bilden sich am Rand der intrinsischen GaAs-Schicht. b) Im annähernden Flachbandfall können die Ladungsträger in den Quantenpunkt zurückfinden und rekombinieren.

Zusammenfassend erlaubt die dünne intrinsische Region der adiabatischen Mikrotürmchen die Beobachtung vieler interessanter Effekte in spektroskopischen Untersuchungen. Das im Vergleich zu λ -dicken Kavitäten fünf mal so große intrinsische Feld ruft unter quasiresonanter Anregung in der Regel eine hohe Tunnelrate der Ladungsträger aus der Benetzungsschicht hervor. Diese Ladungsträger sammeln sich im stark verkippten Bandverlauf an den äußeren Rändern der intrinsischen Region und bilden ein Gegenfeld aus. Im zeitlichen Bereich von einigen Nanosekunden kommt es zur Rückdiffusion der Ladungsträger im Flachband und zur Generierung eines zweiten Rekombinationsmaximums. Durch hohe Anregungsleistungen oder hohe positive externe Spannungen kann der Tunnelprozess vermieden werden und lokal am Quantenpunkt annähernd der Flachbandfall erzeugt werden. Gleiches kann auch für nichtresonante Anregung über die GaAs-Bandkante erwartet werden, da dafür unter anderem in der gesamten intrinsischen Schicht Ladungsträger erzeugt werden und die Bandverkipfung durch die resultierende Ladungsträgerverteilung stark reduziert wird. Für die Anregung in die P-Schalen bzw. unter strikt resonanter Anregung in die S-Schale kann die Tunnelbarriere für die Ladungsträger als zu groß angesehen werden, um eine signifikante Entvölkerung der Zustände zu erlauben.

7.3.2 Bestimmung des Purcell-Faktors

In Abbildung 7.3.5 a) sind die beiden Spektren innerhalb und außerhalb der Resonanz des untersuchten Quantenpunktes mit der Grundmode dargestellt. Der schwarze Graph zeigt dabei das Spektrum für $T = 8.1K$ und der Quantenpunkt befindet sich bei $\lambda = 952.06nm$ in Resonanz mit der Grundmode. Der blaue Graph wurde für $T = 22.0K$ aufgenommen und man erkennt den Quantenpunkt ($\lambda = 952.52nm$) weit verstimmt zur Grundmode ($\lambda = 952.15nm$). Auf Grund der hohen Anregungsleistung ist allerdings die Quantenpunktlinie gegenüber der Grundmode im Spektrum kaum zu erkennen. Die gemessenen Zerfallskurven des Quantenpunktes sind in Abbildung 7.3.5 b) gezeigt. Eine Anpassung der Kurven nach Gleichung 7.3.1 ergibt für die blaue Kurve $\tau_{off} = (14.1 \pm 1.0) ns$ und für die schwarze Kurve $\tau_{on} = (7.4 \pm 1.0) ns$. Die sehr langen Zerfallszeiten können wiederum auf den QC-SE zurückgeführt werden und resultieren aus einem geringen Überlapp zwischen Elektron- und Lochwellenfunktion. Die deutliche Reduzierung der Zerfallsdynamik des Quantenpunktes in Resonanz mit der Grundmode im Vergleich zum nichtresonanten Fall ist erkennbar. Daraus kann nach Gleichung 2.4.11 der experimentelle Purcell-Faktor zu $F_{P,exp} = 0.9 \pm 0.1$ bestimmt werden.

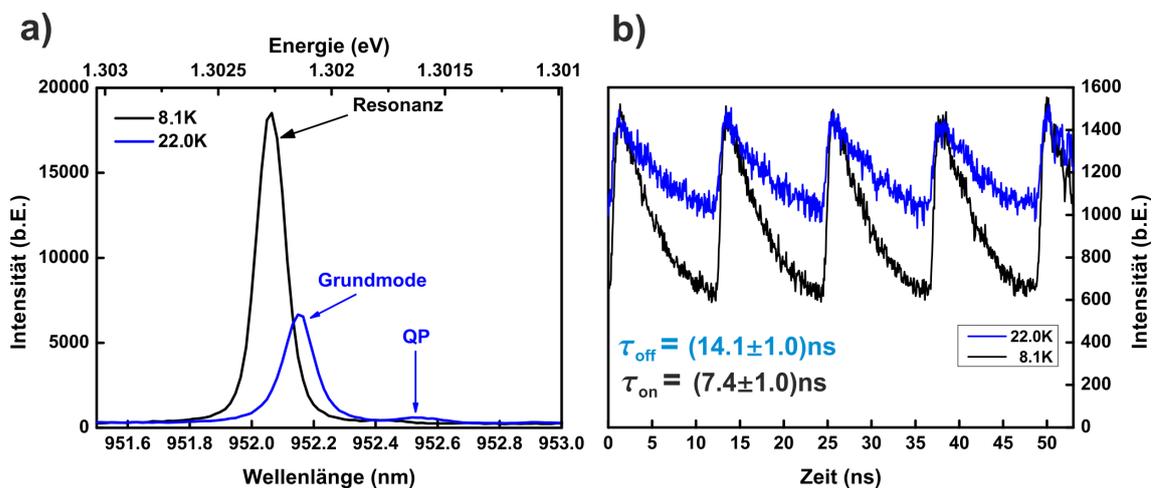


Abbildung 7.3.5: a) Übereinander gelegte Spektren des untersuchten Quantenpunktes in Resonanz (schwarze Graph) und außerhalb Resonanz (blauer Graph) der Grundmode bei einer Anregungsleistung von $58\mu W$. b) Zerfallskurven des Quantenpunktes in Resonanz (schwarze Graph) und außerhalb Resonanz (blauer Graph) der Grundmode.

Das gleiche Experiment wurde für eine höhere Anregungsleistung von $P_{Laser} = 350\mu W$ durchgeführt. Den vorhergehenden Beobachtungen zufolge erwartet man eine Reduzierung der Zerfallszeiten. Sie ergaben sich zu $\tau_{off} = (5.8 \pm 1.0) ns$ und $\tau_{on} = (2.7 \pm 1.0) ns$. Daraus lässt sich der experimentelle Purcell-Faktor zu $F_{P,exp} = 1.2 \pm 0.5$ berechnen. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die beiden Werte überein. Wiederum stellt man einen großen Unterschied zwischen dem theoretischen

tisch möglichen Purcell-Faktor $F_P = 67$ eines idealen Quantenpunktes in diesem Mikrotürmchen und dem experimentell ermittelten. Die Ursache dafür liegt erneut in der Fehlplatzierung des Quantenpunktes relativ zur Türmchenmitte.

7.4 Zusammenfassung des Kapitels

In Kapitel 7 konnte der erfolgreiche elektrische Betrieb von adiabatischen Mikrotürmchen im großen Durchmesserbereich bis zu $1\mu\text{m}$ gezeigt werden. Ein etabliertes Dotierschema und Kontaktierverfahren von Mikrotürmchen konnte auf das adiabatische Schichtdesign angewandt werden. Es zeigten sich leichte Abweichungen von einer idealen Diodencharakteristik, die auf weitere Optimierung des Dotierschemas im Übergangsbereich und auf geringfügige Schwankungen der Prozessiergenauigkeit der Ringkontakte hinweisen. Der Defizite zum Trotz konnte Quantenpunkt-Elektrolumineszenz an den Strukturen gemessen und der Q Faktor der Resonatoren bestimmt werden. Vergleichbare Werte des Q Faktors unter elektrischer und optischer Anregung zeugen von einem etablierten elektrischen Betrieb der Strukturen. Die gemessenen Q Faktoren der dotierten Probe lagen grob um 5 000 niedriger als die undotierte Vergleichsstruktur. Eine weitere Optimierung des Dotierprofils ermöglicht eventuell eine Reduzierung der Limitierung durch Absorptionsverluste im Resonator. Dennoch können hohe Q Faktoren um 5 000 für $d = 1\mu\text{m}$ gemessen werden. Nahezu identische Eigenschaften konnten in einem Verstimmungsexperiment eines einzelnen Quantenpunktes in EL und PL gezeigt und der experimentelle Purcell-Faktor zu $F_{P,exp} = 2.2$ bestimmt werden. Zeitaufgelöste Messungen unter optischer gepulster Anregung zeigten allgemein lange Zerfallszeiten von einigen Nanosekunden der untersuchten Quantenpunkte. Simulationen des Bandkantenverlaufes der Struktur zeigen ein hohes intrinsisches Feld im Bereich der aktiven Schicht der Quantenpunkte. Grund dafür ist der dünne intrinsische Bereich der Struktur. Das Feld erzeugt eine starke Bandverkipfung und ist als Ursache eines ausgeprägten QCSE zu sehen. Dieser Effekt limitiert in der Regel die Zerfalldynamik der Quantenpunkte. Zusätzlich konnte unter quasiresonanter Anregung in die Benetzungsschicht eine hohe Tunnelrate aus dem Quantenpunkt gezeigt werden. Der annähernde Flachbandfall am Quantenpunkt allerdings kann durch die externe Spannung oder hohe Anregungsleistungen erzeugt werden.

Für die Kontaktierung von Mikrotürmchen mit Submikrometer Durchmesser wurde das Kontaktierungsverfahren mit ITO angewendet. Erste Ergebnisse sind vielversprechend, allerdings ist die Optimierung des Verfahrens Gegenstand aktueller Forschungsbemühungen.

Anhang

Nominelles Schichtdesign der adiabatischen Strukturen (undotiert/dotiert)				
Material	Dicke der Schicht (<i>nm</i>)	# Spiegelpaare	Konzentration Dotieratome ($1/cm^3$)	
GaAs	71.1	2	$2 \cdot 10^{19}$	
AlAs	87.9			
GaAs	71.1	14	$3 \cdot 10^{18}$	
AlAs	87.9			
GaAs	71.1	5	$2 \cdot 10^{18}$	
AlAs	87.9			
GaAs	71.1	4	$1 \cdot 10^{18}$	
AlAs	87.9			
GaAs	69.2	1		
AlAs	83.1			
GaAs	65.3	1		
AlAs	78.2			
GaAs	61.4	1		
AlAs	73.4			
GaAs	59.5	1		intrinsisch
AlAs	73.4	1		$1 \cdot 10^{18}$
GaAs	61.4			
AlAs	78.2	1		
GaAs	65.3			
AlAs	83.1	1		
GaAs	69.2			
AlAs	87.9	1		
GaAs	71.1			
AlAs	87.9	5	$2 \cdot 10^{18}$	
GaAs	71.1			
AlAs	87.9	24	$3 \cdot 10^{18}$	
GaAs	71.1			
Substrat			$\approx 3 \cdot 10^{18}$	

Literaturverzeichnis

- [Ada85] S. Adachi: *GaAs, AlAs, and $Al_xGa_{1-x}As$ Material parameters for use in research and device applications*. Journal of Applied Physics, 58:R1, 1985.
- [AGG⁺10] A. Auffeves, D. Gerace, J. M. Gerard, M. Franca Santos, L. C. Andreani und J. P. Poizat: *Controlling the dynamics of a coupled atom-cavity system by pure dephasing*. Physical Review B, 81:245419, 2010.
- [AGU⁺08] S. Ates, C. Gies, S. M. Ulrich, J. Wiersig, S. Reitzenstein, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke und P. Michler: *Influence of the spontaneous optical emission factor beta on the first-order coherence of a semiconductor microcavity laser*. Physical Review B, 78:155319, 2008.
- [AHR⁺11] F. Albert, C. Hopfmann, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, L. Worschech, M. Kamp, W. Kinzel, A. Forchel und I. Kanter: *Observing chaos for quantum-dot microlasers with external feedback*. Nature Communication, 2:366, 2011.
- [APG99] L. C. Andreani, G. Panzarini und J. M. Gerard: *Strong-coupling regime for quantum boxes in pillar microcavities: Theory*. Physical Review B, 60:13276, 1999.
- [AZL⁺07] B. Alloing, C. Zinoni, L. Li, A. Fiore und G. Patriarche: *Structural and optical properties of low-density and In-rich InAs/GaAs quantum dots*. Journal of Applied Physics, 101:024918, 2007.
- [AZZ⁺05] B. Alloing, C. Zinoni, V. Zwiller, L.H. Li, C. Monat, M. Gobet, G. Buchs, A. Fiore, E. Pelucchi und E. Kapon: *Growth and characterization of single quantum dots emitting at 1300 nm*. Applied Physics Letters, 86:101908, 2005.
- [BAB⁺94] K. Brunner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Tränkle und G. Weimann: *Sharp-Line Photoluminescence and Two-Photon Absorption of Zero-Dimensional Biexcitons in a GaAs/AlGaAs Structure*. Physical Review Letters, 73:1138, 1994.
- [BAC⁺99] A. S. Bhatti, M. G. Alessi, M. Capizzi, P. Frigeri und S. Franchi: *Optical spectroscopy of quasimonolayer InAs at the onset of quantum-dot nucleation*. Physical Review B, 60:2592, 1999.
- [BBG⁺02] W. L. Barnes, G. Bjoerk, J. M. Gerard, P. Jonsson, J. A. E. Wasey, P. T. Worthing und V. Zwiller: *Solid-state single photon sources: light*

- collection strategies*. The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, 18:197, 2002.
- [BF02] M. Bayer und A. Forchel: *Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in $In_{0.60}Ga_{0.40}As/GaAs$ self-assembled quantum dots*. Physical Review B, 65:041308, 2002.
- [Bie01] P. Bienstman: *Rigorous and efficient modeling of wavelength scale photonic components*. Dissertation, Universität Gent, 2001.
- [BKY94] Gunnar Bjoerk, Anders Karlsson und Yoshihisa Yamamoto: *Definition of a laser threshold*. Physical Review A, 50:1675, 1994.
- [BLS⁺01] P. Borri, W. Langbein, S. Schneider, U. Woggon, R. L. Sellin, D. Ouyang und D. Bimberg: *Ultralong Dephasing Time in InGaAs Quantum Dots*. Physical Review Letters, 87:157401, 2001.
- [BMB⁺04] A. Boca, R. Miller, K. M. Birnbaum, A. D. Boozer, J. McKeever und H. J. Kimble: *Observation of the Vacuum Rabi Spectrum for One Trapped Atom*. Physical Review Letters, 93:233603, 2004.
- [BRK⁺08] C. Böckler, S. Reitzenstein, C. Kistner, R. Debusmann, A. Löffler, T. Kida, S. Höfling, A. Forchel, L. Grenouillet, J. Claudon und J. M. Gerard: *Electrically driven high-Q quantum dot-micropillar cavities*. Applied Physics Letters, 92:091107, 2008.
- [BRPA03] J. Bylander, I. Robert-Philip und I. Abram: *Interference and correlation of two independent photons*. The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics, 22:295, 2003.
- [BSKM⁺96] M. Brune, F. Schmidt-Kaler, A. Maali, J. Dreyer, E. Hagley, J. M. Raimond und S. Haroche: *Quantum Rabi Oscillation: A Direct Test of Field Quantization in a Cavity*. Physical Review Letters, 76:1800, 1996.
- [BW08] R. Blatt und D. Wineland: *Entangled states of trapped atomic ions*. Nature, 453:1008, 2008.
- [BWS⁺99] G. Bacher, R. Weigand, J. Seufert, V. D. Kulakovskii, N. A. Gippius, A. Forchel, K. Leonardi und D. Hommel: *Biexciton versus Exciton Lifetime in a Single Semiconductor Quantum Dot*. Physical Review Letters, 83:4417, 1999.
- [CABA99] L. Chu, M. Arzberger, G. Bohm und G. Abstreiter: *Influence of growth conditions on the photoluminescence of self-assembled InAs/GaAs quantum dots*. Journal of Applied Physics, 85:2355, 1999.
- [CAO⁺96] J. J. Childs, K. An, M. S. Otteson, R. R. Dasari und M. S. Feld: *Normal-Mode Line Shapes for Atoms in Standing-Wave Optical Resonators*. Physical Review Letters, 77:2901, 1996.

- [CDF⁺03] T. Calarco, A. Datta, P. Fedichev, E. Pazy und P. Zoller: *Spin-based all-optical quantum computation with quantum dots: Understanding and suppressing decoherence*. Physical Review A, 68:012310, 2003.
- [CW96] Y. Chen und J. Washburn: *Structural Transition in Large-Lattice-Mismatch Heteroepitaxy*. Physical Review Letters, 77:4046, 1996.
- [DGYM⁺12] K. De Greve, L. Yu, P. McMahon, J. Pelc, C. Natarajan, N. Kim, E. Abe, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, R. Hadfield, A. Forchel, M. Fejer und Y. Yamamoto: *Quantum-dot spin-photon entanglement via frequency downconversion to telecom wavelength*. Nature, 491:421, 2012.
- [DMF⁺09] P. Deotare, M. McCutcheon, I. Frank, M. Khan und M. Loncar: *High quality factor photonic crystal nanobeam cavities*. Applied Physics Letters, 94:121106, 2009.
- [DSB⁺09] A. Dousse, J. Suffczynski, R. Braive, A. Miard, A. Lemaitre, I. Sagnes, L. Lanco, J. Bloch, P. Voisin und P. Senellart: *Scalable implementation of strongly coupled cavity-quantum dot devices*. Applied Physics Letters, 94:121102, 2009.
- [DSB⁺10] A. Dousse, J. Suffczynski, A. Beveratos, O. Krebs, A. Lemaitre, I. Sagnes, J. Bloch, P. Voisin und P. Senellart: *Ultrabright source of entangled photon pairs*. Nature, 466:217, 2010.
- [DTS⁺06] A. Daraei, A. Tahraoui, D. Sanvitto, J. A. Timpson, P.W. Fry, M. Hopkinson, P. Guimaraes, H. Vinck, D.M. Whittaker, M.S. Skolnick und A.M. Fox: *Control of polarized single quantum dot emission in high-quality-factor microcavity pillars*. Applied Physics Letters, 88:051113, 2006.
- [Ein05] A. Einstein: *Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt*. Annalen der Physik, 322:132, 1905.
- [EV06] D. Englund und J. Vuckovic: *A direct analysis of photonic nanostructures*. Optics Express, 14:3472, 2006.
- [FA99] S. Fafard und C. Allen: *Intermixing in quantum-dot ensembles with sharp adjustable shells*. Applied Physics Letters, 75:2374, 1999.
- [FIM⁺00] P. W. Fry, I. E. Itskevich, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, J. Barker, E. P. O'Reilly, M. Hopkinson, M. Al-Khafaji, A. G. Cullis, G. Gill und J. C. Clark: *Quantum Confined Stark Effect and Permanent Dipole Moment of InAs/GaAs Self-Assembled Quantum Dots*. physica status solidi (a), 178:269, 2000.
- [Gay01] B. Gayral: *Controlling spontaneous emission dynamics in semiconductor micro cavities*. Annales de Physique, 26:1, 2001.

- [GBF⁺98] T. Gutbrod, M. Bayer, A. Forchel, J. P. Reithmaier, T. L. Reinecke, S. Rudin und P. A. Knipp: *Weak and strong coupling of photons and excitons in photonic dots*. Physical Review B, 57:9950, 1998.
- [GG08] B. Gayral und J. M. Gerard: *Photoluminescence experiment on quantum dots embedded in a large Purcell-factor microcavity*. Physical Review B, 78:235306, 2008.
- [GGL⁺98] B. Gayral, J. M. Gerard, B. Legrand, E. Costard und V. Thierry-Mieg: *Optical study of GaAs/AlAs pillar microcavities with elliptical cross section*. Applied Physics Letters, 72:1421, 1998.
- [Gho99] G. Ghosh: *Dispersion-equation coefficients for the refractive index and birefringence of calcite and quartz crystals*. Optics Communications, 163:95, 1999.
- [GMdVA⁺13] O. Gazzano, S. Michaelis de Vasconcellos, C. Arnold, A. Nowak, E. Galopin, I. Sagnes, L. Lanco, A. Lemaitre und P. Senellart: *Bright solid-state sources of indistinguishable single photons*. Nature Communications, 4:1425, 2013.
- [GMRS⁺97] J. M. Garcia, G. Medeiros-Ribeiro, K. Schmidt, T. Ngo, J. L. Feng, A. Lorke, J. Kotthaus und P. M. Petroff: *Intermixing and shape changes during the formation of InAs self-assembled quantum dots*. Applied Physics Letters, 71:2014, 1997.
- [GRG⁺00] S. Gehrsitz, F. Reinhart, C. Gourgon, N. Herres, N. Vonlanthen und H. Sigg: *The refractive index of AlGaAs below the band gap. Accurate determination and empirical modeling*. Journal of Applied Physics, 87:7825, 2000.
- [GRK⁺10] N. Gregersen, S. Reitzenstein, C. Kistner, M. Strauss, C. Schneider, x. Ho, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel, T. R. Nielsen, J. Moerk und J. M. Gerard: *Numerical and Experimental Study of the Q Factor of High-Q Micropillar Cavities*. Quantum Electronics, IEEE Journal of, 46:1470, 2010.
- [GSG⁺98] J. M. Gerard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard und V. Thierry-Mieg: *Enhanced Spontaneous Emission by Quantum Boxes in a Monolithic Optical Microcavity*. Physical Review Letters, 81:1110, 1998.
- [GWLJ07] C. Gies, J. Wiersig, M. Lorke und F. Jahnke: *Semiconductor model for quantum-dot-based microcavity lasers*. Physical Review A, 75:013803, 2007.
- [HB08] F. Henneberger und O. Benson: *Semiconductor Quantum Bits*. Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2008.
- [HCB⁺08] E. Havard, T. Camps, V. Bardinal, L. Salvagnac, C. Armand, C. Fontaine und C. Pinaud: *Effect of thermal annealing on the electrical*

- properties of indium tin oxide (ITO) contact on Be-doped GaAs for optoelectronic applications.* Semiconductor Science and Technology, 23:035001, 2008.
- [Her86] M. Herman: *Semiconductor Superlattices.* Akademie-Verlag, 1986.
- [HHS⁺11] A. Huggenberger, S. Heckelmann, C. Schneider, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp und A. Forchel: *Narrow spectral linewidth from single site-controlled In(Ga)As quantum dots with high uniformity.* Applied Physics Letters, 98:131104, 2011.
- [HLC⁺00] T. Hsu, Y. Lan, W. H. Chang, N. Yeh und J. I. Chyi: *Tuning the energy levels of self-assembled InAs quantum dots by rapid thermal annealing.* Applied Physics Letters, 76:691, 2000.
- [HS10] I. Hertel und C. Schulz: *Atome, Moleküle und optische Physik.* Springer Verlag, 2010.
- [HSL⁺10] T. Heindel, C. Schneider, M. Lermer, S. H. Kwon, T. Braun, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel: *Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34 percent overall efficiency.* Applied Physics Letters, 96:011107, 2010.
- [IHON90] S. Ishibashi, Y. Higuchi, Y. Ota und K. Nakamura: *Low resistivity indium tin oxide transparent conductive films Effect of sputtering voltage on electrical property of films.* Journal of Vacuum Science Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, 8:1403, 1990.
- [IL09] H. Ibach und H. Lueth: *Festkoerperphysik.* Springer Verlag, 2009.
- [JCB⁺10] P. Jaffrennou, J. Claudon, M. Bazin, N. S. Malik, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp, M. Forchel und J. M. Gerard: *Whispering gallery mode lasing in high quality GaAs/AlAs pillar microcavities.* Applied Physics Letters, 96:071103, 2010.
- [JKB⁺00] P. B. Joyce, T. J. Krzyzewski, G. R. Bell, T. S. Jones, S. Malik, D. Childs und R. Murray: *Effect of growth rate on the size, composition, and optical properties of InAs/GaAs quantum dots grown by molecular-beam epitaxy.* Physical Review B, 62:10891, 2000.
- [K GK⁺06] G. Khitrova, H. M. Gibbs, M. Kira, S. W. Koch und A. Scherer: *Vacuum Rabi splitting in semiconductors.* Nature Physics, 2:81, 2006.
- [KGP⁺99] H. Kim, C. M. Gilmore, A. Pique, J. S. Horwitz, H. Mattoussi, H. Murata, Z. H. Kafafi und D. B. Chrisey: *Electrical, optical, and structural properties of indium tin oxide thin films for organic light emitting devices.* Journal of Applied Physics, 86:6451, 1999.
- [KHR02] A. Kuhn, M. Hennrich und G. Rempe: *Deterministic Single-Photon Source for Distributed Quantum Networking.* Physical Review Letters, 89:067901, 2002.

- [KHR⁺05] A. Kress, F. Hofbauer, N. Reinelt, M. Kaniber, H. J. Krenner, R. Meyer, G. Böhm und J. J. Finley: *Manipulation of the spontaneous emission dynamics of quantum dots in two-dimensional photonic crystals*. Physical Review B, 71:241304, 2005.
- [KHS⁺08] C. Kistner, T. Heindel, C. Schneider, A. Rahimi-Iman, S. Reitzenstein, S. Höfling und A. Forchel: *Demonstration of strong coupling via electro-optical tuning in high-quality QD-micropillar systems*. Optics Express, 16:15006, 2008.
- [KMR⁺10] C. Kistner, K. Morgener, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel, P. Yao und S. Hughes: *Strong coupling in a quantum dot micropillar system under electrical current injection*. Applied Physics Letters, 96:221102, 2010.
- [KMW⁺02a] S. Kaiser, T. Mensing, L. Worschech, F. Klopff, J. P. Reithmaier und A. Forchel: *Optical spectroscopy of single InAs/InGaAs quantum dots in a quantum well*. Applied Physics Letters, 81:4898, 2002.
- [KMW02b] D. Kielpinski, C. Monroe und D. J. Wineland: *Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer*. Nature, 417:709, 2002.
- [Kor07] A. Korkin: *Nanotechnology for Electronic Materials and Devices*. Springer Verlag, 2007.
- [KSK⁺12] M. Khajavikhan, A. Simic, M. Katz, J. H. Lee, B. Slutsky, A. Mizrahi, V. Lomakin und Y. Fainman: *Thresholdless nanoscale coaxial lasers*. Nature, 482:204, 2012.
- [KSPY01] D. W. Kim, Y. J. Sung, J. W. Park und G. Y. Yeom: *A study of transparent indium tin oxide contact to p GaN*. Thin Solid Films, 398:87, 2001.
- [KTS95] D. V. Kuksenkov, H. Temkin und S. Swirhun: *Polarization instability and relative intensity noise in vertical-cavity surface-emitting lasers*. Applied Physics Letters, 67:2141, 1995.
- [LBW⁺04] W. Langbein, P. Borri, U. Woggon, V. Stavarache, D. Reuter und A. D. Wieck: *Radiatively limited dephasing in InAs quantum dots*. Physical Review B, 70:033301, 2004.
- [LCP⁺08] L. H. Li, N. Chauvin, G. Patriarche, B. Alloing und A. Fiore: *Growth-interruption-induced low-density InAs quantum dots on GaAs*. Journal of Applied Physics, 104:083508, 2008.
- [LGD⁺12] M. Lermer, N. Gregersen, F. Dunzer, S. Reitzenstein, S. Höfling, J. Moerk, L. Worschech, M. Kamp und A. Forchel: *Bloch-Wave Engineering of Quantum Dot Micropillars for Cavity Quantum Electrodynamics Experiments*. Physical Review Letters, 108:057402, 2012.
- [LGL⁺13] M. Lermer, N. Gregersen, M. Lorke, E. Schild, P. Gold, J. Moerk, C. Schneider, A. Forchel, S. Reitzenstein, S. Höfling und M. Kamp: *High*

- beta lasing in micropillar cavities with adiabatic layer design.* Applied Physics Letters, 102:052114, 2013.
- [LH03] P. Lalanne und J. P. Hugonin: *Bloch-wave engineering for high- Q , small- V microcavities.* Quantum Electronics, IEEE Journal of, 39:1430, 2003.
- [LHG04] P. Lalanne, J. P. Hugonin und J. M. Gerard: *Electromagnetic study of the quality factor of pillar microcavities in the small diameter limit.* Applied Physics Letters, 84:4726, 2004.
- [LHL⁺07] G. Lecamp, J. P. Hugonin, P. Lalanne, R. Braive, S. Varoutsis, S. Laurent, A. Lemaitre, I. Sagnes, G. Patriarche, I. Robert-Philip und I. Abram: *Submicron-diameter semiconductor pillar microcavities with very high quality factors.* Applied Physics Letters, 90:091120, 2007.
- [LI03] H. Li und K. Iga: *Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Devices.* Springer Verlag, 2003.
- [LLFT07] P. Lee, T. Lu, J. Fan und F. Tsai: *High quality factor microcavity lasers realized by circular photonic crystal with isotropic photonic band gap effect.* Applied Physics Letters, 90:151125, 2007.
- [LLL⁺10] V. Loo, L. Lanco, A. Lemaitre, I. Sagnes, O. Krebs, P. Voisin und P. Senellart: *Quantum dot-cavity strong-coupling regime measured through coherent reflection spectroscopy in a very high- Q micropillar.* Applied Physics Letters, 97:241110, 2010.
- [LPP94] D. Leonard, K. Pond und P. M. Petroff: *Critical layer thickness for self-assembled InAs islands on GaAs.* Physical Review B, 50:11687, 1994.
- [LRF⁺06] A. Löffler, J. P. Reithmaier, A. Forchel, A. Sauerwald, D. Peskes, D. Kümmell und G. Bacher: *Influence of the strain on the formation of GaInAs/GaAs quantum structures.* Journal of Crystal Growth, 286:6, 2006.
- [MALH⁺11] K. H. Madsen, S. Ates, T. Lund-Hansen, A. Löffler, S. Reitzenstein, A. Forchel und P. Lodahl: *Observation of Non-Markovian Dynamics of a Single Quantum Dot in a Micropillar Cavity.* Physical Review Letters, 106:233601, 2011.
- [MBB⁺03] J. McKeever, A. Boca, A. D. Boozer, J. R. Buck und H. J. Kimble: *Experimental realization of a one-atom laser in the regime of strong coupling.* Nature, 425:268, 2003.
- [MGI⁺94] J. Marzin, J. Gerard, A. Izrael, D. Barrier und G. Bastard: *Photoluminescence of Single InAs Quantum Dots Obtained by Self-Organized Growth on GaAs.* Physical Review Letters, 73:716, 1994.

- [MHB⁺94] J. M. Moison, F. Houzay, F. Barthe, L. Leprince, E. Andre und O. Vatel: *Self-organized growth of regular nanometer-scale InAs dots on GaAs*. Applied Physics Letters, 64:196, 1994.
- [Mic03] P. Michler: *Single Quantum Dots*. Springer Verlag, 2003.
- [MMA⁺09] M. Munsch, A. Mosset, A. Auffeves, S. Seidelin, J. P. Poizat, J. M. Gerard, A. Lemaitre, I. Sagnes und P. Senellart: *Continuous-wave versus time-resolved measurements of Purcell factors for quantum dots in semiconductor microcavities*. Physical Review B, 80:115312, 2009.
- [MNSP01] W. Ma, R. Nötzel, H. P. Schönherr und K. H. Ploog: *Shape transition of coherent three-dimensional (In,Ga)As islands on GaAs(100)*. Applied Physics Letters, 79:4219, 2001.
- [MSJ⁺07] C. P. Michael, K. Srinivasan, T. J. Johnson, O. Painter, K. H. Lee, K. Hennessy, H. Kim und E. Hu: *Wavelength- and material-dependent absorption in GaAs and AlGaAs microcavities*. Applied Physics Letters, 90:051108, 2007.
- [MW95] L. Mandel und E. Wolf: *Optical coherence and Quantum optics*. Cambridge University Press, 1995.
- [NOK⁺10] M. Nomura, Y. Ota, N. Kumagai, S. Iwamoto und Y. Arakawa: *Zero-cell photonic crystal nanocavity laser with quantum dot gain*. Applied Physics Letters, 97:191108, 2010.
- [NRO⁺99] G. Nogues, A. Rauschenbeutel, S. Osnaghi, M. Brune, J. M. Raimond und S. Haroche: *Seeing a single photon without destroying it*. Nature, 400:239, 1999.
- [NSN95] M. Nakayama, K. Suyama und H. Nishimura: *Biexciton formation in GaAs/AlAs type-II superlattices under extremely low excitation powers*. Physical Review B, 51:7870, 1995.
- [OON⁺11] R. Ohta, Y. Ota, M. Nomura, N. Kumagai, S. Ishida, S. Iwamoto und Y. Arakawa: *Strong coupling between a photonic crystal nanobeam cavity and a single quantum dot*. Applied Physics Letters, 98:173104, 2011.
- [PHM⁺00] P. P. Paskov, P. O. Holtz, B. Monemar, J. M. Garcia, W. V. Schönfeld und P. M. Petroff: *Magnetoluminescence of highly excited InAs/GaAs self-assembled quantum dots*. Physical Review B, 62:7344, 2000.
- [PPP⁺08] J. Pakarinen, C. S. Peng, J. Puustinen, P. Laukkanen, V. M. Korpijarvi, A. Tukiainen und M. Pessa: *Postgrowth annealing of GaInAs/GaAs and GaInAsN/GaAs quantum well samples placed in a proximity GaAs box: A simple method to improve the crystalline quality*. Applied Physics Letters, 92:232105, 2008.
- [PSV⁺02] M. Pelton, C. Santori, J. Vuckovic, B. Zhang, G. Solomon, J. Plant und Y. Yamamoto: *Efficient Source of Single Photons: A Single*

- Quantum Dot in a Micropost Microcavity*. Physical Review Letters, 89:233602, 2002.
- [Pur46] E. M. Purcell: *Spontaneous emission probabilities at radio frequencies*. Physical Review, 69:681, 1946.
- [PV12] I. Pelant und J. Valenta: *Luminescence Spectroscopy of Semiconductors*. Oxford University Press, 2012.
- [RBB⁺08] S. Reitzenstein, C. Böckler, A. Bazhenov, A. Gorbunov, A. Löffler, M. Kamp, V. D. Kulakovskii und A. Forchel: *Single quantum dot controlled lasing effects in high-Q micropillar cavities*. Optics Express, 16:4848, 2008.
- [RDG⁺99] T. Rivera, J. P. Debray, J. M. Gerard, B. Legrand, L. Manin-Ferlazzo und J. L. Oudar: *Optical losses in plasma-etched AlGaAs microresonators using reflection spectroscopy*. Applied Physics Letters, 74:911, 1999.
- [Rei06] S. Reitzenstein: *Lasing in high-Q quantum-dot micropillar cavities*. Applied Physics Letters, 89:051107, 2006.
- [RF10] S. Reitzenstein und A. Forchel: *Quantum dot micropillars*. Journal of Physics D: Applied Physics, 43:033001, 2010.
- [RGK⁺09] S. Reitzenstein, N. Gregersen, C. Kistner, M. Strauss, C. Schneider, L. Pan, T. R. Nielsen, S. Höfling, J. Moerk und A. Forchel: *Oscillatory variations in the Q factors of high quality micropillar cavities*. Applied Physics Letters, 94:061108, 2009.
- [RHG⁺07] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauss, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel: *AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150 000*. Applied Physics Letters, 90:251109, 2007.
- [RHK⁺08] S. Reitzenstein, T. Heindel, C. Kistner, A. Rahimi-Iman, C. Schneider, S. Höfling und A. Forchel: *Low threshold electrically pumped quantum dot-micropillar lasers*. Applied Physics Letters, 93:061104, 2008.
- [RMF⁺09] S. Reitzenstein, S. Münch, P. Franeck, A. Rahimi-Iman, Löffler, S. Höfling, L. Worschech und A. Forchel: *Control of the Strong Light-Matter Interaction between an Elongated InGaAs Quantum Dot and a Micropillar Cavity Using External Magnetic Fields*. Physical Review Letters, 103:127401, 2009.
- [RSL⁺04] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke und A. Forchel: *Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system*. Nature, 432:197, 2004.

- [RSP⁺05] S. Rodt, A. Schliwa, K. Pötschke, F. Guffarth und D. Bimberg: *Correlation of structural and few-particle properties of self-organized InAs/GaAs quantum dots*. Physical Review B, 71:155325, 2005.
- [RTB⁺91] G. Rempe, R. J. Thompson, R. J. Brecha, W. D. Lee und H. J. Kimble: *Optical bistability and photon statistics in cavity quantum electrodynamics*. Physical Review Letters, 67:1727, 1991.
- [Sch05] F. Schwabl: *Quantenmechanik*. Springer Verlag, 2005.
- [Sch06] F. Schubert: *Light-Emitting Diodes*. Cambridge, 2006.
- [SFV⁺02] C. Santori, D. Fattal, J. Vuckovic, G. Solomon und Y. Yamamoto: *Indistinguishable photons from a single-photon device*. Nature, 419:594, 2002.
- [SGF⁺ed] C. Schneider, P. Gold, J. Fischer, M. Amthor, M. Lerner, A. Thoma, S. Brodbeck, S. Höfling und M. Kamp: *Strong quantum dot-cavity coupling and quantum well polariton lasing in microcavities with quality factors up to 250 000*. New Journal of Physics, submitted.
- [SHH⁺09] C. Schneider, T. Heindel, A. Huggenberger, P. Weinmann, C. Kistner, M. Kamp, S. Reitzenstein, S. Höfling und A. Forchel: *Single photon emission from a site-controlled quantum dot-micropillar cavity system*. Applied Physics Letters, 94:111111, 2009.
- [SHR⁺06] S. Strauf, K. Hennessy, M. T. Rakher, Y. S. Choi, A. Badolato, L. C. Andreani, E. L. Hu, P. M. Petroff und D. Bouwmeester: *Self-Tuned Quantum Dot Gain in Photonic Crystal Lasers*. Physical Review Letters, 96:127404, 2006.
- [SIM⁺02] K. I. Shiramine, T. Itoh, S. Muto, T. Kozaki und S. Sato: *Adatom migration in Stranski-Krastanow growth of InAs quantum dots*. Journal of Crystal Growth, 242:332, 2002.
- [SKS03] R. Songmuang, S. Kiravittaya und O. G. Schmidt: *Shape evolution of InAs quantum dots during overgrowth*. Journal of Crystal Growth, 249:416, 2003.
- [SNAA05] B. S. Song, S. Noda, T. Asano und Y. Akahane: *Ultra-high-Q photonic double-heterostructure nanocavity*. Nature Materials, 4:207, 2005.
- [SOKS91] C. W. Snyder, B. G. Orr, D. Kessler und L. M. Sander: *Effect of strain on surface morphology in highly strained InGaAs films*. Physical Review Letters, 66:3032, 1991.
- [SSH⁺10] S. Stobbe, T. W. Schlereth, S. Höfling, A. Forchel, J. M. Hvam und P. Lodahl: *Large quantum dots with small oscillator strength*. Physical Review B, 82:233302, 2010.
- [Sze81] S. M. Sze: *Physics of Semiconductor Devices*. Wiley, J., 1981.

- [UGA⁺07] S. M. Ulrich, C. Gies, S. Ates, J. Wiersig, S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Löffler, A. Forchel, F. Jahnke und P. Michler: *Photon Statistics of Semiconductor Microcavity Lasers*. Physical Review Letters, 98:043906, 2007.
- [Ust03] V. M. Ustinov: *Quantum dot lasers*. Oxford University Press, 2003.
- [UTSM⁺07] R. Ursin, F. Tiefenbacher, T. Schmitt-Manderbach, H. Weier, T. Scheidl, M. Lindenthal, B. Blauensteiner, T. Jennewein, J. Perdigues, P. Trojek, B. Omer, M. Furst, M. Meyenburg, J. Rarity, Z. Sodnik, C. Barbieri, H. Weinfurter und A. Zeilinger: *Entanglement-based quantum communication over 144 km*. Nature Physics, 3:481, 2007.
- [Vah03] K. Vahala: *Optical microcavities*. Nature, 424:839, 2003.
- [Var67] Y. P. Varshni: *Temperature dependence of the energy gap in semiconductors*. Physica, 34:149, 1967.
- [VHL07] P. Velha, J. P. Hugonin und P. Lalanne: *Compact and efficient injection of light into band-edge slow-modes*. Optics Express, 15:6102, 2007.
- [VMRM01] I. Vurgaftman, J. Meyer und L. Ram-Mohan: *Band parameters for III/V compound semiconductors and their alloys*. Journal of Applied Physics, 89:5815, 2001.
- [VPSY02] J. Vuckovic, M. Pelton, A. Scherer und Y. Yamamoto: *Optimization of three-dimensional micropost microcavities for cavity quantum electrodynamics*. Physical Review A, 66:023808, 2002.
- [WDK⁺97] R. J. Warburton, C. S. Dürr, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro und P. M. Petroff: *Charged Excitons in Self-Assembled Semiconductor Quantum Dots*. Physical Review Letters, 79:5282, 1997.
- [WR98] S. N. Walck und T. L. Reinecke: *Exciton diamagnetic shift in semiconductor nanostructures*. Physical Review B, 57:9088, 1998.
- [WSH⁺02] R. J. Warburton, C. Schulhauser, D. Haft, C. Schäfflein, K. Karrai, J. M. Garcia, W. Schönfeld und P. M. Petroff: *Giant permanent dipole moments of excitons in semiconductor nanostructures*. Physical Review B, 65:113303, 2002.
- [XGF⁺07] Z. G. Xie, S. Götzinger, W. Fang, H. Cao und G. S. Solomon: *Influence of a Single Quantum Dot State on the Characteristics of a Microdisk Laser*. Physical Review Letters, 98:117401, 2007.
- [Yam00] Y. Yamamoto: *Semiconductor Cavity Electrodynamics*. Springer Verlag, 2000.
- [YOH⁺11] A. B. Young, R. Oulton, C. Y. Hu, A. C. T. Thijssen, C. Schneider, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech, A. Forchel und J. G. Rarity: *Quantum-dot-induced phase shift in a pillar microcavity*. Physical Review A, 84:011803, 2011.

- [YSH⁺04] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin und D. G. Deppe: *Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity*. Nature, 432:200, 2004.
- [YSS⁺05] R. J. Young, R. M. Stevenson, A. J. Shields, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie, K. M. Groom, A. I. Tartakovskii und M. S. Skolnick: *Inversion of exciton level splitting in quantum dots*. Physical Review B, 72:113305, 2005.

Veröffentlichungen des Autors

Zeitschriftenartikel als Erstautor

- M. Lerner, N. Gregersen, F. Dunzer, S. Reitzenstein, S. Höfling, J. Mørk, L. Worschech, M. Kamp, und A. Forchel: *Bloch-Wave Engineering of Quantum Dot Micropillars for Cavity Quantum Electrodynamics Experiments*, Physical Review Letters **108**, 057402, (2012).
- M. Lerner, N. Gregersen, M. Lorke, E. Schild, P. Gold, J. Mørk, C. Schneider, A. Forchel, S. Reitzenstein, S. Höfling, und M. Kamp: *High beta lasing in micropillar cavities with adiabatic layer design*, Applied Physics Letters **102**, 052114, (2013).

Zeitschriftenartikel als Koautor

- J. Sprengers, A. Gaggero, D. Sahin, S. Jahanmirinejad, G. Frucci, F. Mattioli, R. Leoni, J. Beetz, M. Lerner, M. Kamp, S. Höfling, R. Sanjines und A. Fiore: *Enhanced spontaneous emission from quantum dots in short photonic crystal waveguides*, Applied Physics Letters **99**, 181110, (2011).
- T. Ba Hoang, J. Beetz, L. Midolo, M. Skacel, M. Lerner, M. Kamp, S. Höfling, L. Ballet, N. Chauvin und A. Fiore: *Enhanced spontaneous emission from quantum dots in short photonic crystal waveguides*, Applied Physics Letters **100**, 061122, (2012).
- D. Sahin, A. Gaggero, T. Ba Hoang, G. Frucci, F. Mattioli, R. Leoni, J. Beetz, M. Lerner, M. Kamp, S. Höfling und A. Fiore: *Integrated autocorrelator based on superconducting nanowires*, Optics Express **21**, 11162, (2013).
- T. Heindel, C. Schneider, M. Lerner, S. Kwon, T. Braun, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel: *Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34% overall efficiency*, Applied Physics Letters **96**, 011107, (2010).
- T. Heindel, C. Kessler, M. Rau, C. Schneider, M. Fürst, F. Hargart, W.-M. Schulz, M. Eichfelder, R. Roßbach, S. Nauwerth, M. Lerner, H. Weier, M. Jetter, M. Kamp, S. Reitzenstein, S. Höfling, P. Michler, H. Weinfurter, M.

- Kamp und A. Forchel: *Quantum key distribution using quantum dot single-photon emitting diodes in the red and near infrared spectral range*, New Journal of Physics **14**, 083001, (2012).
- S. Reitzenstein, T. Heindel, C. Kistner, F. Albert, C. Hopfmann, P. Mrowinski, M. Lermer, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel: *Electrically Driven Quantum Dot Micropillar Light Sources*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of **17**, 1670, (2012).
 - E. Stock, F. Albert, C. Hopfmann, M. Lermer, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, M. Kamp und S. Reitzenstein: *On-Chip Quantum Optics with Quantum Dot Microcavities*, Advanced Materials **25**, 707, (2013).
 - C. Schneider, S. Kremling, N. Tarakina, T. Braun, M. Adams, M. Lermer, S. Reitzenstein, L. Worschech, S. Höfling, A. Forchel und M. Kamp: *AlGaInAs quantum dot solar cells: tailoring quantum dots for intermediate band formation*, Semiconductor Science and Technology **27**, 032002, (2011).
 - C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Young Kim, J. Fischer, I. Savenko, M. Amthor, M. Lermer, A. Wolf, L. Worschech, V. Kulakovskii, I. Shelykh, M. Kamp, S. Reitzenstein, A. Forchel, Y. Yamamoto und S. Höfling: *An electrically pumped polariton laser*, Nature **497**, 348, (2013).

Konferenzbeiträge

- M. Lermer, T. Heindel, C. Schneider, S. H. Kwon, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech und A. Forchel: *Highly efficient electrically driven single photon sources for quantum communication*, Quantum Communication based on Integrated Optics, 22. - 25. März 2010, Bad Honnef, Deutschland.
- M. Lermer, T. Heindel, C. Schneider, S. H. Kwon, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech und A. Forchel: *Highly efficient electrically driven single photon sources for quantum communication*, International Symposium on Physics of Quantum Technology (Crest 2010), 06. - 09. April 2010, Tokyo, Japan.
- M. Lermer, T. Heindel, C. Schneider, S. H. Kwon, S. Reitzenstein, M. Kamp, S. Höfling, L. Worschech und A. Forchel: *Highly efficient electrically driven single photon sources for quantum communication*, Quantum Communication based on Integrated Optics, 21. September 2010, Bristol, England.
- M. Lermer, F. Dunzer, N. Gregersen, J. Mørk, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel: *High-Q AlAs/GaAs adiabatic quantum dot-micropillar cavities with submicron diameters for cavity quantum electrodynamics experiments*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2011), 21. Juli - 06. August 2011, Würzburg, Deutschland.

- M. Lerner, F. Dunzer, N. Gregersen, J. Mørk, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel: *High-Q AlAs/GaAs adiabatic micropillar cavities with submicron diameters for cQED experiments*, 11th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures, 04. - 08. April 2011, Berlin, Deutschland.
- M. Lerner, F. Dunzer, N. Gregersen, J. Mørk, S. Reitzenstein, S. Höfling, A. Forchel und M. Kamp: *High-Q AlAs/GaAs adiabatic micropillar cavities with submicron diameters for cQED experiments*, DPG-Frühjahrstagung 2012, 25. - 30. März 2012, Berlin, Deutschland.
- M. Lerner, P. Gold, F. Dunzer, E. Schild, N. Gregersen, J. Mørk, S. Reitzenstein, S. Höfling, A. Forchel und M. Kamp: *Strong Quantum Dot - Cavity coupling in submicron diameter AlAs/GaAs micropillar cavities*, International Conference on Quantum Dots, 13. - 18. Mai 2012, Santa Fe, USA.
- M. Lerner, T. Ba Hoang, L. Midolo, M. Skacel, J. Beetz, S. Höfling, L. Ballet, N. Chauvin, A. Fiore und M. Kamp: *Waveguide Integrated Quantum Photonics on GaAs*, 11th International Workshop on Nonlinear Optics and Excitation Kinetics in Semiconductors (NOEKS 11), 23. - 27. September 2012, Stuttgart, Deutschland.
- M. Lerner, S. Kuhn, N. Gregersen, J. Mørk, C. Schneider, A. Forchel, S. Höfling und M. Kamp: *Electrically driven adiabatic AlAs/GaAs Micropillar cavities*, DPG-Frühjahrstagung 2013, 11. - 15. März 2013, Regensburg, Deutschland.

Danksagung

In diesem Abschnitt möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben:

- Herrn Prof. Dr. Martin Kamp für die Aufnahme am Lehrstuhl für Technische Physik, die Betreuung der Doktorarbeit und die Ermöglichung einer spannenden und abwechslungsreichen Tätigkeit als Wissenschaftler.
- Den Arbeitsgruppenleitern Dr. Christian Schneider, Dr. Sven Höfling und Prof. Dr. Stephan Reitzenstein für die wissenschaftlichen Hilfestellungen und fruchtbaren Diskussionen
- Den technischen Assistenten Monika Emmerling, Adriana Wolf, Margit Wagenbrenner, Silke Kuhn, Theresa Steinl und Selina Handel für hervorragende Probenpräparation
- Herrn Gerhard Heller für die Lösung technischer Probleme
- Die Spektroskopiegruppe: allen voran Peter Gold, Tobias Heindel, Tristan Braun und Ferdinand Albert
- Den Diplom- und Masterstudenten Florian Dunzer, Emanuel Schild und Stephan Kuhn für ihren Fleiß
- Allen Kollegen für das nette Arbeitsklima am Lehrstuhl
- Meiner Familie, meinen Freunden und meiner Freundin Djamilia für ihre Unterstützung und Verständnis in allen Belangen

Versicherung an Eides statt

Gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 bis 4 und Ziff. 6 der Promotionsordnung der Fakultät für Physik und Astronomie der Universität Würzburg

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

Weiter versichere ich an Eides statt, dass ich die Gelegenheit zum Promotionsvorhaben nicht kommerziell vermittelt bekommen und insbesondere nicht eine Person oder Organisation eingeschaltet habe, die gegen Entgelt Betreuer bzw. Betreuerinnen für die Anfertigung von Dissertationen sucht.

Überdies erkläre ich, dass die Regeln der Universität Würzburg über gute wissenschaftliche Praxis eingehalten wurden.

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

Am 21.09.2009 wurde mir von der Julius-Maximilians-Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom Physiker“ nach erfolgreicher Teilnahme am Studiengang Physik verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 28. Juni 2013

Matthias Lermer