

Quantenpunktbasierte Einzelphotonenquellen und Licht-Materie-Schnittstellen

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



vorgelegt von
Sebastian Maier
aus Penzberg

Würzburg 2016

Eingereicht am: 12.01.2016

bei der Fakultät für Physik und Astronomie

1. Gutachter: Prof. Dr. Sven Höfling

2. Gutachter: Prof. Dr. Jean Geurts

3. Gutachter:
der Dissertation.

1. Prüfer: Prof. Dr. Sven Höfling

2. Prüfer: Prof. Dr. Jean Geurts

3. Prüfer: Prof. Dr. Ronny Thomale

im Promotionskolloquium

Tag des Promotionskolloquiums: 25.07.2017

Doktorurkunde ausgehändigt am:

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	1
Summary	5
1 Einleitung	8
2 Theorie	13
2.1 Elektronische Bandstruktur von GaAs	13
2.2 Zustandsdichte von Ladungsträgern	14
2.3 Dreidimensionaler elektronischer Einschluss	15
2.4 Quantenpunkte im Magnetfeld	19
2.5 Planare photonische Resonatoren	20
2.6 Licht-Materie-Wechselwirkung	22
2.6.1 Starke Kopplung	22
2.6.2 Schwache Kopplung	24
2.7 Photonenstatistik	25
2.8 Ununterscheidbare Photonen	26
3 Technologische Grundlagen und Charakterisierungsmethoden	29
3.1 Kristallwachstum	29
3.1.1 Materialsystem	29
3.1.2 Molekularstrahlepitaxie	30
3.1.3 Wachstumsprozesse	32
3.1.4 Quantenpunktwachstum	33
3.2 Mikroskopie und Lithographie	34
3.3 Spektroskopie	34
3.3.1 Infrarot-Fouriertransformspektroskopie	34

3.3.2	Photolumineszenzspektroskopie	35
4	Quasi-Planare Einzelphotonenquelle mit hoher Extraktionseffizienz	37
4.1	Wachstum von Quantenpunkten mit niedriger Dichte	38
4.2	Wachstum und Charakterisierung der Mikrokapazität	39
4.3	Optische Charakterisierung von Quantenpunkten in Defektkavitäten	41
4.4	Morphologie der Defektkavitäten	44
4.5	Effiziente Einzelphotonenquelle	45
4.5.1	Autokorrelationsmessung zweiter Ordnung	46
4.5.2	Experimentelle Bestimmung der Auskoppelleffizienz	46
4.6	Simulation der Auskoppelleffizienz	48
4.7	Ununterscheidbare Photonen	49
4.8	Zusammenfassung des Kapitels und Ausblick	51
5	Gekoppeltes Quantenfilm-Quantenpunkt System	53
5.1	Design des Mikroresonators	54
5.2	Optimierung der aktiven Zone	55
5.3	Wachstum und Charakterisierung der Mikrokapazität	59
5.4	Nachweis von Trionen	64
5.5	Nachweis der starken Kopplung	66
5.6	Zusammenfassung des Kapitels und Ausblick	67
6	Positionierte Quantenpunkte	69
6.1	Vorstrukturierung des Substrats	70
6.2	Strategien zur Optimierung der optischen Qualität von positionierten In(Ga)As Quantenpunkten	71
6.2.1	Optimierter Schichtaufbau und Morphologie	71
6.2.2	Untersuchung der Photolumineszenz von positionierten Quanten- punkten in GaAs	74
6.2.3	Positionierte Quantenpunkte auf Bragg-Spiegel	76
6.2.4	Nachweis der Positionierung	79
6.2.5	Nichtresonante Anregung und Einzelphotonenemission	81
6.2.6	Resonante Anregung und Mollow-Triplett	83

6.3	Positionierte Quantenpunkte bei Telekommunikationswellenlänge	87
6.3.1	Probenherstellung und Morphologie	87
6.3.2	Photolumineszenzmessungen	89
6.3.3	Simulation und Diskussion der Daten	91
6.4	Zusammenfassung des Kapitels und Ausblick	94
	Abkürzungsverzeichnis	95
	Anhang	97
A	Kristallrichtungen der Wafer	97
B	Quellcode nextnano++	98
	Literaturverzeichnis	102
	Veröffentlichungen des Autors	119
	Danksagung	124
	Versicherung an Eides statt	126

Zusammenfassung

Die Quanteninformationstechnologie ist ein Schwerpunkt intensiver weltweiter Forschungsarbeit, da sie Lösungen für aktuelle globale Probleme verspricht. So bietet die Quantenkommunikation (QKD, *engl. quantum key distribution*) absolut abhörsichere Kommunikationsprotokolle [BB84, Eke91] und könnte, mit der Realisierung von Quantenrepeatern [GT07], auch über große Distanzen zum Einsatz kommen. Quantencomputer (*engl. quantum computing*) könnten von Nutzen sein, um sehr schwierige und komplexe mathematische Probleme schneller zu lösen [LJL⁺10]. Ein grundlegender kritischer Baustein der gesamten halbleiterbasierten Quanteninformationsverarbeitung (QIP, *engl. quantum information processing*) ist die Bereitstellung von Proben, die einerseits die geforderten physikalischen Eigenschaften aufweisen und andererseits den Anforderungen der komplexen Messtechnik genügen, um die Quanteneigenschaften nachzuweisen und technologisch nutzbar machen zu können. In halbleiterbasierten Ansätzen haben sich Quantenpunkte als sehr vielversprechende Kandidaten für diese Experimente etabliert. Halbleiterquantenpunkte weisen große Ähnlichkeiten zu einzelnen Atomen auf, die sich durch diskrete Energieniveaus und diskrete Spektrallinien im Emissionsspektrum manifestieren, und zeichnen sich überdies als exzellente Emittter für einzelne [MKB⁺00] und ununterscheidbare Photonen [SFV⁺02] aus. Außerdem können mit Quantenpunkten zwei kritische Bausteine in der Quanteninformationstechnologie abgedeckt werden. So können stationäre Qubits in Form von Elektronenspinzuständen gespeichert werden und mittels Spin-Photon-Verschränkung weit entfernte stationäre Qubits über fliegende photonische Qubits verschränkt werden [DYM⁺12, GFT⁺12].

Die Herstellung und Charakterisierung von quantenpunkt-basierten Halbleiterproben, die sich durch definierte Eigenschaften für Experimente in der QIP auszeichnen, steht im Mittelpunkt der vorliegenden Arbeit. Die Basis für das Probenwachstum bildet dabei das Materialsystem von selbstorganisierten In(Ga)As-Quantenpunkten auf GaAs-Substraten. Die Herstellung der Quantenpunktproben mittels Molekularstrahlepitaxie ermöglicht höchste kristalline Qualitäten und bietet die Möglichkeit, die Quantenemitter in photonische Resonatoren zu integrieren. Dadurch kann die Lichtauskoppleffizienz stark erhöht und die Emission durch Effekte der Licht-Materie-Wechselwirkung verstärkt werden. Vor diesem Hintergrund wurden in der vorliegenden Arbeit verschiedene

In(Ga)As-Quantenpunktproben mit definierten Anforderungen mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt und deren morphologische und optische Eigenschaften untersucht. Für die Charakterisierung der Morphologie kamen Rasterelektronen- und Rasterkraftmikroskopie zum Einsatz. Die optischen Eigenschaften wurden mit Hilfe der Reflektions-, Photolumineszenz- und Resonanzfluoreszenz-Spektroskopie sowie Autokorrelationsmessungen zweiter Ordnung ermittelt. Der Experimentaltel der Arbeit ist in drei Kapitel unterteilt, deren Kerninhalte im Folgenden kurz wiedergegeben werden.

Quasi-Planare Einzelphotonenquelle mit hoher Extraktionseffizienz

Planare quantenpunktbasierte Einzelphotonenquellen mit hoher Extraktionseffizienz sind für Experimente zur Spinmanipulation von herausragender Bedeutung. Elektronen- und Lochspins haben sich als gute Kandidaten erwiesen, um gezielt einzelne Elektronenspins zu initialisieren, manipulieren und zu messen [PLZY08, PDM⁺10, DMP⁺11]. Ein einzelner Quantenpunkt muss einfach geladen sein, damit er im Voigt-Magnetfeld ein Λ -System bilden kann [DPMY13], welches die grundlegende Konfiguration für Experimente dieser Art darstellt. Wichtig sind hier einerseits eine stabile Spinkonfiguration mit langer Kohärenzzeit und andererseits hohe Lichtauskoppel-effizienzen. Quantenpunkte in planaren Mikrokavitäten weisen größere Werte für die Spindephasierungszeit auf als Mikro- und Nanotürmchenresonatoren [PDM⁺10], dagegen ist bei planaren Proben die Lichtauskoppel-effizienz geringer.

In diesem Kapitel wird eine quasi-planare quantenpunktbasierte Quelle für einzelne ($g^{(2)}(0)=0,023$) und ununterscheidbare Photonen ($g_{indist}^{(2)}(0)=0,17$) mit hoher Reinheit vorgestellt. Die Quantenpunktmission weist eine sehr hohe Intensität und optische Qualität mit Halbwertsbreiten nahe der natürlichen Linienbreite auf. Die Auskoppel-effizienz wurde zu 42 % für reine Einzelphotonenmission bestimmt und übersteigt damit die, für eine planare Resonatorstruktur erwartete, Extraktionseffizienz (33 %) deutlich. Als Grund hierfür konnte die Kopplung der Photonenmission an Gallium-induzierte, Gauß-artige Defektstrukturen ausgemacht werden [MGF⁺14]. Mithilfe morphologischer Untersuchungen und Simulationen wurde gezeigt, dass diese Defektkavitäten einerseits als Nukleationszentren für das Quantenpunkt-wachstum dienen und andererseits die Extraktion des emittierten Lichts der darunterliegenden Quantenpunkte durch Lichtbündelung verbessern.

In weiterführenden Arbeiten konnte an dieser spezifischen Probe der fundamentale Effekt der Verschränkung von Elektronenspin und Photon nachgewiesen werden, der einen kritischen Baustein für halbleiterbasierte Quantenrepeater darstellt [DYM⁺12]. Im Rahmen dieses Experiments war es möglich, die komplette Tomographie eines verschränkten Spin-Photon-Paares an einer halbleiterbasierten Spin-Photon Schnittstelle zu messen [DMY⁺13]. Überdies konnte Zweiphotoneninterferenz und Ununterscheidbarkeit von Pho-

tonen aus zwei räumlich getrennten Quantenpunkten auf diesem Wafer gemessen werden [GTM⁺14], was ebenfalls einen kritischen Baustein für Quantenrepeater darstellt.

Gekoppeltes Quantenfilm-Quantenpunkt System

Weitere Herausforderungen für optisch kontrollierte halbleiterbasierte Spin-Qubit-Systeme sind das schnelle und zerstörungsfreie Auslesen der Spin-Information sowie die Implementierung eines skalierbaren Ein-Qubit- und Zwei-Qubit-Gatters. Ein kürzlich veröffentlichtes theoretisches Konzept könnte hierzu einen eleganten Weg eröffnen [PMY14b]: Hierbei wird die spinabhängige Austauschwechselwirkung zwischen einem Elektron-Spin in einem Quantenpunkt und einem Exziton-Polariton-Gas, welches in einem nahegelegenen Quantenfilm eingebettet ist, ausgenutzt. So könnte die Spin-Information zerstörungsfrei ausgelesen werden und eine skalierbare Wechselwirkung zwischen zwei Qubits über größere Distanzen ermöglicht werden, da sich die Wellenfunktion von Exziton-Polaritonen, abhängig von der Güte des Mikroresonators, über mehrere μm ausdehnen kann [BHY93]. Dies und weitere mögliche Anwendungen machen das gekoppelte Quantenfilm-Quantenpunkt System sehr interessant, weshalb eine grundlegende experimentelle Untersuchung dieses Systems wünschenswert ist.

In Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe um Yoshihisa Yamamoto an der Universität Stanford, wurde hierzu ein konkretes Probandesign entwickelt und im Rahmen dieser Arbeit technologisch verwirklicht. Durch systematische epitaktische Optimierung ist es gelungen, ein gekoppeltes Quantenfilm-Quantenpunkt System erfolgreich in einen Mikroresonator zu implementieren. Das Exziton-Polariton-Gas konnte mittels eines Quantenfilms in starker Kopplung in einer Mikrokavität mit einer Rabi-Aufspaltung von $V_R=2,5$ meV verwirklicht werden. Zudem konnten einfach geladene Quantenpunkte mit hoher optischer Qualität und klarem Einzelphotonencharakter ($g^{(2)} = 0,24$) in unmittelbarer Nähe zum Quantenfilm gemessen werden.

Positionierte Quantenpunkte

Für die Herstellung quantenpunktbasierter Einzelphotonenquellen mit hoher optischer Qualität ist eine skalierbare technologische Produktionsplattform wünschenswert. Dazu müssen einzelne Quantenpunkte positionierbar und somit deterministisch und skalierbar in Bauteile integriert werden können. Basierend auf zweidimensionalen, regelmäßig angeordneten und dadurch adressierbaren Quantenpunkten gibt es zudem ein Konzept, um ein skalierbares, optisch kontrolliertes Zwei-Qubit-Gatter zu realisieren [DPMY13]. Das hier verfolgte Prinzip für die Positionierung von Quantenpunkten beruht auf der Verwendung von vorstrukturierten Substraten mit geätzten Nanolöchern, welche als Nukleationszentren für das Quantenpunktwachstum dienen [Sch07, KHS04]. Durch eine op-

timierte Schichtstruktur und eine erhöhte Lichtauskopplung unter Verwendung eines dielektrischen Spiegels konnte erstmals Resonanzfluoreszenz an einem positionierten Quantenpunkt gemessen werden [UMM⁺15]. In einem weiteren Optimierungsansatz konnte außerdem Emission von positionierten InGaAs Quantenpunkten auf GaAs Substrat bei 1,3 μm Telekommunikationswellenlänge erreicht werden [MBS⁺14].

Summary

Quantum information technology is in the focus of worldwide intensive research, because of its promising solutions for current global problems. With tap-proofed communication protocols [BB84, Eke91], the field of quantum key distribution (QKD) could revolutionize the broadcast of sensitive data and would be also available for large distance communication with the realization of quantum repeater systems [GT07]. Quantum computing could be used to dramatically fasten the solution of difficult and complex mathematical problems [LJL⁺10]. A critical building block of solid state based quantum information processing (QIP) is the allocation of semiconductor samples, which on the one side provide the desired quantum mechanical features and on the other side satisfy the requirements of the complex non-demolition measurement techniques. Semiconductor quantum dots are very promising candidates in solid state based approaches as they act like artificial atoms manifesting in discrete emission lines. They are excellent emitters of single [MKB⁺00] and indistinguishable [SFV⁺02] photons. Moreover they can save quantum information in stationary quantum bits (qubits) as electron spins and emit flying photonic qubits to entangle remote qubits via spin-photon entanglement [DYM⁺12, GFT⁺12].

The fabrication and characterization of quantum dot based semiconductor samples, which serve as a basic building block for experiments in the field of QIP with pre-defined physical features, are in focus of the present thesis. The basic material system consists of In(Ga)As quantum dots on GaAs substrates. The growth of quantum dot based semiconductor samples via molecular beam epitaxy offers highest crystal quality and the possibility to integrate the quantum emitters in photonic resonators, which improve the light outcoupling efficiency and enhance the emission by light-matter-coupling effects. Against this background this thesis focusses on the preparation and characterization of different In(Ga)As based quantum dot samples. Morphologic properties were characterized via scanning electron microscopy or atomic force microscopy. The characterization of optical properties was performed by spectroscopy of the reflectance, photoluminescence and resonance fluorescence signal as well as measurements of the second order correlation function. The main part is divided in three chapters which are briefly summarized below.

Quasi-planar single photon source with high extraction efficiency

Planar quantum dot based highly efficient single photon sources are of great importance, as quantum dot electron and hole spins turned out to be promising candidates for spin manipulation experiments [PLZY08, PDM⁺10, DMP⁺11]. To be able to initialize, manipulate and measure single electron spins, the quantum dots have to be charged with a single electron and build up a Λ -system in a magnetic field in Voigt geometry [DPMY13]. It is important that on the one side the spin configuration is stable, comprising a long spin coherence time and on the other side that the photon outcoupling efficiency is high enough for measurements. Quantum dots in planar microcavities have large spin coherence times but rather weak outcoupling efficiencies compared to micro- or nanopillar resonators [PDM⁺10]. In this chapter a quasi-planar quantum dot based source for single ($g^{(2)}(0)=0,023$) and indistinguishable photons ($g_{indist}^{(2)}(0)=0,17$) with a high purity is presented. This planar asymmetric microcavity doesn't have any open surfaces in close proximity to the active layer, so that the spin dephasing is minimalized. The optical quality of the quantum dots is very high with emission linewidths near the natural linewidth of a quantum dot. Additionally the single photon source shows a high outcoupling efficiency of 42 % which exceeds the outcoupling of a regular planar resonator (33 %). This high extraction efficiency can be attributed to the coupling of the photon emission to Gallium-induced, Gaussian-shaped nanohill defects [MGF⁺14]. Morphologic investigations and simulations show, that these defect cavity structures serve as nucleation centers during quantum dot growth and increase the outcoupling efficiency by lensing effects. In further experiments on this specific sample, entanglement of an electron spin and a photon was demonstrated, which is a critical building block for semiconductor based quantum repeaters [DYM⁺12]. In this context also the full tomography of a polarization-entangled spin-photon-pair was measured with a surprisingly high fidelity [DMY⁺13]. Moreover two photon interference and indistinguishability of two photons from remote quantum dots of this wafer was measured, which also constitutes a critical building block for quantum repeaters [GTM⁺14].

Coupled quantum well - quantum dot system

Further challenges for optical controlled spin-qubit systems are fast readout of the quantum information with high fidelity and the implementation of a scalable one- and two-qubit gate. Therefore a proposal was adapted which is based on the coupling of an electron spin in a quantum dot to a gas of exciton-polaritons, formed in a quantum well in close proximity of the quantum dot [PMY14b]. In cooperation with Yoshihisa Yamamoto's group from the Stanford University, a sample structure was designed and technologically realized as part of this thesis, to study the fundamental physical properties of this cou-

pled system. By systematic epitactical improvement, a coupled quantum well-quantum dot system could successfully be implemented in a microresonator. The exciton-polariton gas was realized in a quantum well which is strongly coupled to a microcavity with a Rabi splitting of $V_R=2,5$ meV. Although the distance to the quantum well is only a few nm, charged quantum dots with high optical quality and clear single photon emission character ($g^{(2)} = 0,24$) could be measured.

Site-controlled quantum dots

A scalable technological platform for bright sources of quantum light is highly desirable. Site-controlled quantum dots with high optical quality are very promising candidates to realize such a system. This concept offers the possibility to integrate single quantum dots in devices in a deterministic and scalable way and furthermore provides sample structures with a regular two dimensional array of site-controlled quantum dots to realize concepts for optically controlled two-qubits gates [DPMY13]. The method to position the quantum dots used in this thesis is based on etched nanoholes in pre-patterned substrates, which serve as nucleation centers during the quantum dot growth process [Sch07, KHS04]. An optimized layer structure and an increased light outcoupling efficiency using a dielectric mirror allowed the first measurement of resonance fluorescence on site-controlled quantum dots [UMM⁺15]. In a further optimized design, emission of positioned quantum dots at 1,3 μm telecommunication wavelength was demonstrated for the first time for InGaAs quantum dots on GaAs substrates [MBS⁺14].

Kapitel 1

Einleitung

Abhörsichere Kommunikation und Datenübertragung sind brisante Themen des 21. Jahrhunderts. Die Relevanz dieser Thematik ist nicht zuletzt auf immer neue Abhörskandale und die unautorisierte Veröffentlichung sensibler und streng geheimer Informationen zurückzuführen, die weitreichende Konsequenzen haben. In der Politik, Wirtschaft und Gesellschaft wird daher der Wunsch nach abhörsicherer Kommunikation immer größer.

Einen großen Anteil des globalen Datennetzwerks bilden Glasfaserkabel mit stark steigender Tendenz. Dabei werden jeweils am Anfang und Ende der Glasfaserleitung optoelektronische Bauteile eingesetzt, um das elektrische Signal in ein Optisches umzuwandeln oder umgekehrt. Damit können sehr hohe Übertragungsraten realisiert werden, mit einem aktuellen Rekord von 255 Tbit/s aus dem Jahr 2014 [UCL⁺14], wobei momentan der durchschnittliche Verbraucher nur Übertragungsraten bis 100 Mbit/s zur Verfügung hat. Für die Verschlüsselung der zu übermittelnden Daten sorgen bisher konventionelle Methoden, die weitgehend auf der Multiplikation von großen Primzahlen beruhen, bekannt als RSA Verschlüsselung [RSA78]. Mit deren Sicherheitsgrad ist der Anwender gut vor einfachen Angriffen geschützt, jedoch ermöglichen immer leistungsfähigere Rechner und neue Rechenmethoden, diese Verschlüsselungssysteme zu dekodieren und die übermittelten Informationen auszuspähen.

In der Quantenkryptographie gibt es hingegen Kommunikationsprotokolle, die theoretisch eine absolut abhörsichere Datenübertragung ermöglichen [BB84, Eke91]. Abhörversuche werden hier bereits beim Austausch des Quantenschlüssels (QKD, *engl. quantum key distribution*) bemerkt. In dem einfachsten, nach den Wissenschaftlern Charles H. Bennett und Gilles Brassard benannten, BB84-Protokoll werden als Schlüssel einzelne Photonen mit vier möglichen Polarisationsrichtungen in zwei komplementären Basen (beispielsweise horizontal-vertikal und links-rechts-diagonal) verwendet, wobei die Polarisationsbasis für jedes emittierte und detektierte Photon zufällig gewählt wird. Über eine authentifizierte Leitung können die Bits, die mit der gleichen Basis gemessen wurden, identifiziert werden und daraus der Schlüssel generiert werden. Durch Vergleichen und Verwerfen von

Bits, kann die Fehlerrate abgeschätzt und ein möglicher Lauschangriff entdeckt werden. Das Kopieren einzelner Photonen, die sich in einem unbekanntem Polarisationszustand befinden, kann durch das *no-cloning-Theorem* ausgeschlossen werden [WZ82]. Unter der Voraussetzung, dass der generierte Schlüssel nur einmal verwendet wird und mindestens genauso lang ist wie die Nachricht selbst (*One-Time-Pad* Verfahren [Sha49]), ist das Kommunikationsprotokoll absolut abhörsicher. Es sei angemerkt, dass diese Variante des BB84-Protokolls für Freistrahlkommunikation geeignet ist, während für die praktische Umsetzung in Glasfaserkabeln andere Varianten des BB84-Protokolls, wie die sogenannte Differential-Phase-Shift (DPS) QKD besser geeignet sind [IWY02, IWY03], da verschiedene Polarisation in einer Glasfaserleitungen über größere Distanzen nur schwerlich erhalten werden können. Das Ekert-Protokoll [Eke91], beziehungsweise das durch Bennett, Brassard und Mermin im Jahr 1992 modifizierte BBM92-Protokoll [BBM92], funktioniert prinzipiell ähnlich wie das BB84-Protokoll, jedoch werden hier zwischen Sender und Empfänger Photonen eines verschränkten Photonenpaares geteilt. Die Zustände werden in zufälligen Basen gemessen, was dazu führt, dass Sender und Empfänger bei gleicher Basiswahl genau entgegengesetzte Zustände messen. Eine simple Invertierung auf einer Seite des Kommunikationskanals liefert dann einen identischen Schlüssel.

Neben dem Teilbereich der QKD gibt es weitere Gebiete in der Quanteninformationsverarbeitung (QIP, *quantum information processing*), die weltweit wissenschaftlich höchstes Interesse geweckt haben. So könnten mit der Realisierung eines Quantencomputers [LJL⁺10] (*engl. quantum computation*) die Lösungen spezieller und schwieriger mathematischer Probleme sehr stark beschleunigt werden. Dazu gehört auch eine exponentielle Beschleunigung der Faktorisierungverfahren großer Zahlen in Primzahlen [Sho94], die zum Entschlüsseln von Nachrichten im weit verbreiteten, oben beschriebenen RSA-Verfahren eingesetzt werden können. Darüber hinaus muss Quantenkommunikation im praktischen Einsatz auch über große Distanzen möglich sein. Jedoch müssen die Verluste in Glasfaserkabeln kompensiert werden, was ein klassischer Signalverstärker nicht leisten kann, da hierbei neben stimulierter Emission auch spontane Emission auftritt. Daher sind Quantenrepeater [GT07] Gegenstand weltweiter immenser Forschungsarbeit geworden.

Um quantenmechanische Verschlüsselungskonzepte (QKD) in der Praxis einsetzen und in bestehende Kommunikationssysteme integrieren zu können, müssen diese in festkörperbasierten Ansätzen realisiert werden. Auch für Quantencomputer und Quantenrepeater müssen festkörperbasierte Konzepte umgesetzt werden. In all diesen Teilbereichen der QIP spielen Halbleiterquantenpunkte eine herausragende Rolle. Dies ist durch die Möglichkeit begründet, dass Quantenpunkte einerseits stationäre Quantenbits (Qubits) in Form von Elektronenspins speichern können. Andererseits können weit entfernte stationäre Qubits mittels Licht-Materie-Wechselwirkung über fliegende Qubits (Photonen) verschränkt werden. Dafür gibt es mehrere kritische Bausteine: Einerseits müssen die

quantenpunkt-basierten Lichtquellen effizient einzelne und ununterscheidbare Photonen beziehungsweise verschränkte Photonenpaare liefern. Andererseits müssen die Quantenpunkte manipulierbare stationäre Qubits, in Form von Elektronenspins, aufweisen. Die Spindephasierungszeit, die gleichbedeutend mit der Kohärenzzeit der stationären Spins ist, sollte überdies möglichst groß sein, da diese die Anzahl der Ein-Qubit-Operationen limitiert. Beide Teilaspekte werden im Folgenden kurz beschrieben, beginnend mit den Anforderungen an die fliegenden Qubits (Photonen).

Die Grundlagen für den Einsatz von Halbleiterquantenpunkten in der QIP wurden in den letzten zwei Jahrzehnten, in teils bahnbrechenden Experimenten, gelegt. Den Grundstein legt der Nachweis, dass selbstorganisierte Halbleiter-Quantenpunkte als gute Quellen für einzelne und Paare verschränkter Photonen dienen können [MKB⁺00, ALP⁺06]. Ein weiterer kritischer Punkt ist die Lichtauskoppel-effizienz von Quantenpunkten, die im reinen Volumenhalbleiter bei nur etwa 2 % liegt. Um die Auskoppel-effizienz zu erhöhen, werden die Quantenpunkte in Mikroresonatorstrukturen eingebaut, deren Architektur die Lichtausbeute erhöht und durch schwache oder starke Licht-Materie-Wechselwirkung die Emission verstärkt. In den letzten Jahren wurden dafür unterschiedliche Strukturen vorgestellt und die erhöhte Auskoppel-effizienz demonstriert, wie Mikrotürmchenresonatoren [HSL⁺10, PSV⁺02] mit dem aktuellen Bestwert von 79 % [GVA⁺13], photonische Nanodrähte mit adiabatischer Geometrie [CBM⁺10, MMD⁺13] und integrierte Quantenpunkte in Quantendrähten [RBA⁺12]. Zusammen mit einem getriggerten Betrieb der Einzelphotonenquelle sind diese Bedingungen bereits ausreichend für den praktischen Einsatz in QKD-Demonstrationsexperimenten [WIS⁺02]. Die Umsetzung eines QKD-Protokolls konnte sogar bereits mit Hilfe eines optoelektronischen quantenpunkt-basierten Bauteils im getriggerten Betriebsmodus im Labor- [HKR⁺12] und Freistrahl-Feldversuch [RHU⁺14] gezeigt werden. Dagegen müssen für Quantenrepeater weitere Kriterien erfüllt werden.

Neben der hohen Reinheit der Einzelphotonenemission und der getriggerten Betriebsmodi, ist die Ununterscheidbarkeit von Photonen unerlässlich, um die Verschränkungsverteilung in Quantenrepeater-Netzwerken zu bewerkstelligen. Die Ununterscheidbarkeit von aufeinanderfolgenden Photonen aus einer Quelle wurde bereits unter Ausnützen der Licht-Materie-Wechselwirkung [SFV⁺02], unter der Verwendung geschickter Anregungsschemata [AUR⁺09] und kürzlich für annähernd Fourier-limitierte Photonen mit Visibilitäten nahe 1 [HHW⁺13b] gezeigt. Der Nachweis der Verschränkungsverteilung beruht jedoch auf Quanteninterferenzen von einzelnen, ununterscheidbaren Photonen, die von unterschiedlichen, räumlich getrennten Quellen emittiert werden und gleichzeitig auf einen Strahlteiler treffen. Auch dies konnte in aktuellen Arbeiten für quasi-resonante Anregung [GTM⁺14] und mit Visibilitäten > 0.8 für strikt resonante Anregung [GFT⁺13, HHW⁺13a] und hohe Pulsraten [TSMG⁺15] erreicht werden.

Als ein sehr vielversprechender Ansatz für Halbleiter-Quantenspeicher haben sich einzelne

Elektronenspins erwiesen, die in Quantenpunkten lokalisiert sind und somit optisch initialisiert, manipuliert und detektiert werden können [DPMY13]. Die stationären Qubits können dabei sowohl von ungepaarten Elektronenspins, als auch von Lochspins repräsentiert werden [PLZY08]. Darüber hinaus konnten an planaren Quantenpunktproben Elektronenspins mit Kohärenzzeiten von einigen μs gemessen werden, welche vor dem Verlust der Quanteninformation durch Dephasierung bis zu 10^5 Ein-Qubit-Operationen ermöglichen [PDM⁺10].

Die Schnittstelle zwischen stationären Spin-Qubits und fliegenden photonischen Qubits spielt eine entscheidende Rolle für den Nachweis der Verschränkungsverteilung von weit entfernten Qubits. Hierzu ist die Kopplung zwischen Elektronenspin und Photon unerlässlich, die im Halbleiter erstmalig in Form von Spin-Photon-Verschränkung in Quantenpunkten nachgewiesen werden konnte [DYM⁺12, GFT⁺12]. In weiterführenden Experimenten konnte außerdem die Teleportation der Quanteninformation eines Photons auf einen stationären Elektronenspin nachgewiesen werden [GFT⁺13]. Bevorzugt werden bei diesen Experimenten planare Probenstrukturen, um die Kohärenzzeit der Elektronenspins zu maximieren. Für Strukturen mit offenen Oberflächen nahe der Quantenpunkte, wie geätzten Mikrotürmchenresonatoren, sinkt die Kohärenzzeit der Spins [PDM⁺10]. Für die Realisierung von Experimenten, die die Manipulation des Elektronenspins zum Ziel haben, sind daher planare Mikroresonatoren mit erhöhter Lichtauskoppelleffizienz von großer Bedeutung [MGF⁺14]. Dieses System ist gut für die Demonstration des grundlegenden Experiments, aber aufgrund der geringen Gesamteffizienz und langen Integrationszeiten kaum für praktische Anwendungen geeignet. Es sind daher elegantere Ansätze gefragt, um Elektronenspins auszulesen. Ein mögliches Konzept, das die Austauschwechselwirkung zwischen einem Exziton-Polariton-Gas in einem Quantenfilm und den Elektronenspins in nahegelegenen Quantenpunkten ausnützt, um die Spinorientierung auszulesen, wurde vor kurzem vorgestellt [PMY14b].

Alle bisher behandelten Experimente wurden zu Demonstrationszwecken ausschließlich mit selbstorganisierten Quantenpunkten durchgeführt. Für eine technologische Plattform müssen die Quantenpunkte jedoch deterministisch in Bauteile integriert werden können. Eine Möglichkeit dies zu verwirklichen, ist der Einsatz von positionierten Quantenpunkten, die auf vorstrukturierten Substraten hergestellt werden [Sch07, KHS04]. Der Einsatz dieser positionierten Quantenpunkte könnte eine gezielte optische Adressierung der Qubits ermöglichen sowie die Realisierung einer zweidimensionalen regelmäßigen Anordnung von Quantenpunkten, die einen kritischen Baustein für die Entwicklung eines festkörperbasierten Zwei-Qubit-Gatters darstellt [DPMY13]. In den letzten Jahren wurden verspannungsgekoppelte positionierte Quantenpunkte mit hoher morphologischer und optischer Qualität demonstriert, die auf vorstrukturierten GaAs- und InP-Substraten hergestellt werden können [SHG⁺12, JAM⁺13, BSS⁺12]. Eine weitere Optimierung dieses Systems

ist daher wünschenswert.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich folgendermaßen: In Kapitel 2 werden kompakt die wichtigsten theoretischen Grundlagen für diese Arbeit zusammengefasst. Im darauffolgenden Kapitel 3 stehen die Herstellungs-, Prozessierungs- und Charakterisierungsmethoden im Mittelpunkt, die im Experimentaltail zur Anwendung kommen. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Herstellung und Charakterisierung einer quasi-planaren quantenpunktbasier-ten hoch effizienten Einzelphotonenquelle, die als Grundlage für Experimente zur Zwei-photoneninterferenz und für Experimente zum Nachweis von Spin-Photon-Verschränkung dient. Die Konzeption, Herstellung und Charakterisierung einer Halbleiterprobe, die für Experimente an einem gekoppelten Quantenfilm-Quantenpunkt-System dienen soll, wird in Kapitel 5 behandelt. Hierbei werden insbesondere die technologischen Herausforderun-gen abgehandelt, die sich durch die physikalischen Anforderungen an das System ergeben. Im letzten Kapitel der Arbeit werden Optimierungskonzepte für verspannungsgekoppelte positionierte In(Ga)As-Quantenpunkte vorgestellt. Hierbei kommen verbesserte epitakti-sche Ansätze und erstmalig die Resonanzfluoreszenz-Spektroskopie in Kombination mit positionierten Quantenpunkten zum Einsatz. Zuletzt wird erstmalig Quantenpunktemis-sion bei Telekommunikationswellenlänge für positionierte In(Ga)As-Quantenpunkte auf GaAs-Substraten demonstriert.

Kapitel 2

Theorie

2.1 Elektronische Bandstruktur von GaAs

Die Grundlage der in dieser Arbeit verwendeten Halbleiterproben, bildet das III-V-Halbleitermaterial Galliumarsenid (GaAs) sowie weitere Kombinationen mit den Gruppe-III-Elementen Indium (In) oder Aluminium (Al). Jedes dieser Halbleitermaterialien bildet eine charakteristische elektronische Bandstruktur aus, die sich vor allem im energetischen Abstand von Valenzbandmaximum und Leitungsbandminimum, der Bandlücke E_{gap} , unterscheiden. Zudem weisen die Materialien auch unterschiedliche Brechzahlen n und effektive Massen m^* für Ladungsträger auf. Abbildung 2.1 a zeigt die Bandstruktur von GaAs im Impulsraum, wobei die Energie über den Wellenvektor \mathbf{k} aufgetragen ist. Charakteristisch für direkte Halbleiter, wie GaAs und InAs, ist, dass am Γ -Punkt, was $\mathbf{k}=(0,0,0)^T$ entspricht, sowohl das Leitungsbandminimum als auch das Valenzbandmaximum liegt. Dies ist wichtig für die Anwendung in lichtemittierenden Halbleiterbauteilen, da kein zusätzlicher Phononimpuls für den strahlenden Übergang notwendig ist. Bei 300 K beträgt die Bandlücke von GaAs 1,43 eV und von InAs 0,35 eV [IL09]. Um die Bandlücke kann für Valenzbänder und Leitungsband eine parabolische Näherung mit einer quadratischen Dispersionsrelation $E(\mathbf{k}) \propto \hbar^2 k^2 / (2m^*)$ [IL09] angenommen werden, wie in Abbildung 2.1 b dargestellt. Dabei ist m^* die effektive Masse der Ladungsträger, die invers proportional zur Krümmung der Bänder ist. Das Leitungsband entsteht aus den s-Orbitalen der Gruppe-III-Bindungspartner und hat einen Bahndrehimpuls $l=0$. Es ist daher zweifach spinentartet, wobei die z-Komponente des Gesamtdrehimpulses $j_z = s_z = \pm 1/2$ ist. Die Valenzbänder entstehen hingegen aus den p-Orbitalen der Gruppe-V-Bindungspartner und haben einen Bahndrehimpuls von $l=1$. Abseits vom Γ -Punkt spalten diese in drei Bänder mit verschiedenen effektiven Lochmassen auf. Das zweifach spinentartete so-Valenzband (*engl. split-off*) mit $j_z = \pm 1/2$ ist aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung um $\Delta_{so} = 0,341$ eV [VMRM01] energetisch abgespalten und kann daher im Folgenden vernachlässigt werden.

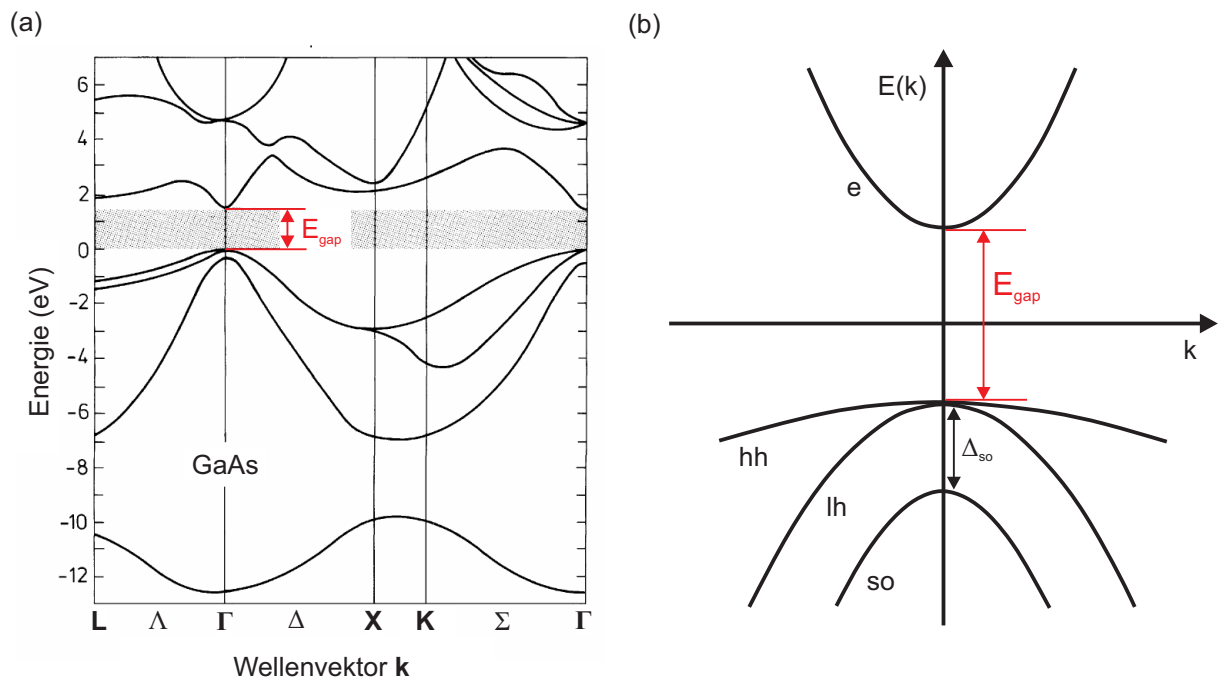


Abbildung 2.1: (a) Bandstruktur von GaAs-Volumenmaterial mit einer Energielücke $E_{\text{gap}}^{\text{GaAs}} = 1,43$ eV (bei 300 K) (nach [VMRM01]), (b) parabolische Näherung für die Bandstruktur um den Γ -Punkt von GaAs.

Das Leichtloch- oder lh-Valenzband (*engl. light hole*) weist für die z -Komponente des Gesamtdrehimpulses ebenfalls $j_z = \pm 1/2$ auf, während das Schwerloch- oder hh-Valenzband (*engl. heavy hole*) $j_z = \pm 3/2$ aufweist. Für die betrachteten Übergänge im Folgenden sind das Leitungsband und Schwerlochband relevant.

2.2 Zustandsdichte von Ladungsträgern

Neben der Bandstruktur ist auch die Dimension der betrachteten Halbleiterstruktur entscheidend für die Lage der Energieniveaus der Ladungsträger. Die zu betrachtende Größe ist die Zustandsdichte $D(E)$ der Ladungsträger, die in Abbildung 2.2 für alle Dimensionen graphisch dargestellt ist. Für einen Volumenhalbleiter (Abbildung 2.2 a) besteht eine Abhängigkeit der Form $D_{3D}(E) \propto \sqrt{E}$ [SN07]. Wird die Dimension des Halbleiters in einer Dimension stark eingeschränkt, so entsteht ein Quantenfilm und es kommt zu Quantisierungseffekten der Energie (Abbildung 2.2 b). Die Dicke d des Quantenfilms muss dabei in der Größenordnung der de-Broglie Wellenlänge sein, also $d \approx \lambda_{dB} = 2\pi\hbar/\sqrt{2m^*k_B T}$ [SN07], wobei m^* die effektive Masse, T die absolute Temperatur und k_B die Boltzmann-Konstante ist. In einem typischen Halbleiter ergeben sich daher für $d \approx \lambda_{dB}$ einige 10 nm. Im zweidimensionalen Fall ist die Zustandsdichte eine Stufenfunktion der Form $D_{2D}(E) \propto \sum_i \Theta(E - E_i)$ [SN07], wobei E_i die Eigenenergien in

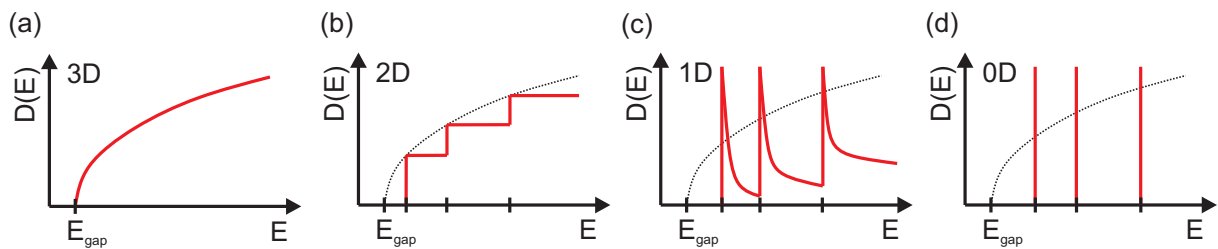


Abbildung 2.2: Skizze der Zustandsdichte $D(E)$ von Ladungsträgern in einem Halbleiter für unterschiedliche Dimensionen: (a) Volumenhalbleiter (3D) mit einer Abhängigkeit $D_{3D}(E) \propto \sqrt{E}$, (b) Quantenfilm (2D) mit einer Abhängigkeit $D_{2D}(E) \propto \sum_i \Theta(E - E_i)$, (c) Quantendraht (1D) mit einer Abhängigkeit $D_{1D}(E) \propto \sum_{i,j} 1/\sqrt{E - E_{i,j}}$, (d) Quantenpunkt (0D), der aufgrund seiner Abmessungen in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge in allen drei Raumrichtungen, eine vollständige Diskretisierung der Energieniveaus mit einer Abhängigkeit $D_{0D}(E) \propto \sum_{i,j,k} \delta(E - E_{i,j,k})$ zeigt (nach [SLB04]).

der quantisierten Dimension beschreibt. Wird eine weitere Dimension auf die Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge reduziert, so ergibt sich eine Zustandsdichte der Form $D_{1D}(E) \propto \sum_{i,j} 1/\sqrt{E - E_{i,j}}$ [SN07] (Abbildung 2.2 c) und man spricht von einem Quantendraht. Im 0D-Fall entsteht ein Quantenpunkt, wobei auch hier die Ausdehnung in allen drei Raumrichtungen in der Größenordnung der de-Broglie-Wellenlänge liegen muss. Die vollständige Quantisierung ergibt hier eine Diskretisierung der Energieniveaus, die durch die Proportionalität der Zustandsdichte zur Deltafunktion $D_{0D}(E) \propto \sum_{i,j,k} \delta(E - E_{i,j,k})$ [SN07] deutlich wird (Abbildung 2.2 d). Dabei sind $E_{i,j,k}$ wiederum die Eigenenergien der quantisierten Zustände mit den Quantenzahlen i, j, k .

2.3 Dreidimensionaler elektronischer Einschluss

Im Fall von Halbleiterquantenpunkten bestimmen die, im Abschnitt 2.2 diskutierten, diskreten Energieniveaus maßgeblich die elektronischen und optischen Eigenschaften, weshalb man Quantenpunkte auch als 'künstliche Atome' bezeichnet [MGI⁺94, BCKM99, BSH⁺00]. In Abbildung 2.3 a ist schematisch Schwerloch- und Leitungsband über der Wachstumsrichtung für einen InAs-Quantenpunkt in einer GaAs-Matrix dargestellt, wobei die Benetzungsschicht zur Vereinfachung vernachlässigt wurde. Ebenfalls skizziert wurden die ersten drei Energieniveaus des Potentialtopfs, e_0, e_1 und e_2 für Elektronen und h_0, h_1 und h_2 für hh-Löcher, die aufgrund der Symmetrien der Wellenfunktionen, analog zu der Terminologie der Atome auch s-, p- und d-Schale genannt werden [BCKM99]. Die genaue Lage der Energieniveaus hängt von weiteren Parametern ab, wie der Materialzusammensetzung, Form und der Größe des Quantenpunkts, aber auch von der Gitterverspannung und von piezoelektrischen Feldern [JTK⁺04, GHS⁺01, SGB99, SWB07].

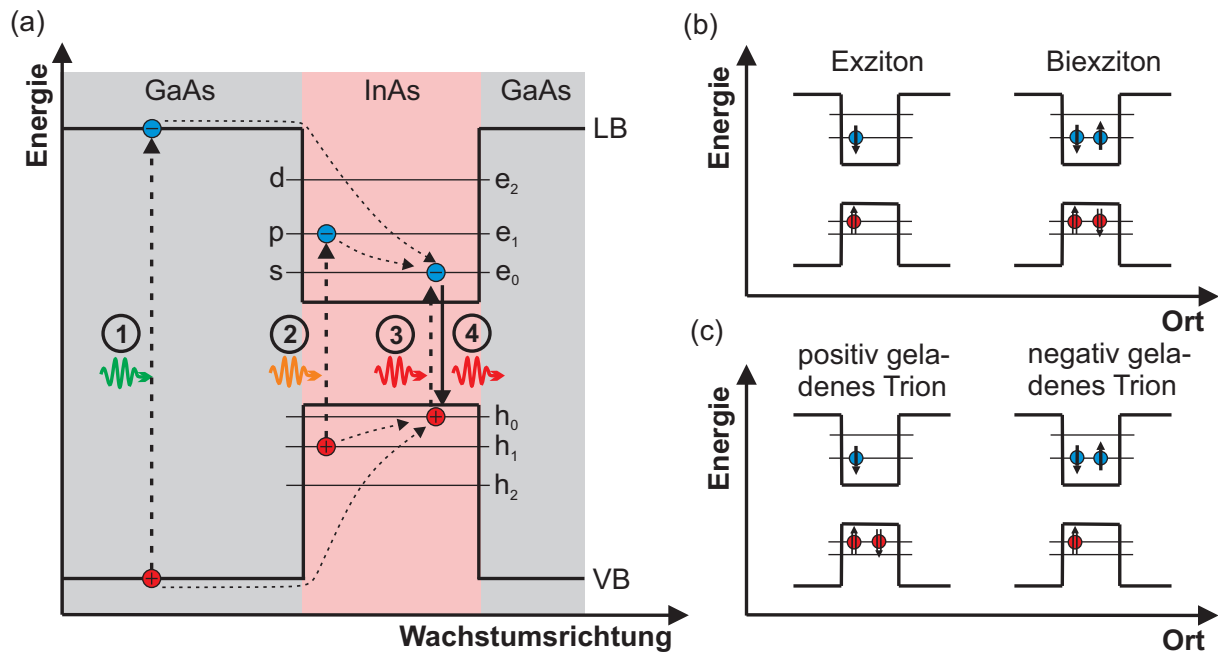


Abbildung 2.3: (a) Skizze von Schwerloch- und Leitungsband für einen InAs-Quantenpunkt unter Vernachlässigung der Benetzungsschicht, sowie Schalenstruktur der Energieniveaus. Die Elektron-Loch-Paare entstehen durch Anregung über die Bandkante (Fall 1) oder in die p -Schale (Fall 2) und relaxieren in den niedrigsten Energiezustand, wo sie unter Emission eines Photons rekombinieren (Fall 4). Bei einer resonanten Anregung hat der Laser genau die Energie des Grundzustandes (Fall 3), (b) ungeladene Zustände von Elektron-Loch-Paaren, (c) geladene Trionen.

Durch optische Anregung mittels eines Lasers kann ein Elektron-Loch-Paar erzeugt werden. Dies ist für Anregung über die Bandkante und für p -Schalen-Anregung in den Fällen ① und ② in Abbildung 2.3 a skizziert. Die Elektronen und Löcher relaxieren unter Streuung mit Phononen in den niedrigsten Energiezustand des Quantenpunkts. Für die Relaxationszeit wird bei dreidimensionalem Einschluss und Tieftemperatur ein deutlicher Anstieg auf die Größenordnung der nichtstrahlenden (etwa 100 ps) oder strahlenden (etwa 1 ns) Rekombinationszeit erwartet, da die diskreten Energieniveaus gut separiert sind und weniger Phononen mit passender Energie für Streuprozesse zur Verfügung stehen (Phononenflaschenhals) [BSTW91]. Aufgrund verschiedener Effekte, wie Multiphononstreuung und Augerprozesse, konnten bei selbstorganisierten InAs-Quantenpunkten jedoch sehr kleine Relaxationszeiten von 5 ps bis 50 ps gemessen werden [HVL⁺97, OAO⁺96]. Das Einschlusspotential des Quantenpunkts und die Coulomb-Wechselwirkung zwischen Elektron und Loch führen bei tiefen Temperaturen zur Ausbildung von exzitonischen Zuständen [Bry88]. Diese Quasiteilchen, welche man Exzitonen nennt, haben in GaAs eine Bindungsenergie von etwa 5 meV [BWR98]. Für Exzitonen kann, in Anlehnung an

das Wasserstoffatom, der Bohr-Radius a_B^X berechnet werden, mit dem die Ausdehnung des Exzitons im Halbleiter abgeschätzt werden kann. Der Bohr-Radius des Exzitons im Volumenhalbleiter ist beschrieben durch [KJB07]:

$$a_B^X = \frac{4\pi\hbar^2\epsilon\epsilon_0}{\mu e^2} = a_B^H \cdot \frac{\epsilon m_0}{\mu}. \quad (2.1)$$

Hierbei ist $a_B^H = 0,529 \text{ \AA}$ der Bohr-Radius des Wasserstoffatoms, ϵ die Dielektrische Funktion, m_0 die Masse eines Elektrons und μ die reduzierte Masse des Exzitons. Für InAs ergibt sich ein Bohr-Radius für Exzitonen a_B^X von rund 10 nm. Die Elektron-Loch-Paare rekombinieren für einen InAs-Quantenpunkt nach einer charakteristischen Zeitspanne von etwa 1 ns [IS92], die der natürlichen Lebensdauer des Exzitons entspricht, unter Emission eines Photons (Fall ④). Im Fall ③ der resonanten Anregung hat der anregende Laser genau die gleiche Energie wie die Emission des Exzitons, weshalb es zu resonanten Wechselwirkungseffekten zwischen Exziton und Lichtfeld kommt, die in Kapitel 6.2.6 näher beschrieben werden.

Jedes der Energieniveaus im Quantenpunkt ist spinentartet und kann so nach dem Pauli-Prinzip mit zwei Elektronen (Löcher) mit entgegengesetztem Spin besetzt werden. Im Folgenden wird die z-Komponente der magnetischen Spinquantenzahl angegeben, wobei z die Wachstumsrichtung ist. Somit gilt für den Spin des Elektrons $s_{e,z} = +1/2 = \uparrow$ und $s_{e,z} = -1/2 = \downarrow$ und analog für Löcher im Schwerlochband $j_{h,z} = +3/2 = \uparrow$ oder $j_{h,z} = -3/2 = \downarrow$. Es gibt ungeladene Zustände, wie das Exziton X und das Biexziton XX, das aus einem beziehungsweise zwei Elektronen-Loch-Paaren besteht und in Abbildung 2.3 b dargestellt ist. Grundet sich der Zustand im Quantenpunkt auf drei Ladungsträger, so spricht man von Trionen, die entweder einfach negativ X^- oder positiv X^+ geladen sein können (Abbildung 2.3 c). Entsprechend gibt es multiexzitonische Zustände, wenn noch mehr Ladungsträger die Energieniveaus im Quantenpunkt bevölkern. All diese Zustände weisen jeweils eine leicht unterschiedliche Rekombinationsenergie auf, da sich die Coulomb-Wechselwirkung je nach Anzahl und Ladung der Teilchen ändert [FFA⁺01]. Neben der Coulomb-Wechselwirkung gibt es einen weiteren Beitrag, der die Lage der exzitonischen Zustände beeinflusst: Die Coulomb-Austausch-Wechselwirkung koppelt die Spinoperatoren der beteiligten Elektronen ($\hat{S}_{e,i}$) und Löcher ($\hat{J}_{h,i}$). Der zugehörige Hamiltonoperator nimmt folgende Form an [BOS⁺02a]:

$$\hat{H}_A = - \sum_{i=x,y,z} \left(a_i \hat{J}_{h,i} \hat{S}_{e,i} + b_i \hat{J}_{h,i}^3 \hat{S}_{e,i} \right) \quad (2.2)$$

Aufgrund von Asymmetrien des Quantenpunkts, die durch die Form des Quantenpunkts, der Anisotropie des Kristalls, piezoelektrischen Feldern oder Verspannungsfeldern entstehen [KBW⁺99, SRS⁺06, BNZ03], sind die Parameter a_i und b_i von Null verschieden. Ist die Symmetrie erniedrigt, der Quantenpunkt aber noch rotationssymmetrisch um die z-Achse

(Wachstumsrichtung), so werden die Energieniveaus des Exzitons in zwei entartete helle und zwei dunkle Exzitonen aufgespalten. Für die hellen Exzitonen müssen dabei die Dipol-Auswahlregeln gelten [Mic09]. Bei In(Ga)As-Quantenpunkten ist jedoch auch eine Asymmetrie in der Wachstumsebene vorhanden, was zusätzlich zu einer Aufspaltung der hellen Exzitonzustände führt (Feinstrukturaufspaltung) [Mic03]. Für Exzitonen können daher, bei hinreichender Auflösung, Linien-Dubletts gemessen werden. Negativ geladene Trionen X^- hingegen weisen für die beiden Elektronen einen Spin-Singulett Zustand mit einem verschwindenden Gesamtdrehimpuls $S_{e,z}^{X^-}=0$ auf. Die Coulomb-Austausch-Wechselwirkung wird dadurch Null, was eine Entartung der hellen und dunklen Zustände und eine verschwindende Feinstrukturaufspaltung zur Folge hat. Nach den optischen Auswahlregeln sind nur zwei Übergänge unter Emission zirkular polarisiertem Lichts erlaubt [HB09]. Die Argumentation für positiv geladene Trionen X^+ erfolgt analog. Aufgrund der verschwindenden dunklen Zustände werden Trionen bevorzugt als Emittter in effizienten Einzelphotonenquellen eingesetzt [SSR⁺07, RBR⁺08].

Das Intensitätsspektrum eines Quantenpunktes kann durch die Fourier-Transformierte des exponentiell abklingenden elektromagnetischen Feldes in Form einer Lorentz-Kurve beschrieben werden. Die Emissionslinie eines Quantenpunktes ist aufgrund verschiedener Einflüsse verbreitert. Eine homogene Verbreiterung der Linienbreite γ in der Größenordnung von wenigen μeV [BF02] ergibt sich durch die endliche Lebensdauer des Quantenpunkts τ_r , wobei für die natürliche Linienbreite $\gamma = \hbar/\tau_r$ gilt. Die Kohärenzzeit $\tau_c = 2\tau_r$ gibt in diesem Fall die zeitliche Ausdehnung eines Fourier-limitierten Wellenpaketes an. Für die Linienbreite folgt daraus [Mic03]:

$$\gamma = \frac{2\hbar}{\tau_c}. \quad (2.3)$$

Im Fall von reiner Dephasierung (z.B. Phononen) ist die Kohärenzzeit τ_c verringert und es gilt [Mic03]:

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{2\tau_r} + \frac{1}{\tau_d}. \quad (2.4)$$

Dabei steht der Term $1/\tau_d$ für reine Dephasierungsprozesse. Verbreiterungen der Emissionslinie eines Quantenpunktes können beispielsweise durch die Wechselwirkung mit Phononen bei höheren Temperaturen [BF02] verursacht sein oder durch spektrale Diffusion aufgrund fluktuierender Ladungsträger in der Nähe des Quantenpunktes entstehen [UMT⁺01].

2.4 Quantenpunkte im Magnetfeld

Bringt man Quantenpunkte in ein äußeres Magnetfeld ein, so spalten die ansonsten spin-entarteten Energieniveaus der Exzitonen abhängig vom Spin der Ladungsträger gemäß des Zeeman-Effekts linear mit der Magnetfeldstärke auf. Ein zweiter Effekt, der als diamagnetische Verschiebung bezeichnet wird, ist eine energetische Verschiebung der aufgespalteten Energieniveaus [WR98]. Der Hamilton Operator für den Zeeman-Effekt in einem äußeren Magnetfeld mit der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} , die mit dem Spinoperator $\hat{\mathbf{S}}$ wechselwirkt, hat folgende Form [GKB10]:

$$\hat{H}_Z = \frac{g\mu_B}{\hbar} \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{S}}. \quad (2.5)$$

Dabei ist $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{24}$ J/T das Bohrsche Magneton und g der gyromagnetische Faktor oder Landé-Faktor. Der Zeeman-Effekt hebt die Spinentartung auf und verschiebt die Lage der Energieniveaus, abhängig von der Ausrichtung des Elektronenspins (\downarrow oder \uparrow) beziehungsweise des Lochspins (\downarrow oder \uparrow), was bereits in früheren Arbeiten untersucht wurde [BOS⁺02a]. Entscheidend für die optischen Übergänge ist dabei, in welcher Richtung das Magnetfeld angelegt wird, was im Folgenden anhand eines negativ geladenen Trions dargestellt wird.

Der Grundzustand des Trions besteht aus einem einzelnen Elektron, der angeregte Zustand aus zwei Elektronen und einem Schwerloch. In der Faraday-Geometrie liegt das Magnetfeld parallel zur Wachstumsrichtung und damit parallel zur Hauptquantisierungsrichtung z an, wodurch lediglich die Spinentartung aufgehoben wird und, nach den Dipolauswahlregeln, zwei optische Übergänge mit zirkular polarisiertem Licht (σ_+ beziehungsweise σ_-) möglich sind. Im Folgenden soll jedoch die Voigt-Konfiguration näher betrachtet werden, in der die magnetische Flussdichte \mathbf{B} senkrecht zur Wachstumsrichtung \mathbf{z} steht (Abbildung 2.4 a). In Voigt-Geometrie wird die zylindrische Geometrie gebrochen, was zu einer Vermischung der Spinzustände führt [YC05], jedoch ist der Effekt klein gegenüber der Quantisierung des dreidimensionalen elektronischen Einschlusses. Damit kann der Spinzustand von Elektron und Trion in Voigt-Geometrie näherungsweise als Superposition der Spinzustände in Wachstumsrichtung angegeben werden. Für die Trionen ergeben sich damit in Voigt Geometrie folgende Eigenzustände [De 13]:

$$|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle_z + |\uparrow\downarrow\downarrow\rangle_z) \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_z \otimes \sigma_+ + |\downarrow\rangle_z \otimes \sigma_-) \quad (2.6)$$

$$|\uparrow\downarrow\downarrow\rangle_x = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\uparrow\rangle_z - |\uparrow\downarrow\downarrow\rangle_z) \longrightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\rangle_z \otimes \sigma_+ - |\downarrow\rangle_z \otimes \sigma_-). \quad (2.7)$$

Hierbei wird deutlich, dass die spontane Emission über die beiden möglichen Zerfallskanäle Spin-Photon-Verschränkung erzeugt. Über eine Projektion der Zustände in die

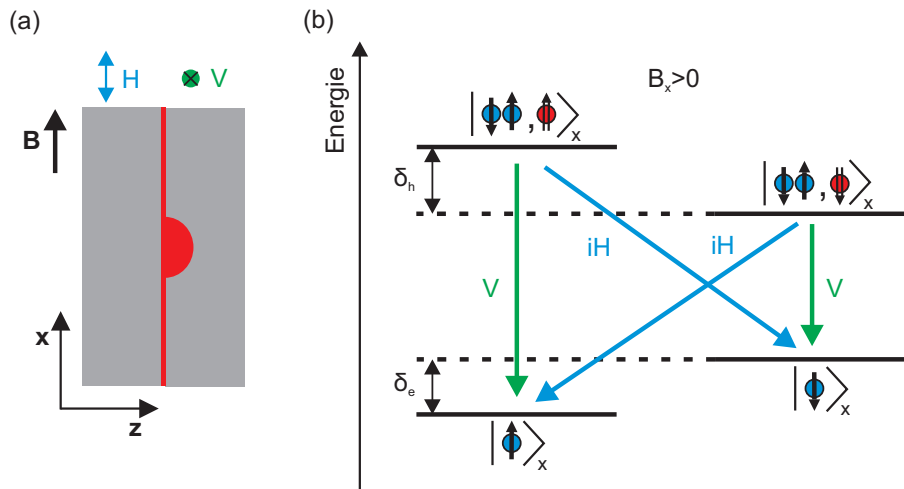


Abbildung 2.4: (a) Skizze zur Voigt-Geometrie: Das Magnetfeld \mathbf{B} steht senkrecht zur Wachstumsrichtung \mathbf{z} , das horizontal H (vertikal V) polarisierte Licht liegt in der x-y-Ebene parallel (senkrecht) zum Magnetfeld, (b) Energieniveauschema eines Trions im äußeren Magnetfeld in Voigt-Geometrie: Durch die Zeeman-Aufspaltung entstehen zwei Λ -Systeme, mit je zwei möglichen linear polarisierten Zerfallskanälen (nach [DPMY13]).

x-y-Ebene (Voigt-Geometrie) erhält man vier linear polarisierte Übergänge, die in Abbildung 2.4 b dargestellt sind [De 13]. Die äußeren Übergänge sind vertikal polarisiert, die inneren Übergänge horizontal mit einer Phasenverschiebung von 90° . Ein Trion zeigt im Voigt-Magnetfeld somit eine charakteristische vierfache Aufspaltung. Das Gesamtbild besteht somit aus zwei Dreiniveausystemen, die man, angelehnt an die Atomphysik, Λ -System nennt [AE87, BOS⁺02a]. Mit Hilfe eines solchen Λ -Systems kann der Spinzustand optisch manipuliert [PLZY08] und Spin-Photon-Verschränkung nachgewiesen werden [DYM⁺12, GFT⁺12].

2.5 Planare photonische Resonatoren

Neben dem elektronischen Einschluss ist auch der photonische Einschluss, beziehungsweise die gerichtete und erhöhte Emission von Photonen, entscheidend für Anwendungen in der Quanteninformationstechnologie. Im Folgenden werden Fabry-Pérot-Resonatoren diskutiert, die aus zwei dielektrischen Spiegeln und einer Kavität aufgebaut sind. Die dielektrischen Spiegel, im folgenden Bragg-Spiegel oder DBR (*engl. distributed Bragg reflector*) genannt, bestehen dabei aus alternierenden Schichten der Materialien AlAs und GaAs. Da die Brechungsindizes der Materialien unterschiedlich sind ($n_{AlAs} \approx 2,9$ und $n_{GaAs} \approx 3,6$), wird an den Grenzflächen der beiden Materialien ein Teil des Lichts reflektiert. Außerdem erfährt das Licht an der Grenzfläche zu GaAs einen Phasensprung von 180° . Die Über-

lagerung der reflektierten Lichtwellen wird zur konstruktiven Interferenz gebracht, wenn die Schichtdicken d_{Bragg} der Braggbedingung genügen [YC05]:

$$d_{Bragg} = \frac{\lambda}{4n}. \quad (2.8)$$

Hierbei ist n der Brechungsindex des jeweiligen Materials. Mit genügend vielen Spiegelpaaren konvergiert die Reflektion des Systems gegen 1. Für die Simulation des Reflektionsspektrums von Bragg-Spiegeln und von den nachfolgend behandelten Mikroresonatoren kann ein Transfermatrix-Formalismus verwendet werden [YC05]. In Abbildung 2.5 a ist das simulierte Reflektionsspektrum eines einfachen AlAs/GaAs Bragg-Spiegels für eine Variation der Spiegelpaare gezeigt. Deutlich zu sehen ist ein Bereich mit sehr hoher Reflektivität um λ_C , der Stoppband genannt wird. Setzt man zwischen zwei Bragg-Spiegel nun eine Kavität mit einer Schichtdicke [YC05]

$$d_C = a \frac{\lambda}{2n}, \quad (2.9)$$

wobei a eine natürliche Zahl und n der Brechnungsindex des Materials ist, so erhält man einen planaren Mikroresonator. In dieser Arbeit wird $a = 2$ und damit eine λ -Kavität verwendet, die aus GaAs besteht, also $n = n_{GaAs}$. Dadurch wird in der Mitte des hoch reflektierenden Bereichs bei der Resonanzwellenlänge λ_C , beziehungsweise der Resonanzenergie E_C , ein scharfer Einschnitt im Stoppband erzeugt, den man Resonanz nennt. Die Güte des Resonators wird über die Halbwertsbreite (FWHM, *engl. full width at half maximum*) der Resonanz bestimmt und heißt Qualitätsfaktor (Q-Faktor) [KJB07]:

$$Q = \frac{\lambda_C}{\Delta\lambda_C} = \frac{E_C}{\Delta E_C}. \quad (2.10)$$

Die Güte des Resonators ist ein Maß dafür, wie oft ein Photon in der Kavität zwischen den Spiegeln hin- und her läuft, bevor es, aufgrund der endlichen Reflektivität der Spiegel, den Resonator verlässt, von dem aktiven Übergang oder Bragg-Spiegeln absorbiert wird oder durch Streueffekte an der Oberfläche verloren geht [RHG⁺07]. Die spektrale Lage der Resonanz ist stark abhängig von der genauen Schichtdicke der Kavität d_C und der Bragg-Spiegel sowie der Temperatur T . Beide Faktoren werden ausgenützt, um die Resonanz der Kavität spektral auf die aktive Schicht im Resonator abzustimmen, die zentriert in der Kavität eingebaut wird. Abbildung 2.5 b zeigt das simulierte Reflektionsspektrum eines Mikroresonators mit 18 (14) unteren (oberen) AlAs/GaAs-Spiegelpaaren und einer λ -Kavität. Der scharfe Einschnitt bei 945 nm ist die Resonanz der Kavität bei Raumtemperatur, aus deren Halbwertsbreite ein Q-Faktor von etwa 33.500 abgeschätzt werden kann.

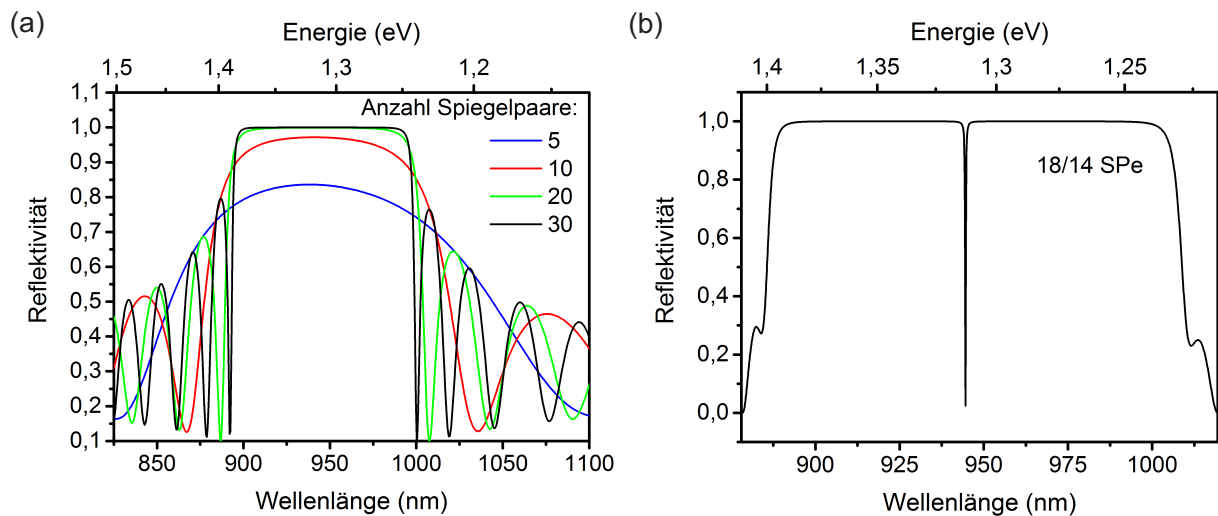


Abbildung 2.5: (a) Simulation des Reflektionsspektrums eines Bragg-Spiegels mit variierender Spiegelanzahl mit der Transfermatrix-Methode mit $\lambda_C=945$ nm, (b) Simulation des Reflektionsspektrums eines Mikroresonators mit 18 (14) unteren (oberen) Bragg-Spiegeln und einer λ -Kavität. Deutlich zu sehen ist die Resonanz bei 945 nm, aus deren Halbwertsbreite ein Q-Faktor von etwa 33.500 abgeschätzt werden kann.

2.6 Licht-Materie-Wechselwirkung

Wenn Exzitonen, welche in Quantenpunkten oder -filmen eingeschlossen sind, in das Maximum des elektromagnetischen Feldes eines Mikroresonators eingebracht werden, so kann das Exziton mit dem Licht im Resonator besonders intensiv wechselwirken. Man unterscheidet je nach der Stärke der Wechselwirkung zwischen schwacher und starker Kopplung. Während bei der schwachen Wechselwirkung nur eine Überhöhung der Emissionslinie des Exzitons aufgrund von einer erhöhten Übergangswahrscheinlichkeit zu beobachten ist, äußert sich die Wechselwirkung zwischen Exziton und Photonen bei der starken Kopplung durch ein Aufspalten der Zustände in Quasiteilchen, die Polaritonen [KJB07].

2.6.1 Starke Kopplung

Im Rahmen dieser Arbeit sind für das Regime der starken Kopplung vor allem Exzitonen in Quantenfilmen von Interesse, die in eine optische Mikrokavität eingebettet sind. Das Dipolmoment des Exzitons $d = -er$ koppelt dabei an das Lichtfeld, mit der elektrischen Feldstärke \mathbf{E} , der Kavität. Die Stärke der Kopplung wird dabei durch $g = |\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}|$ beschrieben. Der Hamilton-Operator, der diese Kopplung zwischen Exzitonen und Photonen beschreibt, kann dann folgendermaßen geschrieben werden [KJB07]:

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} E_C(\mathbf{k}) \hat{B}_{\mathbf{k}}^\dagger \hat{B}_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} E_X(\mathbf{k}) \hat{X}_{\mathbf{k}}^\dagger \hat{X}_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{k}} \hbar g(\mathbf{k}) (\hat{B}_{\mathbf{k}}^\dagger \hat{X}_{\mathbf{k}} + \hat{X}_{\mathbf{k}} \hat{B}_{\mathbf{k}}^\dagger). \quad (2.11)$$

Dabei sind $\hat{B}_{\mathbf{k}}^\dagger$ beziehungsweise $\hat{B}_{\mathbf{k}}$ Erzeugungs- beziehungsweise Vernichtungsoperator für Kavitätsphotonen mit einem Impuls \mathbf{k} und der Energie $E(\mathbf{k})$. $\hat{X}_{\mathbf{k}}^\dagger$, $\hat{X}_{\mathbf{k}}$ sind entsprechende Operatoren für das Exziton. $g(\mathbf{k})$ beschreibt die Kopplungsstärke zwischen Photonen und Exzitonen. Unter Anwendung einer Hopfield Transformation kann der Hamilton Operator diagonalisiert werden, was zu folgendem Ausdruck führt [KJB07]:

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}} E_{UP}(\mathbf{k}) \hat{a}_{\mathbf{k}}^{UP\dagger} \hat{a}_{\mathbf{k}}^{UP} + \sum_{\mathbf{k}} E_{LP}(\mathbf{k}) \hat{a}_{\mathbf{k}}^{LP\dagger} \hat{a}_{\mathbf{k}}^{LP}. \quad (2.12)$$

Hierbei sind $\hat{a}_{\mathbf{k}}^{LP} \equiv \mathcal{X}_{\mathbf{k}} \hat{X}_{\mathbf{k}} - \mathcal{C}_{\mathbf{k}} \hat{B}_{\mathbf{k}}$ und $\hat{a}_{\mathbf{k}}^{UP} \equiv \mathcal{C}_{\mathbf{k}} \hat{X}_{\mathbf{k}} + \mathcal{X}_{\mathbf{k}} \hat{B}_{\mathbf{k}}$ die Vernichtungsoperatoren in der zweiten Quantisierung, mit den Hopfield Koeffizienten $\mathcal{C}_{\mathbf{k}}$ und $\mathcal{X}_{\mathbf{k}}$. Die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren $\hat{a}_{\mathbf{k}}^{LP\dagger/UP\dagger}$ beziehungsweise $\hat{a}_{\mathbf{k}}^{LP/UP}$ stellen zusammen mit den Hopfield Koeffizienten Superpositionen der reinen Kavitäts- und Exzitonzustände dar und werden deshalb durch zwei Quasiteilchen, die Polaritonen, beschrieben. Damit verkürzt sich der Hamilton Operator auf nur zwei Terme für das untere Polariton (LP, *engl. lower polariton*) und das obere Polariton (UP, *engl. upper polariton*) und die Dispersionsrelationen der beiden Zweige nehmen folgende Form an [KJB07]:

$$E_{UP/LP}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}(E_X(\mathbf{k}) + E_C(\mathbf{k})) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_{\mathbf{k}}^2 + 4\hbar^2 g(\mathbf{k})^2}. \quad (2.13)$$

Die energetische Verstimmung zwischen Kavitäts- und Exzitonmode ist $\Delta_{\mathbf{k}} \equiv E_C(\mathbf{k}) - E_X(\mathbf{k})$. Als Resultat der Exziton-Photon Kopplung tritt ein charakteristisches Antikreuzen der Energiemoden auf. In Abbildung 2.6 a sind die Energien der beiden Polariton-zweige für $k=0$ über die Verstimmung $\Delta_{\mathbf{k}}$, sowie die reinen Exziton- und Photonmoden dargestellt. Die Aufspaltung zwischen den Moden wird Rabi-Aufspaltung genannt und kann folgendermaßen dargestellt werden [KJB07]:

$$V_R = \hbar \Omega_R = \hbar 2g(\mathbf{k}). \quad (2.14)$$

Dabei ist Ω_R die Rabi-Frequenz, mit der Kavitäts- und Exzitonmode Energie austauschen. Das Aufspalten der Energiemoden im Resonanzfall von Kavitätsphotonen und Exziton ist daher ein geeigneter Nachweis für die starke Kopplung in einem Mikroresonator. Um dafür noch ein realistischeres Modell zu finden, werden endliche Linienbreiten für Exzitonübergänge γ_X eingeführt, die unter anderem aufgrund von Wechselwirkungen mit Phononen zustande kommen. Die Linienbreite γ_C berücksichtigt die endliche Reflektivität des Resonators. Damit kann Gleichung 2.13 für eine Verstimmung $\Delta_{\mathbf{k}} = 0$ folgendermaßen umgeschrieben werden [KJB07]:

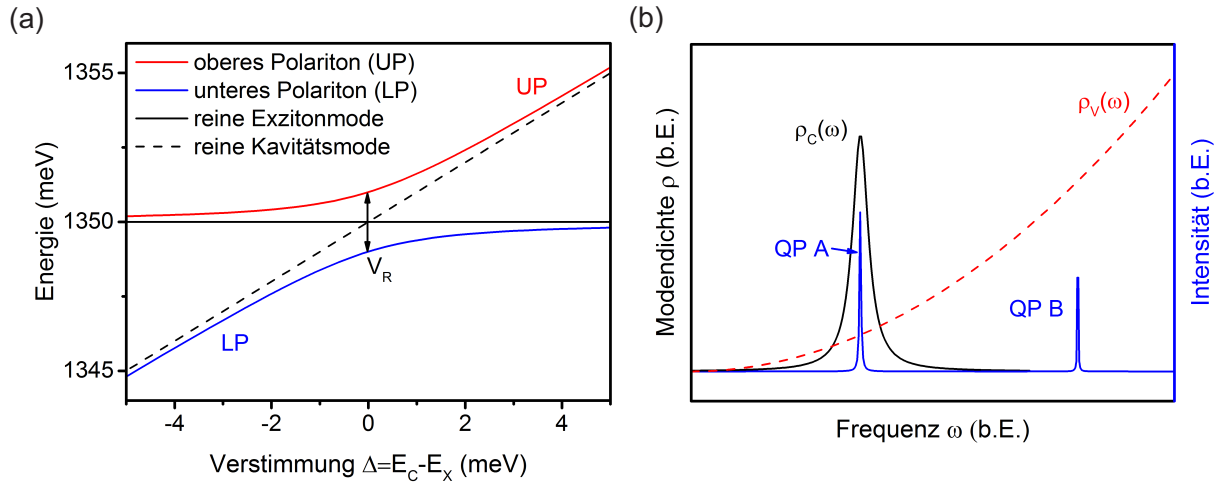


Abbildung 2.6: (a) Simulation zur Aufspaltung der Energiemoden für unteres und oberes Polariton im Fall der starken Kopplung mit einer Rabi-Aufspaltung $V_R=2$ meV, sowie reine Exziton- und Kavitätsmoden im Fall der schwachen Kopplung. (b) Skizzierte photonische Zustandsdichte ρ_C (schwarz) eines Emitters im Mikroresonator und im Vakuum ρ_V (rot gestrichelt) als Funktion der Frequenz. Quantenpunkt A ist in Resonanz mit der Kavität, was die Lebenszeit verkleinert und die Emissionsrate stark erhohert. Quantenpunkt B ist spektral zur Kavität verstimmmt und wird daher unterdruckert (nach [KJB07]).

$$E_{UP/LP}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2}(E_X(\mathbf{k}) + E_C(\mathbf{k}) - i\gamma_X - i\gamma_C) \pm \frac{1}{2}\sqrt{\hbar^2\Omega_R^2 - (\gamma_X - \gamma_C)^2}. \quad (2.15)$$

Aus dem Term unter der Wurzel in Gleichung 2.15 wird deutlich, dass die Rabi-Aufspaltung und damit starke Kopplung nur für den Fall $\hbar\Omega_R > (\gamma_X - \gamma_C)$ auftritt und durch die oben beschriebenen Polaritonzustande beschrieben werden muss. Ist dagegen $\hbar\Omega_R < |\gamma_X - \gamma_C|$, so wird die Wurzel in Gleichung 2.15 imaginär und das energetische Antikreuzen verschwindet. Dies ist das Regime der schwachen Kopplung.

2.6.2 Schwache Kopplung

Im Regime der schwachen Kopplung kann die spontane Emission eines Exzitons, je nach Verstimmung der spektralen Lage von Kavitätsmode und Emitter, sowohl erhohert als auch unterdrückt werden. Die Emission ist irreversibel und es treten keine Rabi-Oszillationen auf. Die Emissionsrate $\Gamma_0 = 1/\tau$ wird durch Fermis Goldene Regel beschrieben, wobei wiederum vorausgesetzt wird, dass der elektrische Dipol \mathbf{d} des Exzitons mit dem Lichtfeld, beschrieben durch das elektrische Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ am Ort \mathbf{r} zur Zeit t , wechselwirkt [KJB07]:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar^2} |\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r},t)|^2 \rho(\omega_e). \quad (2.16)$$

Dabei ist $\rho(\omega_e)$ die photonische Zustandsdichte bei einer Emissionsenergie $\hbar\omega_e$. Für einen Emittor im Vakuum steigt die photonische Zustandsdichte für den Endzustand des strahlenden Übergangs mit der Frequenz ω quadratisch an, also $\rho_V(\omega) \propto \omega^2$. Dagegen führt eine Kavität zu einer Lokalisierung der Moden in Form einer Lorentzfunktion [KJB07]:

$$\rho_C(\omega) = \frac{2}{\pi} \frac{\Delta\omega_C}{4(\omega - \omega_C)^2 + \Delta\omega_C^2}. \quad (2.17)$$

Dabei ist ω_C die Frequenz der Kavitätsmode. Ein Vergleich der Emissionsraten für ein Zweiniveausystem in Resonanz mit einer Kavität Γ_C und im Vakuum Γ_0 ergibt folgenden Ausdruck, der die zentrale Gleichung des Purcell-Effekts darstellt [KJB07]:

$$\frac{\Gamma_C}{\Gamma_0} = \underbrace{\frac{3Q(\lambda_C/n)^3}{4\pi^2 V_{eff}}}_{F_P} \underbrace{\frac{\Delta\omega_C}{4(\omega - \omega_C)^2 + \Delta\omega_C^2}}_{\frac{\pi}{2} \rho_C(\omega)} \underbrace{\frac{|\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2}{|\mathbf{E}_{max}|^2} \left(\frac{\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})}{dE} \right)^2}_{\text{Positionsabhängigkeit}}. \quad (2.18)$$

Der erste Term in Gleichung 2.18 F_P wird nach der ersten Erwähnung durch Purcell im Jahr 1946 benannt [Pur46] und als Purcell-Faktor bezeichnet. F_P hängt von fundamentalen Parametern der Kavität ab. So ist Q die Güte der Kavität (Q -Faktor), λ_C die Wellenlänge, n der Brechungsindex und V_{eff} das Modenvolumen des Mikroresonators. Der zweite Term beschreibt die Lorentz-förmige Grundmode der Kavität. Höhere Moden werden in dieser Gleichung nicht berücksichtigt. Die beiden letzten Terme unterstreichen die Wichtigkeit der Position des Emitters im Maximum des elektrischen Feldes des Resonators. Abbildung 2.6 b zeigt dieses Verhalten schematisch an zwei Quantenpunkten A und B. Quantenpunkt A ist in Resonanz mit der Grundmode der Kavität, womit die Lebensdauer τ_A stark verkleinert ist gegenüber der Lebensdauer τ_B von Quantenpunkt B, der spektral verstimmt ist. Die spontane Emissionsrate ist damit für Quantenpunkt A durch den Purcell-Effekt stark erhöht, während die Emission von Quantenpunkt B unterdrückt wird.

2.7 Photonenstatistik

Mit einer systematischen Untersuchung der emittierten Photonen einer Lichtquelle hinsichtlich ihrer zeitlichen Verteilung, kann diese in eine von drei unterschiedlichen Kategorien eingeordnet werden. Während bei einer thermischen Lichtquelle eine zeitliche Anhäufung von Photonen und bei kohärenten Lichtquellen keine zeitliche Korrelation zwischen den Photonen besteht, ist bei einer idealen Einzelphotonenquelle die Wahrscheinlichkeit in einer kurzen Zeitspanne mehrere Photonen zu detektieren gleich Null. Die Zeitspanne ist dabei von der Anregungsrate und der Zerfallsrate des Emitters bestimmt. Eine Einzelphotonenquelle sendet also nach Bedarf genau ein Photon aus. Rückschlüsse auf

die Photonenstatistik erlaubt die Photonen-Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$, die im semi-klassischen Bild folgendermaßen dargestellt werden kann [KJB07]:

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}. \quad (2.19)$$

Dabei wird die Wahrscheinlichkeit angegeben zum Zeitpunkt τ ein Photon zu messen, wobei zum Zeitpunkt t bereits ein Photon detektiert wurde. $\langle I(t) \rangle$ beziehungsweise $\langle I(t+\tau) \rangle$ stellen die gemittelten Intensitäten an den jeweiligen Zeitpunkten dar. Für eine ideale Einzelphotonenquelle gilt somit $g^{(2)}(\tau=0) = 0$. Für die Anzahl n von Emittlern, die zur Einzelphotonenemission beitragen, gilt [Mic09]:

$$g^{(2)}(\tau=0) = 1 - \frac{1}{n}. \quad (2.20)$$

Daraus folgt, dass Werte für $g^{(2)}(\tau=0) < 0,5$ eine Einzelphotonenquelle nachweisen. Wird ein Quantenpunkt optisch angeregt, so werden, abhängig von der Anregungsleistung, mehrere, der in Kapitel 2.3 beschriebenen, Schalen besetzt. Aufgrund der unterschiedlichen Coulomb Wechselwirkung der multiexzitonischen Zustände $N \cdot X$, $(N-1) \cdot X, \dots, 2 \cdot X$ und des Exzitons X im dreidimensionalen Ladungsträgereinschluss, wird unter kaskadierter Rekombination ein anharmonisches Spektrum erzeugt [Mic03]. Die energetische Entartung des Grundzustandes ist also aufgehoben. Dadurch kann der Übergang im Grundzustand eines Quantenpunktes durch spektrale Filterung als Einzelphotonenemitter verwendet werden. Um einen Einzelphotonenemitter experimentell nachzuweisen, wird die $g^{(2)}$ -Funktion mit einem sogenannten Hanbury Brown und Twiss (HBT) Aufbau gemessen (s. Kapitel 3.3.2).

2.8 Ununterscheidbare Photonen

Treffen zwei Photonen gleichzeitig auf zwei verschiedene Eingänge eines Strahlteilers, so ergeben sich grundsätzlich vier Möglichkeiten, wie diese den Strahlteiler passieren können. In Abbildung 2.7 sind diese vier Möglichkeiten skizziert. Werden beide Photonen reflektiert oder transmittiert, dann verlassen sie den Strahlteiler an unterschiedlichen Ausgängen (Abbildung 2.7 a und b). Wenn hingegen jeweils ein Photon reflektiert und das andere transmittiert wird, so verlassen die zwei Photonen den Strahlteiler gemeinsam an einem Ausgang (Abbildung 2.7 c und d). Quantenmechanisch lässt sich dieses Bild durch die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren \hat{a}_i^\dagger beziehungsweise \hat{a}_i , mit $i = 1, 2, 3, 4$, für die Ein- beziehungsweise Ausgänge des Strahlteilers mit der Notation $|1_i\rangle = \hat{a}_i^\dagger |0_i\rangle$ [GK04]. Zudem müssen die bosonischen Kommutator-Vertauschungsrelationen erfüllt sein, was im Detail bedeutet [GK04]:

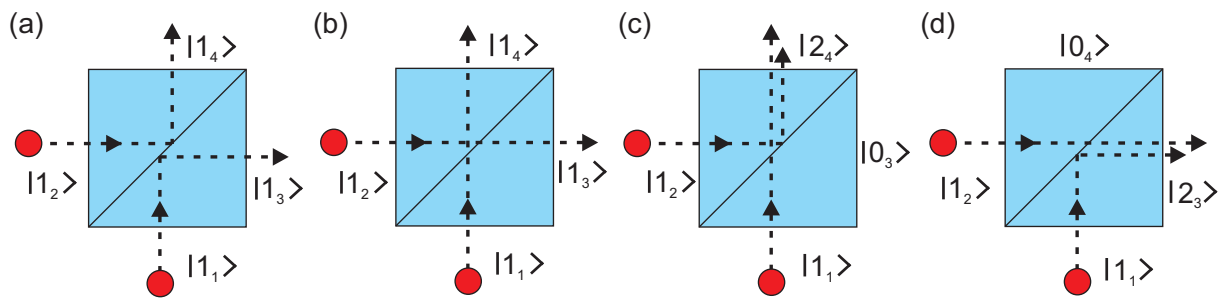


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung der Zwei-Photonen-Interferenz am Strahlteiler: Treffen zwei Photonen gleichzeitig an verschiedenen Eingängen auf einen Strahlteiler, so ergeben sich an den Ausgängen des Strahlteilers vier mögliche Kombinationen. In (a) und (b) verlassen die Photonen den Strahlteiler an unterschiedlichen Ausgängen, da sie beide jeweils reflektiert beziehungsweise transmittiert werden. In (c) und (d) verlassen die Photonen den Strahlteiler zusammen am gleichen Ausgang, da jeweils eines reflektiert und das andere transmittiert wird. Sind die Photonen ununterscheidbar, so verlassen die zwei Photonen den Strahlteiler immer zusammen an einem der beiden Ausgänge.

$$[\hat{a}_i, \hat{a}_j^\dagger] = \delta_{ij} \text{ und } [\hat{a}_i^\dagger, \hat{a}_j^\dagger] = [\hat{a}_i, \hat{a}_j] = 0, \text{ mit } i, j = 1, 2, 3, 4. \quad (2.21)$$

Der verlustfreie 50/50-Strahlteiler kann durch eine unitäre Matrix \mathbf{B} beschrieben werden und verknüpft die Feldoperatoren von Eingang und Ausgang miteinander [Lou00]:

$$\begin{pmatrix} \hat{a}_3^\dagger \\ \hat{a}_4^\dagger \end{pmatrix} = \mathbf{B} \begin{pmatrix} \hat{a}_1^\dagger \\ \hat{a}_2^\dagger \end{pmatrix}, \text{ wobei } \mathbf{B} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{pmatrix} \text{ und } \mathbf{B}^{-1} = \mathbf{B}^\dagger. \quad (2.22)$$

Betrachtet man die Situation, in der in beiden Eingängen des Strahlteilers gleichzeitig ein Photon ankommt, so ergibt sich [GK04]:

$$\begin{aligned} |1_1 1_2\rangle &= \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2^\dagger |0\rangle = \frac{1}{2} (\hat{a}_3^\dagger + \hat{a}_4^\dagger) (\hat{a}_3^\dagger - \hat{a}_4^\dagger) |0\rangle = \\ &= \frac{1}{2} ((\hat{a}_3^\dagger)^2 + \hat{a}_4^\dagger \hat{a}_3^\dagger - \hat{a}_3^\dagger \hat{a}_4^\dagger - (\hat{a}_4^\dagger)^2) |0\rangle = \end{aligned} \quad (2.23)$$

$$= \frac{1}{2} ((\hat{a}_3^\dagger)^2 - (\hat{a}_4^\dagger)^2) |0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|2_3 0_4\rangle - |0_3 2_4\rangle). \quad (2.24)$$

Ununterscheidbare Photonen stimmen in ihren physikalischen Eigenschaften überein, das heißt sie besitzen die gleiche Energie und Polarisation und kommen gleichzeitig am Strahlteiler an. Dadurch heben sich die gemischten Terme in Gleichung 2.23 auf und es bleiben nur noch die beiden Möglichkeiten übrig, in denen beide Photonen den Strahlteiler gemeinsam an einem der beiden Ausgänge verlassen, was in Gleichung 2.24 beschrieben ist. Sind die Photonen zum Beispiel durch ihre Polarisation unterscheidbar, so heben sich

die gemischten Terme in Gleichung 2.23 nicht auf, was bedeutet, dass die Photonen den Strahlteiler auch einzeln an verschiedenen Ausgängen verlassen können. Einen experimentellen Nachweis für die Ununterscheidbarkeit zweier Photonen bekommt man über das Hong Ou Mandel (HOM) Experiment [HOM87]. Hierbei lässt man zwei Photonen an einem 50/50-Strahlteiler interferieren und misst die Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung, ähnlich wie beim HBT-Messaufbau [Mic03], jedoch muss dafür Sorge getragen werden, dass die Photonen gleichzeitig am Strahlteiler auftreffen, was für einen Kanal eine variable Verzögerungsstrecke erfordert (s. Kapitel 4.7). Sind die Photonen unterscheidbar, so erhält man $g_{HOM}^{(2)}(\tau = 0) = 0,5$. Ein Wert $g_{HOM}^{(2)}(\tau = 0) < 0,5$ zeigt demnach an, dass die zwei Photonen interferieren. Um den Grad der Zwei-Photonen-Interferenz besser vergleichen zu können, wird neben dem $g_{HOM}^{(2)}(\tau = 0)$ -Wert meist die Visibilität v angegeben, die sich für einen perfekten zeitlichen und räumlichen Überlapp zweier ununterscheidbarer Photonen wie folgt berechnet [SW09]:

$$v = \frac{\tau_c}{2\tau_r}. \quad (2.25)$$

Dabei ist τ_c die Kohärenzzeit im Fall von reiner Dephasierung (nur Phononen) und τ_r die Lebensdauer des Exzitons. Für Fourier-limitierte Photonen ist $v = 1$.

Kapitel 3

Technologische Grundlagen und Charakterisierungsmethoden

Die Herstellung von GaAs-basierten Halbleiterproben sowie deren Prozessierung zu Bauteilen stellt hohe Ansprüche an die Technologie. Alle in dieser Arbeit verwendeten Proben wurden im Gottfried Landwehr Labor für Nanotechnologie (ehemals Mikrostrukturlabor) der Universität Würzburg hergestellt. Im folgenden Kapitel wird das Kristallwachstum auf Halbleitersubstraten mittels Molekularstrahlepitaxie, die Prozessierung dieser Proben mittels Lithographie sowie die grundlegenden, in dieser Arbeit verwendeten, Charakterisierungsmethoden beschrieben.

3.1 Kristallwachstum

3.1.1 Materialsystem

Die III-V-Verbindungshalbleiter Galliumarsenid (GaAs), Aluminiumarsenid (AlAs) und Indiumarsenid (InAs) sind das grundlegende Materialsystem in dieser Arbeit. GaAs kristallisiert, wie auch AlAs und InAs, in der Zinkblendestruktur und bildet ein flächenzentriertes kubisches Kristallgitter mit zweiatomiger Basis aus. Dabei wird ein Basisatom von einem Gruppe-III-Element, das andere von dem Gruppe-V-Element Arsen gestellt [IL09]. Die Wachstumsrichtung der verwendeten 2" beziehungsweise 3" großen GaAs-Halbleiterscheiben (*engl. Wafer*) weist in die [100]-Kristallrichtung. Die genaue Definition der Kristallebenen und -richtungen für die verwendeten Wafer ist in Anhang A detailliert dargestellt.

3.1.2 Molekularstrahlepitaxie

Bei der Herstellung der GaAs-basierten Halbleiterproben sind eine möglichst hohe kristalline Qualität und Reinheit die Maßgaben. Um eine möglichst perfekte kristalline Struktur zu erzeugen, erfolgt die Herstellung in einer Ultrahochvakuumkammer bei einem Druck von einigen 10^{-9} Torr, in der die hochreinen Quellenmaterialien (Reinheiten $\geq 99,99995\%$) thermisch verdampft beziehungsweise im Fall von Arsen sublimiert werden. Die Materialien treffen gerichtet, in einem Molekularstrahl, auf die erhitzte Oberfläche des Substrats, wo das Kristallwachstum stattfindet. Dieses Verfahren, das unter dem Namen Molekularstrahlepitaxie (MBE, engl. *molecular beam epitaxy*) bekannt ist, ermöglicht höchste kristalline Qualitäten.

Alle in dieser Arbeit verwendeten Halbleiterproben wurden mit einer Molekularstrahlepitaxieanlage der Firma *EIKO Corporation* hergestellt. Der schematische Aufbau dieses Zweikammersystems wird in Abbildung 3.1 gezeigt. Die Ladekammer dient dazu, die Anlage mit neuen Substraten zu bestücken und diese vor dem Wachstum in einem Ausheizschritt bei 400 °C von adsorbierten Gasen und leichtflüchtigen Arsenoxiden [BWA⁺91] zu reinigen. Sie wird über eine Drehschieberpumpe und eine Turbomolekularpumpe gepumpt, erreicht im normalen Betrieb einen Druck von etwa $3 \cdot 10^{-8}$ Torr und ist durch ein Handventil von der Wachstumskammer (Hauptkammer) getrennt. Eine zusätzliche Besonderheit ist die Quelle für thermisch aktivierten Wasserstoff an der Rückseite der Ladekammer, die eine materialschonende Oxiddesorption bei 360 °C ermöglicht [Sch07, YIT93] und damit eine Alternative zur thermischen Oxiddesorption darstellt. Die Wasserstoffreinigung kommt überwiegend bei vorstrukturierten Substraten zum Einsatz (s. Kapitel 6).

Mithilfe der Transferstange kann das gereinigte Substrat in die Wachstumskammer transferiert werden. Die Hauptkammer wird in einem geschlossenen System mit zwei Ionengetterpumpen und einem Kühlschild mit flüssigem Stickstoff gepumpt. Sofern die Substrate noch keine Wasserstoffreinigung erfahren haben, wird unter Arsenstützdruck eine etwa fünfminütige Oxiddesorption bei 630 °C durchgeführt, die das Substrat weitgehend von Galliumoxiden [SIE⁺87] befreit. Danach ist das Substrat bereit für das Kristallwachstum, welches typischerweise bei Substrattemperaturen zwischen 500 °C und 590 °C stattfindet. Für die genaue Regelung der Substrattemperatur wird die Messeinheit *Bandit* der Firma *k-space* verwendet. Hierbei wird die Substratoberfläche mit einer breitbandigen Weißlichtquelle beleuchtet und aus dem reflektierten Licht die temperaturabhängige Bandkante des Reflektionsspektrums spektral detektiert und mit einer linearen Funktion angepasst. Die materialspezifischen Parameter können durch Auswahl des richtigen Substrates aus einer Datenbank festgelegt werden. Damit kann die Substrattemperatur während des Kristallwachstums genau bestimmt und über einen Eurotherm Temperaturregler beziehungsweise über eine Computeransteuerung geregelt werden.

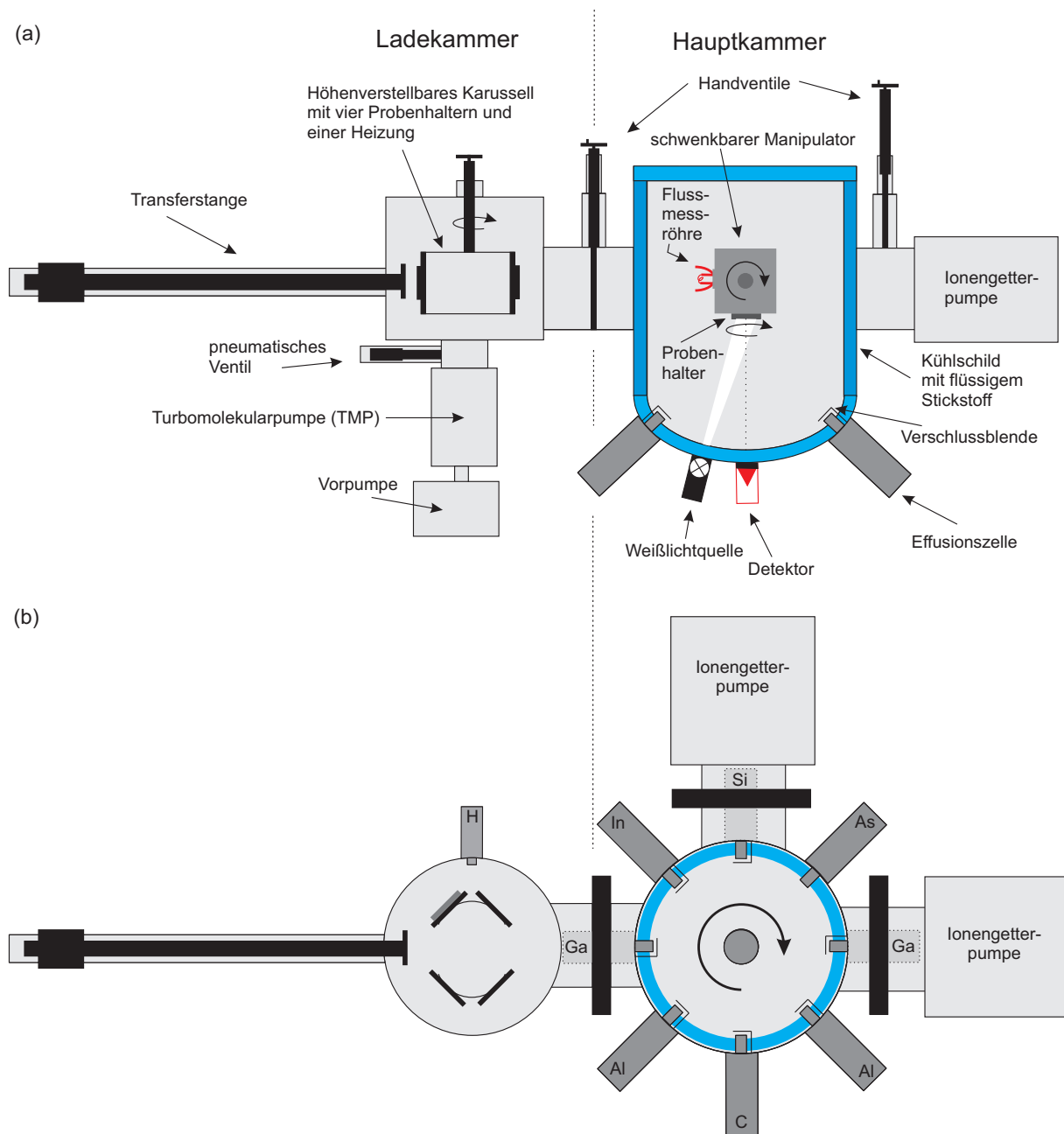


Abbildung 3.1: Skizze des Aufbaus der zur Herstellung der Proben verwendeten Molekularstrahlepitaxieanlage Eiko-C: (a) Querschnitt der Anlage in Seitenansicht, (b) Querschnitt der Anlage in Draufsicht.

Für das Schichtwachstum können insgesamt acht Effusionszellen zum Einsatz kommen, deren Anordnung in Abbildung 3.1 b dargestellt ist. Als Gruppe-III-Elemente stehen an dieser Anlage je zwei Feststoffzellen für Gallium (Ga) und Aluminium (Al) und eine Indiumzelle (In) zur Verfügung. Das Gruppe-V-Element Arsen (As) wird über eine Crackerzelle sublimiert und während des Wachstums als As_4 mit einem III:V-Flussverhältnis von 1:30

bis 1:50 im Überfluss angeboten. Diese Angabe ist jedoch anlagenspezifisch und mit Literaturwerten nur bedingt vergleichbar, deshalb wird im Folgenden weitgehend auf die Angabe von Materialflüssen und Flussverhältnissen verzichtet. Für Dotierungen sind zudem eine Feststoffzelle für Silizium (Si, n-Dotierung) und ein Elektronenstrahlverdampfer für Kohlenstoff (C, p-Dotierung) eingebaut.

3.1.3 Wachstumsprozesse

Treffen während des Wachstums auf das Substrat Atome oder Moleküle, dann kommen verschiedene Wachstumsprozesse zum tragen [SLB04], die hier in vereinfachter Form dargestellt werden. Die Atome werden zunächst adsorbiert, können sich aber noch auf der Substratoberfläche mit einem mittleren Bewegungsradius, den man Migrationslänge nennt, bewegen. Nach diesem Migrationsprozess wird das Atom in das Kristallgitter eingebaut, was bevorzugt an Kristallstufen stattfindet, oder aber es desorbiert wieder von der Oberfläche. Die Migrationslänge hängt von der Substrattemperatur, dem III-V-Verhältnis und der Wachstumsrate des abgeschiedenen Gruppe-III-Materials ab. Bei passenden Wachstumsbedingungen überwiegt der Einbau von Atomen in das Kristallgitter. Typische Wachstumsgeschwindigkeiten sind für GaAs $1 \mu\text{m/h}$ und für AlAs $0,5 \mu\text{m/h}$. Da Arsen im Überfluss angeboten wird, ist hierbei die Gesamtwachstumsrate nur von den Wachstumsraten der Gruppe-III-Elemente abhängig. Sind die Atome im Kristall eingebaut, kann es noch zu Interdiffusionsprozessen kommen, die mit steigender Substrattemperatur zunehmen.

Arsen wird in Form von As_4 -Molekülen adsorbiert und erst auf der Substratoberfläche in Atome gespalten, wovon circa 50 % in das Kristallgitter eingebaut werden. Das restliche Arsen desorbiert in Molekülen unterschiedlicher Größe [SLB04]. Man unterscheidet beim Kristallwachstum zwischen Homoepitaxie, dem Aufdampfen gleicher Materialien, wie zum Beispiel GaAs auf GaAs und Heteroepitaxie, dem Aufdampfen verschiedener Materialien, wie zum Beispiel Al(Ga)As oder In(Ga)As auf GaAs. Bei der Heteroepitaxie spielt die Verspannung, die auf unterschiedlichen Gitterkonstanten der Materialien beruht, eine große Rolle. Die Gitterkonstante bei Raumtemperatur von GaAs beträgt $0,5653 \text{ nm}$ und ist der von AlAs mit $0,5661 \text{ nm}$ sehr ähnlich [IL09]. Das Wachstum verläuft daher schichtweise, das heißt, es bildet sich eine geschlossene Monolage aus, bevor die nächste Monolage beginnt. Diesen Wachstumsmodus nennt man Frank-van der Merwe-Wachstum, der einen Schichtwechsel mit einer Genauigkeit von einer Monolage ermöglicht. Anwendung findet er beispielsweise beim Wachstum von Bragg-Spiegeln aus alternierenden AlAs/GaAs-Schichten. Dagegen hat InAs eine etwa 7 % größere Gitterkonstante als GaAs, was zu einem verspannten Inselwachstum im Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus führt und die Herstellung selbstorganisierter Quantenpunkte ermöglicht [BGL99].

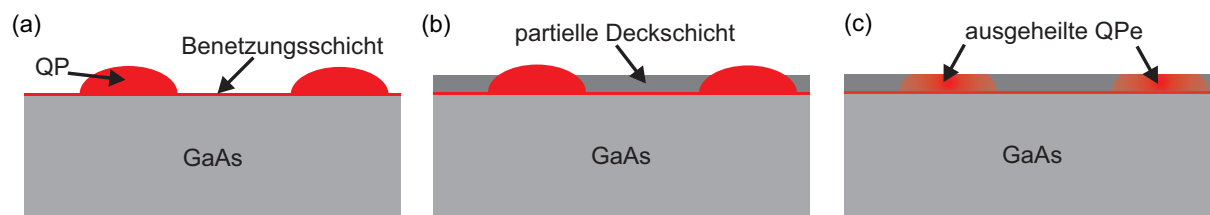


Abbildung 3.2: Skizze des in-situ-Ausheilschritts für In(Ga)As-Quantenpunkte (auch *PCA* oder *In-flush-technique* genannt): (a) Wachstum selbstorganisierter InAs-Quantenpunkte auf GaAs, (b) Wachstum einer partiellen, circa 2 nm dicken GaAs-Deckschicht, (c) Desorption von freiliegendem Indium bei 570 °C und verstärkte Vermischung von InAs mit dem umliegenden GaAs.

3.1.4 Quantenpunktwachstum

Der Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus verläuft zunächst solange schichtweise, bis eine kritische Schichtdicke erreicht und die Verspannung aufgrund der Gitterfehlpassung so groß ist, dass sich Materialinseln bilden. Im Fall von InAs auf GaAs beträgt die kritische Schichtdicke 1-2 Monolagen [SLB04]. Darauf bilden sich selbstorganisierte nanoskalige Materialinseln, die als Quantenpunkte bezeichnet werden, wenn ihre Abmessungen mit der de-Broglie-Wellenlänge vergleichbar sind (s. Kapitel 2.3). Die kristalline Qualität, die Abmessungen sowie die Form und die Dichte der Quantenpunkte sind stark von den Wachstumsbedingungen abhängig. So sinkt die Quantenpunktdichte stark mit reduzierter Wachstumsrate von Indium, da die Migrationslänge größer wird. Eine Feinkalibration der Dichte kann über die abgeschiedene Materialmenge erfolgen.

Eine erhöhte Substrattemperatur führt ebenfalls zu einer größeren Migrationslänge und damit zu einer sinkenden Quantenpunktdichte, allerdings steigt damit auch die Desorptionsrate. Insbesondere Indium desorbiert von den GaAs-Oberflächen der verwendeten Wafer ab 540 °C stark [JPCG97, MNSP01]. Neben der kristallinen Qualität ist vor allem eine niedrige Dichte der Quantenpunkte entscheidend, um Experimente an einzelnen Quantenpunkten durchführen zu können.

Die Emissionswellenlänge der Quantenpunkte kann durch einen in-situ Ausheilschritt direkt nach dem Quantenpunktwachstum in den spektralen Bereich um 900 nm verschoben werden. Abbildung 3.2 zeigt eine Skizze dieser Ausheiltechnik, die unter den Namen *PCA* (engl. *partial capping and annealing*) und *In-flush-technique* [GMH⁺98] bekannt ist. Hierbei wird nach dem Quantenpunktwachstum (Abbildung 3.2 a) eine wenige nm dünne GaAs-Schicht abgeschieden, die die Quantenpunkte nur teilweise bedeckt (Abbildung 3.2 b). Der Ausheilschritt findet im Rahmen einer Wachstumspause statt, während der die Substrattemperatur für etwa 60 s auf über 570 °C erhöht wird (Abbildung 3.2 c). Dadurch desorbiert der freiliegende Teil der InAs-Quantenpunkte, welcher nicht durch die dünne GaAs Schicht abgedeckt ist. Außerdem kommt es verstärkt zu Interdiffusions-

prozessen mit dem umliegenden GaAs, weshalb man von In(Ga)As-Quantenpunkten spricht. Dabei kommen zwei Effekte zum tragen, die beide zu einer Blauverschiebung der Emissionswellenlänge führen. Während die Vermischung mit Gallium die Bandlücke vergrößert, bewirkt die geringere Höhe des Quantenpunkts, dass der Quantentopf in der Hauptquantisierungsrichtung schmaler wird und damit die Energieniveaus von Elektronen und Löchern auseinandergeschoben werden.

3.2 Mikroskopie und Lithographie

Die laterale nanometergenaue Oberflächenanalyse der hergestellten Halbleiterproben erfolgt durch Rasterelektronenmikroskopie (REM). Für die nanometergenaue vertikale Auflösung von Nanostrukturen werden zusätzlich zwei Rasterkraftmikroskope (AFM, *engl. atomic force microscopy*) der Hersteller Anfatec und Nanosurf eingesetzt.

Mit Hilfe der optischen Lithographie beziehungsweise der Elektronenstrahlolithographie können mikro- beziehungsweise nanoskalige Muster auf die Probenoberfläche definiert werden, welche dann durch Ätzverfahren in die Probe übertragen werden. Im Rahmen dieser Arbeit werden mit Hilfe der optischen Lithographie vorwiegend Metallmasken und Mesastrukturen mit einem einfachen Lift-off-Verfahren auf Probenoberflächen definiert, die als Orientierung in der Spektroskopie oder der weiteren Prozessierung dienen. Die Elektronenstrahlolithographie kommt für die Vorstrukturierung von Substraten in Kapitel 6 zum Einsatz, die mit Nanolöchern als Nukleationszentren für positioniertes Quantenpunktwachstum dienen.

3.3 Spektroskopie

3.3.1 Infrarot-Fouriertransformspektroskopie

Für die Untersuchung der spektralen Lage von photonischen Stoppbändern in den Halbleiterproben wurde ein Infrarot-Fouriertransformspektrometer vom Typ IFS 66v der Firma *Bruker* verwendet. Der auf einem Michelson-Interferometer basierende Aufbau ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Das Licht einer breitbandigen (Nah-)Infrarotlichtquelle wird mit einem Strahlteiler auf einen feststehenden und einen beweglichen Spiegel aufgeteilt. Das von den beiden Spiegeln reflektierte Licht interferiert am Strahlteiler und wird über eine Reflektionseinheit auf die Probe geleitet, von dieser reflektiert und mit einer Germaniumdiode detektiert. Der Detektor zeichnet das Interferenzsignal in Abhängigkeit der Stellung des beweglichen Spiegels auf, welches nach einer Fourier-Transformation das Reflektionspektrum der Probe ergibt.

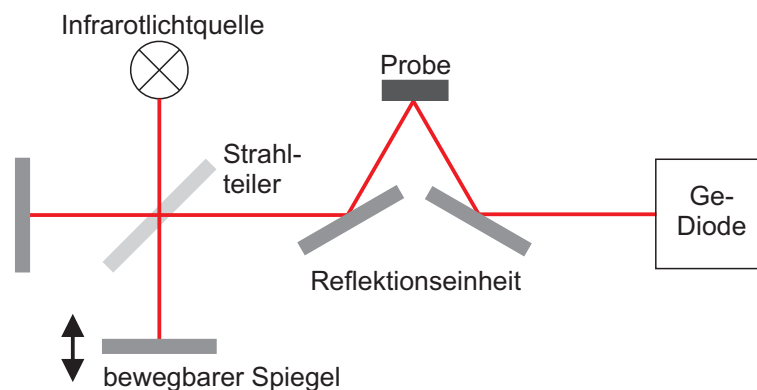


Abbildung 3.3: Skizze des Aufbaus des Infrarot-Fouriertransformspektroskopiemessplatzes zur Messung der Reflektionsspektren von Mikrokavitäten.

3.3.2 Photolumineszenzspektroskopie

Die optischen Eigenschaften der Halbleiterquantenpunkte und Quantenpunkt-Resonator-Systeme werden mittels Mikro-Photolumineszenzspektroskopie (μ PL) untersucht. Der grundsätzliche Aufbau des Messplatzes ist in Abbildung 3.4 a dargestellt. Die Halbleiterprobe wird auf einem Kupferkühlfinger in einem evakuierten Heliumdurchflusskryostaten auf unter 20 K gekühlt. Ein frequenzverdoppelter Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser (Nd:YAG Laser) bei 532 nm oder ein abstimmbarer Laser wird durch ein Nahinfrarot (NIR)-Mikroskopobjektiv der Firma *Mitutoyo* auf die Probe fokussiert. Der Durchmesser des, auf die Probenoberfläche fokussierten, Laserstrahls beträgt etwa 4 μ m. Zwei gekreuzte motorisierte Linearversteller der Firma *Physik Instrumente* unterhalb des Kryostaten ermöglichen eine, auf 100 nm genaue, Positionierung des Lasers auf der Probenoberfläche. Um eine Orientierung auf der Probe zu ermöglichen, kann, alternativ zu einem Laser, über einen Klappspiegel, Weißlicht auf die Probe gelenkt werden und die Probenoberfläche als Bild auf einer CCD (*engl. charge coupled device*) betrachtet werden. Das Photolumineszenzsignal (PL-Signal) der Probe, das im NIR-Bereich liegt, wird durch das Mikroskopobjektiv und eine Linse auf den Eingangsspalt eines Monochromators fokussiert. Der Monochromator spaltet das Signal mittels eines Reflektionsgitters spektral auf, wobei drei Gitter mit unterschiedlichen Auflösungen zur Verfügung stehen. Dann kann das Spektrum mit einer stickstoffgekühlten Silizium CCD an der Frontseite des Monochromators detektiert werden. Ein Klappspiegel seitlich neben der CCD und ein seitlicher Ausgangsspalt ermöglichen außerdem das gezielte Einkoppeln von einzelnen Spektrallinien in weiterführende Messaufbauten, wie einen HBT-Messaufbau (Abbildung 3.4 b) oder einen HOM-Messaufbau (s. Kapitel 4.7).

Bei dem in Abbildung 3.4 b dargestellten Aufbau des HBT-Setups wird das spektral gefilterte PL-Signal mittels einer Linse in eine Glasfaser gekoppelt und auf einen 50/50 Faserstrahlteiler geleitet. Zwei Avalanche Photodioden (APDs) detektieren die eintref-

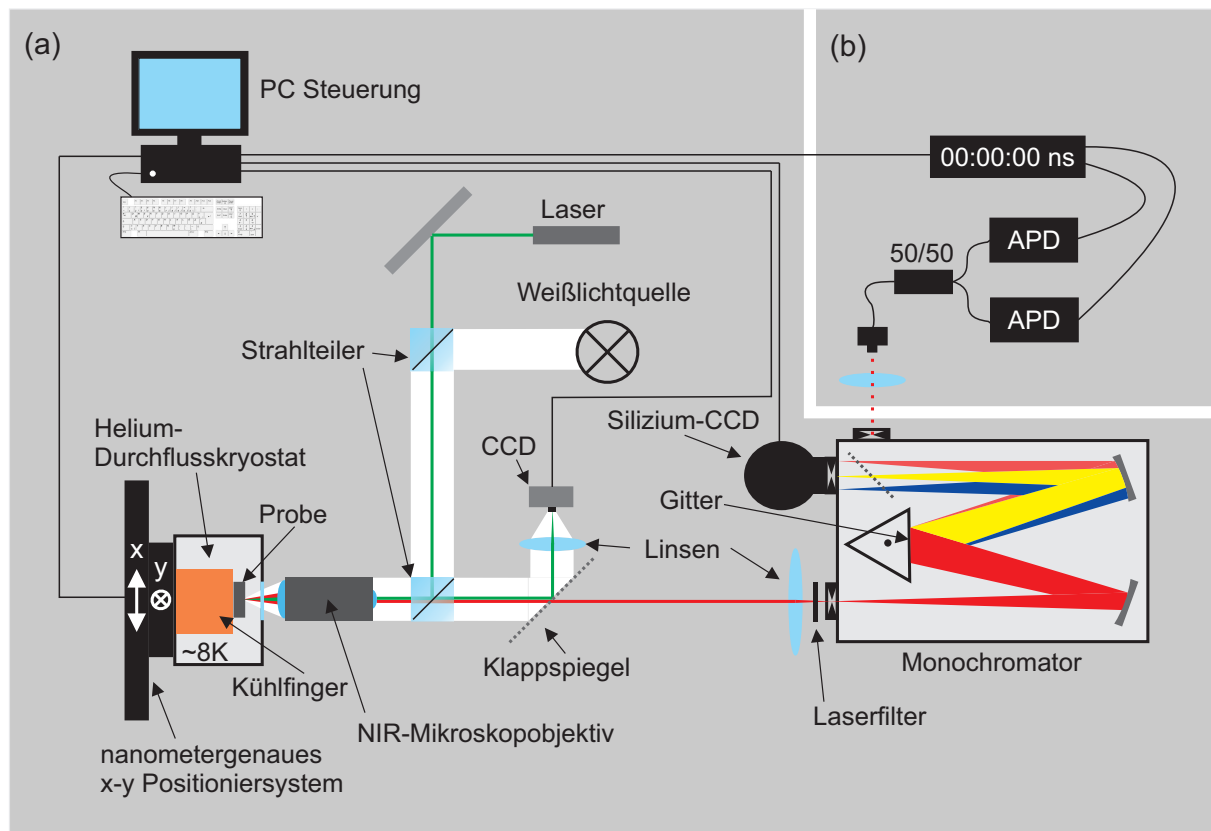


Abbildung 3.4: Skizze des Aufbaus des Mikro-Photolumineszenzmessplatzes (μ PL): (a) Auf einer Halbleiterprobe in einem verfahrbaren Heliumdurchflusskryostaten kann mittels eines Mikroskopobjektivs ein Laser- oder Weißlichtstrahl fokussiert werden und das PL-Signal über einen Monochromator auf einer stickstoffgekühlten Si-CCD spektral aufgelöst detektiert werden (Details s. Text), (b) Hanbury Brown und Twiss (HBT)-Messaufbau zum Nachweis von Einzelphotonenquellen.

fenden Photonen und geben dabei einen elektrischen Puls aus. Dabei sendet eine der beiden APDs ein Start- die andere ein Stoppsignal für die Zeitmessung zwischen zwei Messereignissen an ein TCSPC-Modul (*engl. time-correlated single photon counting*) der Firma *Becker & Hickl*. Die Ereignisse werden über die gemessene Zeit τ als Koinzidenzhistogramm aufgetragen, welches unter der Voraussetzung, dass die Dunkelzählraten der Detektoren sehr klein und die mittlere Ankunftszeit der Photonen viel größer als das betrachtete Zeitintervall $[0, \tau]$ ist, der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung $g^{(2)}(\tau)$ entspricht [Mic09, RS06].

Kapitel 4

Quasi-Planare Einzelphotonenquelle mit hoher Extraktionseffizienz

Effiziente quantenpunkt-basierte Quellen für einzelne und ununterscheidbare Photonen sind von großem Interesse für die Quantenkommunikation [GRTZ02], die Quantenoptik [Str10] und Quantencomputer [KLM01]. Die Quantenpunkte sind in einer Halbleitermatrix eingebettet, wodurch Limitierungen für die Lichtextraktionseffizienz und die Interferenzeigenschaften der einzelnen Photonen entstehen: Die Photonen müssen aus einem Material mit hohem Brechungsindex extrahiert werden, was die Helligkeit der Lichtquelle beschränkt. Zudem können die Interferenzeigenschaften der einzelnen Photonen durch Wechselwirkungen mit der Umgebung, die die Kohärenz und Emissionswellenlänge des Emitters beeinflussen, limitiert sein.

Die Lichtauskoppel-effizienz für InAs-Quantenpunkte in einer reinen GaAs-Matrix beträgt nur etwa 2 %. Um die Extraktionseffizienz für quantenpunkt-basierte Einzelphotonenquellen zu erhöhen, wurden daher verschiedene Probenstrukturen entwickelt [BBG⁺02, GKM13], wie Mikrotürmchenresonatoren [HSL⁺10, PSV⁺02, GVA⁺13], photonische Nanodrähte [CBM⁺10, MMD⁺13, RBA⁺12], photonische Kristalle [TCC⁺10] und Nanoantennen [CGS11]. All diese Ansätze beinhalten offene Oberflächen in naher Umgebung zu den Quantenpunktemittern, was zu Dephasierung des Exzitons und spektraler Diffusion führen kann und sich zum Teil in verbreiterten Emissionslinien äußert [CBM⁺10, RBA⁺12].

Insbesondere für Experimente, die auf die Manipulation von Elektronenspins abzielen, ist es wichtig, dass offene Oberflächen in näherer Umgebung zu den Quantenpunkten vermieden werden [PDM⁺10], da sie zu Spindephasierung führen. Die Spindephasierungszeit ist ausschlaggebend dafür, wie viele Ein-Qubit-Operationen durchgeführt werden können. Beispielsweise ist gegenüber einem Mikrosäulenresonator die Spindephasierungszeit für eine planare Kavität um etwa einen Faktor 5 größer und liegt im Bereich von einigen μs [PDM⁺10]. Planare Probenstrukturen sind daher für Experimente zu bevorzugen, in denen die halbleiterbasierte Licht-Materie-Schnittstelle untersucht wird. In diesem Schema

dienen einzelne, ununterscheidbare Photonen als fliegende Qubits und Elektronenspins als stationäre Qubits und man ist besonders auf Einzelphotonenquellen mit hoher Auskoppelleffizienz und Kohärenz angewiesen.

In diesem Kapitel wird eine quasi-planare, quantenpunkt-basierte und kohärente Quelle für einzelne und ununterscheidbare Photonen demonstriert, die eine, im Vergleich zu anderen planaren Strukturen, hohe Auskoppelleffizienz von 42 % aufweist und (unter gepulster quasiresonanter Anregung) für aufeinanderfolgend emittierte ununterscheidbare Photonen eine Visibilität von 66 % zeigt. Die hohe Extraktionseffizienz der Einzelphotonenquelle kann auf Gauß-artige ovale Defekte zurückgeführt werden, die während des Wachstums mittels Molekularstrahlepitaxie entstehen. Die Morphologie dieser Defektkavitäten wird untersucht und der photonische Operationsmechanismus erklärt.

4.1 Wachstum von Quantenpunkten mit niedriger Dichte

Für Experimente mit einzelnen Quantenpunkten ist es wichtig, dass die Quantenpunktdichte hinreichend niedrig ist, so dass die Emissionslinien einzelner Quantenpunkte spektral herausgefiltert werden können. Die Dichte der Quantenpunkte wurde daher vor der Integration in eine Mikrokavität, durch Anpassen der abgeschiedenen Materialmenge von Indium in Kalibrationsproben, auf etwa $2 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ minimiert. Die Schichtabfolge für das Kristallwachstum in der MBE-Anlage besteht aus einer 200 nm dicken GaAs-Pufferschicht, die bei 580 °C hergestellt wird. Daraufhin wird die Substrattemperatur auf 520 °C abgesenkt und es folgt eine InAs-Schicht mit einer nominellen Dicke zwischen 0,8 nm und 1,1 nm, wobei die Verschlussblende der Indiumzelle 300 s geöffnet bleibt. Die Indiumwachstumsrate ist dementsprechend gering bei etwa 0,010 $\mu\text{m}/\text{h}$ bis 0,013 $\mu\text{m}/\text{h}$, was die Migrationslänge der Indiumatome auf der Probenoberfläche stark erhöht. In dieser Konfiguration ist die Quantenpunktdichte daher sehr sensitiv auf die abgeschiedene Materialmenge und somit genügt eine kleine Variation der Temperatur der Indiumzelle, um die Quantenpunktdichte einzustellen.

In Abbildung 4.1 ist eine Materialserie für das nominell abgeschiedene InAs dargestellt. In dieser Serie wurde die Temperatur der Indiumzelle um nur wenige Grad von 708 °C auf 702 °C abgesenkt, während die Öffnungszeit der Verschlussblende konstant bei 300 s blieb. Für eine Temperatur der Indiumzelle von 702 °C, was einer nominell abgeschiedenen InAs-Schichtdicke von 0,8 nm entspricht, wird eine Quantenpunktdichte von $1,4 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ erzeugt, die ausreichend gering für Experimente mit einzelnen Quantenpunkten ist. Mit dieser Wachstumsmethode für Quantenpunkte kann auf dem gesamten Wafer eine sehr niedrige Quantenpunktdichte erzielt werden. Alternative Methoden zur Minimierung der

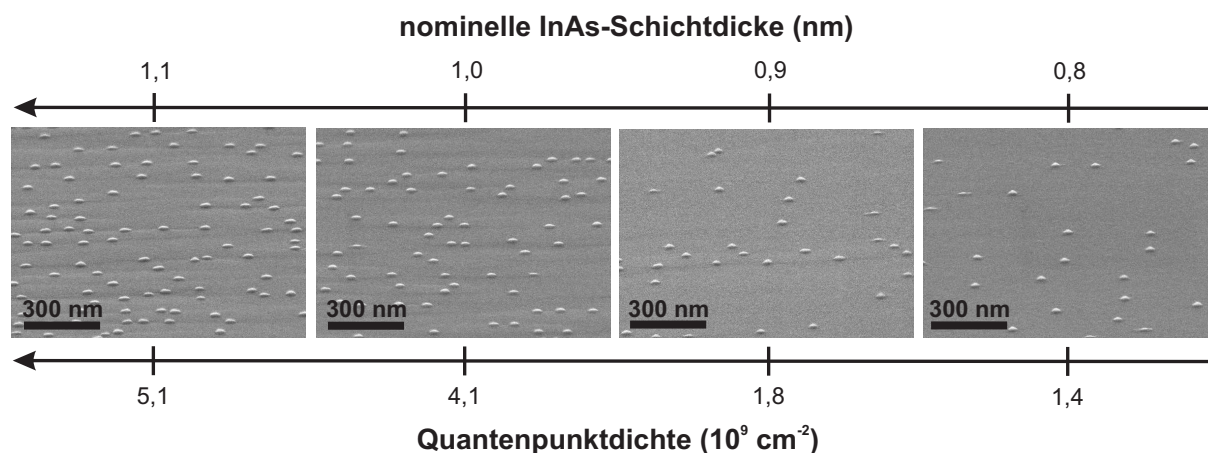


Abbildung 4.1: REM Oberflächenaufnahmen von Quantenpunktcalibrationsproben zur Bestimmung der Quantenpunktdichte. Durch Variation der Temperatur der Indiumzelle kann die abgeschiedene InAs-Materialmenge eingestellt werden.

Quantenpunktdichte, wie das Ausnützen des Materialgradienten der Indiumzelle auf dem Wafer bei Rotationsstopp [EMS⁺99], kamen nicht zum Einsatz und waren für die hier dargestellten Arbeiten nicht nötig. Unter Berücksichtigung der Resonanzwellenlänge der Kavität könnte mit der zuletzt genannten Methode auch nur ein sehr kleiner Bereich des Wafers für die Spektroskopie genutzt werden.

4.2 Wachstum und Charakterisierung der Mikroka- vität

Um die Lichtauskopplung für die Quantenpunktemission zu optimieren, wurde ein asymmetrischer Mikroresonator entworfen. Der untere Bragg-Spiegel sorgt mit vielen Spiegel-paaren für eine große Reflektivität, während der obere Bragg-Spiegel nur wenige Spiegel-paare aufweist, dafür jedoch die Auskoppelleffizienz über geometrische Reflexion erhöht. Die mittels Molekularstrahlepitaxie auf einem n-dotierten 3" (100) GaAs Wafer hergestellte planare Mikroka-vität besteht im Detail aus einer 400 nm dicken GaAs-Pufferschicht, einem unteren Bragg-Spiegel mit 18 Spiegel-paaren alternierender GaAs/AlAs-Schichten, einer GaAs λ -Kavität und einem oberen Bragg-Spiegel mit 5 Spiegel-paaren. Die nomi-nellen Dicken der einzelnen Schichten in den DBR Spiegeln sind dabei 79 nm für AlAs und 65,6 nm für GaAs. Die Substrattemperatur beträgt während des Wachstums 580 °C und wird nur für das Wachstum der In(Ga)As-Quantenpunkte auf 520 °C reduziert. Die λ -Kavität hat eine nominelle Dicke von 260 nm, in deren Mitte In(Ga)As-Quantenpunkte mit niedriger Dichte eingeschlossen sind.

Um die Emissionswellenlänge auf den Bereich von 900 nm bis 950 nm zu reduzieren, wird

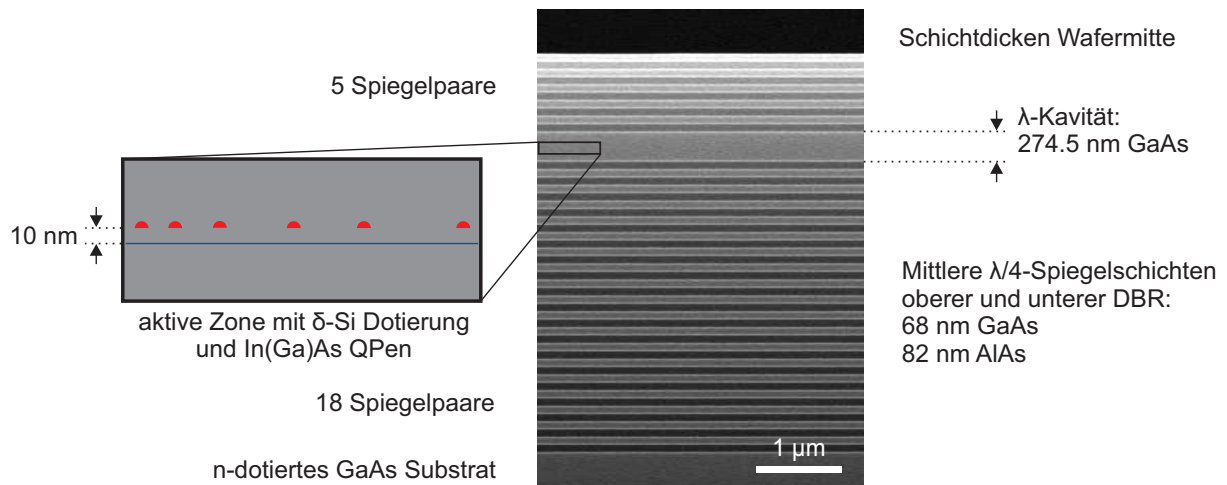


Abbildung 4.2: REM Aufnahme des Querschnitts der planaren Kavität mit skizzierten Aufbau der aktiven Schicht. 10 nm unterhalb der, mittels PCA ausgeheilten, Quantenpunkte (QP) befindet sich eine δ -Silizium dotierte Schicht. Die Dicke der λ -Kavität und die mittleren Schichtdicken für die DBR-Spiegel wurden durch Anpassen des simulierten Reflektionsspektrums an die Messdaten ermittelt.

nach dem Quantenpunkt看stum ein in-situ Ausheilschritt (PCA) mit einer 2 nm dicken partiellen GaAs-Deckschicht verwendet (s. Kapitel 3.1.4, [GMH⁺98]). In dem ansonsten undotierten Schichtaufbau wird 10 nm unterhalb der Quantenpunkte eine hoch n-dotierte, 1 nm dünne Schicht eingebracht. Diese Modulationsdotierung sorgt für ein zusätzliches Elektronenreservoir nahe der Quantenpunkte und erhöht somit die Population an geladenen Exzitonen (Trionen). Wie in Kapitel 2.3 erläutert, haben Trionen keine dunklen Zustände, was für eine höhere Quanteneffizienz der Lichtquelle sorgt [SSR⁺07, RBR⁺08]. Darüber hinaus sind Trionen eine Voraussetzung, um im Voigt-Magnetfeld ein Λ -System zu erzeugen, was die Grundlage für die Initialisierung, Manipulation und Messung von Elektronenspins darstellt [DPMY13].

Abbildung 4.2 zeigt eine REM-Spaltkantenaufnahme eines Probenstücks, das dem Zentrum des Wafers entnommen wurde, sowie eine Skizze der aktiven Schicht in der Mitte der Kavität. Das in Abbildung 4.3 dargestellte Reflektionsspektrum ermöglicht die Berechnung der tatsächlichen Schichtdicken durch Anpassen des Spektrums mit Hilfe des Transfermatrixverfahrens [YC05]. Die so errechneten Schichtdicken sind in der Mitte des 3" Wafers um etwa 4 – 5 % größer als die nominellen Dicken. Die Resonanz der Kavität im Zentrum des Wafers liegt für eine Temperatur von 300 K bei einer Wellenlänge von 968 nm. Das Quantenpunktensemble wurde bei 14 K an einem μ PL-Messplatz (s. Kapitel 3.3.2) gemessen und zeigt eine Halbwertsbreite von etwa 17 meV um den Maximalwert bei einer Wellenlänge von 925 nm. Der Qualitätsfaktor der planaren Kavität kann zu etwa

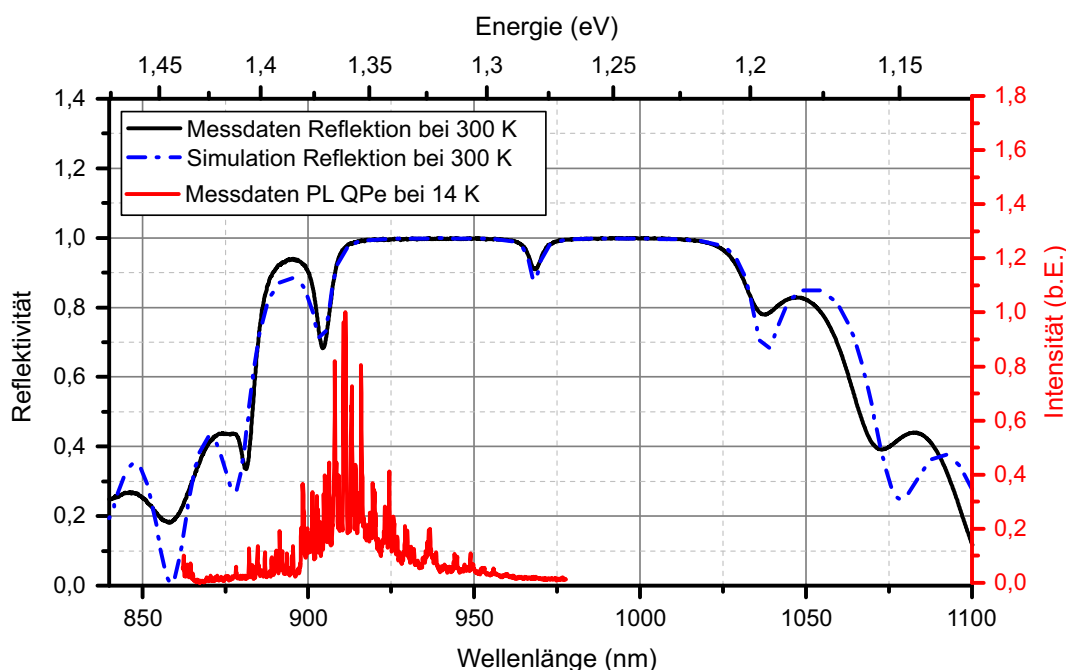


Abbildung 4.3: Messung des Reflektionsspektrums der Kavität in der Wafermitte bei Raumtemperatur (300 K) unter Anregung mit NIR-Licht sowie simuliertes Reflektionsspektrum, das mit Hilfe der Transfermatrix-Methode berechnet wurde. Die PL der Quantenpunkte wurde bei Tieftemperatur (14 K) unter Anregung mit einem, auf 4 μm Durchmesser fokussierten, Laser gemessen.

200 ermittelt werden. Durch eine Blauverschiebung des gesamten Reflektionsspektrums der Kavität mit Hilfe der Temperatur und der radialen Probenposition auf dem Wafer, kann die Kavität in Resonanz mit den Quantenpunkten gebracht werden.

4.3 Optische Charakterisierung von Quantenpunkten in Defektkavitäten

Um die spektralen Eigenschaften der Quantenpunkte näher zu untersuchen, wird ein Teil der Probe, welcher Resonanz von Quantenpunkten und Kavität zeigt, in den Helium-Durchflusskryostaten eines μPL -Messplatzes (s. Kapitel 3.3.2) eingebaut. Die Probe wird bei Tieftemperatur (10 K) mit breitbandigem Weißlicht angeregt. Unter Verwendung eines Langpassfilters RG750 können auf der Probenoberfläche mit einer CCD-Kamera sehr helle Punkte im nahen Infrarotbereich beobachtet werden (Abbildung 4.4 a). Die gleichen Stellen wurden anschließend mit einem Laser der Wellenlänge 532 nm angeregt und das PL-Signal über einen Monochromator auf eine stickstoffgekühlte CCD geleitet und somit spektral aufgelöst. Das verwendete Reflektionsgitter hat dabei 1200 Linien/mm. Der Durchmesser des Lasers auf der Probenoberfläche hat einen Durchmesser von etwa 3 μm

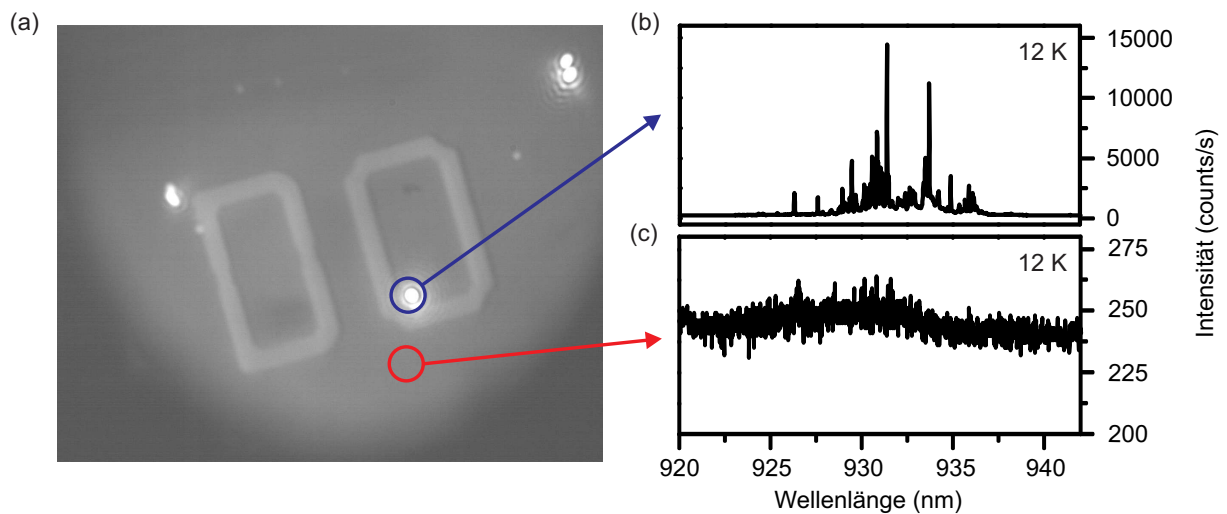


Abbildung 4.4: (a) CCD Aufnahme der Oberfläche der Probe zeigt, unter Anregung mit breitbandigem Weißlicht bei Tieftemperatur, Stellen mit intensiver Emission von Licht im NIR-Bereich, (b) Messung der PL von einem der hellen Stellen bei Tieftemperatur (12 K) unter Anregung eines 532 nm-Lasers zeigt die Emission eines Quantenpunktensembles, (c) Eine Vergleichsmessung im Bereich zwischen den hellen Stellen zeigt keine charakteristische PL. Die Messdaten an dieser Stelle zeigen lediglich Hintergrundrauschen.

bei einer Anregungsleistung von $0,8 \mu\text{W}$. Das Spektrum, das in Abbildung 4.4 b dargestellt ist, zeigt, dass die Lichtemission von einem Quantenpunktensemble stammt. Zwischen diesen hellen Stellen kann dagegen, unter gleichen Messbedingungen, keine Quantenpunktemission gemessen werden. Abbildung 4.4 c zeigt, dass an dieser Stelle lediglich Hintergrundrauschen zu messen ist.

Die Quantenpunkte sind also nicht komplett gleichmäßig in der Mikrokapazität verteilt, sondern bilden Sub-Ensemble oder Quantenpunktcluster. Der Grund für die Clusterbildung der Quantenpunkte wird beispielhaft in Abbildung 4.5 a anhand einer REM-Oberflächenaufnahme von einer, unter ähnlichen Wachstumsbedingungen hergestellten, Vergleichsprobe gezeigt. Die Quantenpunktschicht wurde hier nicht überwachsen und es ist deutlich zu sehen, dass sich elongierte Erhebungen in der GaAs-Schicht ausgebildet haben, die für eine hügelartige nanoskalige Oberflächenstruktur auf der Probe sorgen. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass sich, während des Wachstums des unteren Bragg-Spiegels und der Kavität, Galliumtröpfchen gebildet haben, die typischerweise in ovalen Defektstrukturen kristallisieren [ZL12]. Da Quantenpunkte im Stranski-Krastanov Modus bevorzugt an Kristallstufen und Defekten nukleieren, bilden sich an und auf diesen Nanohügeln Quantenpunktcluster aus.

Die Auswertung von mehreren Quantenpunktclustern, wie in Abbildung 4.5 b beispielhaft dargestellt, zeigt, dass in einem Cluster im Mittel 10 Quantenpunkte enthalten sind, was

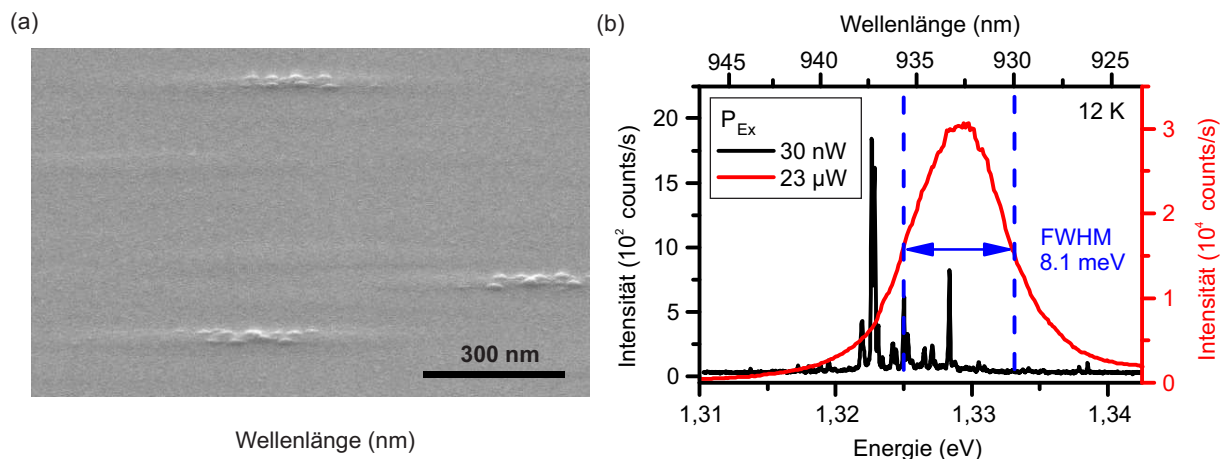


Abbildung 4.5: (a) REM-Oberflächenaufnahme von Gallium-induzierten Nanohügeln und darauf angesiedelten Quantenpunktclustern auf einer Kalibrationsprobe, die unter ähnlichen Wachstumsbedingungen wie die untersuchte Probe hergestellt wurde, (b) Messung der PL eines Quantenpunktclusters mit Anregung durch einen 532 nm Laser zeigt bei niedrigen Leistungen das Quantenpunktspektrum und bei hohen Anregungsleistungen das Spektrum der Kavität.

sich auch mit der Anzahl auf der REM-Aufnahme der Vergleichsprobe in Abbildung 4.5 a deckt. In der Auswertung wurden dabei dem Ensemble nur Emissionslinien mit Intensitäten größer 100 counts/s über dem Hintergrund zugeordnet. Die Quantenpunktsubensembles haben eine durchschnittliche Halbwertsbreite von etwa 17 meV, was aus den Spektren mit niedriger Anregungsleistung hervorgeht. Bei sehr hoher Anregungsleistung wird die Kavität mit einer durchschnittlichen Halbwertsbreite von etwa 8 meV sichtbar. Daraus kann auch der Qualitätsfaktor der Kavität nach Formel 2.10 zu etwa 200 berechnet werden. Etwa ein Drittel der Quantenpunkte sind in Resonanz mit der Kavität. Hierbei wurden alle Quantenpunkte berücksichtigt, die im Bereich der Halbwertsbreite der Kavität liegen. Alle untersuchten Spektren zeigen sehr scharfe Quantenpunktemissionslinien, von denen eine Vielzahl sehr hell ist und mit wenigen μ W Anregungsleistung die Si-CCD sättigen (>60000 counts/s).

Um die hohe Qualität der einzelnen Quantenpunkte zu demonstrieren, ist in Abbildung 4.6 a eine Leistungsserie des PL-Signals eines einzelnen Quantenpunktes dargestellt. Die Anregungsleistung wurde dabei, unter Verwendung eines Reflektionsgitters mit 1800 Linien/mm, von $0,07 \mu$ W auf $1,4 \mu$ W erhöht. Die Linienbreite einer spektral isolierten Quantenpunktemissionslinie wurde mittels eines Fabry-Pérot-Interferometers, mit einer Auflösungsgrenze von $2,1 \mu$ eV, ermittelt. Durch Anpassen einer Lorentz-Funktion ergibt sich eine Linienbreite von $5,2 \mu$ eV (Abbildung 4.6 b), was zeigt, dass die Quantenpunkte eine sehr hohe spektrale Qualität aufweisen. Nach Formel 2.3 kann die Kohärenzzeit τ_c aus der Linienbreite zu 254 ps berechnet werden.

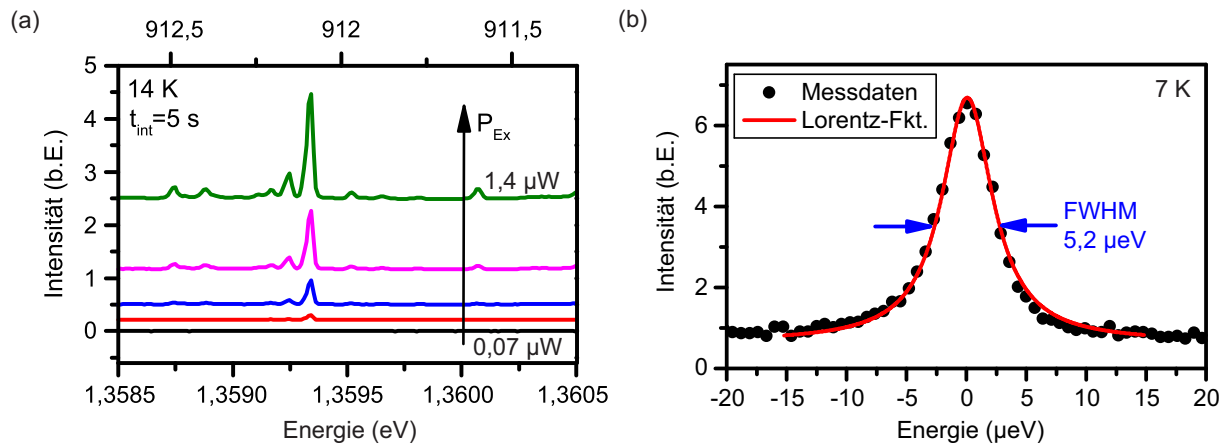


Abbildung 4.6: (a) Leistungsserie der PL eines einzelnen Quantenpunktes bei Tieftemperatur (14 K) unter Anregung mit einem Laser der Wellenlänge 532 nm, (b) PL-Signal, gemessen mit einem Fabry-Pérot-Interferometer, und Anpassung einer Lorentz-Funktion zur Bestimmung der Linienbreite und Kohärenzzeit eines einzelnen Quantenpunktexzitons.

4.4 Morphologie der Defektkavitäten

Die hügelartige Struktur, auf der die Quantenpunkte bevorzugt nukleieren, pflanzt sich im oberen Bragg-Spiegel fort und ist somit auf der Oberfläche messbar, was bereits in anderen Arbeiten gezeigt wurde [ZL12]. Die Oberfläche der Probe und insbesondere die Stellen, die ein sehr intensives PL-Signal zeigen, wurden daher mittels Rasterkraftmikroskopie näher untersucht. Zur Orientierung dient dabei ein Raster mit Buchstaben und Zahlen aus Gold, welches mittels optischer Lithographie auf die Probenoberfläche definiert wurde.

Abbildung 4.7 a zeigt eine der Stellen auf der Probe, die bei Tieftemperatur (12 K) unter Weißlichtanregung ein sehr intensives PL-Signal aufweisen. Für eine dieser Stellen ist in Abbildung 4.7 b eine Oberflächenaufnahme eines Rasterkraftmikroskops abgebildet. Die in der PL-Messung bei Tieftemperatur als hell emittierender Quantenpunktcluster detektierte Stelle, zeigt sich auf der Oberfläche als ovale nanoskalige Erhebung. Wie man in der Vergrößerung in Abbildung 4.7 c erkennen kann, hat die ovale Defektstruktur eine Höhe von etwa 18 nm. Die Elongation des Defektes erstreckt sich entlang der [0-11] Kristallrichtung. Aus den Höhenprofilen des Längs- und Querschnitts lässt sich die laterale Ausdehnung des Defektes mit einer Länge von etwa 3,5 μm und einer Breite von etwa 800 nm bestimmen (Abbildung 4.7 d). Beide Profilschnitte lassen sich gut mit Gauß-Funktionen anpassen, was die Annahme von ovalen Gauß-förmigen Defekten rechtfertigt.

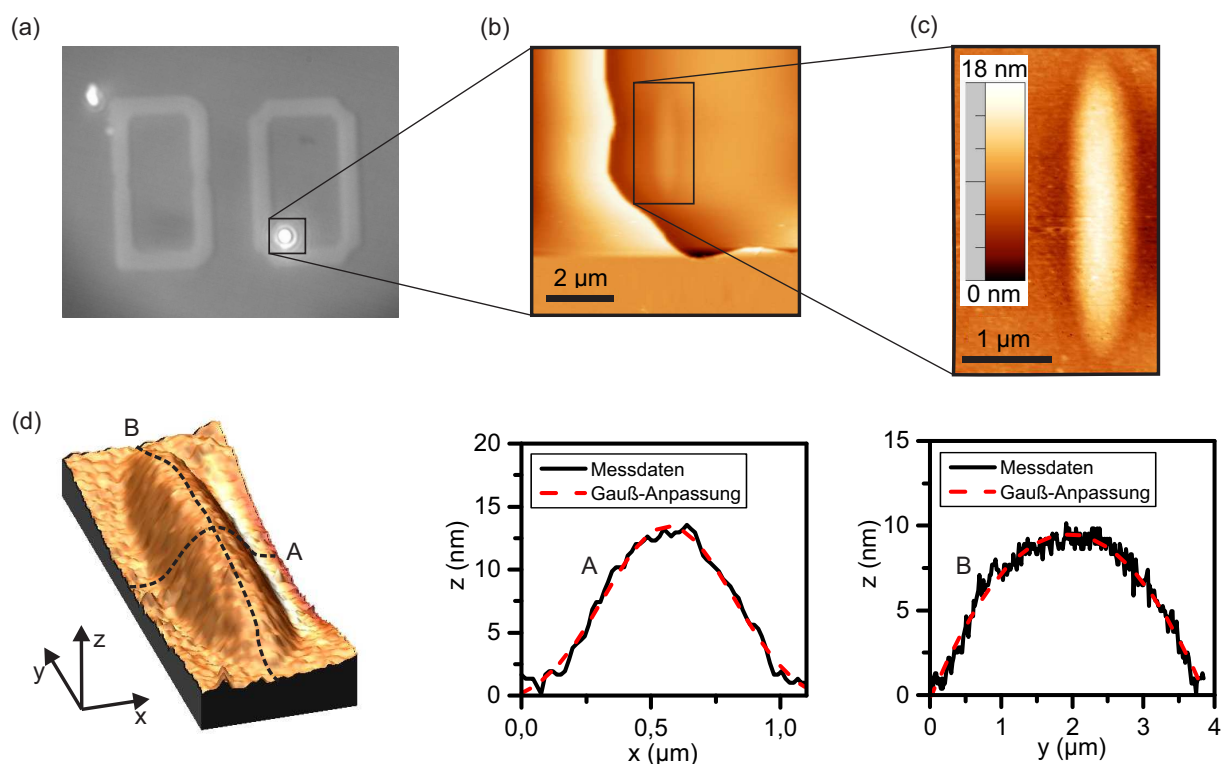


Abbildung 4.7: (a) CCD Aufnahme der Probenoberfläche und PL-Signal der Quantenpunktcluster bei Tieftemperatur, unter Anregung mit breitbandigem Weißlicht, (b) Oberflächenmessung mit dem Rasterkraftmikroskop von jener Stelle, die in der PL Messungen sehr intensive Lumineszenz zeigt, (c) Detailaufnahme der ovalen Defektstruktur, (d) dreidimensionale Darstellung der Defektstruktur und Höhenprofile von Quer- und Längsachse.

4.5 Effiziente Einzelphotonenquelle

Die Quantenpunkte in den Defektkavitäten können als Einzelphotonenquellen verwendet werden, indem man einzelne Emissionslinien spektral herausfiltert. Die Probe ist dazu in einem μ PL-Messplatz nach Abbildung 3.4 a eingebaut und wird bei Tieftemperatur (7 K) mit einem abstimmbaren Titan:Saphir (Ti:Sa)-Laser angeregt. Das PL-Signal wird im Monochromator über ein hochauflösendes Gitter mit 1500 Linien/mm zunächst auf die Si-CCD geleitet. In Abbildung 4.8 a ist das PL-Spektrum eines spektral sehr gut isolierten Quantenpunktexzitons unter p-Schalen Anregung dargestellt. Dafür wurde der Ti:Sa-Laser im ps-gepulsten Betriebsmodus verwendet und auf eine Wellenlänge von 911 nm eingestellt. Die Separation der einzelnen Laserpulse beträgt 12,2 ns. Deutlich zu sehen ist, dass das Spektrum noch klarer und der Hintergrund noch niedriger ist, als in den Spektren, die nach Anregung mit einem 532 nm Laser aufgenommen wurden. Diese Quantenpunktemissionslinie dient im Folgenden sowohl dafür, die Autokorrelationsfunk-

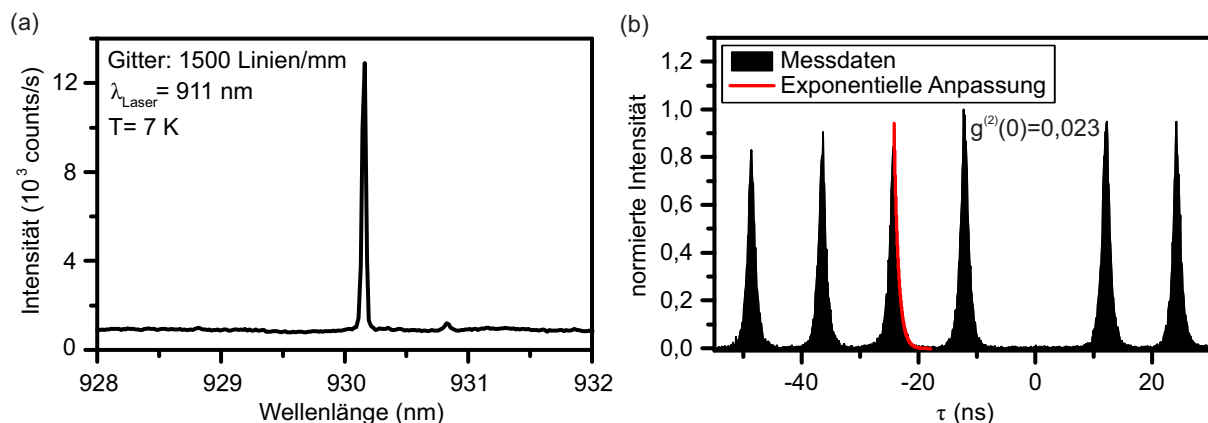


Abbildung 4.8: (a) μ PL-Spektrum eines spektral gut isolierten Quantenpunkts unter gepulster p-Schalen Anregung, (b) Messung der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung unter gepulster Anregung in die p-Schale und exponentielle Anpassung zur Bestimmung der Lebenszeit.

tion zweiter Ordnung in einem HBT-Setup zu messen (s. Kapitel 3.3.2), als auch die Auskoppelleffizienz der Einzelphotonenquelle zu bestimmen. Dazu wird die Emissionslinie durch den seitlichen Ausgang des Monochromators in die Faser des, in Abbildung 3.4 b skizzierten, HBT-Messaufbaus eingekoppelt.

4.5.1 Autokorrelationsmessung zweiter Ordnung

Abbildung 4.8 b zeigt die Messergebnisse der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung unter gepulster p-Schalen Anregung. Der fehlende zentrale Peak um $\tau = 0$ beweist nicht nur eine ausgeprägte nichtklassische Emission, sondern verdeutlicht mit einem $g^{(2)}(0)$ -Wert von 0,023 die hohe Qualität der Einzelphotonenquelle. Der $g^{(2)}(0)$ -Wert wurde ohne weitere Korrekturen aus den Rohdaten ermittelt. Dazu wurde die Anzahl der Ereignisse im Bereich $\pm 6,1$ ns um $\tau = 0$ durch die mittlere Anzahl von Ereignissen in den Pulsen geteilt. Die Lebensdauer τ_r des Exzitons kann mit Hilfe einer exponentiellen Anpassung der Form $y_0 + A \cdot e^{-\tau/\tau_r}$ an der abfallenden Flanke eines Peaks in Abbildung 4.8 b berechnet werden. Dabei sind y_0 und A Fitparameter. Für die Lebensdauer τ_r ergibt sich aus der Anpassung ein Wert von rund 700 ps. Zusammen mit der Kohärenzzeit aus Kapitel 4.3 und Formel 2.25 lässt sich damit eine Visibilität von rund 18 % erwarten.

4.5.2 Experimentelle Bestimmung der Auskoppelleffizienz

Im Rahmen der Untersuchung der Quantenpunktemission wurde bereits ein sehr intensives PL-Signal festgestellt. Um diese Aussage zu verifizieren und um herauszufinden, inwieweit die Defektstrukturen zu einer verbesserten Lichtextraktion beitragen, wird die Auskop-

Tabelle 4.1: Transmission der optischen Elemente entlang des Detektionspfades mit relativem Fehler

	Transmission	Fehler
Kryostatfenster und Mikroskopobjektiv	0,14	$\pm 4\%$
Silberspiegel	0,67	$\pm 4\%$
50/50 nicht polarisierender Strahlteiler	0,46	$\pm 4\%$
achromatische Linse	0,91	$\pm 4\%$
Bandpassfilter	0,71	$\pm 4\%$
Detektionseffizienz*	0,013	$\pm 5\%$
Messplatzeffizienz	0,00035	$\pm 10\%$

*Die Detektionseffizienz beinhaltet die Transmission durch den Acton Monochromator, die Linsen zur Einkopplung, die Einkopplung in die monomodige Faser und die Effizienz der APDs des HBT-Messaufbaus.

peleffizienz eines Quantenpunkts gemessen. Dazu wurde das Quantenpunktexziton aus Abbildung 4.8 a gepulst bis zur Sättigung angeregt. Dabei wird ein 100fach Mikroskopobjektiv mit einer numerischen Apertur von $NA = 0.7$ verwendet, ansonsten herrschen die in Abschnitt 4.5.1 beschriebenen Messbedingungen. Die Quantenpunktmission wird auf die APDs des HBT-Setups geleitet und die Justage von Linsen und Spiegeln auf maximale Zählrate optimiert. Anschließend wird die Zählrate auf dem Einzelphotonendetektor mit der Pulsrate des Lasers von 82 MHz verglichen. Unter Berücksichtigung der Effizienz des Messaufbaus kann daraus die Auskoppel-effizienz berechnet werden.

Die Messplatzeffizienz wird mit dem gleichen gepulsten Laser bei bekannter Leistung und bei einer Wellenlänge von 930 nm ermittelt, die etwa der Emissionswellenlänge des Exzitons entspricht. Das Laserlicht wird in dem Kryostaten von einem Goldspiegel reflektiert und über den optischen Pfad auf eine APD geleitet. Der Messaufbau bleibt dabei unverändert, bis auf einige zusätzliche Neutralsichtfilter, die verhindern, dass die APDs übersteuern. Die Messplatzeffizienz kann dann über den Vergleich der Photonenzahl, die von dem Goldspiegel aus dem Kryostaten reflektiert werden, und der maximalen Rate auf den APDs, unter Berücksichtigung der zusätzlichen Neutralsichtfilter, bestimmt werden. Daraus ergibt sich eine Messplatzeffizienz von $(0,35 \pm 0,04) \cdot 10^{-3}$. Diese Messplatzeffizienz ist vergleichbar mit ähnlichen Messaufbauten, wobei hier Werte von $(1,1 \pm 0,5) \cdot 10^{-3}$ [MRM⁺02] und $1,2 \cdot 10^{-3}$ [CBM⁺10] angegeben werden. Eine weitere Verminderung der Messplatzeffizienz gegenüber diesen Werten ist auf die Verwendung einer fasergekoppelten HBT-Messeinheit zurückzuführen, die auf monomodigen Fasern basiert.

Darüber hinaus wurde die Transmission mit relativem Fehler für alle optischen Elemente entlang des optischen Weges abgeschätzt. Dazu wurde der Laser bei einer Wellenlänge von 930 nm im Dauerstrichbetrieb verwendet, die damit vergleichbar mit der Emissions-

wellenlänge des Quantenpunkts ist, und die Abschwächung der Leistung für jedes optische Element bestimmt. Eine Zusammenstellung dieser Daten findet sich in Tabelle 4.1. Mittels Gauß'scher Fehlerfortpflanzung ergibt sich ein relativer Fehler von 10 % für die Messplatzeffizienz. Für die Einzelphotonenquelle wird in Summe eine Pulsrate von $12,62 \cdot 10^3$ Hz auf den Einzelphotonendetektoren mit einem relativen Fehler von 4 % gemessen.

Zusammen mit der Anregungsfrequenz des Lasers, der Messplatzeffizienz und dem endlichen $g^{(2)}$ -Wert ergibt sich für die Einzelphotonenquelle eine Auskoppel-effizienz von $42 \% \pm 5 \%$ [MGF⁺14]. Dieser Wert liegt weit über der Auskoppel-effizienz von Quantenpunkten in reinem GaAs (etwa 2 %) und auch über der erwarteten Auskoppel-effizienz von etwa 33 % einer vollkommen planaren Mikrokavität [RSI01]. Sie ist sogar vergleichbar mit der Effizienz anderer Probenarchitekturen für Quantenpunkte, wie integrierte Quantenpunkte in Quantendrähten [RBA⁺12]. Eine weitere Verbesserung der Auskoppel-effizienz wurde bislang nur durch aufwändige Strukturierungen, wie photonische Nanodrähte mit adiabatischer Geometrie (72 % beziehungsweise 75 %) [CBM⁺10, MMD⁺13] oder Mikrotürmchenresonatoren (79 %) [GVA⁺13], erreicht.

4.6 Simulation der Auskoppel-effizienz

Die theoretische Auskoppel-effizienz dieser Defektkavitäten und planaren Kavitäten wurde, in Kooperation mit der Arbeitsgruppe um Jesper Mørk an der technischen Universität Dänemark, mit Hilfe der dreidimensionalen vektoriiellen Eigenmodenexpansionsmethode (*engl. eigenmode expansion technique*) simuliert [BB01]. Dazu wurden die kompletten Strukturdaten der Probe aus Abschnitt 4.2 in der Simulation übernommen und die Quantenpunkte als Dipolquelle angenommen. In Abbildung 4.9 a ist zunächst das Profil des elektrischen Feldes für den Fall einer vollständig planaren Mikrokavität dargestellt.

Der Defekt wird als radialsymmetrische Versetzung innerhalb des oberen Spiegels angenommen, wie in Abbildung 4.9 b dargestellt. Der Durchmesser D des Defektes beträgt $2 \mu\text{m}$, die Höhe h wird mit 20 nm simuliert. Die durch den Defekt initiierte Versetzung im oberen DBR Spiegel führt zu einer Lichtbündelung und verstärkt so die Auskoppel-effizienz. In Abbildung 4.9 c ist das Profil des elektrischen Feldes für eine Defektkavität dargestellt. Im Vergleich zur planaren Probe wird die verstärkte Lichtemission senkrecht zur Probenoberfläche sehr deutlich. Abbildung 4.9 d zeigt graphisch die simulierte Auskoppel-effizienz für den planaren Fall und die Defektkavität. Im planaren Fall liegt diese im Maximum bei etwa 33 %, was in guter Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen ist [RSI01]. Im Fall der Defektstruktur sieht man im Bereich der Resonanz der Kavität eine deutliche Steigerung der Auskoppel-effizienz auf 48 % im Maximum, was gut mit dem in Kapitel 4.5 experimentell ermittelten Wert übereinstimmt.

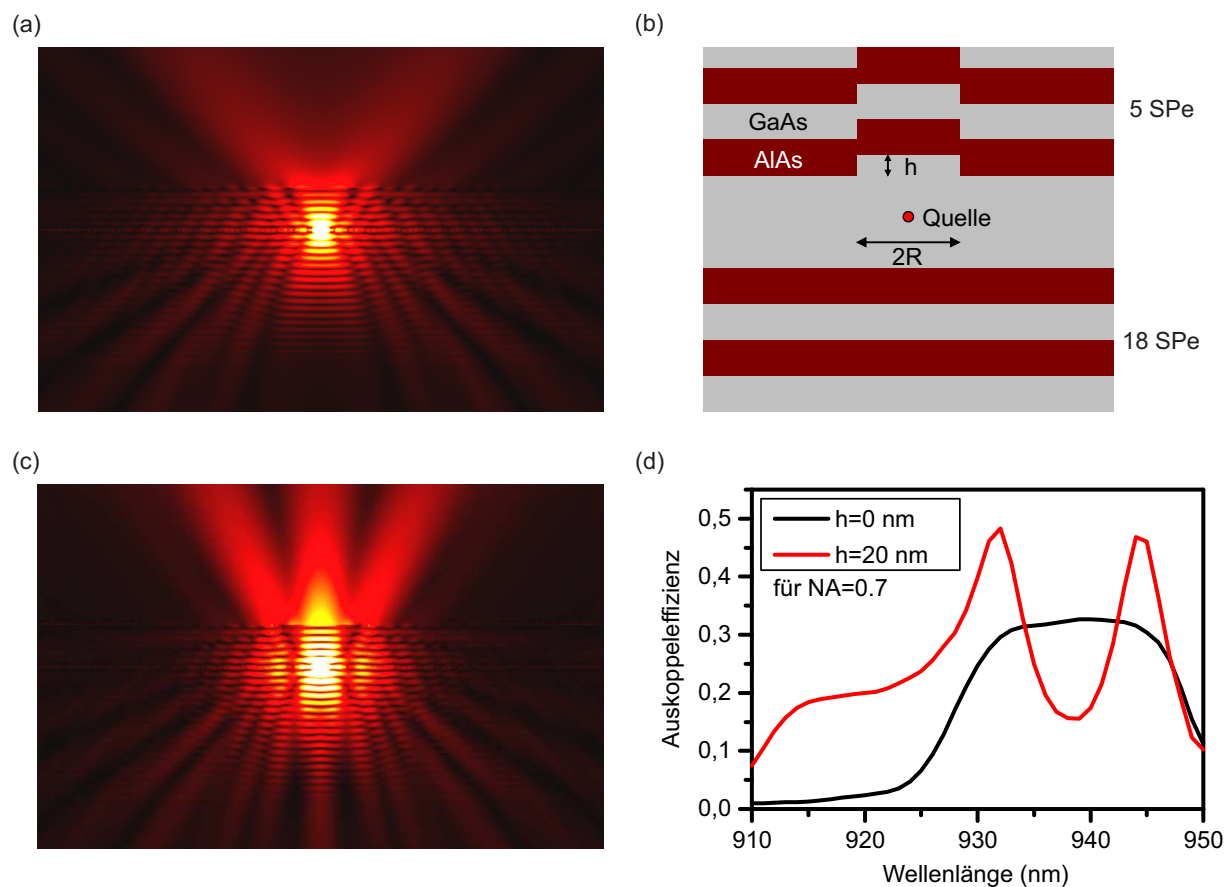


Abbildung 4.9: (a) Simulation des Profils des elektrischen Feldes für eine planare Kavität, (b) Modell für die Simulation der Defektkavität. Der Radius R beträgt $1 \mu\text{m}$, (c) Simulation des Profils des elektrischen Feldes für eine Defektkavität, (d) Simulation der Auskoppel-effizienzen für eine vollkommen planare Struktur und eine Defektkavität, wobei NA die numerische Apertur beschreibt.

4.7 Ununterscheidbare Photonen

Diese helle quasi-planare Einzelphotonenquelle wurde verwendet, um die Interferenzeigenschaften der emittierten Photonen zu untersuchen. Dazu wurde in einem HOM-Messaufbau (Abbildung 4.10 a) die Ununterscheidbarkeit aufeinanderfolgender emittierter Photonen gemessen. Die Messung erfolgte wiederum an der in Abbildung 4.8 a gezeigten Quantenpunktemissionslinie unter gepulster Anregung bei einer Wellenlänge von 911 nm in die p-Schale. Nach der spektralen Filterung im Monochromator wird die Emissionslinie aus dem seitlichen Ausgang über eine Linse in das faserbasierte HOM-Setup eingekoppelt. Dort treffen die Photonen auf den ersten 50/50 Faserstrahlteiler, der das Signal in zwei verschiedene Pfade aufteilt. In einem der beiden Zweige kann die optische Weglänge variabel verstellt und damit der Überlapp zweier aufeinanderfolgender emittierter Photonen am zweiten 50/50 Strahlteiler eingestellt werden.

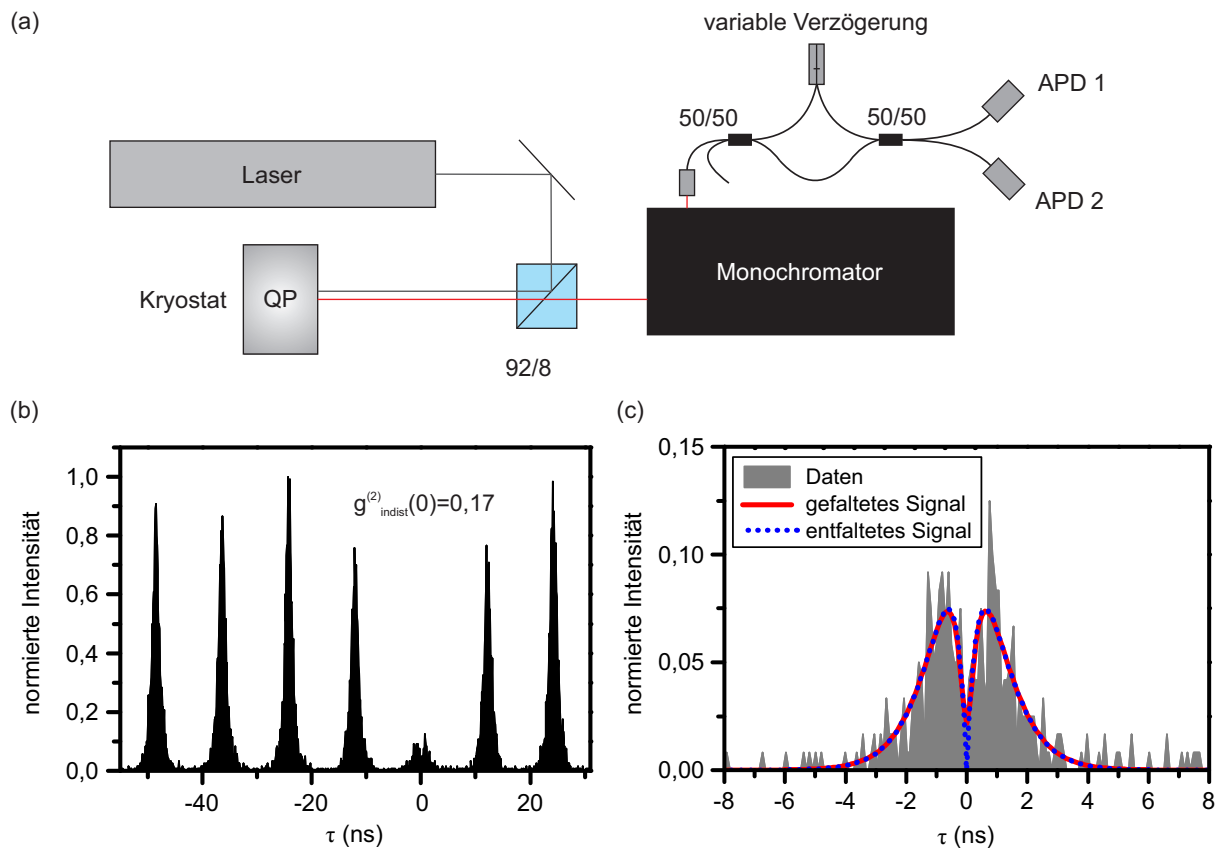


Abbildung 4.10: (a) Schematischer Messaufbau für den Nachweis ununterscheidbarer Photonen, (b) Hong Ou Mandel-Messung mit gepulstem Laser in p-Schalen Anregung, (c) Vergrößerte Auftragung der HOM-Messung um $\tau=0$ mit Anpassung eines theoretischen Modells.

Diese Verzögerungsstrecke ist auf die Pulsseparation des Lasers (12, 2 ns) abgestimmt und erlaubt es den zeitlichen Abstand Δt zwischen zwei Photonen sehr genau einzustellen. Die gesamte Verzögerungsstrecke kann mit $12, 2 \pm 0, 25$ ns symmetrisch um den Pulsabstand variiert werden, um somit die Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Photonen auszugleichen. Abbildung 4.10 b zeigt das Korrelationshistogramm für die Zweiphotoneninterferenz bei einem Weglängenunterschied von $\Delta t \approx 0$. Aus den Rohdaten kann ein $g_{indist}^{(2)}(0)$ -Wert von $0,17 < 0,50$ berechnet werden, was klar die Ununterscheidbarkeit von zwei aufeinanderfolgend emittierten Photonen vom gleichen Quantenpunkt beweist [SFV⁺02]. Abbildung 4.10 c zeigt einen vergrößerten Ausschnitt der HOM-Messung um $\tau=0$. Die Daten können mit einer Exponentialfunktion der folgenden Form angepasst werden [BRPA03]:

$$g_{HOM}^{(2)} = \left((T^2 + R^2) e^{-\frac{|\tau|}{\tau_r}} - 2RT e^{-\frac{|\tau|}{\tau_r} - \frac{(2\tau_r - \tau_c)|\tau|}{\tau_c \tau_r}} \right) / \tau_r \quad (4.1)$$

Hierbei ist $R=0,5$ ($T=0,5$) die Reflektivität (Transmittivität) des verwendeten Strahltei-

lers. Um die endliche Zeitaufösung der Detektoren zu berücksichtigen, wird die Funktion aus Formel 4.1 mit einer Normalverteilung gefaltet und an die Daten angepasst (Abbildung 4.10 c). Daraus ergibt sich für die Lebensdauer $\tau_r=670$ ps und für die Kohärenzzeit $\tau_c=880$ ps. Die Visibilität kann nach Formel 2.25 zu 66 % berechnet werden [GTM⁺14] und ist vergleichbar mit Werten von Quantenpunkten in Mikrotürmchenresonatoren, bei denen der Purcelleffekt die Lebenszeit verkürzt und damit das Verhältnis $\tau_c : 2\tau_r$ verbessert [SFV⁺02, VLK⁺05, GVA⁺13]. Die hier gemessene Lebensdauer passt gut zu dem in Kapitel 4.5.1 ermittelten Wert. Jedoch ist die ermittelte Kohärenzzeit und damit auch die Visibilität im Vergleich zu der Messung mit Hilfe des Fabry-Pérot-Interferometers aus Kapitel 4.3 mehr als dreimal so groß.

Der Grund hierfür ist die Zeitfilterung der HOM-Messung, durch die inhomogene Verbreiterungsmechanismen mit langen Lebenszeiten größer 12,2 ns kaum Auswirkungen zeigen [SFV⁺02]. Eine mögliche Ursache hierfür ist die spektrale Diffusion, also ein fluktuierender Ladungsträgerhintergrund in der Nähe der Quantenpunkte. Zwei aufeinanderfolgend emittierte Photonen haben daher in den überwiegenden Fällen die gleiche Energie und können somit als ununterscheidbar nachgewiesen werden. Dagegen ist aufgrund der zeitlichen Integration der PL-Messung durch das Fabry-Pérot-Interferometer die Kohärenzzeit verkleinert. Die gemessene Visibilität ist daher stark abhängig von den experimentellen Bedingungen. So konnte eine weitere Verbesserung durch strikt resonante s-Schalen Anregung [HHW⁺13b, AUR⁺09] oder durch einen verringerten Pulsabstand [TSMG⁺15] erzielt werden.

4.8 Zusammenfassung des Kapitels und Ausblick

In diesem Kapitel wurde der Bedarf, die Herstellung und die Charakterisierung einer hocheffizienten planaren Einzelphotonenquelle erläutert. Es konnte gezeigt werden, dass es ohne lithographische Mittel möglich ist, eine quasi-planare Einzelphotonenquelle mit einer Auskoppelleffizienz von 42 % herzustellen, die die erwartete Auskoppelleffizienz einer planaren Kavität (33 %) übersteigt und damit sogar vergleichbar mit der Auskoppelleffizienz anderer Probenstrukturen für Quantenpunkte wird, beispielsweise mit der integrierter Quantenpunkte in Quantendrähten [RBA⁺12]. Als Grund für die stark erhöhte Auskoppelleffizienz konnten Linseneffekte durch Gauß-artige Nanohügel in der Kavität und im oberen Bragg-Spiegel ausgemacht werden, die als galliuminduzierte Defekte während des MBE-Wachstums entstehen und als Nukleationszentren für die Quantenpunkte dienen. Der Einzelphotonenquelle wurde eine hohe Reinheit mit einem $g^{(2)}(0)$ -Wert von 0,023 nachgewiesen. Zudem wurden für aufeinanderfolgend emittierte Photonen in einem HOM-Experiment ununterscheidbare Photonen mit einem $g_{indist}^{(2)}(0)$ -Wert von 0,17 und einer Visibilität von 66 % gemessen, was den Grundstein für weiterführende erfolgreiche

Experimente zur Ununterscheidbarkeit von Photonen und Spinmanipulation legte. So wurden in anderen Arbeiten an dieser Halbleiterprobe Experimente zur Ununterscheidbarkeit von Photonen aus zwei räumlich getrennten Quellen durchgeführt [GTM⁺14]. Dabei konnten zwei, in ihren physikalischen Eigenschaften, identische Quantenpunkte in räumlich getrennten Kryostaten mit dem gleichen Laser gepulst in die p-Schale angeregt und in einem HOM-Experiment eine Visibilität von 39 % erzielt werden. Desweiteren war es in weiterführenden Arbeiten möglich, an dieser Struktur erstmalig die Verschränkung von Elektronenspins (stationäres Qubit) und Photonen (fliegendes Qubit) im Halbleiter nachzuweisen [DYM⁺12]. In diesem Zusammenhang wurde, ebenfalls zum ersten mal im Halbleiter, die komplette Tomographie eines polarisationsverschränkten Spin-Photon-Paares an der Halbleiter-Licht-Schnittstelle mit sehr hoher Genauigkeit aufgenommen [DMY⁺13]. Die Spin-Photon-Verschränkung ist zusammen mit der Ununterscheidbarkeit von Photonen ein kritischer Baustein für Quantenkommunikation über große Distanzen.

Kapitel 5

Gekoppeltes

Quantenfilm-Quantenpunkt System

Im vorangegangenen Kapitel wurde eine effiziente Einzelphotonenquelle vorgestellt, die unter anderem als Grundlage dazu diente, erstmals die Verschränkung zwischen Elektron-Spin und Photon im Halbleiter nachzuweisen [DYM⁺12]. Diese optisch kontrollierbare Licht-Materie-Schnittstelle [DYM⁺12, GFT⁺12] sowie lange Kohärenzzeiten [PLZY08, PDM⁺10, DMP⁺11] machen Elektronenspins in Quantenpunkten zu vielversprechenden Kandidaten für die Implementierung von Qubits. Auf einem Chip können prinzipiell mehrere Millionen Quantenpunkte angeordnet und bei einem Abstand von etwa 1 μm optisch adressiert werden [JVMF⁺12]. Herausforderungen sind hierbei das zerstörungsfreie Auslesen der Spin-Information, sowie die Implementierung eines skalierbaren Ein-Qubit- und Zwei-Qubit-Gatters.

Es ist bekannt, dass Spins zweier vertikal gestapelter Quantenpunkte über die Austauschwechselwirkung gekoppelt sind [KCG⁺10], jedoch ist die Wechselwirkung schwach, weshalb der Abstand der Quantenpunkte nur wenige nm betragen darf. Kürzlich wurde in theoretischen Arbeiten gezeigt, dass die spinabhängige Austauschwechselwirkung zwischen einem Quantenpunktelektron und einem nahegelegenen delokalisierten Exziton-Polariton Gas dazu genutzt werden kann, die Spininformation zerstörungsfrei auszulesen [PMY14a, PMY14b]. Quanteninformationen aus Spin Qubits von Quantenpunkten auf diese Art auszulesen, wurde bereits in älteren Arbeiten vorgeschlagen [PCSS02, QFRP06, QDA12], doch bisher nicht im Experiment verwirklicht.

In der Atomphysik konnte die Kopplung zwischen einem Elektron und einem Bose-Einstein-Kondensat bereits nachgewiesen werden [BKG⁺13], während die Implementierung im Halbleiter noch aussteht. Es sind verschiedene weitere Anwendungen vorstellbar, wie die Verwendung des Quantenpunkts als intrinsischen Temperatursensor für eine über ein Polariton-Gas optisch gekühlte Mikrokavität [KDD⁺15], was die grundlegende Erforschung dieses Systems sehr interessant macht. So könnte die Realisierung eines gekop-

pelten Quantenfilm-Quantenpunkt-Systemen auch einen eleganten Weg eröffnen, um eine skalierbare Wechselwirkung zwischen zwei Qubits über größere Distanzen zu erzeugen, da sich die Wellenfunktion von Exziton-Polaritonen, abhängig von der Güte des Mikroresonators, über mehrere μm ausdehnen kann [BHY93].

In Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe um Yoshihisa Yamamoto von der Universität Stanford wurde in dieser Arbeit eine Halbleiterprobe realisiert, um ein gekoppeltes Quantenfilm-Quantenpunkt System zu untersuchen. Das Design, die Herstellung und die Charakterisierung des gekoppelten Quantenfilm-Quantenpunkt Systems werden im Folgenden erläutert. Die beiden Komponenten der aktiven Schicht, der Quantenfilm und die nahegelegenen InAs-Quantenpunkte, müssen, trotz räumlicher Nähe zueinander, mit hoher optischer Qualität spektral messbar sein. Die Quantenpunkte müssen Einzelphotonencharakter und darüber hinaus Trionen, also einfach geladene Exzitonen, aufweisen. Zuletzt muss starke Licht-Materie-Wechselwirkung zwischen Exzitonen, die in einem InGaAs-Quantenfilm eingebettet sind, und dem Lichtfeld in einer Mikrokavität gezeigt werden.

5.1 Design des Mikroresonators

Das Design der Probe, an der die Wechselwirkung zwischen einem InAs-Quantenfilm und nahe gelegenen InAs-Quantenpunkten untersucht werden soll, ist in Abbildung 5.1 a dargestellt und zeigt die Skizze eines Resonators, der sich, basierend auf einem Si-dotierten 3" GaAs (100) Wafer und einer GaAs-Pufferschicht, aus 24 (20) unteren (oberen) Bragg-Spiegelpaaren aus alternierenden AlAs/GaAs-Schichten zusammensetzt. Die Schichtdicken der Bragg-Spiegel betragen 75 nm für AlAs und 65 nm für GaAs und schließen eine 300 nm dicke GaAs- λ -Kavität ein, in deren Mitte ein $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenfilm mit der Indiumkonzentration x und der Dicke d liegt, der spektral bei etwa 910 nm emittieren sollte. Durch eine wenige nm dicke GaAs-Barriere (4 nm bis 8 nm) von dem Quantenfilm getrennt, liegen darüber selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte.

Wichtig ist die Abstimmung der spektralen Lage der einzelnen Komponenten: Die Quantenpunkte müssen energetisch niedriger liegen als der Quantenfilm, damit die Tunnelwahrscheinlichkeit für Elektronen aus dem Quantenpunkt minimiert und somit die Lebensdauer des Elektronenspins, der das stationäre Qubit darstellen soll, möglichst lang wird. Zudem muss die Quantenpunktemission außerhalb des Stoppbands des Resonators liegen, um eine Absorption durch das Stoppband zu vermeiden. Andererseits muss die Resonanz der Kavität über die Wahl der radialen Position auf dem Wafer auf den Quantenfilm abstimmbare sein. Dies ist in Abbildung 5.1 b durch die Pfeile skizziert. Daher ist der spektrale Abstand zwischen der Resonanz und der langwelligen Stoppbandkante des Resonators so angepasst, dass die Quantenpunktemission im Resonanzfall von Quanten-

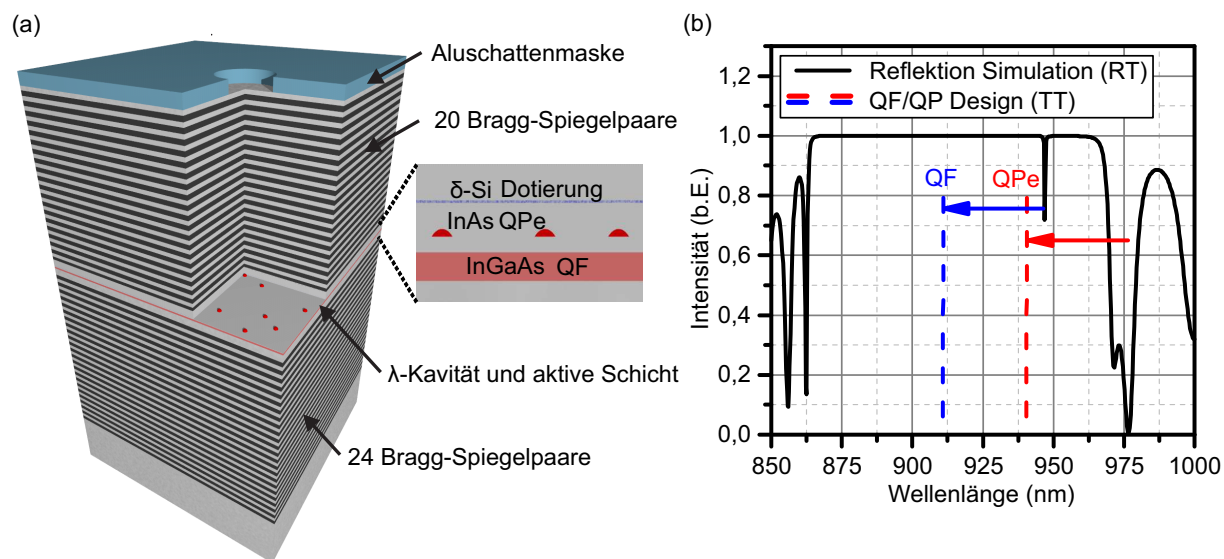


Abbildung 5.1: Design der Probe für die Untersuchung der Kopplung zwischen Quantenfilm und Quantenpunkten: (a) Skizze des Schichtaufbaus mit 24 (20) unteren (oberen) Bragg-Spiegelpaaren und einer λ -Kavität, die die aktive Schicht einschließt. Die InAs-Quantenpunkte sind durch eine dünne GaAs-Barriere von dem $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenfilm getrennt und sind in einem Abstand von 10 nm δ -Si-dotiert. (b) Simuliertes Reflektionsspektrum des Resonators bei Raumtemperatur (300 K) und gewünschte spektrale Lage des Quantenfilms (QF) und der Quantenpunkte (QPe) bei Tieftemperatur (14 K). Die Resonanz der Kavität bei circa 950 nm kann durch geeignete Wahl der radialen Waferposition auf die spektrale Lage des Quantenfilms abgestimmt werden. Das Quantenpunktensemble liegt dann außerhalb des Stopbandes.

film und Kavität bei 10 K langwelliger als das Stopband des Resonators liegt und nicht absorbiert wird (Abbildung 5.1 b). Durch diese Bedingung ergibt sich eine asymmetrische Kavität, das heißt, die Resonanz der Kavität liegt spektral nicht genau in der Mitte des Stopbandes. In einem Abstand von 10 nm über den Quantenpunkten wurde eine circa 1 nm dicke δ -Siliziumdotierung eingebracht, um ein zusätzliches Elektronenreservoir nahe der Quantenpunkte zu schaffen und die Ausbildung von negativ geladenen Trionen zu begünstigen, welche für die Generierung eines Λ -Systems im Voigt-Magnetfeld benötigt werden (s. Kapitel 2.4).

5.2 Optimierung der aktiven Zone

Die aktive Zone, bestehend aus Quantenfilm und Quantenpunkten, wird vor der Integration in die Kavität separat kalibriert. Um den $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenfilm nach den, in Kapitel 5.1 genannten, Vorgaben zu kalibrieren, können die Indiumkonzentration x

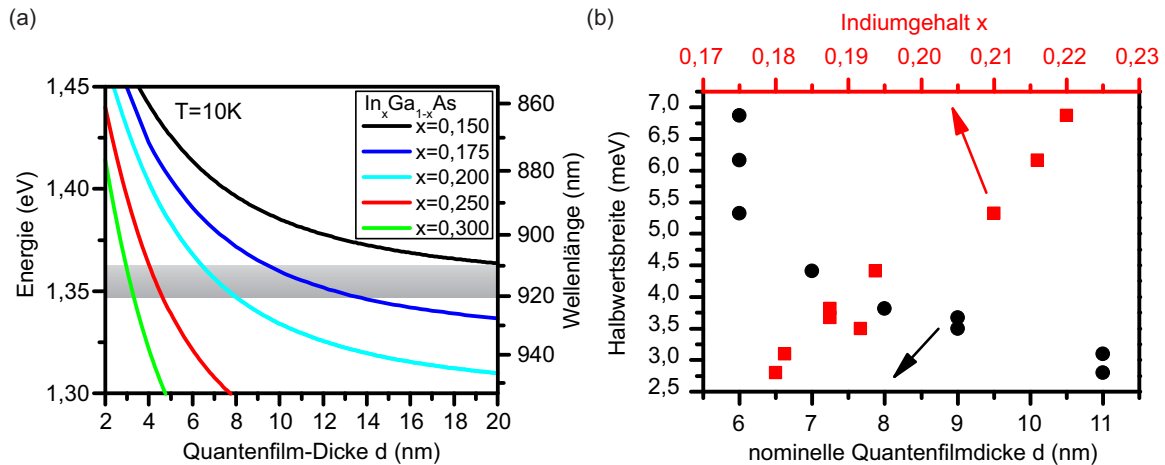


Abbildung 5.2: (a) Simulation der Emissionsenergie von $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenfilmen bei 10 K unter Variation der Quantenfilmdicke d und des Indiumgehalts x , (b) Optimierung der Halbwertsbreite (FWHM) von $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenfilmen, die in dem gewünschten Spektralbereich von 910 nm bis 920 nm emittieren, durch Variation der Quantenfilmdicke d und des Indiumgehalts x .

und die Quantenfilmdicke d eingestellt sowie diverse Wachstumsparameter optimiert werden. Wichtig ist einerseits die Lage der Emissionswellenlänge des Quantenfilms zwischen 910 nm und 920 nm, andererseits muss auch die Linienbreite klein genug sein, um starke Kopplung mit der Kavität realisieren zu können.

Abbildung 5.2 a zeigt simulierte Emissionswellenlängen von $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Quantenfilmen in Abhängigkeit des Indiumgehalts x und der Dicke d des Quantenfilms bei $T=10$ K. Der angestrebte Wellenlängenbereich ist grau hinterlegt und gibt mehrere mögliche Kombinationen für die Quantenfilmdicke und dessen Indiumgehalt vor. Beispielsweise emittiert ein 6 nm dicker Quantenfilm mit einem Indiumgehalt von etwa 22,5 % bei etwa 915 nm, wie auch ein 11 nm dicker Quantenfilm mit einem Indiumgehalt von etwa 17,5 %. Entscheidend für die starke Kopplung mit der Kavität ist allerdings die spektrale Linienbreite des Quantenfilms, so dass im Resonanzfall die beiden Exziton-Polariton-Linien noch getrennt aufgelöst werden können.

Dazu wurden Quantenfilme mittels MBE hergestellt und hinsichtlich ihrer spektralen Linienbreite optimiert. Für die Substrattemperatur und den Arsenfluss wurden bereits optimierte anlagenspezifische Werte verwendet. Die Substrattemperatur lag für das Quantenfilmwachstum stets bei 520°C und der Arsenfluss, gemessen in BEP (*engl. beam equivalent pressure*), bei $1,5 \cdot 10^{-5}$ Torr. In Abbildung 5.2 b ist die Halbwertsbreite (FWHM) von Quantenfilmen über die nominelle Quantenfilmdicke d und den Indiumgehalt x aufgetragen, wobei alle Quantenfilme in dem angestrebten Spektralbereich zwischen 910 nm und 920 nm emittieren. Der Indiumgehalt x wurde dabei mit Hilfe der spektralen Position und der nominellen Quantenfilmdicke d aus Abbildung 5.2 a entnommen. Die Quanten-

filmdicke d wurde in einem Bereich zwischen 6 nm und 11 nm variiert und die dadurch entstehende Rotverschiebung der Quantenfilmemission durch einen reduzierten Indiumgehalt ausgeglichen.

Abbildung 5.2 b kann man entnehmen, dass die Halbwertsbreite mit zunehmender Quantenfilmdicke und somit niedrigerem Indiumgehalt besser wird. Dieser Trend wurde bereits in anderen Arbeiten gezeigt und kann hier bestätigt werden [PPCM95]. Erklären lässt sich dieser Trend durch den abnehmenden Einfluss der Oberflächenrauigkeit des Quantenfilms mit zunehmender Quantenfilmdicke. Da die Herstellung in der MBE-Anlage ohne in-situ Oberflächenanalyse mittels Elektronenbeugung (*engl. RHEED, reflection high-energy electron diffraction*) geschieht, ist die letzte Monolage des Quantenfilms nicht vollständig. Unter der Annahme, dass die Dicke dieser Monolagenfluktuation konstant ist, nimmt der Einfluss mit zunehmender Quantenfilmdicke ab [PPCM95, BMM⁺86]. Somit konnte hier die Halbwertsbreite von 6,9 meV auf 2,8 meV verbessert werden, was vergleichbar mit Linienbreiten für InGaAs-Quantenfilme mit ähnlichen Dicken und Indiumkonzentrationen ohne eine nahegelegene Quantenpunktschicht ist [MFSI92, PPCM95]. Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass für die Optimierung der spektralen Linienbreite der Quantenfilme primär die Quantenfilmdicke und der Indiumgehalt angepasst werden muss, was in diesem Fall zu 11 nm dicken Quantenfilmen mit einem Indiumgehalt von etwa 18 % führt.

Die Quantenpunkte stellen den zweiten wichtigen Baustein der aktiven Zone dar und sie sind nur durch eine sehr dünne GaAs-Schicht (4 – 8 nm) von dem Quantenfilm getrennt, um eine merkliche Austauschwechselwirkung zu erzielen. An der MBE-Anlage steht lediglich eine Indiumzelle zur Verfügung und die Zeitspanne von nur wenigen Sekunden zwischen dem Wachstum von Quantenfilm und Quantenpunkten ist zu kurz, um die Temperatur der Indiumzelle für das Quantenpunktwachstum anzupassen.

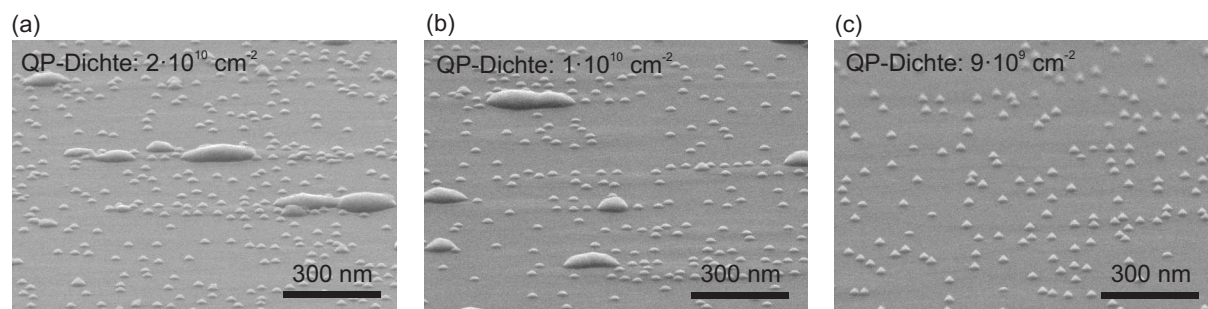


Abbildung 5.3: REM-Oberflächenaufnahmen von Quantenpunkten zur Kalibrierung der Flächendichte durch Verringerung der nominellen InAs-Schichtdicke. Technologisch wird dazu die Anzahl der Verschlussblendezyklen bei einer Indiumtemperatur von 862°C variiert: (a) 1,2 nm InAs mit 33 Zyklen, (b) 1,0 nm InAs mit 27 Zyklen, (c) 0,8 nm InAs mit 21 Zyklen.

Daher darf während des Quantenpunktwachstums die Verschlussblende der Indiumzelle nur zyklisch geöffnet werden, so dass die mittlere InAs-Wachstumsrate von ursprünglich $0,22 \mu\text{m}/\text{h}$ auf etwa $0,01 \mu\text{m}/\text{h}$ sinkt. Damit wird erreicht, dass die Quantenpunktdichte in einem niedrigen bis mittleren Bereich von etwa $5 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ bis $5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ liegt. Abbildung 5.3 zeigt REM-Oberflächenaufnahmen zu einer Wachstumsserie, bei der die abgeschiedene InAs-Materialmenge variiert wurde. Umgesetzt wurde dies durch eine Variation der Anzahl der Verschlussblende-Zyklen. In jedem Zyklus wurde die Indiumzelle $0,6 \text{ s}$ geöffnet und $9,4 \text{ s}$ geschlossen gehalten. Dadurch wird die Migrationslänge der Indiumatome auf der Oberfläche der Probe groß genug. Mit 21 Zyklen wird nur noch eine InAs-Materialmenge von nominell $0,8 \text{ nm}$ abgeschieden und eine mittlere Quantenpunktdichte von $9 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ erreicht. Die Materialmenge ist nun so weit reduziert, dass sich nicht Quantenpunkte zu größeren Materialansammlungen anhäufen, wie in den Abbildungen 5.3 a und b.

Die optische Qualität der Quantenpunkte, insbesondere die spektrale Linienbreite, musste noch hinsichtlich des Abstandes der Quantenpunkte zum Quantenfilm optimiert werden. Dazu wurden Halbleiterproben mit einer 8 nm und 4 nm dicken GaAs-Schicht zwischen Quantenfilm und Quantenpunkten sowie eine Vergleichsprobe ohne Quantenfilm mittels MBE hergestellt. Für den Vergleich der Linienbreiten wurden die Proben in einem μPL -Messaufbau (s. Kapitel 3.3.2) eingebaut und bei gleichen Bedingungen mit einer Anreizleistung von $3 \mu\text{W}$, einer Integrationszeit von 5 s und einer Temperatur von 5 K gemessen. Der Messplatz hat eine spektrale Auflösungsgrenze von etwa $25 \mu\text{eV}$. Auf jeder der Proben wurden 10 unterschiedliche Messpunkte angefahren und Quantenpunktspektren mit dem hochauflösenden Gitter ($1500 \text{ Linien}/\text{mm}$) aufgezeichnet.

Abbildung 5.4 zeigt die Auswertung der Linienbreiten von circa 200 Quantenpunkten pro Probe, die in Gruppen mit einer Breite von $20 \mu\text{eV}$ eingeteilt wurden. Es ist eine deutliche Abhängigkeit der Linienbreite zur Barrierendicke zwischen Quantenpunkten und Quantenfilm zu erkennen. Für die Referenzprobe ohne Quantenfilm ergibt sich ein Mittelwert von $48 \mu\text{eV}$ und etwa 25% der Quantenpunkte sind auflösungsbegrenzt. Je näher der Quantenfilm an den Quantenpunkten liegt, desto stärker sind die Quantenpunktemissionslinien verbreitert. Bei einem Abstand von 8 nm wurde ein Mittelwert von $62 \mu\text{eV}$ für die Linienbreite der Quantenpunkte gemessen. Eine Verschiebung der Linienbreitenverteilung zu größeren Werten ist bereits zu sehen, jedoch gibt es noch einen deutlichen Anteil an auflösungsbegrenzten Emissionslinien. Eine noch stärkere Verbreiterung der Linienbreite und deren Verteilung ergibt sich bei einem Abstand von 4 nm zwischen Quantenfilm und Quantenpunkten. Der Mittelwert der Linienbreite liegt bei $144 \mu\text{eV}$ und die Standardabweichung verdreifacht sich von $20 \mu\text{eV}$ auf $60 \mu\text{eV}$. Mit abnehmender Barrierendicke zwischen Quantenfilm und Quantenpunkten nimmt die inhomogene Verbreiterung der Spektrallinien aufgrund spektraler Diffusion zu. Dazu zählen Tunnelprozesse

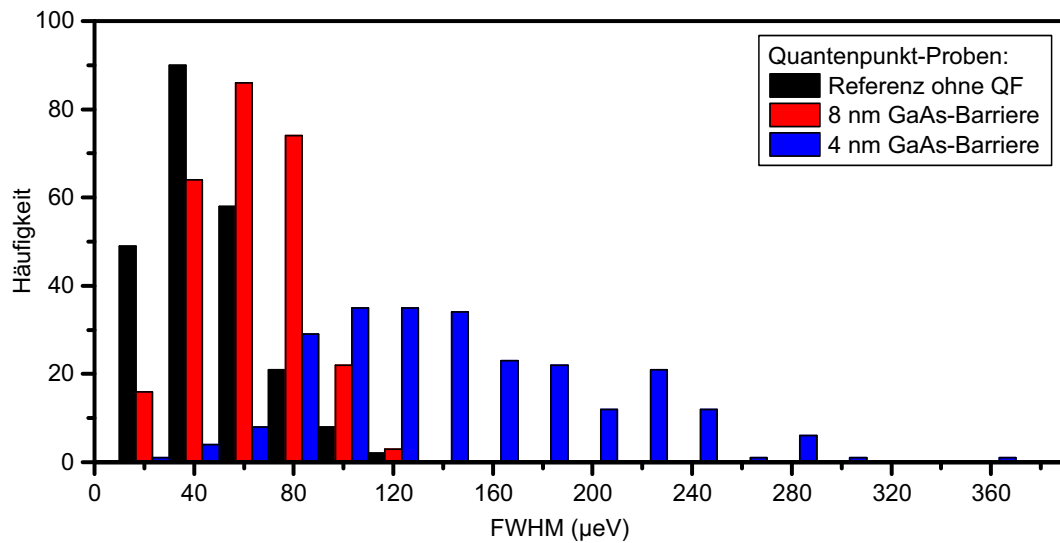


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der Linienbreite der Quantenpunkte (QP) von dem Abstand zum Quantenfilm (QF): Die Verteilung der Referenzprobe ohne Quantenfilm hat einen Mittelwert von $48 \mu\text{eV}$, für eine Barriere von 8 nm GaAs ergibt sich ein Mittelwert von $62 \mu\text{eV}$ und für 4 nm Barrierendicke $144 \mu\text{eV}$.

von Ladungsträgern zwischen Quantenfilm und Quantenpunkten [CH02] und fluktuierende Ladungsträger an Defekten der Grenzflächen [UMT⁺01], welche, in einem vereinfachten Bild, zu fluktuierenden elektrischen Feldern führen und die Spektrallinien auf einer kurzen Zeitskala kleiner der Integrationszeit, die im Bereich von Sekunden liegt, verschiebt.

Damit ergeben sich zwei konkurrierende Ziele. Für eine maximale Austauschwechselwirkung sollte die GaAs-Schicht zwischen Quantenfilm und -punkten möglichst dünn sein, um den Überlapp der Wellenfunktionen zu maximieren. Die Quantenpunktemissionslinie darf jedoch nicht verbreitert sein, damit auch kleine spektrale Verschiebungen messbar sind. Für eine Barrierendicke von 4 nm sind in Abbildung 5.4 nur noch sehr wenige Quantenpunkte mit auflösungsbegrenzter Linienbreite messbar, weshalb im Folgenden für den Abstand zwischen Quantenfilm und Quantenpunkten stets eine etwas größere Barrierendicke von 6 nm gewählt wurde.

5.3 Wachstum und Charakterisierung der Mikroaktivität

Die aus Quantenfilm und Quantenpunkten bestehende optimierte aktive Schicht wurde in das beschriebene Mikroresonatordesign aus Kapitel 5.1 integriert. Abbildung 5.5 a zeigt eine REM-Spaltkantenaufnahme des Resonators, der auf einem Si-dotierten $3''$ GaAs (100) Wafer und nominell 240 nm dicken GaAs-Pufferschicht bei einer Sub-

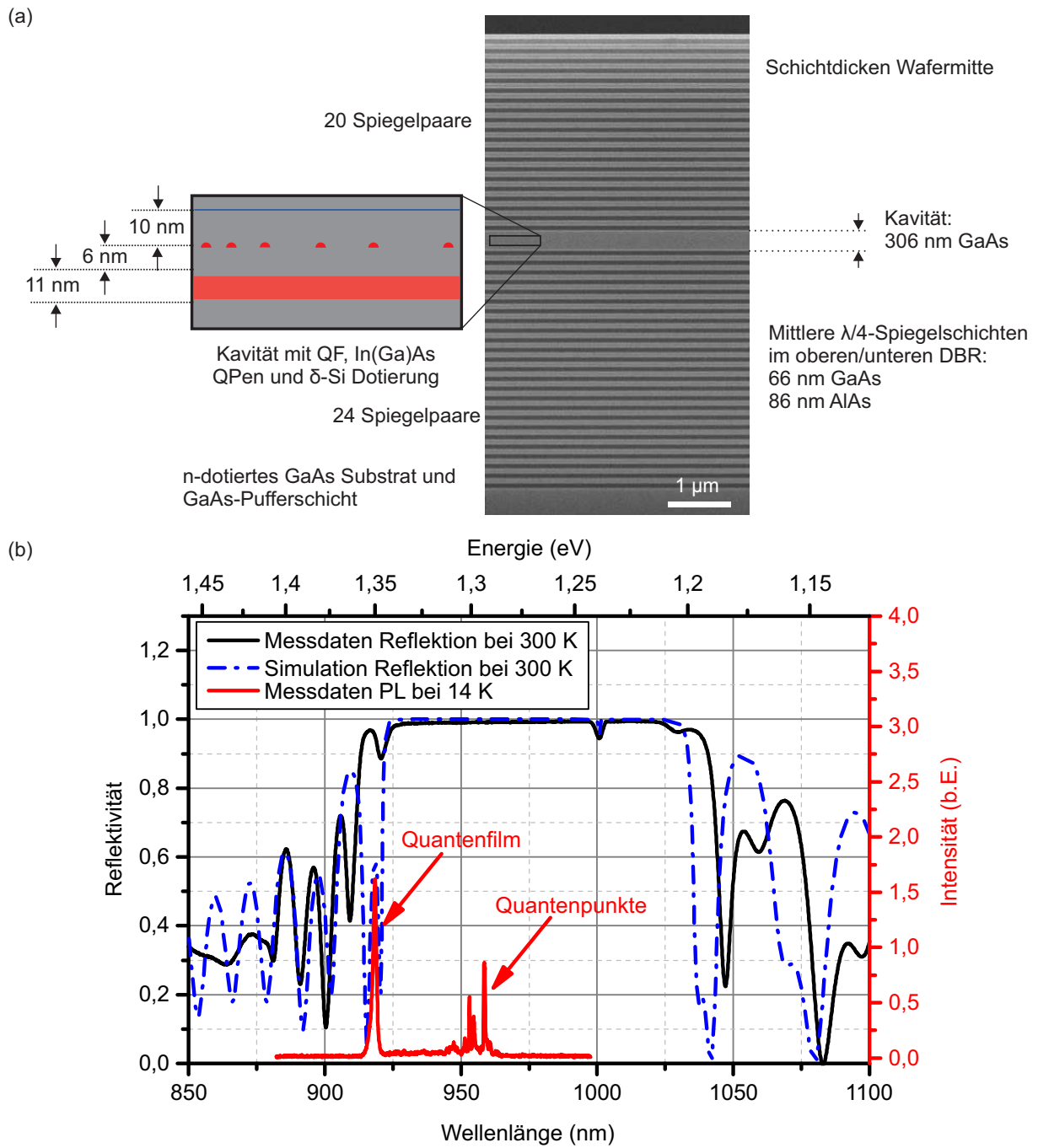


Abbildung 5.5: (a) REM-Spaltkantenaufnahme des Schichtaufbaus mit 24 (20) unteren (oberen) Bragg-Spiegelpaaren und einer λ -Kavität, die die aktive Schicht einschließt, (b) Gemessenes und simuliertes Reflektionsspektrum des Resonators bei Raumtemperatur (300 K) und gemessene PL des Quantenfilms (QF) und der Quantenpunkte (QPe) bei Tieftemperatur (14 K).

strattemperatur von 580°C hergestellt wurde und aus 24 (20) unteren (oberen) Bragg-Spiegelpaaren aus alternierenden AlAs/GaAs-Schichten besteht. Die Schichtdicken betra-

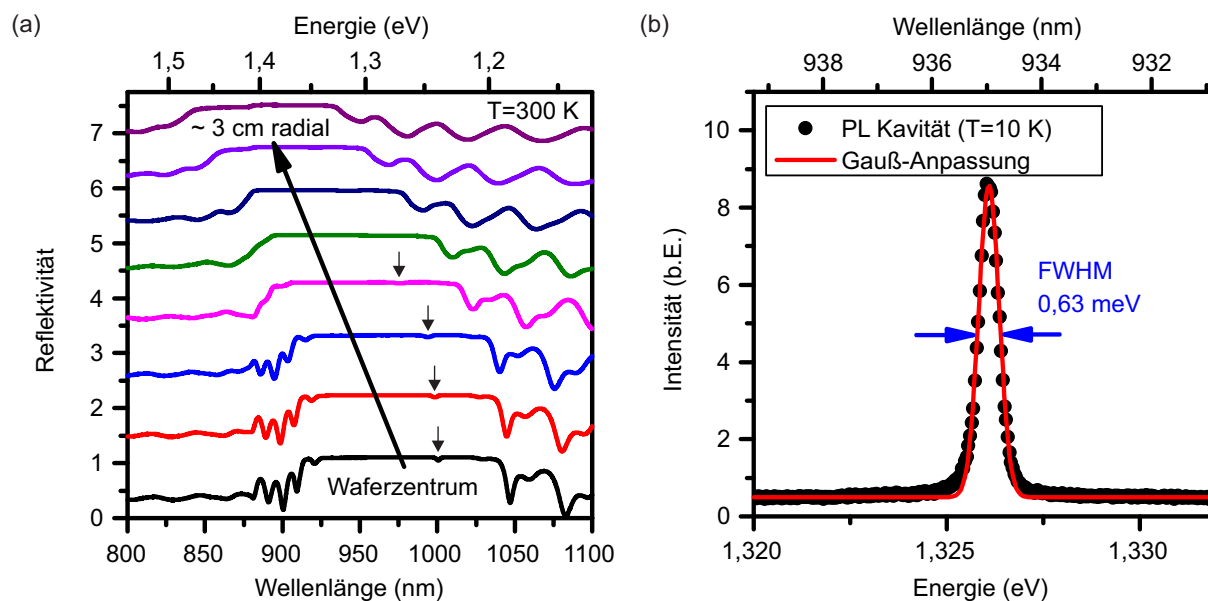


Abbildung 5.6: (a) Gemessenes Reflektionsspektrum des Resonators in radialer Abhängigkeit bei 300 K, (b) PL-Spektrum der Resonanz der Kavität bei Tieftemperatur ($T=10$ K).

gen, nach Auswertung der Reflektionsmessung im Zentrum des Wafers, 86 nm für AlAs und 66 nm für GaAs (Abbildung 5.5 b). Zwischen den Bragg-Spiegeln liegt eine 306 nm dicke GaAs- λ -Kavität, die bei Raumtemperatur in der Wafermitte eine Resonanz bei $\lambda_C=1000$ nm zeigt.

Zentriert in der Kavität ist ein nominell 11 nm dicker $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ -Quantenfilm eingebettet, der bei 17 K bei einer Wellenlänge von etwa 918 nm emittiert. In der oberen Hälfte der Kavität liegen selbstorganisierte InAs-Quantenpunkte, die durch eine 6 nm dicke GaAs-Barriere von dem Quantenfilm getrennt sind. Der Quantenfilm sowie die Quantenpunkte mit moderater Dichte wurden bei einer Substrattemperatur von 520°C gewachsen. Wie bereits in Kapitel 5.2 beschrieben, wurde dazu die Verschlussblende der Indiumzelle in einem 21 mal wiederkehrenden 10 s-Zyklus nur 0,6 s geöffnet und 9,4 s geschlossen und damit insgesamt 0,8 nm InAs abgeschieden. Die Quantenpunkte wurden außerdem in einem PCA-Schritt (s. Kapitel 3.1.4) mit einer 2,5 nm dicken partiellen GaAs-Deckschicht überwachsen und ausgeheilt, was die Emissionswellenlänge der Quantenpunkte bei Tieftemperatur (14 K) auf etwa 950 nm verschiebt.

Unter Ausnützen der radialen Abhängigkeit der Resonanz der Kavität, kann diese auf die spektrale Lage des Quantenfilms abgestimmt werden. In Abbildung 5.6 a ist die radiale Verschiebung des Stopbandes, inklusive Resonanz der Kavität, bei 300 K für einen Radius von 0 bis etwa 3 cm auf dem Wafer dargestellt. Diese Daten wurden mittels Fouriertransform-Spektroskopie aufgenommen (s. Kapitel 3.3.1). Die Resonanz ist aufgrund der Absorption des Quantenfilms bei kleineren Wellenlängen nicht mehr zu sehen,

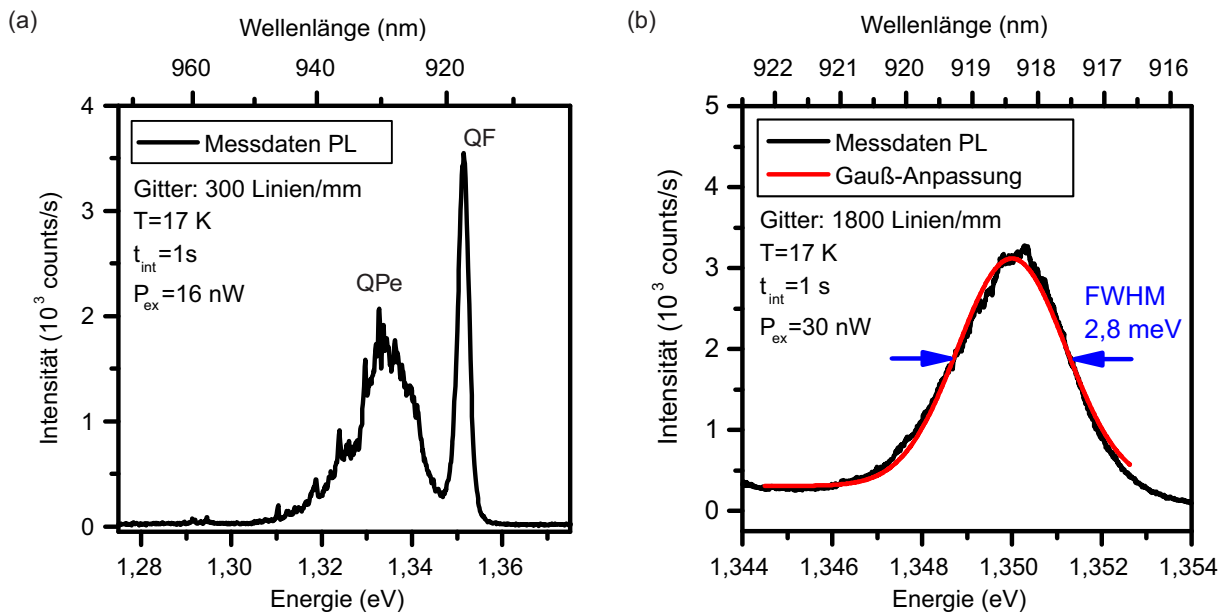


Abbildung 5.7: (a) PL-Spektrum des Quantenfilms (QF) und des Quantenpunktensembles (QPe), aufgenommen mit einem Gitter mit 300 Linien/mm, (b) PL-Spektrum des Quantenfilms im hochauflösenden Gitter mit 1800 Linien/mm und Auswertung der Linienbreite.

jedoch ist der Abstand zum langwelligen Ende des Stoppbandes etwa konstant. Daher kann, unter Einberechnung der Temperaturverschiebung von etwa 14 nm zu Tieftemperatur, eine Resonanz zwischen Kavität und Quantenfilm bei einer radialen Position von etwa 2,5 cm erreicht werden. Abbildung 5.6 b zeigt eine PL-Messung der Resonanz der Kavität bei 10 K unter Sättigung. Die Resonanz ist hierbei etwa 24 meV vom Quantenfilm verstimmt. Aus Position und Linienbreite lässt sich über Formel 2.10 die Güte des Resonators zu etwa 2100 abschätzen.

Um die spektralen Eigenschaften der aktiven Schicht im Detail zu untersuchen, wurden die oberen Bragg-Spiegel eines Probenstücks aus dem Zentrum des Wafers bis auf zwei Spiegelpaare entfernt. In einem μ PL-Messplatz (s. Kapitel 3.3.2) wurde diese Probe bei $T=14$ K mit einem 532 nm Laser angeregt und das PL-Signal untersucht. Der Quantenfilm emittiert bei 918 nm und hat eine Halbwertsbreite von 2,8 meV, während das Quantenpunktensemble einen langwelligen Ausläufer bis 970 nm hat (Abbildung 5.7 a, b), wodurch im Resonanzfall zumindest ein Teil der Quantenpunkte messbar ist, der dann langwelliger als die Stoppbandkante ist. Der Quantenfilm ist aufgrund des Überlapps mit dem kurzwelligen Ausläufer des Quantenpunktensembles leicht asymmetrisch, weshalb die Gauß-Anpassung in Abbildung 5.7 b nicht perfekt passt.

Die Qualität der Quantenpunkte wird geprüft, indem etwa 150 einzelne Quantenpunkte aus über 30 μ PL-Spektren in verschiedenen Spektralbereichen des Quantenpunktensembles auf ihre Linienbreite (FWHM) hin untersucht werden. Dazu wurden sowohl Quan-

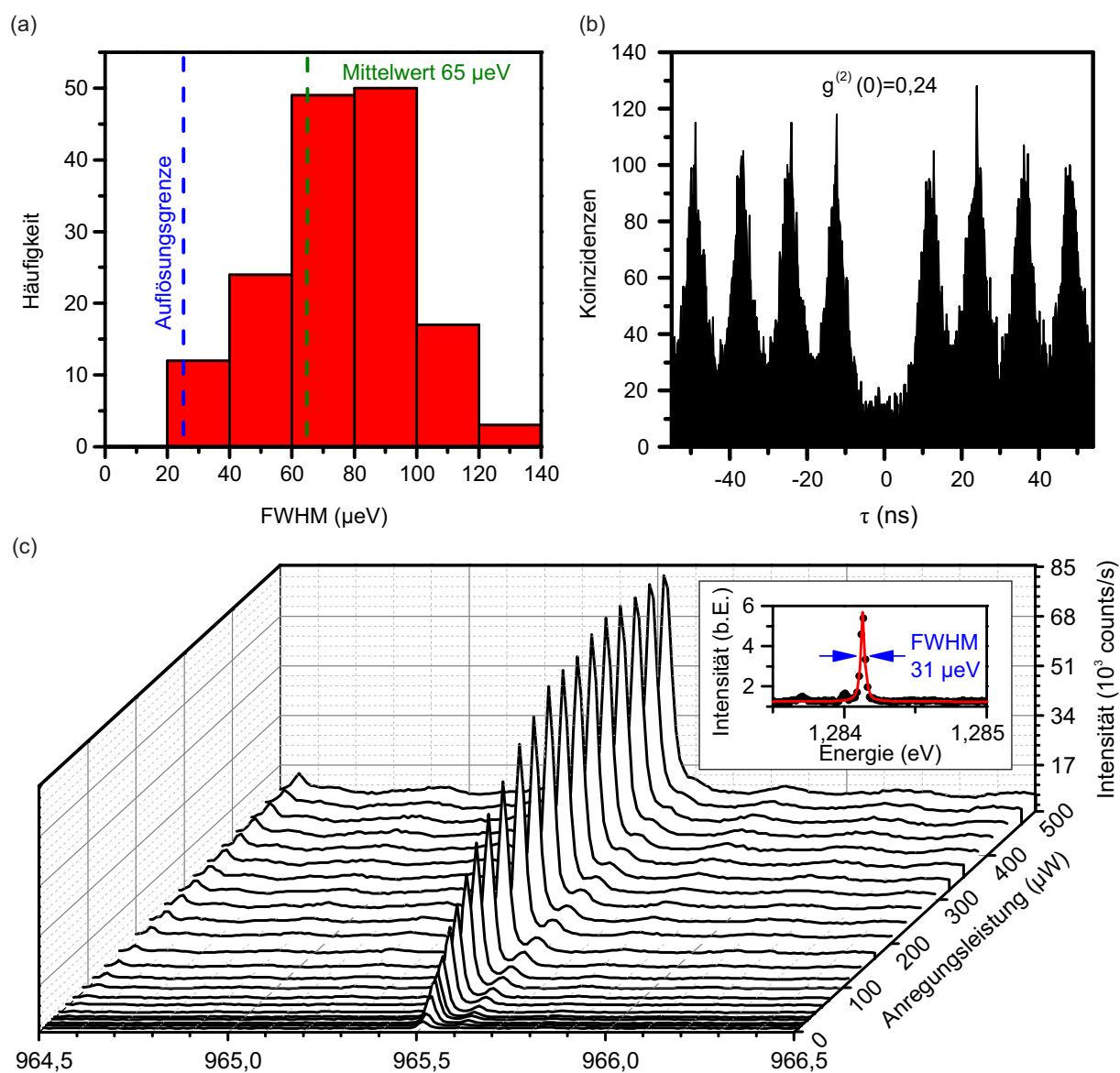


Abbildung 5.8: (a) Häufigkeiten von Linienbreiten der Quantenpunktmission für etwa 150 Quantenpunkte, gemessen bei 17 K, (b) Korrelationsmessung zweiter Ordnung mit $g^{(2)}(0)=0,24$, (c) Leistungsserie eines Quantenpunkts unter p-Schalenanregung bei 10 K und Linienbreite bei einer Anregungsleistung von $10 \mu\text{W}$.

tenpunkte im kompletten Mikroresonator herangezogen, als auch Quantenpunktproben, bei denen der obere Bragg-Spiegel nachträglich entfernt wurde. Diese Proben wurden in einen μPL -Messaufbau (s. Kapitel 3.3.2) eingebaut und mit einem 532 nm Laser angeregt. Das PL-Signal wurde mit einem hochauflösenden Gitter mit 1800 Linien/mm und einer Si-CCD detektiert. Die Linienbreiten wurden durch Anpassen einer Lorentz-Funktion ermittelt. Abbildung 5.8 a zeigt ein Histogramm für die Linienbreiten der untersuchten Quantenpunkte. Die gemessenen Linienbreiten wurden in 6 Gruppen mit einer Breite

von 20 μeV eingeteilt. Die Auflösungsgrenze des Messaufbaus liegt bei etwa 25 μeV . Der Mittelwert der Verteilung ergibt sich zu 65 μeV und die Standardabweichung zu 20 μeV , was gut zu den Verteilungen aus Kapitel 5.2 passt. Ein Teil der Emissionslinien ist noch immer auflösungsbegrenzt und weisen somit, trotz der räumlich Nähe zum Quantenfilm, eine sehr hohe optische Qualität auf.

Die Eigenschaft der Quantenpunkte als gute Einzelphotonenemitter wurde durch die Messung der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung nachgewiesen. Dazu wird der obere Bragg-Spiegel des Mikroresonators bis auf zwei Paare abgeätzt, um so höhere PL-Intensitäten für Quantenpunkte detektieren zu können und in einem μPL Messplatz (s. Kapitel 3.3.2) mit einem hochauflösenden Gitter von 1500 Linien/mm untersucht. Die Probe wird bei Tieftemperatur (10 K) mit einem ps-gepulsten Ti:Sa-Laser bei einer Emissionswellenlänge von 932 nm in die p-Schale angeregt. Die Pulsseparation beträgt dabei 12,2 ns. Abbildung 5.8 b zeigt eine gepulste Autokorrelationsmessung zweiter Ordnung bei einer Anregungsleistung von 260 μW und einer Temperatur von 10 K in einem HBT-Messaufbau (s. Kapitel 3.3.2). Für $g^{(2)}(0)$ ergibt sich ein Wert von $0,24 < 0,5$, was klar die Einzelphotonenemission nachweist. Für die Berechnung des $g^{(2)}(\tau = 0)$ -Wertes wurden dabei lediglich die Rohdaten verwendet und die Anzahl der Zählereignisse im Bereich $\pm 6,1$ ns um $\tau = 0$ durch die mittlere Anzahl an Zählereignissen in den Peaks mit der gleichen Intervalllänge geteilt. Die Quantenpunkte zeigen also trotz der unmittelbaren Nähe zu einem Quantenfilm den Charakter von Einzelphotonenquellen. Abbildung 5.8 c zeigt die Leistungsserie dieses Quantenpunkts für Anregungsleistungen zwischen 0 und 500 μW . Die Linienbreite beträgt bei diesem Quantenpunkt 31 μeV (Inset in Abbildung 5.8 c) und ist damit nahezu auflösungsbegrenzt.

5.4 Nachweis von Trionen

Damit Quantenpunkte als stationäre Spin-Qubits eingesetzt werden können, müssen die Exzitonen einfach geladen sein, also einen Trionenzustand annehmen. Wie bereits in Kapitel 5.3 beschrieben, sind die Quantenpunkte in einer Entfernung von 10 nm mit Silizium δ -dotiert, wodurch ein Reservoir an Elektronen gebildet wird und die Ausbildung von Trionen begünstigt. Experimentell können geladene Quantenpunkte durch eine charakteristische vierfache Aufspaltung im Magnetfeld mit Voigt-Geometrie nachgewiesen werden [BOS⁺02b], da es vier optisch erlaubte Übergänge gibt. In diesem Fall ist die magnetische Flussdichte \mathbf{B} senkrecht zur Wachstumsrichtung \mathbf{z} orientiert, wie bereits in Kapitel 2.4 erläutert wurde. Dabei sind die äußeren Übergänge gegenüber den inneren Übergängen orthogonal linear polarisiert.

Für die Messungen im Magnetfeld wurde eine Kavitätsprobe mit einer 6 nm dicken Separationsschicht zwischen Quantenfilm und Quantenpunkten verwendet und bei Tief-

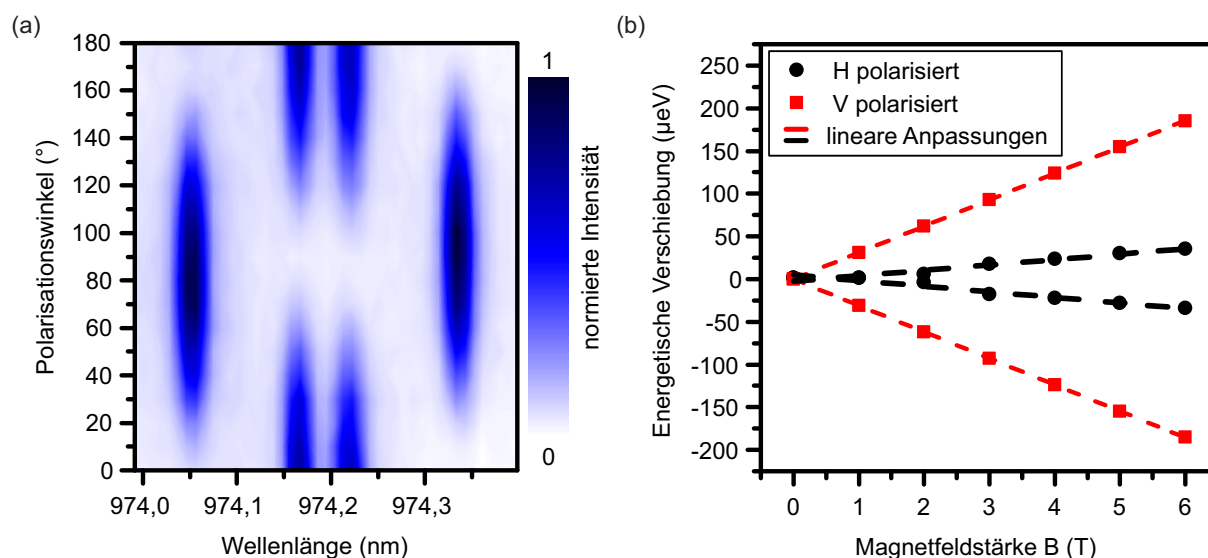


Abbildung 5.9: (a) Polarisationsaufgelöste μ PL-Messung eines einzelnen Quantenpunktes in Voigt-Geometrie bei einer magnetischen Flussdichte von $B_x=6$ T weist den Ladungszustand des Quantenpunktes durch die paarweise Orthogonalität der linear polarisierten vier möglichen Übergänge nach, (b) Zeeman-Aufspaltung der Quantenpunktlinien in Voigt-Geometrie in Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte B_x . Zusätzlich sind die theoretischen Zeeman-Energien als lineare Funktion des Magnetfeldes eingezeichnet.

temperatur in einem Magnetkryostaten über die Bandkante angeregt. Das Magnetfeld ist in x-Richtung orientiert. Abbildung 5.9 a zeigt das spektral aufgelöste PL-Signal eines Quantenpunktes bei einem Magnetfeld mit $B_x=6$ T. Der Quantenfilm ist an dieser Stelle zwischen 0 meV und 2,5 meV von der Kavität verstimmt. Die Quantenpunktemission wird polarisationsabhängig gemessen und als Konturplot aufgetragen. Deutlich zu sehen ist, dass die Auswahlregeln für einen geladenen Quantenpunkt klar erfüllt sind, denn die inneren Übergänge zeigen Intensitätsmaxima bei 0° und 180° und sind somit horizontal polarisiert (H polarisiert), während die äußeren Übergänge bei 90° maximale Intensität zeigen und damit vertikal polarisiert sind (V polarisiert). Die linearen Polarisationen der Übergänge sind somit senkrecht zueinander. In Abbildung 5.9 b ist die Zeeman-Aufspaltung der Quantenpunktlinien in Abhängigkeit des Magnetfeldes in Voigt-Geometrie aufgetragen. Dabei wurde die energetische Verschiebung relativ zu der Quantenpunktemission aufgetragen und die diamagnetische Verschiebung für $B_x=0$ T korrigiert. Als Vergleich sind zusätzlich die theoretischen Zeeman-Energien als lineare Funktion des magnetischen Feldes eingezeichnet.

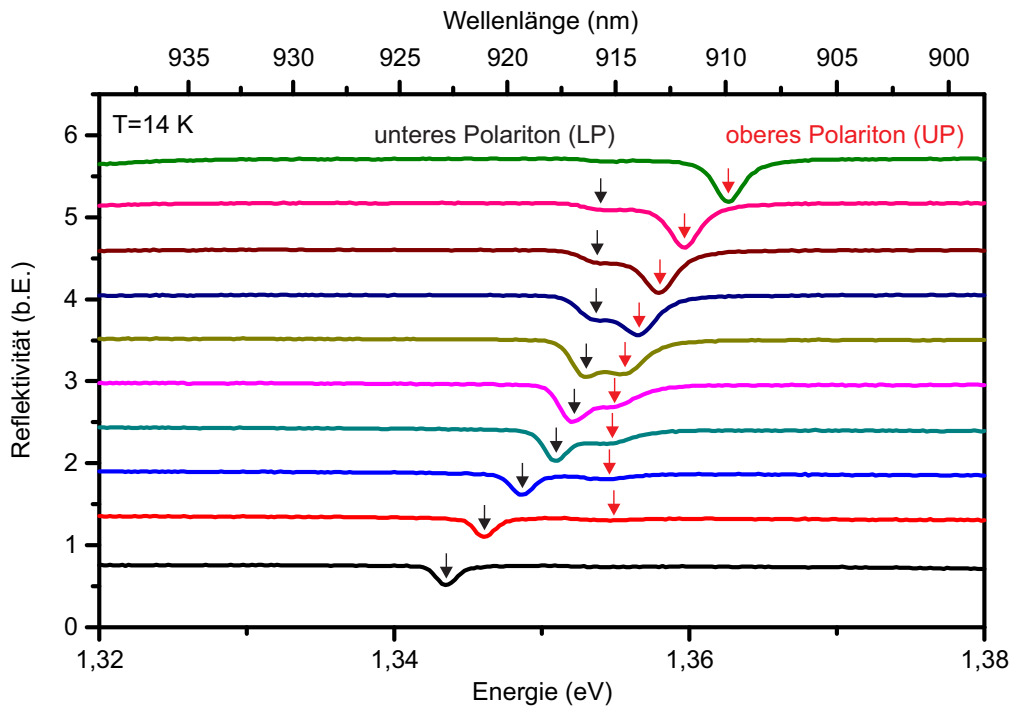


Abbildung 5.10: Weißlichtreflektion im Bereich der starken Kopplung in Abhängigkeit der radialen Position bei 14 K.

5.5 Nachweis der starken Kopplung

Die starke Kopplung von Quantenfilm und Kavität kann über ein charakteristisches Antikreuzen (s. Kapitel 2.6.1) im Resonanzfall von Kavität und Quantenfilm nachgewiesen werden. Dazu wurde der Resonator bei Tieftemperatur (14 K) in Abhängigkeit der radialen Position mit einer breitbandigen Weißlichtquelle in Reflexion gemessen, das heißt, dass das von dem Resonator reflektierte Licht im Monochromator spektral zerlegt und auf der Si-CCD detektiert wurde. Im spektralen Bereich der Resonanz der Kavität kann Licht in den Resonator eindringen und der Quantenfilm absorbiert Licht, weshalb die Reflektivität an diesen beiden Stellen reduziert ist. Die Resonanz der Kavität alleine verschiebt radial auf dem Wafer hin zu kleineren Wellenlängen, da die Schichtdicke radial abnimmt, während die Emission (beziehungsweise Absorption) des Quantenfilms in der radialen Abhängigkeit kaum eine Änderung zeigt. Untersucht man den radialen Bereich des Wafers, in dem die Resonanz der Kavität mit dem Quantenfilm spektral übereinstimmt, so sollte man im Fall der starken Kopplung ein Antikreuzen der beiden Absorptionslinien im Reflektionsspektrum sehen.

Abbildung 5.10 zeigt diese Messung für einen radialen Bereich von 19,5 mm bis 26 mm, aus der bereits das charakteristische antikreuzende Verhalten von Quantenfilm und Kavität zu erkennen ist und durch Pfeile hervorgehoben wird. Die Minima der Reflektionsspek-

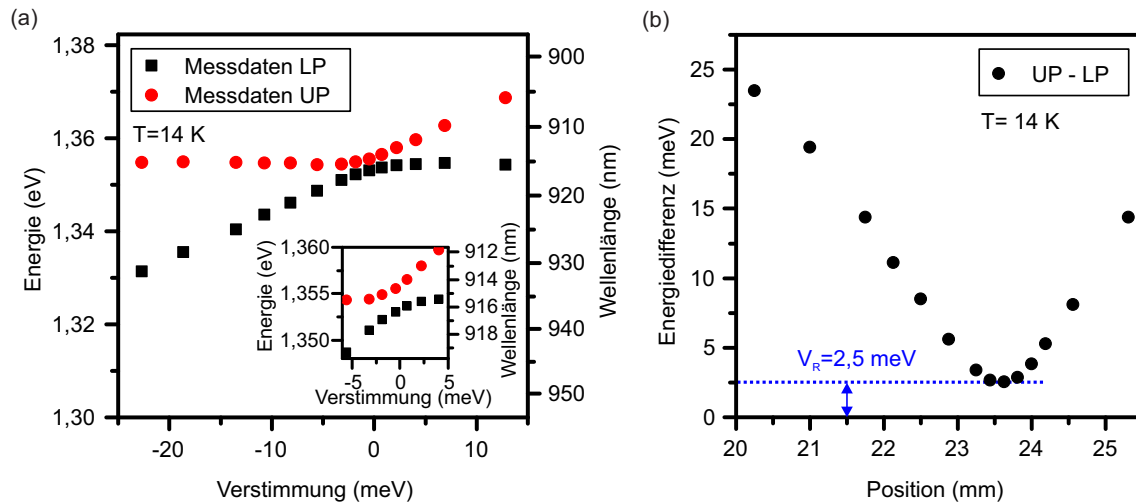


Abbildung 5.11: (a) Extrahierte Minima für das untere (LP) und obere Polariton (UP) über der energetischen Verstimmung zeigt klar das antizreuzende Verhalten, (b) Differenz der Energie von oberem und unterem Polariton ergibt eine Rabi-Aufspaltung von 2,5 meV.

tren werden durch Gauß-Funktionen angepasst und gegen die energetische Verstimmung aufgetragen, wie in Abbildung 5.11 a dargestellt. Die obere Kurve wird als oberes Polariton (UP), die untere Kurve unteres Polariton (LP) bezeichnet. Der Nullpunkt der energetischen Verstimmung liegt an der Stelle mit dem geringsten energetischen Abstand zwischen oberem und unterem Polariton.

Aus der Energiedifferenz zwischen oberem und unterem Polariton (Abbildung 5.11 b) ergibt sich eine Rabi-Aufspaltung von 2,5 meV. Dieser Wert ist etwas kleiner im Vergleich zu anderen Arbeiten, in denen für einen einzelnen Quantenfilm in einer Mikrokavität Rabi-Aufspaltungen zwischen 3 meV und 3,5 meV gemessen wurden [DBG⁺06, RISF⁺11, TTM⁺14]. Die Abweichung kann vor allem damit erklärt werden, dass in dieser Arbeit ein dickerer Quantenfilm mit einem höheren Indiumgehalt verwendet wird, als in den zitierten Arbeiten, was zu einer reduzierten Oszillatorstärke und damit zu einer geringeren Rabi-Aufspaltung führt [MFV99]. Entscheidend ist jedoch, dass der Mikroresonator, trotz der unmittelbaren Nähe von Quantenpunkten zum Quantenfilm, starke Kopplung zeigt.

5.6 Zusammenfassung des Kapitels und Ausblick

In diesem Kapitel wurde beschrieben, wie ein gekoppeltes Quantenfilm-Quantenpunkt-System erfolgreich in einen Mikroresonator implementiert wurde. Dabei standen das Design, die Herstellung und die Charakterisierung im Vordergrund. Die technologischen Herausforderungen, die sich für die Herstellung dieser Probe ergaben, konnten durch sys-

tematische Adaption der Struktur- und Wachstumsparameter überwunden werden. So konnte die aktive Schicht, bestehend aus einem 11 nm dicken $\text{In}_{0.18}\text{Ga}_{0.82}\text{As}$ -Quantenfilm mit einer Linienbreite von 2,8 meV und den davon 6 nm entfernten Silizium δ -dotierten InAs-Quantenpunkten, in ihren optischen Eigenschaften soweit optimiert werden, dass starke Kopplung zwischen dem Quantenfilm und der Mikrokavität nachzuweisen war und gleichzeitig auflösungsbegrenzte Quantenpunktmissionslinien messbar waren. Zudem konnte die Existenz von Trionen in einer Magnetfeldmessung in Voigt-Geometrie und die Einzelphotonenemission von Quantenpunkten nachgewiesen werden. In weiterführenden Experimenten muss die Austauschwechselwirkung zwischen Exzitonen im Quantenfilm und Quantenpunktelektron, abhängig von der Ausrichtung des Elektronenspins untersucht werden. Eine theoretische Schätzung geht bei einer Separationsschicht von 1 nm von einer Austauschwechselwirkung zwischen einem Elektronenspin und einem Polariton von $V_{ex} \approx 0,02 \mu\text{eV}$ aus [PMY14b]. Allerdings werden pro Laserpuls etwa tausend bis zehntausend Polaritonen angeregt, die mit dem Quantenpunktelektron wechselwirken, was eine messbare energetische Verschiebung von etwa 20 – 200 μeV bewirken soll.

Kapitel 6

Positionierte Quantenpunkte

Alle bisher in dieser Arbeit beschriebenen Experimente wurden mit selbstorganisierten Quantenpunkten realisiert. Für eine skalierbare technologische Plattform müssen die Quantenpunkte jedoch deterministisch in Bauteile integriert werden können. Auch für die Realisierung eines festkörperbasierten, optisch kontrollierten Zwei-Qubit-Gatters existiert ein Konzept, welches eine skalierbare zweidimensionale Anordnung von Einzelphotonenquellen voraussetzt [DPMY13]. Hierzu bieten sich positionierte Quantenpunkte an und die Erforschung und Optimierung von positionierten Quantenpunkten mit hoher kristalliner und optischer Qualität ist daher von großem Interesse.

In dem nachfolgenden Kapitel wird die Herstellung und Optimierung von verspannungsgekoppelten positionierten In(Ga)As-Quantenpunkten diskutiert. Dabei wird zunächst auf die Verbesserung der Halbleiterschichtstruktur eingegangen und anschließend eine weitere Optimierung durch spektroskopische Methoden diskutiert. Das in dieser Arbeit verwendete Prinzip der Positionierung der Quantenpunkte beruht auf der bevorzugten Nukleation von In(Ga)As-Quantenpunkten in vorstrukturierten Nanolöchern [Sch07, KHS04]. In mehreren Arbeiten konnte bereits die Morphologie [AKB⁺08, SHS⁺09] sowie die optische Qualität der Quantenpunkte [HHS⁺11, SHG⁺12, JAM⁺13] verbessert werden. Im Vordergrund stand dabei insbesondere die Optimierung der Linienbreite (FWHM) der positionierten Quantenpunkte und eine Bauteilintegration [SHH⁺09, SHH⁺12]. Neuere Arbeiten zeigen auch einen möglichen Einsatz von positionierten Quantenpunkten als Quellen für ununterscheidbare Photonen auf [JAM⁺13].

In der vorliegenden Arbeit werden, angelehnt an das Probandesign aus Jöns et al. [JAM⁺13], Strategien für eine weitere Verbesserung der optischen Qualität von positionierten verspannungsgekoppelten In(Ga)As-Quantenpunkten aufgezeigt. Hierbei kommen gleichermaßen verbesserte epitaktische Ansätze, wie auch vielversprechende Techniken der Spektroskopie zum Einsatz. In diesem Zusammenhang konnte erstmalig die Resonanzfluoreszenz eines positionierten Quantenpunktes gemessen werden [UMM⁺15], was für zukünftige Experimente, wie die Messung von ununterscheidbaren Photonen mit hoher

Visibilität, von großer Bedeutung sein kann, da diese stark von der Anregungsart abhängt [GTM⁺14, HHW⁺13b, AUR⁺09]. Zuletzt konnte das Wachstum der positionierten Quantenpunkte so angepasst werden, dass erstmalig die Emission bei Telekommunikationswellenlänge von positionierten In(Ga)As-Quantenpunkten auf GaAs-Substrat nachgewiesen werden konnte [MBS⁺14].

6.1 Vorstrukturierung des Substrats

Die Grundlage der Proben mit positionierten Quantenpunkten sind undotierte 2" GaAs (100) Wafer, die zunächst, mittels MBE, mit einer 400 nm dicken GaAs-Pufferschicht überwachsen werden. Anschließend erfolgt die Vorstrukturierung in zwei Schritten (Abbildung 6.1) [SHS⁺09]. Im ersten Schritt werden mittels optischer Lithographie und nasschemischem Ätzen Buchstaben, Mesen und Kreuze auf die Probe definiert, die der Orientierung auf der Probenoberfläche dienen. Auf jedem 2" Viertel sind dann drei Felder, die jeweils zwölf 300 μm x 300 μm große Mesen enthalten, die mit den Buchstaben A bis L gekennzeichnet sind.

Im zweiten Teil der Vorstrukturierung wird mittels Elektronenstrahlolithographie und nasschemischem Ätzen ein Lochmuster in diese Mesen definiert. Als Marker für die Ausrichtung der Probe dienen hierbei die zuvor mit optischer Lithographie definierten Kreuze auf dem Substrat. Die Mesen werden auf einer Fläche von 200 μm x 200 μm mit einem quadratischen Lochmuster beschrieben, wobei spaltenweise jeweils drei Mesen die gleiche Lochperiode aufweisen. Der Lochabstand in der ersten Spalte (Mesen A, E, I) beträgt 0,5 μm , in der zweiten Spalte (Mesen B, F, J) 1 μm , in der dritten Spalte (Mesen C, G, K) 2 μm und in der vierten Spalte (Mesen D, H, L) 4 μm . In jeder Spalte wird außerdem die Elektronendosis während der Belichtung leicht variiert.

Der Ätz- und Reinigungsvorgang findet unmittelbar vor dem Einbau der Probe in die Ladekammer der MBE-Anlage statt, um die Oxidation der Probenoberfläche zu minimieren. Die Abmessungen der Nanolöcher sind primär abhängig von der Belichtungs-dosis und der Ätzdauer. Die Abmessungen der Nanolöcher betragen etwa 80 nm bis 100 nm im Durchmesser und etwa 25 nm bis 40 nm in der Tiefe. Eine Reinigung mit thermisch aktiviertem Wasserstoff in der Ladekammer sorgt, wie in Kapitel 3.1.2 beschrieben, für die Oxiddesorption vor der Epitaxie.

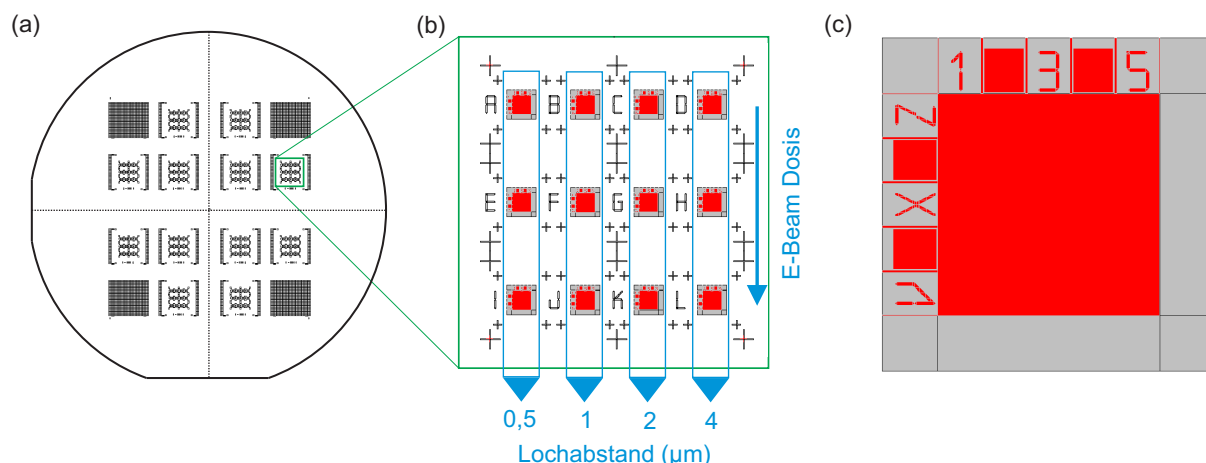


Abbildung 6.1: Skizze zur Vorstrukturierung der Substrate : (a) 2" GaAs Wafer mit der Gesamtstruktur, der durch optische Lithographie definierten Mesen, Kreuze und Buchstaben, (b) zwölf mit Buchstaben gekennzeichnete Mesen, auf denen die Bereiche mit Nanolöchern rot gekennzeichnet sind, (c) einzelne Mesa mit einem $300\ \mu\text{m} \times 300\ \mu\text{m}$ großen Feld für Nanolöcher und Buchstaben auf dem Mesarand zur Orientierung, die mittels Elektronenstrahlithographie definiert werden.

6.2 Strategien zur Optimierung der optischen Qualität von positionierten In(Ga)As Quantenpunkten

6.2.1 Optimierter Schichtaufbau und Morphologie

Der grundlegende Schichtaufbau beim Wachstum von positionierten Quantenpunkten auf vorstrukturierten Substraten ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Das Substrat mit den naßchemisch geätzten Nanolöchern (Abbildung 6.2 a) wird nach der Oxidbehandlung zunächst mit einer etwa 10 nm dünnen GaAs-Pufferschicht überwachsen (Abbildung 6.2 b), wobei die Nanolöcher in Form und Größe erhalten bleiben müssen. Darauf folgt die erste In(Ga)As-Quantenpunktschicht (Abbildung 6.2 c), bei deren Wachstum eine hohe Substrattemperatur ($540\ \text{°C}$) für eine ausreichend große Migrationslänge sorgt und die Nukleation bevorzugt in den Nanolöchern stattfindet. Abbildung 6.2 d veranschaulicht die GaAs-Separationsschicht, auf der die zweite Schicht In(Ga)As-Quantenpunkte gewachsen wird (Abbildung 6.2 e), deren Positionierung über das vertikale Spannungsfeld sichergestellt wird. Mittels eines in-situ Ausheilschritts (PCA-Schritt, s. Kapitel 3.1.4) wird die Emissionswellenlänge der zweiten Quantenpunktschicht auf etwa 930 nm eingestellt und anschließend mit einer GaAs-Deckschicht überwachsen (Abbildung 6.2 f).

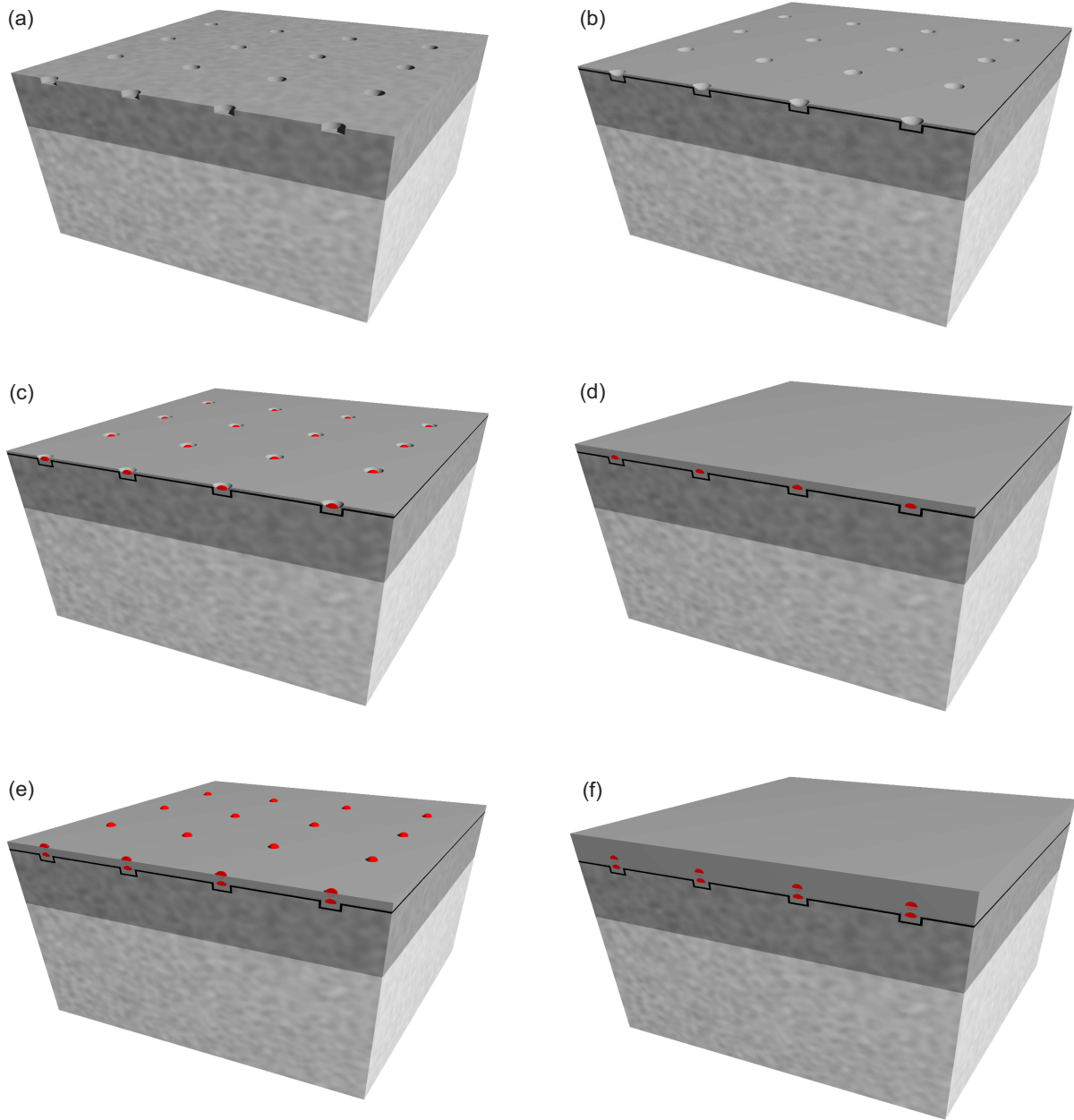


Abbildung 6.2: Skizze des Schichtaufbaus der Proben mit positionierten Quantenpunkten: (a) geätzte Nanolöcher, (b) GaAs-Pufferschicht, (c) erste In(Ga)As-Quantenpunktschicht, (d) GaAs-Separationsschicht, (e) zweite In(Ga)As-Quantenpunktschicht mit in-situ Ausheilschritt, (f) GaAs Deckschicht.

Einer der kritischsten Punkte für die optische Qualität der positionierten Quantenpunkte ist die spektrale Diffusion, die durch fluktuierende Ladungsträger an den Defekten der geätzten Oberfläche der Nanolöcher, in unmittelbarer Nähe der positionierten Quantenpunkte, entsteht [HHS⁺11, SHG⁺12]. Diese führen zu lokalen elektrostatischen Feldern und damit zu lokalen Verbiegungen in der Bandstruktur. Die Emissionslinien der dadurch

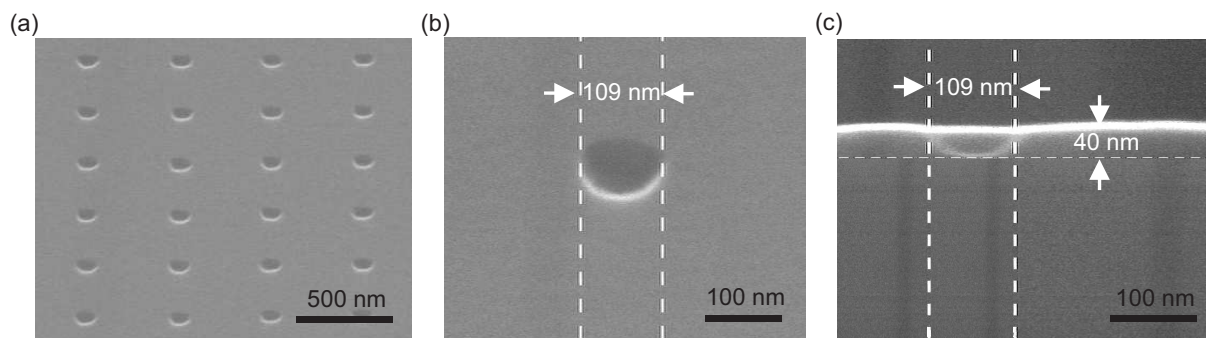


Abbildung 6.3: REM-Aufnahmen von geätzten Nanolöchern: (a) REM-Oberflächenaufnahme von Nanolöchern mit einer 500 nm Periode, (b) REM-Oberflächenaufnahme eines einzelnen Nanolochs mit einem Durchmesser von 109 nm, (c) REM-Spaltkantenaufnahme eines mittig durchgespalteten Nanolochs im Querschnitt mit einer Lochtiefe von 40 nm.

beeinflussten Quantenpunkte werden zeitlich auf der Energieachse verschoben, was zu einer verbreiterten zeitlich integrierten Emissionslinie führt. Um die spektrale Diffusion zu reduzieren, müssen die optisch aktiven positionierten Quantenpunkte räumlich möglichst weit von der geätzten Oberfläche entfernt sein. Für diese räumliche Trennung gibt es nur begrenzte Möglichkeiten. Wie aus Vorarbeiten hervorgeht, kann die Pufferschicht im As_4 -Wachstumsmodus nicht dicker als etwa 10 nm sein, ohne eine zu starke Aufweitung und Elongation der Nanolöcher in Kauf nehmen zu müssen [SHG⁺12].

In dieser Arbeit wird daher der Ansatz verfolgt, im As_4 -Wachstumsmodus lediglich die Separationsschicht zwischen den zwei Quantenpunktschichten zu vergrößern. In anderen Arbeiten konnte mit diesem Ansatz bereits eine tendenzielle Verbesserung der Linienbreite der Emission von einzelnen Quantenpunkten nachgewiesen werden [PGR⁺09], jedoch war die Ausbeute an optisch aktiven positionierten Quantenpunkten gering. Es muss daher dafür Sorge getragen werden, dass das Spannungsfeld der ersten Quantenpunktschicht groß genug ist, um weiterhin eine Positionierung der zweiten Quantenpunktschicht zu erhalten. Zu diesem Zweck wurden in dieser Arbeit die Nanolöcher tiefer geätzt (40 nm) und mit einer größeren Materialmenge InAs aufgefüllt als bei Vorarbeiten. Abbildung 6.3 a zeigt eine REM-Oberflächenaufnahme von geätzten Nanolöchern die in einem Raster mit einer Periode von 500 nm angeordnet sind. Die Ätzdauer mit $\text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{H}_2\text{SO}_4$ im Mischverhältnis 1200:8:1 betrug hierfür 60 s. Die Löcher sind gleichförmig und gleich groß, mit einem Durchmesser von etwa 100 nm (Abbildung 6.3 b) und einer Tiefe von 40 nm (Abbildung 6.3 c). Die Nanolöcher wurden während des Wachstums mit der gleichen InAs Menge von nominell 0,7 nm gefüllt, die auch für die zweite Quantenpunktschicht verwendet wurde.

Die Morphologie der positionierten Quantenpunkte wurde zunächst für unterschiedliche

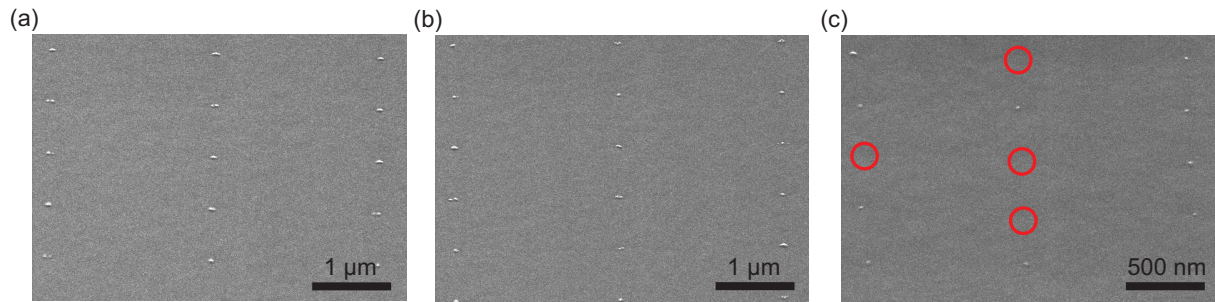


Abbildung 6.4: REM-Aufnahmen von positionierten Quantenpunkten ohne Deckschicht mit unterschiedlich dicken Separationsschichten zwischen den beiden Quantenpunktschichten: (a) 20 nm GaAs-Separationsschicht, (b) 35 nm GaAs-Separationsschicht, (c) 50 nm GaAs-Separationsschicht. Nicht besetzte Gitterpositionen sind rot gekennzeichnet.

Dicken der Separationsschicht optimiert. Dazu wurden Proben ohne Deckschicht hergestellt und mittels Rasterelektronenmikroskopie untersucht. Abbildung 6.4 zeigt eine Variation der Dicke der GaAs-Separationsschicht zwischen den beiden Quantenpunktschichten. Bei 20 nm und 35 nm Schichtdicke (Abbildung 6.4 a und b) bleibt die Positionierung der zweiten Quantenpunktschicht auf allen Gitterpositionen reproduzierbar erhalten, während sich bereits bei einer 50 nm dicken Separationsschicht nicht besetzte Gitterpositionen zeigen (rot gekennzeichnet in Abbildung 5.3 c) und die Reproduzierbarkeit stark abnimmt. Dies geht auch aus früheren Arbeiten mit ähnlicher Probenstruktur und 50 nm dicker Separationsschicht [PGR⁺09] hervor. Für die Herstellung weiterer Proben wurde daher in dieser Arbeit eine 35 nm dicke Separationsschicht gewählt.

6.2.2 Untersuchung der Photolumineszenz von positionierten Quantenpunkten in GaAs

Um die spektralen Eigenschaften der positionierten Quantenpunkte in diesem Design zu untersuchen, wurden zwei Proben mit 35 nm GaAs-Separationsschicht und einer 100 nm dicken GaAs-Deckschicht hergestellt. Die optische Qualität der Quantenpunkte wurde anhand der PL-Linienbreite (FWHM) untersucht. Der hierfür verwendete μ PL-Messplatz (s. Kapitel 3.3.2) hat, unter Verwendung des feinsten Gitters mit 1800 Linien/mm, eine Auflösungsgrenze von etwa 25 μ eV. Das PL-Signal der Probe wurde bei Tieftemperatur (16 K) mit einem 532 nm-Laser mit Leistungen von wenigen μ W angeregt und mit einer Integrationszeit von 1 s aufgenommen. Der Durchmesser des Anregungslasers auf der Probe beträgt etwa 4 μ m, weshalb für kleine Quantenpunktperioden immer mehrere Quantenpunkte pro Spektrum zu beobachten sind. Die Emissionslinien in den Spektren wurden mit Lorentz-Funktionen angepasst, um die Linienbreite zu ermitteln.

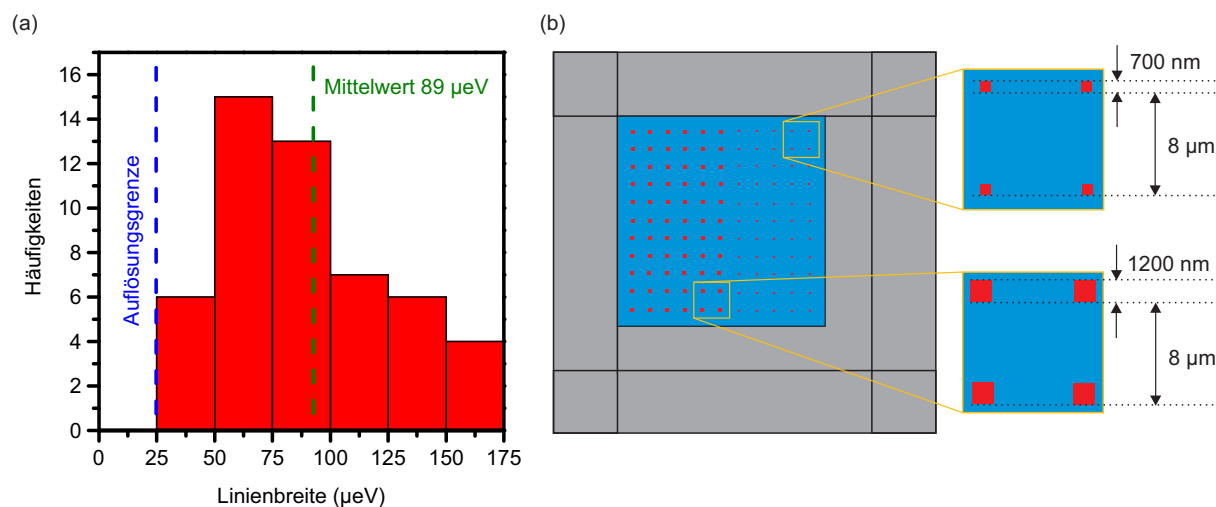


Abbildung 6.5: (a) Verteilung der Linienbreiten für 51 Quantenpunkte mit einem Mittelwert von $89 \mu\text{eV}$ und einem Median von $83 \mu\text{eV}$, (b) Schematische Darstellung der kleinen Mesen.

In Abbildung 6.5 a ist ein Histogramm der Linienbreiten von 51 Quantenpunkten dargestellt, die aus 20 verschiedenen Spektren auf Feldern mit Quantenpunktperioden von $1 \mu\text{m}$, $2 \mu\text{m}$ und $4 \mu\text{m}$ entnommen wurden. Die Linienbreiten wurden in sechs Gruppen mit Intervallbreiten von $25 \mu\text{eV}$ eingeteilt. Der Mittelwert der Verteilung liegt bei $89 \mu\text{eV}$, der Median bei $83 \mu\text{eV}$. Dabei beträgt der gemessene Maximalwert $173 \mu\text{eV}$ und der Minimalwert ist mit $36 \mu\text{eV}$ nahezu auflösungsbegrenzt. Bei der Auswertung wurden in den Spektren alle Linien als Quantenpunkte berücksichtigt, die mindestens 100 counts/s über dem Hintergrund liegen. Die Verteilung zeigt eine leichte Verbesserung des Mittelwerts und des Medians gegenüber früherer Arbeiten, in denen ein Mittelwert von $113 \mu\text{eV}$ und ein Median von $133 \mu\text{eV}$ gemessen wurden [SHG⁺12]. Die minimale Linienbreite von $24 \mu\text{eV}$ [SHG⁺12] kann hingegen nicht verbessert werden. Messungen der Linienbreiten mit einem Fabry-Pérot-Interferometer konnten, aufgrund zu geringer Intensitäten, nicht durchgeführt werden. Ein Vergleich mit aktuellen Rekordlinienbreiten, mit Bestwerten kleiner $10 \mu\text{eV}$ [JAM⁺13], ist in diesem Fall, aufgrund der oben genannten Auflösungsgrenze des Messplatzes, nicht sinnvoll.

Wie bereits beschrieben, werden aufgrund des Laserfokussdurchmessers im μm -Bereich immer mehrere positionierte Quantenpunkte angeregt. Um einzelne positionierte Quantenpunkte besser untersuchen zu können, werden die Mesen aus Abbildung 6.1 b und c nochmals mittels Elektronenstrahlithographie in kleine Mesen unterteilt. Abbildung 6.5 b zeigt schematisch die Anordnung der kleinen Mesen mit Größen von 1200 nm und 700 nm und einem Abstand von $8 \mu\text{m}$. Die Mesen sind exakt auf die Lage der positionierten Quantenpunkte zentriert und werden weit unter die aktive Schicht geätzt, so dass PL-Untersuchungen nur noch das Signal der Quantenpunkte in den kleinen Mesen liefern.

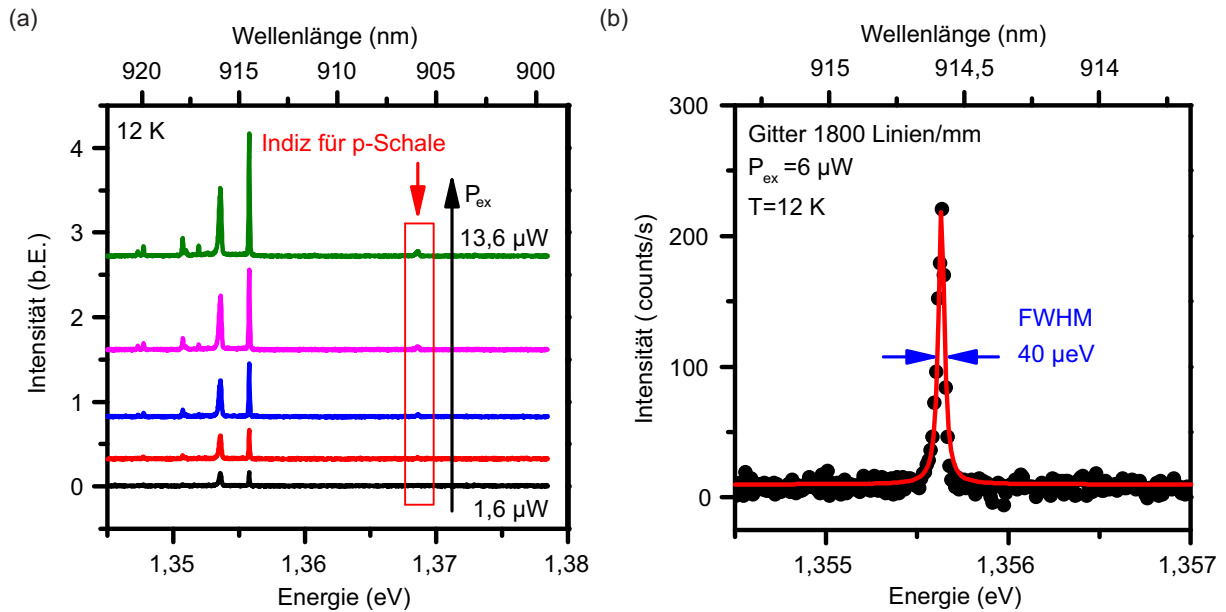


Abbildung 6.6: (a) Leistungsserie eines positionierten Quantenpunkts, (b) Linienbreite des untersuchten Quantenpunkts.

Für die größeren Quantenpunktperioden von 1 μ m bis 4 μ m, sollte außerdem jeweils nur ein positionierter Quantenpunkt pro kleiner Mesa enthalten sein.

Abbildung 6.6 a zeigt eine Leistungsserie unter Anregung eines 532 nm-Lasers mit Leistungen zwischen 1,6 μ W und 13,6 μ W unter Verwendung eines Reflektionsgitters mit 1200 Linien/mm. Es sind zwei scharfe Emissionslinien zu sehen, die vermutlich von einem lateralen Quantenpunkt-molekül stammen. Die kurzwelligere und schmalere Emissionslinie hat eine Linienbreite von 40 μ eV (Abbildung 6.6 b). Bei einer Wellenlänge von 906 nm ist außerdem eine weitere schwache Charakteristik zu erkennen, die mit einem energetischen Abstand von rund 13 meV ein Indiz für die p-Schale des Quantenpunkt-moleküls darstellt. Eine p-Schalen-Anregung verspricht klarere Spektren mit reduziertem Hintergrund, wie bereits in Kapitel 4 gezeigt wurde. Hinderlich für derartige Messungen ist in diesem Fall die geringe Intensität der Quantenpunkte von wenigen 100 counts/s bei Verwendung des hochauflösenden Gitters mit 1800 Linien/mm. Im nächsten Abschnitt wird daher ein Bragg-Spiegel unter den positionierten Quantenpunkten verwendet, um die Intensität des Signals zu erhöhen.

6.2.3 Positionierte Quantenpunkte auf Bragg-Spiegel

Die positionierten Quantenpunkte werden in eine λ -Kavität auf einem Bragg-Spiegel, mit 30 Spiegelpaaren alternierender AlAs/GaAs-Schichten mit $\lambda/4$ -Dicke, eingebettet, um die Lichtausbeute zu erhöhen (Abbildung 6.7 a). Der erwünschte Effekt kann nur erzielt werden, wenn das Stopppband des Bragg-Spiegels bei Tieftemperatur zentriert um

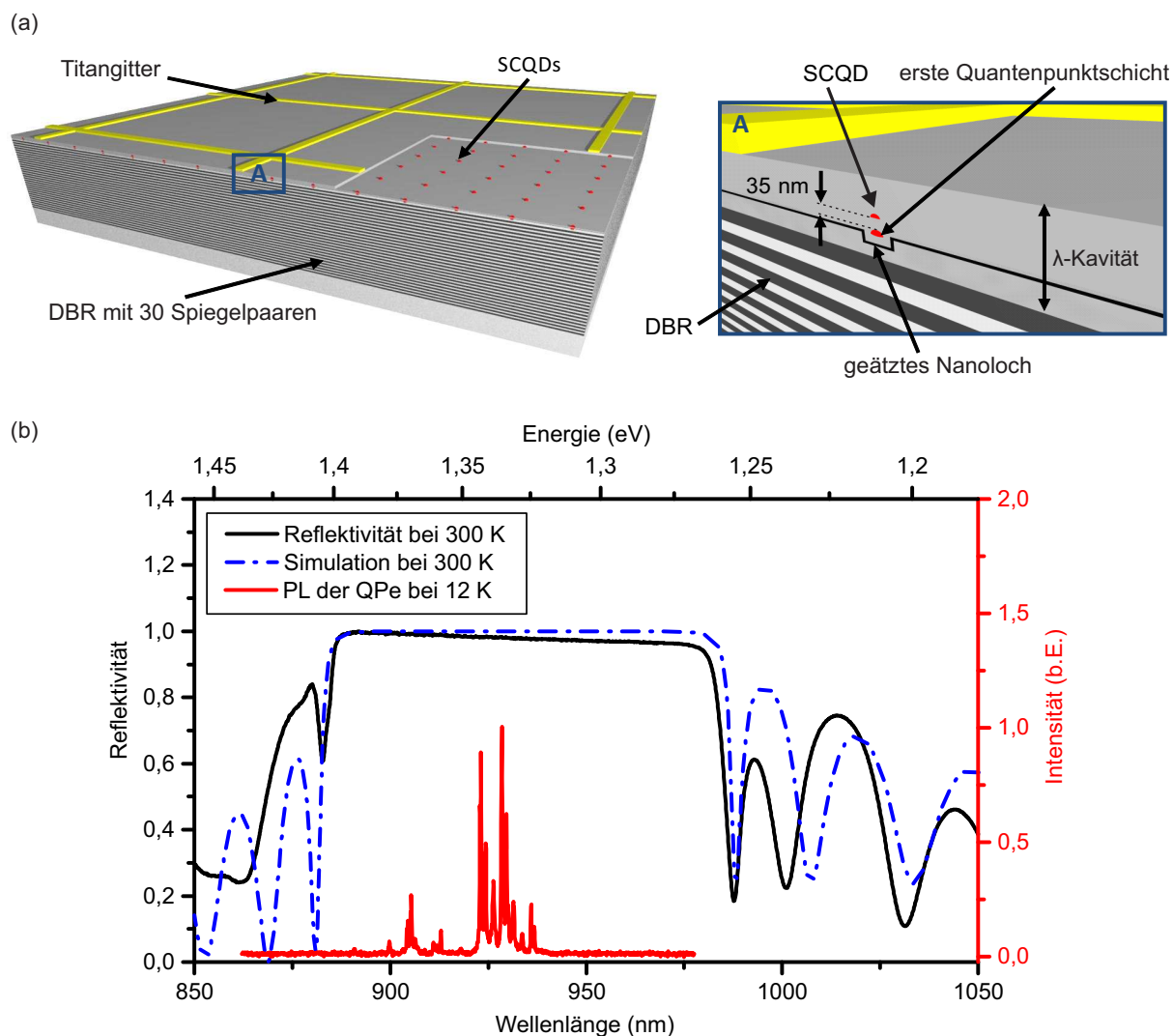


Abbildung 6.7: Schematische Darstellung des Probendesigns von positionierten Quantenpunkten auf einem DBR-Spiegel mit 30 Spiegelpaaren. Das Titangitter auf der Oberfläche dient der Orientierung, (b) Reflektionsmessung des Bragg-Spiegels bei 300 K und Lage des PL-Signals der Quantenpunkte bei 12 K.

die Emissionswellenlänge der positionierten Quantenpunkte (930 nm) liegt.

Dazu müssen die GaAs-Schichten im Spiegel eine Dicke von nominell 66,4 nm haben und die AlAs-Schichten eine Dicke von 79,8 nm. Detailskizze A in Abbildung 6.7 a zeigt die positionierten Quantenpunkte, die in der Mitte einer nominell 265,6 nm dicken GaAs λ -Kavität liegen. Der Bragg-Spiegel und nominell 85 nm der Kavität werden mittels Molekularstrahlepitaxie bei einer Substrattemperatur von 580 °C hergestellt, bevor die Prozessierung von Nanolöchern, wie in Kapitel 6.1 beschrieben, erfolgt.

Das vorstrukturierte Substrat wird in der Ladekammer der MBE mittels Wasserstoffreinigung von Oxiden befreit (s. Kapitel 3.1.2) und mit einer 10 nm GaAs-Pufferschicht überwachsen. Darauf folgt das gestapelte Wachstum der positionierten Quantenpunkte

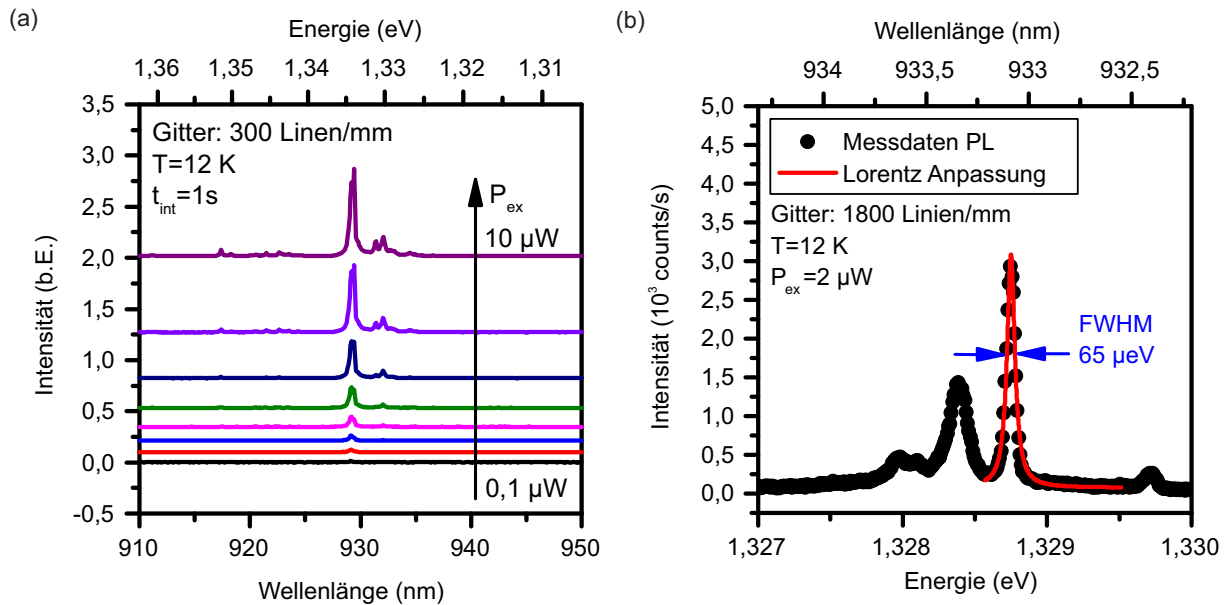


Abbildung 6.8: (a) PL-Leistungsserie an positionierten Quantenpunkten, (b) PL-Linienbreite unter Verwendung des hochauflösenden Gitters.

mit einer 35 nm dicken GaAs-Separationsschicht zwischen erster und zweiter Quantenpunktschicht. Die spektrale Lage der zweiten Quantenpunktschicht wird wiederum mit einem PCA-Ausheilschritt (s. Kapitel 3.1.4) auf den gewünschten Wellenlängenbereich um 930 nm gebracht. Eine GaAs-Deckschicht mit einer nominellen Dicke von 132 nm vervollständigt die λ -Kavität. Für eine bessere Orientierung auf der Probenoberfläche wird abschließend mittels Elektronenstrahlolithographie ein Titangitter auf die Probe prozessiert, wie in Abbildung 6.7 a dargestellt, das mit Zahlen und Buchstaben an den Rändern als Koordinatensystem dient. Die Titanrahmen sind 300 nm breit, haben einen Abstand von $12\ \mu\text{m}$ und sind relativ zur Lage der Nanolöcher ausgerichtet, womit sich nicht nur die Felder, sondern auch die positionierten Quantenpunkte eindeutig zuordnen lassen. In Abbildung 6.7 b ist das mittels FTIR-Spektroskopie aufgenommene Reflektionsspektrum bei Raumtemperatur (300 K) in der Wafermitte dargestellt. Das simulierte Reflektionsspektrum wurde an die Messdaten angepasst, wobei die in der Simulation verwendeten Schichtdicken den oben beschriebenen Sollwerten des Designs entsprechen und somit ein erfolgreiches MBE-Wachstum bestätigen. Eine Temperaturveränderung von Raumtemperatur zu Tieftemperatur bewirkt für das gesamte Spektrum eine spektrale Verschiebung um etwa 20 meV hin zu kürzeren Wellenlängen. Damit liegt das Stopband zentriert um die Quantenpunktemission, die ebenfalls in Abbildung 6.7 b dargestellt ist. Abbildung 6.8 a zeigt eine μPL -Leistungsreihe an einem positionierten Quantenpunkt, dessen Linienbreite sich in der Messung mit dem hochauflösenden Gitter zu $65\ \mu\text{eV}$ ergibt (Abbildung 6.8 b). Die Zählrate ist auf der Silizium-CCD bei positionierten Quantenpunkten mit unterem Bragg-Spiegel circa 10 mal größer als bei positionierten Quantenpunk-

ten ohne unteren Bragg-Spiegel (vgl. Abbildung 6.6 b). Eine Verstärkung der Intensität kann also durch den Einsatz eines unteren Bragg-Spiegels erreicht werden. Im Vergleich zu selbstorganisierten Quantenpunkten ist die Intensität der Emission der positionierten Quantenpunkte um etwa einen Faktor 3-4 kleiner, was bereits in anderen Arbeiten beobachtet wurde [AKB⁺08, SSS⁺08]. Der Grund für die schwächere Intensität und die Linienverbreiterung kann in der erhöhten Defektdichte in der Nähe der positionierten Quantenpunkte gesehen werden. Dadurch ist sowohl die nichtstrahlende Rekombination an Defekten als auch die spektrale Diffusion durch fluktuierende Ladungsträger erhöht.

6.2.4 Nachweis der Positionierung

Der Nachweis der Positionierung der Quantenpunkte erfolgt zunächst anhand der Untersuchung der Morphologie von unüberwachsenen positionierten Quantenpunkten, die ansonsten bezüglich Design und Wachstumsbedingungen identisch mit den überwachsenen Proben sind. In Abbildung 6.9 a ist eine AFM-Oberflächenaufnahme einer solchen unüberwachsenen Probe dargestellt. Die Quantenpunktperiode beträgt $4\ \mu\text{m}$ und die Gitterplätze sind vollständig besetzt. Auch auf den Feldern mit $2\ \mu\text{m}$ sind die Quantenpunkte bei vollständiger Besetzung positioniert, wie auf der REM-Oberflächenaufnahme in Abbildung 6.9 b dargestellt. Vereinzelt sind laterale Quantenpunktstrukturen zu erkennen, aber dennoch auf Gitterplätzen, während sich zwischen den Gitterplätzen keine Quantenpunkte gebildet haben.

Abbildung 6.10 a und b zeigen Oberflächenaufnahmen mit einem Lichtmikroskop von

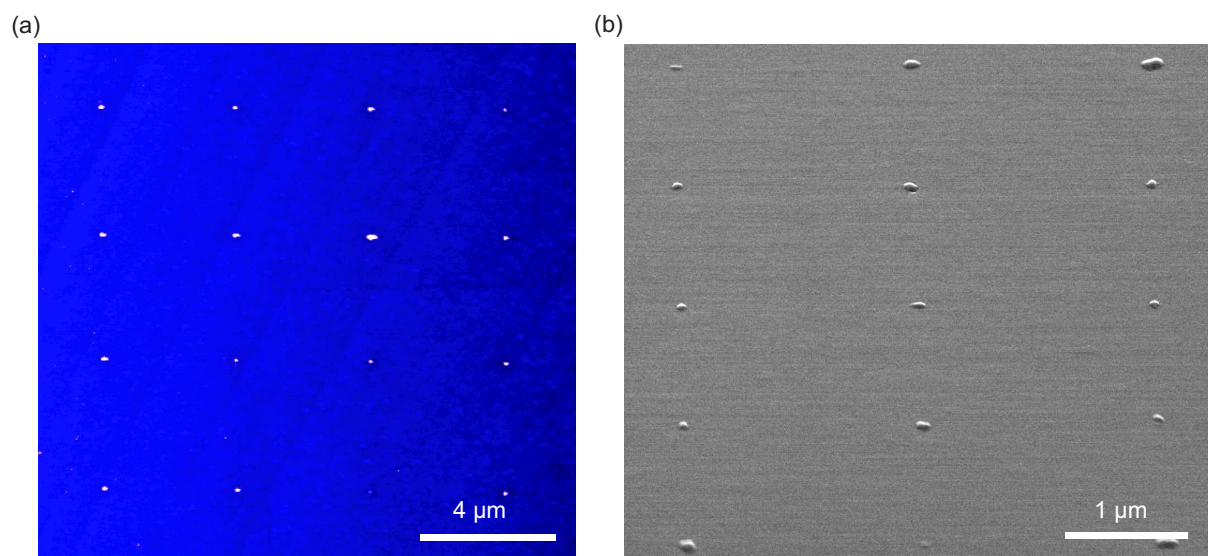


Abbildung 6.9: (a) AFM-Aufnahme von unüberwachsenen positionierten Quantenpunkten mit einer Periode von $4\ \mu\text{m}$, (b) REM-Oberflächenaufnahme von unüberwachsenen positionierten Quantenpunkten mit einer Periode von $2\ \mu\text{m}$.

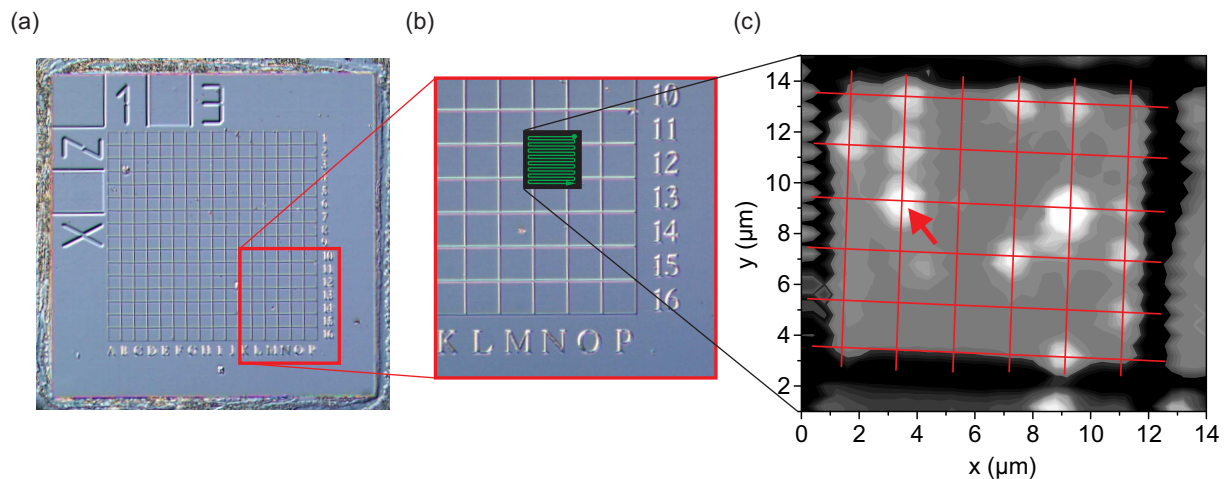


Abbildung 6.10: (a) Weißlichtaufnahme der Mesa C mit Titangitter unter einem optischen Mikroskop, (b) Vergrößerte Weißlichtaufnahme mit gekennzeichnetem Gitterfeld N12, (c) PL-Karte für das Gitterfeld N12 mit einer Quantenpunktperiode von $2\ \mu\text{m}$.

einer überwachsenen PL-Probe, auf der auch das, in Kapitel 6.2.3 beschriebene, Titangitter zu sehen ist. Aufgenommen wurde hier eine einzelne Mesa, die durch das Titangitter in kleinere Gitterfelder unterteilt wurde und zusammen mit den Buchstaben von A bis P auf der horizontalen Achse und den Zahlen von 1 bis 16 an der vertikalen Achse ein Koordinatensystem bildet. Es handelt sich um die Mesa C des Layout aus Abschnitt 6.1 und damit um eine Quantenpunktperiode von $2\ \mu\text{m}$. Die überwachsene Probe kann aufgrund der etwa $130\ \text{nm}$ dicken GaAs-Deckschicht nicht mehr morphologisch auf eine Positionierung der Quantenpunkte überprüft werden. Stattdessen wird das PL-Signal der Quantenpunktprobe kartographiert, wie in Abbildung 6.10 c dargestellt, wodurch sich weitere Untersuchungen genau einem positionierten Quantenpunkt zuordnen lassen.

Die Probe wird hierfür in dem in Kapitel 3.3.2 beschriebenen μPL -Messplatz mit motorisiertem x-y-Positioniersystem eingebaut und der Verfahrbereich auf das Feld N12 des Titangitters unter Zuhilfenahme des Weißlichts angepasst. Nach Justage und Fokussierung des $532\ \text{nm}$ -Lasers auf der Probenoberfläche, unter Verwendung eines 100fach Mikroskopobjektivs, wird eine Fläche von $16\ \mu\text{m} \times 16\ \mu\text{m}$ mit Schrittweiten von $400\ \text{nm}$ automatisiert abgerastert. Bei jedem Schritt wird ein PL-Spektrum unter Verwendung des Gitters mit $300\ \text{Linien/mm}$ aufgezeichnet. Bei dieser automatisierten Messung kommt ein LabView-Programm zum Einsatz, das synchronisiert die x-y-Lineartische schrittweise verfährt und anschließend eine Aufnahme des PL-Spektrums auf der Si-CCD startet und speichert.

Zwischen den einzelnen Messpunkten wird eine Wartezeit von $0,5\ \text{s}$ eingebaut, da die x-y-Lineartische eine endliche Zeitdauer brauchen, um die genaue Position stabil einzu-

stellen. Der Laser rastert in einem meanderförmigen Muster über die vorgegebene Fläche und nimmt dabei 1600 Spektren mit je 1 s Integrationszeit auf. Während der gesamten Messung bleiben die Temperatur von rund 7 K und die Anregungsleistung des Lasers bei rund $10 \mu\text{W}$ konstant. Nach Abschluss der Messung werden die Intensitäten der Spektren für jeden Messpunkt in einem Spektralbereich von 900 nm bis 960 nm integriert und den Messpunkten in einer Matrix zugeordnet, wodurch sich eine Intensitätskarte für das Gitterfeld N12 ergibt.

In der in Abbildung 6.10 c dargestellten PL-Karte ist deutlich der Titanrahmen zu sehen, der die Anordnung der Intensitätsmaxima der positionierten Quantenpunkte einschließt. Fast alle optisch aktiven Zentren liegen auf Gitterplätzen, die zur Verdeutlichung mit roten Linien skizziert sind. Die Abstände der optisch aktiven Quantenpunkte stimmen mit der erwarteten Quantenpunktperiode von $2 \mu\text{m}$ überein. Rund 33 % der Gitterplätze sind mit optisch aktiven Quantenpunkten besetzt. Da die AFM- und REM-Aufnahmen (Abbildung 6.9) auf einer unüberwachsenen aber ansonsten identischen Probe eine vollständige Besetzung der Gitterplätze mit positionierten Quantenpunkten zeigt, ist davon auszugehen, dass die dunklen Stellen in der PL-Karte (Abbildung 6.10 c) auf große Schwankungen der Quanteneffizienz der positionierten Quantenpunkte zurückzuführen sind, was bereits in früheren Arbeiten gezeigt wurde [ASS⁺10]. Im Nachfolgenden wird ein identifizierter positionierter Quantenpunkt, welcher durch einen roten Pfeil in Abbildung 6.10 c gekennzeichnet ist, näher untersucht. Dieser exemplarische Quantenpunkt zeichnet sich dadurch aus, dass er eine hinreichend hohe Intensität und schmale Linienbreite besitzt, um Einzelphotonenemission und das Mollow-Triplett nachzuweisen.

6.2.5 Nichtresonante Anregung und Einzelphotonenemission

Der in Abbildung 6.10 c gekennzeichnete positionierte Quantenpunkt wird zunächst mittels μPL -Spektroskopie untersucht. Abbildung 6.11 a zeigt eine Leistungsserie unter Anregung mit einem 532 nm-Laser von $2 \mu\text{W}$ bis $25 \mu\text{W}$. Im hochauflösenden Gitter mit 1500 Linien/mm wird eine Spektrallinie bei $1,3295 \text{ eV}$ sichtbar, die die Grundlage der folgenden Versuchsteile bildet. Die Linienbreite beträgt rund $88 \mu\text{eV}$ und kann durch p-Schalen Anregung bei einer Wellenlänge von 913 nm und einer Anregungsleistung von $19,3 \mu\text{W}$ kaum verbessert werden, was in Abbildung 6.11 b zu erkennen ist. Der kleine Versatz auf der Energieskala im Vergleich zu Abbildung 6.11 a resultiert aus der Tatsache, dass ein anderes Spektrometer verwendet wurde und die Messtemperatur niedriger war. Desweiteren ist ein kleiner spektraler Versatz zwischen den beiden Anregungsarten in Abbildung 6.11 b zu erkennen, der auf unterschiedliche elektrostatische Hintergrundladungen der Probe zurückgeführt werden kann.

Um den positionierten Quantenpunkt wird auf seine Eigenschaften als Einzelphotonen-

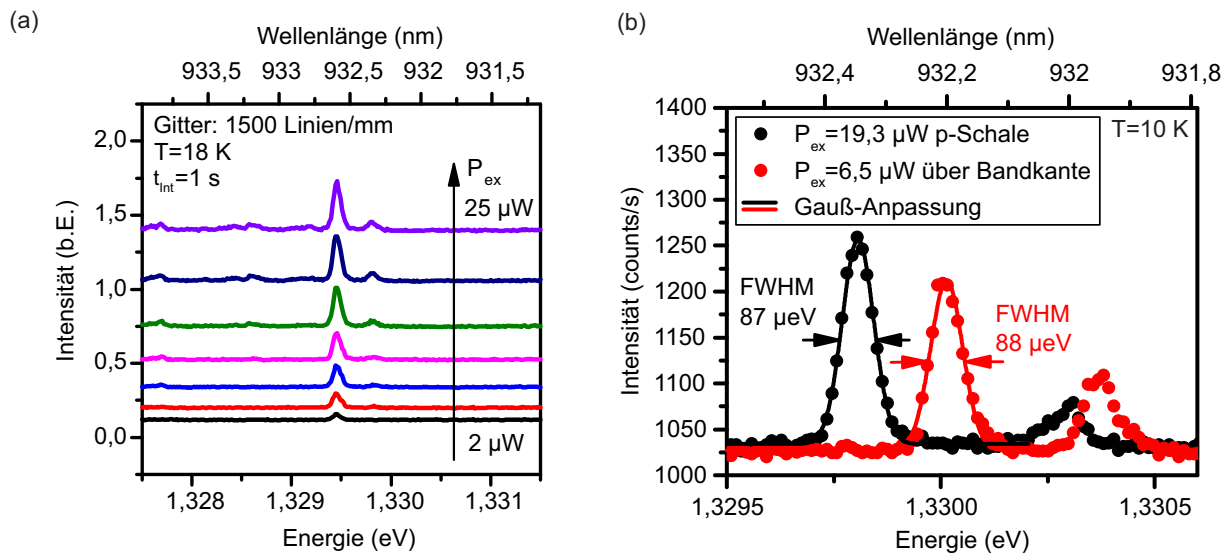


Abbildung 6.11: (a) Leistungsserie des untersuchten positionierten Quantenpunktes im hochauflösenden Gitter, (b) Vergleich der spektralen Linienbreite unter verschiedenen Anregungsarten.

emitter zu testen, wird er bei 7 K mit einem ps-gepulsten Ti:Sa-Laser bei 901 nm angeregt. Die Pulsseparation des Lasers beträgt 12,2 ns und die Anregungsleistung 220 μW . Die Quantenpunktlinie bei 1,3295 eV aus Abbildung 6.11 a wird mit Hilfe des hochauflösenden Gitters mit 1500 Linien/mm im Monochromator auf den Seitenausgang fokussiert und in einem fasergekoppelten HBT-Setup (s. Kapitel 3.3.2) untersucht. Bei dieser Messung kommt eine Multimodenfaser zum Einsatz. Abbildung 6.12 zeigt die Korrelationsmessung zweiter Ordnung mit einem $g^2(0)$ -Wert von $0,42 < 0,5$, womit Einzelphotonenemission nachgewiesen ist. Die Auswertung erfolgt hierbei, ohne Korrektur des Hintergrunds, aus den Rohdaten über die Division der Anzahl von Ereignissen im Bereich $\pm 6,1$ ns um $\tau = 0$ durch die mittlere Anzahl von Ereignissen in den Pulsen. Eine mögliche Erklärung für den endlichen $g^2(0)$ -Wert sind Zwei-Photonen-Emissionen während eines Laserpulses, die aufgrund der nichtresonanten Anregung auftreten können.

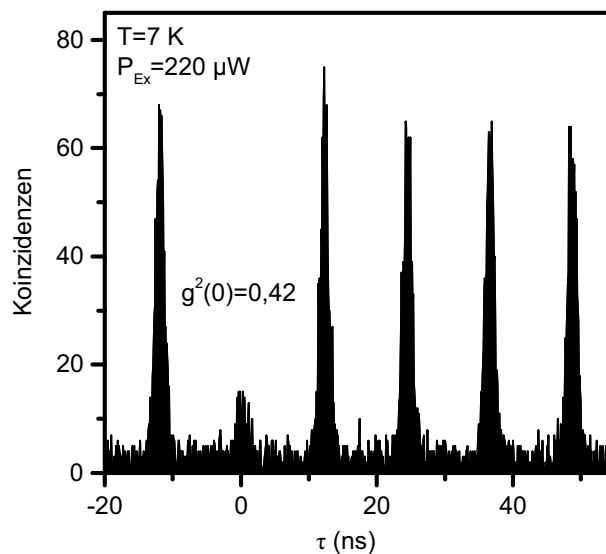


Abbildung 6.12: Autokorrelationsmessung zweiter Ordnung unter nichtresonanter Anregung mit $g^2(0)=0,42 < 0,5$.

6.2.6 Resonante Anregung und Mollow-Triplett

Die optische Qualität der Quantenpunktemission hängt oftmals von der Anregungsart ab. Auch wenn eine p-Schalen-Anregung für die positionierten Quantenpunkte keine Verbesserung der Linienbreite bewirkt hat, so kann eine strikt resonante Anregung in die s-Schale die optischen Eigenschaften, wie die Linienbreite, verbessern. Überdies ergibt sich dadurch die Möglichkeit fundamentale Licht-Materie-Wechselwirkungsmechanismen zu untersuchen [Tar12].

Das verwendete Resonanzfluoreszenz-Setup basiert auf einem konfokalen Dunkelfeldmikroskop und ist in Abbildung 6.13 dargestellt [KHB⁺13]. Die Probe wird auf dem Kühlfinger eines Heliumdurchflusskryostaten aufgeklebt und mit einem fasergekoppelten abstimmbaren Dauerstrich-Diodenlaser der Firma *Toptica* resonant angeregt. Da die Wellenlänge des anregenden Lasers genau der Emissionswellenlänge des Quantenpunktes entspricht, muss die Laseremission vor der spektralen Detektion herausgefiltert werden. Dabei durchläuft das durch eine Faser eingekoppelte Laserlicht zunächst eine Linse, die den Laserstrahl bündelt und anschließend einen Linearpolarisator, der das Laserlicht vertikal polarisiert. Um eine sehr hohe Laserunterdrückung zu realisieren, werden zwei polarisationsabhängige Strahlteiler im Messaufbau verwendet, die vertikal polarisiertes Licht reflektieren und horizontal polarisiertes Licht transmittieren.

Der einfallende Laserstrahl wird somit reflektiert und über ein Mikroskopobjektiv auf einen Quantenpunkt fokussiert. Das Resonanzfluoreszenzsignal und das zurückgestreute Laserlicht werden wiederum im Mikroskopobjektiv gebündelt. Ein $\lambda/4$ -Plättchen sorgt dafür, dass das gesamte Laserlicht wieder vertikal polarisiert ist, da dies durch Doppelbre-

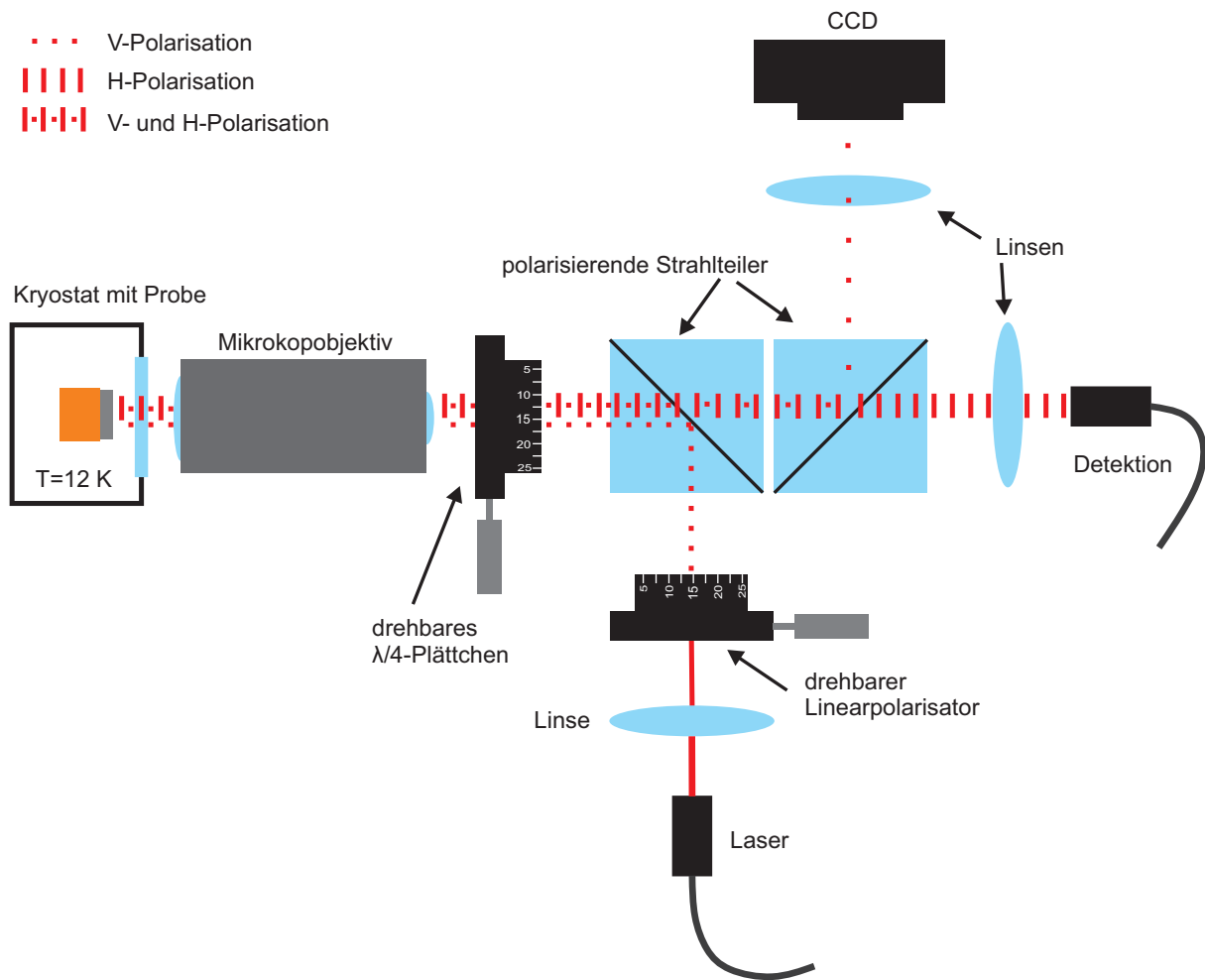


Abbildung 6.13: Skizze des Messaufbaus in Form eines konfokalen Dunkelfeldmikroskops zur Messung der Resonanzfluoreszenz [KHB⁺13]. Die Unterdrückung des gestreuten Laserlichts wird hierbei durch zwei polarisierende Strahlteiler gewährleistet.

chung an optischen Komponenten elliptisch polarisiert sein kann. Die Laserunterdrückung erfolgt nun im Dunkelfeldmikroskop durch zwei polarisationsabhängige Strahlteiler, die das vertikal polarisierte Licht des Lasers und den vertikal polarisierten Anteil des Resonanzfluoreszenzsignals durch Reflektion herausfiltern. Da die Laserunterdrückung sehr stark von den Winkeleinstellungen des Linearpolarisators und des $\lambda/4$ -Plättchens abhängen, können diese mit Hilfe von Mikrometerschrauben auf $0,005^\circ$ genau eingestellt werden. Somit wird lediglich der horizontale Anteil des Resonanzfluoreszenzsignals an beiden Strahlteilern transmittiert und kann schließlich über eine Linse in die Detektionsfaser eingekoppelt werden. Ein Doppelmonochromator mit zwei Gittern mit je 1200 Linien/mm sorgt für eine hohe spektrale Auflösung von etwa $20 \mu\text{eV}$, bevor das Resonanzfluoreszenzsignal auf einer stickstoffgekühlten Silizium CCD detektiert wird.

In Abbildung 6.14 a ist das Spektrum der spektralen Resonanz zwischen Laser und Quantenpunktexziton bei einer Anregungsleistung von 600 nW und einer Messtemperatur von 5 K dargestellt. Neben dem zentralen Übergang sind zwei seitliche Emissionslinien mit geringerer Intensität zu sehen. Das Gesamtbild der drei Linien wird Mollow-Triplett genannt und ist auf eine Wechselwirkung des Exzitonübergangs mit dem starken optischen Feld des Lasers und somit auf eine Aufspaltung des 2-Niveau-Systems zurückzuführen. Theoretisch vorausgesagt wurde dieses charakteristische Spektrum von Mollow im Jahr 1969 [Mol69] und zuerst experimentell an Natriumatomen nachgewiesen [WGE75]. Das gemessene Spektrum S (Mollow-Triplet) kann im starken Laserfeld beschrieben werden durch [Tar12]:

$$S(\Delta) \approx \frac{2/T_2}{\Delta^2 + (1/T_2)^2} + \frac{\Gamma/2}{(\Delta + \Omega)^2 + (\Gamma/2)^2} + \frac{\Gamma/2}{(\Delta - \Omega)^2 + (\Gamma/2)^2}. \quad (6.1)$$

Dabei ist $\Delta = \omega - \omega_L$, die Verstimmung des Anregungslasers von dem 2-Niveau-System, $\Gamma = 1/T_1 + 1/T_2$ mit der Lebensdauer des Exzitons T_1 und der Dephasierungszeit T_2 und $\Omega = \sqrt{\Omega_B^2 - (1/T_1 - 1/T_2)^2/4}$ die generalisierte Rabi-Frequenz, mit der reinen Rabi-Frequenz Ω_B . Die mittlere Linie wird als Rayleigh-Linie (R-Linie) bezeichnet, die spektral rot verschobene Linie als Fluorescence-Linie (F-Linie) und die blau verschobene als Three-Photon-Linie (T-Linie). Bei der Messung in Abbildung 6.14 a kann der Laser, aufgrund des Titangitters auf der Oberfläche der Probe, nicht vollständig unterdrückt werden, was dazu führt, dass das Intensitätsverhältnis der zentralen Emissionslinie zu den seitlichen Linien nur etwa 12:1 beträgt, während theoretisch ein Intensitätsverhältnis von 2:1 erwartet wird. Die zentrale Emissionslinie wird durch den Laser dominiert, ist auflösungsbegrenzt und wird durch eine Gauß-Funktion angepasst. In Abbildung 6.14 a werden die seitlichen Emissionslinien durch Lorentz-Funktionen angepasst, woraus sich Linienbreiten von rund 36 μeV ergeben.

Die Rabi-Aufspaltung Ω_R zwischen den seitlichen Linien und der R-Linie beträgt für eine Anregungsleistung von 600 μW jeweils rund $\Omega_R=110 \mu\text{eV}$ und ist damit deutlich kleiner als bei selbstorganisierten Quantenpunkten [WHH⁺14]. Für höhere Anregungsleistungen wird die Rabi-Aufspaltung und auch die Linienbreite der seitlichen Linien noch größer, wie in Abbildung 6.14 b bis d dargestellt. Die quadratische Abhängigkeit der Rabi-Aufspaltung gegenüber der Anregungsleistung kann bereits aus dem Konturplot in Abbildung 6.14 b erahnt werden und wird durch eine Auftragung gegen die Wurzel der Laserleistung (Abbildung 6.14 c) verifiziert. Die Aufspaltung folgt hier einer klar linearen Abhängigkeit, was auch theoretisch erwartet wird, da die Feldamplitude E direkt proportional zu der Wurzel der Laserleistung \sqrt{P} ist [VZLA09]. Die Steigung aus den linearen Anpassungen beträgt hier $\pm (5,04 \pm 0,01) \frac{\mu\text{eV}}{\sqrt{\mu\text{W}}}$ und ist deutlich kleiner als bei selbstorganisierten Quantenpunkten [WHH⁺14]. Desweiteren wurde die Linienbreite in Abhängigkeit der Anregungsleistung untersucht und dazu in Abbildung 6.14 d gegen das Quadrat

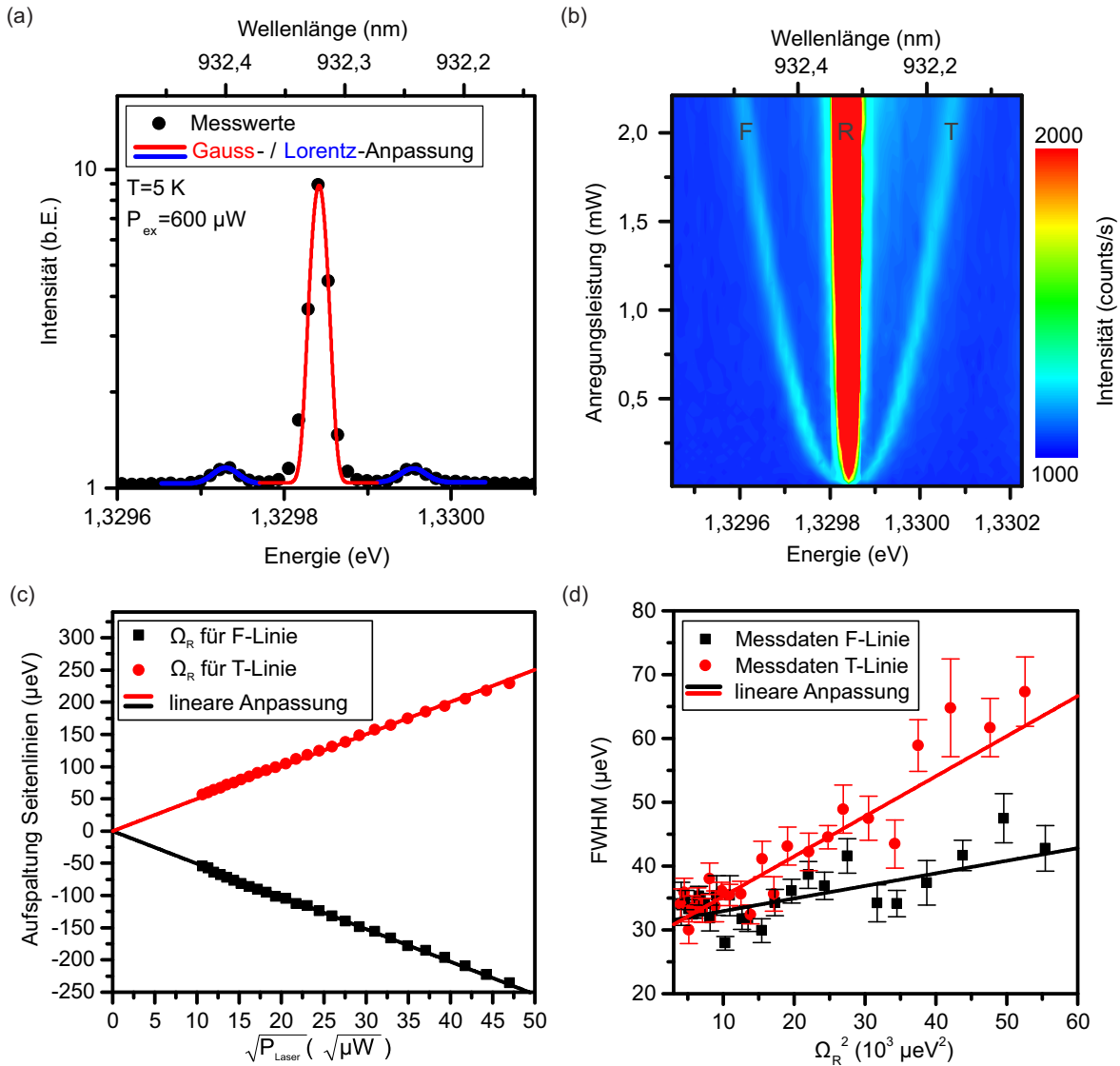


Abbildung 6.14: (a) Resonanzfluoreszenzspektrum mit dreifacher Aufspaltung (Mollow-Triplett) des positionierten Quantenpunktes bei einer Anregungsleistung von 600 nW und 5 K, (b) Konturplot des Mollow-Triplets in Abhängigkeit von der Anregungsleistung, (c) Darstellung der Rabi-Aufspaltung mit einer klaren quadratischen Abhängigkeit zur Anregungsleistung des Lasers, (d) Auftragung der Linienbreite (FWHM) der Mollow-Seitenlinien gegenüber der quadratischen Rabi-Aufspaltung zeigt eine lineare Abhängigkeit.

der Rabi-Aufspaltung Ω_R aufgetragen. Auch hier zeigt sich eine lineare Abhängigkeit mit Steigungen von $(2,0 \pm 0.6) \cdot 10^{-4}\text{ }\mu\text{eV}^{-1}$ für die F-Linie und $(6,3 \pm 0.7) \cdot 10^{-4}\text{ }\mu\text{eV}^{-1}$ für die T-Linie. Für diese Dephasierung kann, aufgrund der quadratischen Abhängigkeit zur Rabi-Aufspaltung, die Kopplung des Exzitons an akustische Phononen als Hauptursache ausgemacht werden [WHH⁺14].

Es kann eine deutliche Verbesserung der Linienbreite der Quantenpunktemission hervor-

gehoben werden, die allein auf die Anregung in die s-Schale zurückzuführen ist. Der endliche, nicht auflösungsbegrenzte extrapolierte Wert von etwa $30 \mu\text{eV}$ für kleine Anregungsleistungen, liegt in diesem Fall an der, auf dieser Probe allgemein, leicht erhöhten Defektdichte, die durch den darunterliegenden Bragg-Spiegel und der geätzten Oberfläche verursacht wird. Es sei nochmals erwähnt, dass der momentane Bestwert für die Linienbreite von positionierten Quantenpunkten bei unter $10 \mu\text{eV}$ liegt und an einem Fabry-Pérot-Interferometer aufgenommen wurde [JAM⁺13]. Die hier erstmalig an positionierten Quantenpunkten gezeigte Resonanzfluoreszenz könnte in Zukunft an Bedeutung gewinnen, da neben der Linienbreite auch die Visibilität bei der Messung von ununterscheidbaren Photonen stark verbessert werden kann [HHW⁺13b, AUR⁺09].

6.3 Positionierte Quantenpunkte bei Telekommunikationswellenlänge

Um Quanteninformationen über lange Distanzen zu übertragen, ist es nötig, am Absorptions- bzw. Dispersionsminimum von optischen Fasern, also bei $1,3 \mu\text{m}$ bzw. $1,55 \mu\text{m}$, zu arbeiten. Es wurden bereits Einzelphotonenquellen demonstriert, die auf selbstorganisierten Quantenpunkten basieren und in diesem Wellenlängenbereich arbeiten [TNA01, IWK⁺07]. Für eine Bauteilintegration müssen hier jedoch Quantenpunkte einzeln ausgewählt werden. Ein skalierbares und paralleles Produktionssystem für Einzelphotonenquellen bei einer der Telekommunikationswellenlängen ist sehr wünschenswert. Positionierte Quantenpunkte sind dafür sehr gute Kandidaten, da sie skalierbar in Bauteile integriert werden können und nicht nach dem Wachstum einzeln ausgewählt werden müssen. Auf dem Materialsystem Indiumphosphid wurden bereits skalierbare Systeme bei Telekommunikationswellenlänge gezeigt [RDL⁺09, SUH⁺05]. In dieser Arbeit konnte erstmalig auf dem Materialsystem InAs/GaAs der Nachweis von positionierten Quantenpunkten bei einer Emissionswellenlänge von $1,3 \mu\text{m}$ erbracht werden [MBS⁺14].

6.3.1 Probenherstellung und Morphologie

Der Aufbau der Proben ist in Abbildung 6.15 a schematisch dargestellt. Die vorstrukturierten Substrate wurden nach der Oxidbehandlung zunächst mit einer Abfolge von nominell 5 nm GaAs-Pufferschicht, 3 nm AlAs-Diffusionsbarriere und 4 nm GaAs-Glättungsschicht überwachsen. Dann folgte das Wachstum einer verspannungsreduzierenden Schicht mit 1 nm $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ sowie der positionierten Quantenpunkte mit $1,1 \text{ nm}$ InAs bei einer Substrattemperatur von $520 \text{ }^\circ\text{C}$. Die Deckschicht der Quantenpunkte bilden der obere Teil der verspannungsreduzierenden Schicht mit 5 nm $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ und eine 50 nm GaAs-Schicht. Das hier verwendete Konzept mit einem verspannungsreduzierenden Quantenfilm, in dem

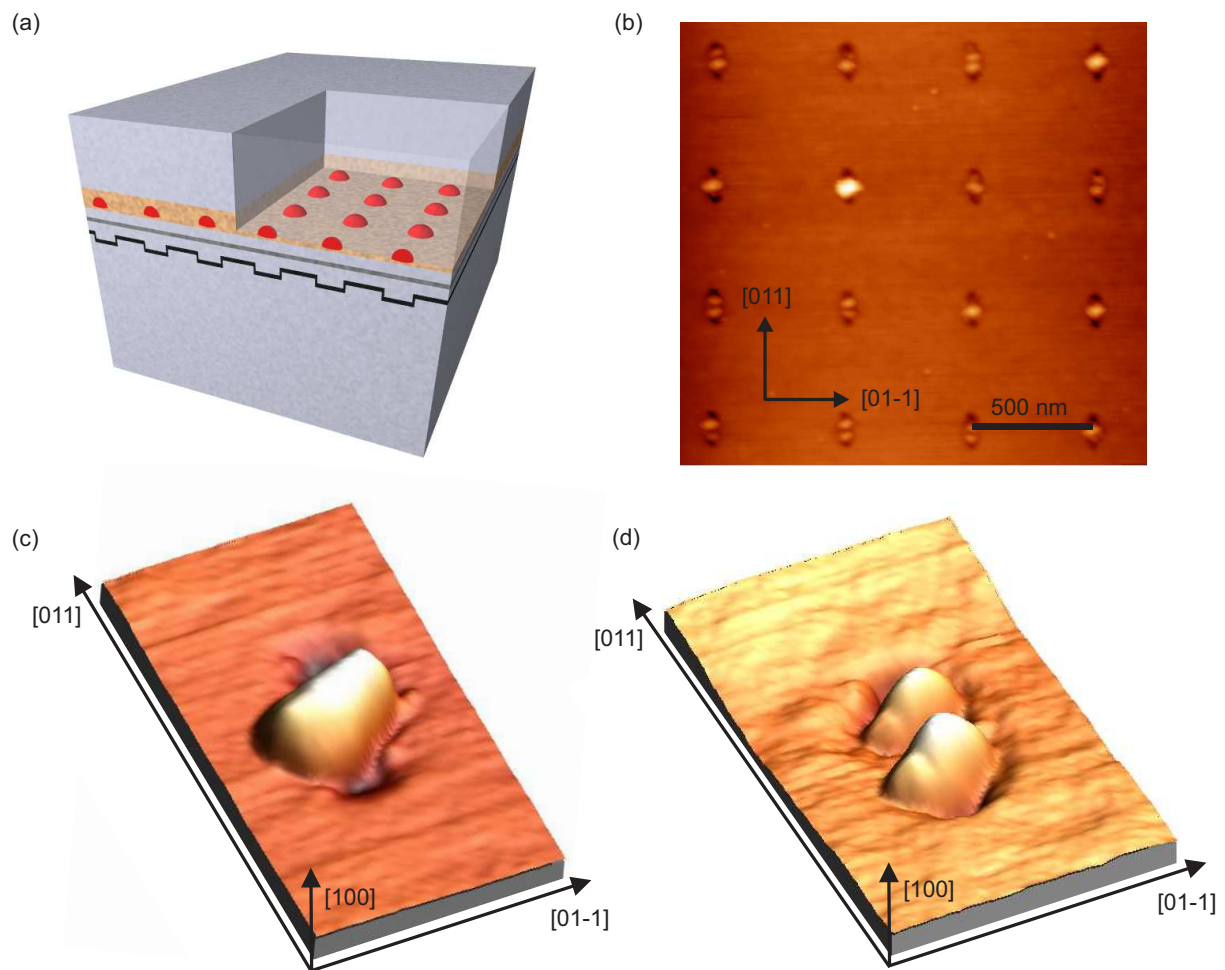


Abbildung 6.15: (a) Schematischer Aufbau der Probe, (b) AFM Messung von positionierten Quantenpunkten ohne Deckschicht, (c) AFM Messung eines einzelnen positionierten Quantenpunkts, (d) AFM Messung eines Quantenpunkt-moleküls.

die Quantenpunkte eingebettet sind, nennt man auch DWELL-Struktur (*engl. dot-in-a-well*). Dadurch kann die Verspannung der In(Ga)As-Quantenpunkte reduziert werden. Die Quantenpunkte werden somit größer und haben einen höheren Indiumgehalt im Vergleich zu In(Ga)As-Quantenpunkten, die sich in einer reinen GaAs-Matrix befinden [NSSL99]. Beides sorgt für eine Rotverschiebung der Emissionswellenlänge.

Die Positionierung wird hier allein durch die Nanolöcher des vorstrukturierten Substrats gewährleistet. Abbildung 6.15 b zeigt eine AFM-Aufnahme der unüberwachsenen Oberfläche einer Probe mit positionierten Quantenpunkten. Die Quantenpunkte sind in einem Raster mit 500 nm Abstand angeordnet. Alle Nanolöcher sind mit gut positionierten Quantenpunkten oder Quantenpunkt-molekülen besetzt und es gibt keine Quantenpunkte zwischen den Nanolöchern. Die vor Wachstumsbeginn runden Nanolöcher mit einer Tiefe von etwa 20 nm und einem Durchmesser von etwa 100 nm, sind nach dem Quantenpunkt-wachstum

elongiert in [011]-Richtung mit einer Länge von etwa 120 nm und einer Breite von etwa 60 nm [HMS04]. Etwa 55 % der Nanolöcher sind durch Quantenpunktmoleküle besetzt, was in guter Übereinstimmung mit früheren Beobachtungen auf ähnlichen Probenstrukturen steht [AKB⁺08].

In Abbildung 6.15 c ist die detaillierte AFM-Messung eines einzelnen positionierten Quantenpunkts gezeigt, mit einer Länge von 60 nm, einer Breite von 40 nm und einer Höhe von etwa 9 nm. Die Quantenpunktmoleküle (Abbildung 6.15 d) bestehen aus zwei kleineren Quantenpunkten mit Abmessungen von etwa 35 nm Länge, 20 nm Breite und 7 nm Höhe. Die Quantenpunkte und Quantenpunktmoleküle sind in [01-1]-Richtung elongiert und um einen Winkel von etwa 20 ° in die [011]-Richtung verdreht. Die Ausbildung von einzelnen Quantenpunkten oder Quantenpunktmolekülen hängt stark von den Wachstumsbedingungen, der Menge an abgeschiedenem Indium, der Wachstumsdynamik sowie der Größe und Form der Nanolöcher ab [SKS03, SHG⁺12]. In diesem Fall musste ein Kompromiss für die Substrattemperatur (520 °C) gefunden werden: Höhere Wachstumstemperaturen führen zu einer größeren Migrationslänge und vermindern die Ausbildung von Quantenpunktmolekülen. Jedoch nimmt dadurch auch die Indiumdesorption und -interdiffusion mit dem Barrierematerial zu, was in einem geringeren Indiumgehalt und damit einer kurzwelligeren Emissionswellenlänge resultiert. Kristallographische Untersuchungen in anderen Arbeiten haben gezeigt, dass die kristallinen Eigenschaften sowie die Verspannung von einzelnen Quantenpunkten und Quantenpunktmolekülen sehr ähnlich sind [KMR⁺05], was in ähnlichen PL-Spektren resultiert [SKN⁺02].

6.3.2 Photolumineszenzmessungen

Eine Probe, die identisch zu der in Abbildung 6.15 b dargestellten Struktur ist, wurde mit nominell 5 nm $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ und 50 nm GaAs-Deckschicht überwachsen. Von dieser Probe wurde das PL-Signal des Quantenpunktensembles in einem Heliumdurchflusskryostaten unter Anregung eines Laser der Wellenlänge 532 nm gemessen. Das verwendete Mikroskopobjektiv von Mitutoyo hat eine 20-fache Vergrößerung und eine numerische Apertur von 0,40. Ein InGaAs-Zeilendetektor registriert das, durch ein Spektroskop von HORIBA Jobin Yvon HR460, spektral zerlegte Signal. Die Spektren aus einer Temperaturserie von 4 K bis 290 K sind in Abbildung 6.16 a dargestellt. Die deutliche Verbreiterung des Ensemblespektrums ist auf die überlappenden Teilspektren von Quantenpunkten und Quantenpunktmolekülen zurückzuführen. Aufgrund der kleineren Größe sollte das Spektrum der Quantenpunktmoleküle aber zu kleineren Wellenlängen verschoben sein. Mit steigender Temperatur verschiebt sich das Emissionsspektrum zu größeren Wellenlängen. Abbildung 6.16 b zeigt, wie diese Rotverschiebung für das Maximum des Ensemblespektral verläuft. Bei einer Temperatur von 270 K passiert die Emissionswellenlänge die

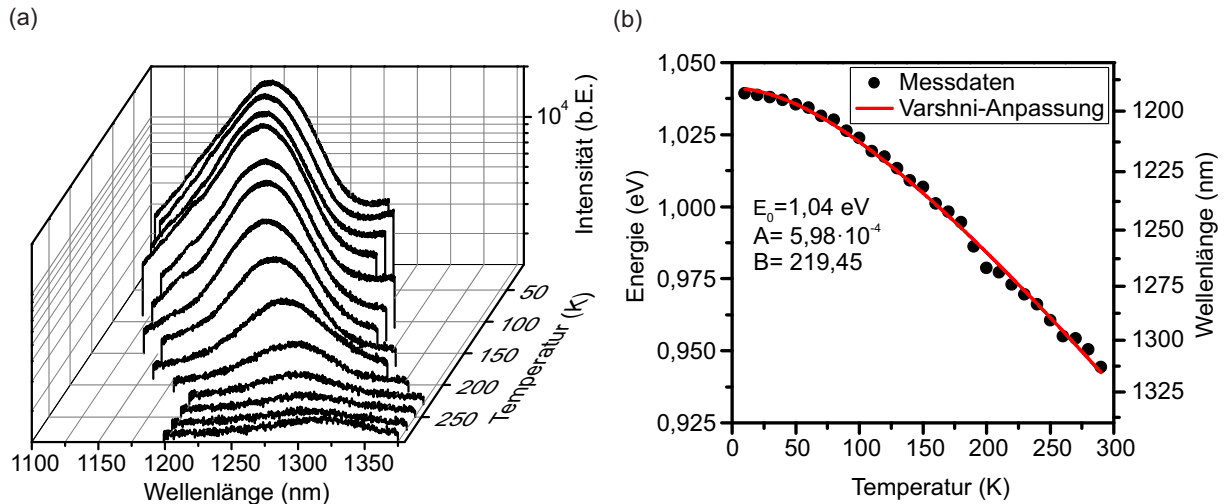


Abbildung 6.16: (a) Temperaturabhängige Messung der Ensemble-PL, (b) Wellenlänge des Maximums der Verteilung in Abhängigkeit der Temperatur.

Marke von 1300 nm, was den ersten experimentellen Beweis von positionierten In(Ga)As-Quantenpunkten auf GaAs-Substrat bei Telekommunikationswellenlänge darstellt. Der Verlauf kann gut durch die empirische Varshni-Formel angepasst werden [Var67]:

$$E(T) = E_0 - \frac{A \cdot T^2}{B + T}. \quad (6.2)$$

In Formel 6.2 entspricht $E_0=1,04$ eV der theoretischen Emissionsenergie bei 0 K, während $A=5,98 \cdot 10^{-4}$ und $B=219,45$ freie Fitparameter sind. In Abbildung 6.17 a ist die temperaturabhängige Emissionsenergie, relativ zu der jeweiligen Bandlücke bei 0 K, für die Messdaten sowie für InAs- und GaAs-Volumenmaterial aufgetragen. Deutlich zu erkennen ist, dass die Rotverschiebung der Messdaten dem Verlauf von GaAs folgt. Der Intensitätsabfall mit zunehmender Temperatur ist in Abbildung 6.17 b in einer Arrheniusdarstellung zu sehen. Die PL Intensität ist hier logarithmisch über die inverse Temperatur aufgetragen. Die thermisch aktivierten Zerfallsprozesse können mit einem einfachen Ratenmodell erklärt werden [BSG71]:

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + C_1 \cdot e^{-\frac{E_1}{k_B \cdot T}} + C_2 \cdot e^{-\frac{E_2}{k_B \cdot T}}}. \quad (6.3)$$

In Formel 6.3 wird die temperaturabhängige Intensität $I(T)$ durch I_0 , die extrapolierte Intensität bei 0 K, zwei Aktivierungsenergien E_1 und E_2 sowie zwei Parametern C_1 und C_2 , die für die Stärke der Verlustkanäle stehen, beschrieben. k_B ist dabei die Boltzmann-Konstante. Durch die Anpassung des Modells an die Daten in der Arrheniusdarstellung in Abbildung 6.17 b ergeben sich die Aktivierungsenergien $E_1=25$ meV für niedrige Temperaturen und $E_2=137$ meV für hohe Temperaturen. Diese Aktivierungsenergien sind vergleichbar mit Werten aus früheren Untersuchungen zu selbstorgani-

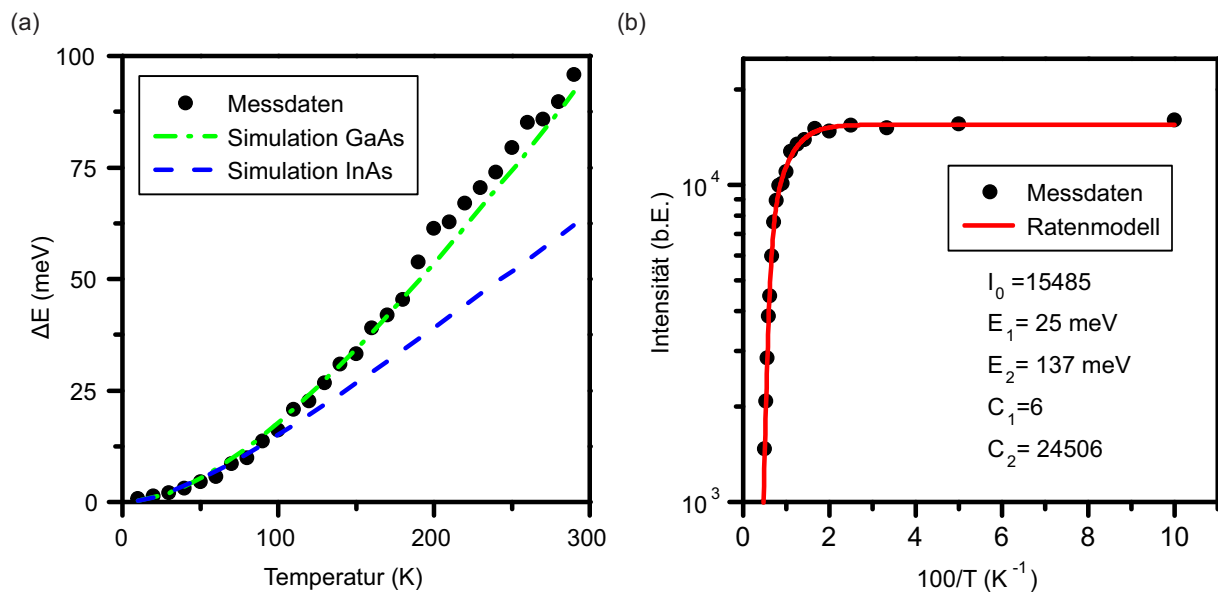


Abbildung 6.17: (a) relative Änderung der Emissionsenergie bezogen auf die jeweilige Bandlücke bei 0 K für die Messdaten sowie InAs- und GaAs-Volumenhalbleiter, (b) Arrheniusdarstellung der temperaturabhängigen PL Intensität.

sierten In(Ga)As Quantenpunkten in DWELL-Strukturen mit Aktivierungsenergien von 25 – 80 meV [MOS97, CLS10, SFM⁺05, CSPT02, EDO⁺07] für den Tieftemperaturbereich und 170 – 289 meV [SFM⁺05, CSPT02, EDO⁺07] für höhere Temperaturen.

Die niedrigere Aktivierungsenergie E_1 kann mit nichtstrahlender Rekombination von Exzitonen in Quantenpunkten erklärt werden, die durch Kristalldefekte in Nähe der optisch aktiven Schicht begünstigt wird [CLS10]. Defekte können über die, während der Vorstrukturierung, naßchemisch geätzte Oberfläche in die optisch aktive Schicht gelangen und sind ein möglicher Grund dafür, dass die gemessene Aktivierungsenergie am unteren Ende der Vergleichswerte rangiert. Für den Hochtemperaturbereich ist der dominierende Verlustkanal ein reduzierter Exzitonenfluß zu den Quantenpunkten. Ladungsträger werden von dem umgebenden $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ -Quantenfilm thermisch in das einschließende GaAs angeregt [EDO⁺07]. Die Exzitonbindungsenergie bei 80 K beträgt für einen 6 nm dicken $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ -Quantenfilm 1,358 eV und für GaAs Volumenmaterial 1,503 eV. Ein Vergleich der Aktivierungsenergie $E_2=137$ meV und der Differenz der Bindungsenergien $\Delta E=145$ meV zeigt eine gute Übereinstimmung.

6.3.3 Simulation und Diskussion der Daten

Einführung in nextnano

Im Folgenden werden Berechnungen an dreidimensionalen Quantenpunktstrukturen gezeigt, die mit der Simulationssoftware nextnano durchgeführt wurden. Das Programm-

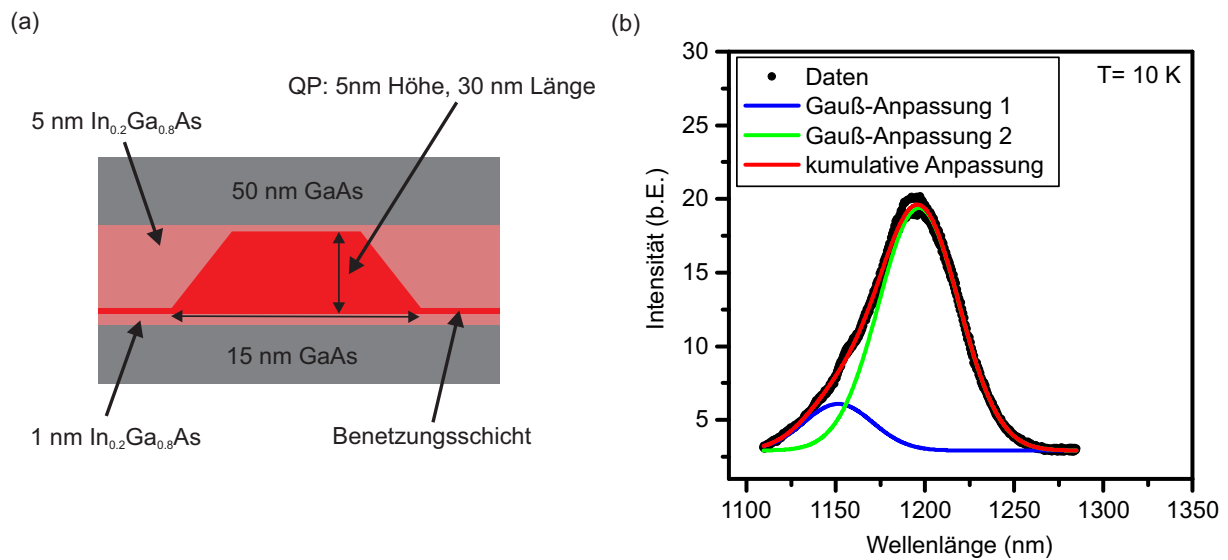


Abbildung 6.18: (a) Skizzierter Querschnitt des Quantenpunktdesigns für die nextnano-Simulationen. Der 5 nm hohe und 30 nm breite Quantenpunkt ist in einem 6 nm dicken In_{0,2}Ga_{0,8}As-Quantenfilm eingebettet, (b) PL-Messung des Quantenpunktensembles bei Tieftemperatur (10 K) und Anpassung der Daten mit zwei Gauß-Kurven. Die Verbreiterung des Ensembles zu kürzeren Wellenlängen kann durch ein zweites Ensemble mit kleineren Quantenpunkten oder aber durch Anregung höherer Energieniveaus zustande kommen.

paket wurde von P. Vogl und seiner Gruppe am Walther-Schottky Institut in München entwickelt und wird derzeit unter der Leitung von S. Birner weiterentwickelt. Nextnano zielt darauf ab, die physikalischen Eigenschaften von realistischen dreidimensionalen nanostrukturierten Halbleitern zu simulieren. Im Fokus stehen dabei die quantenmechanischen Eigenschaften, wie die elektronische Bandstruktur, die Energieniveaus sowie Materialverspannung und der Einfluss von elektrischen und magnetischen Feldern.

Da die Software auf eine sehr große Datenbank mit Materialparametern für III-V-Halbleiter zurückgreift, sind Simulationen für viele Materialkombinationen möglich, weshalb in jeder Simulation ein Rechenschritt für eine globale Verspannungsminimierung nötig ist [TZA⁺06]. Das hier verwendete C++ basierte Softwarepaket nextnano++ löst iterativ im Newton Verfahren die Poisson-Gleichung und Schrödingergleichung unter Berücksichtigung von Materialverspannungen, elektrischen und magnetischen Feldern. Der dreidimensionale In(Ga)As-Quantenpunkt wird hierzu in eine GaAs-Matrix eingebettet. Für weiterführende Informationen zu dieser Software kann der interessierte Leser auf einschlägige Literatur [TZA⁺06] oder die Dokumentation zurückgreifen, die auf der Internetseite des Herstellers zu finden ist [NEX]. Der Quellcode des verwendeten nextnano-Programms ist in Anhang B zu finden.

3D-Simulation von In(Ga)As Quantenpunkten

Um die in Abschnitt 6.3.2 charakterisierten In(Ga)As-Quantenpunkte hier mit Hilfe der Software nextnano++ zu simulieren, müssen einige Vereinfachungen getroffen werden. In den Simulationen wird die Form des Quantenpunkts vereinfacht als quadratischer Pyramidenstumpf angenommen. Der Quantenpunkt wird, wie in Abbildung 6.18 a dargestellt, mit einer Seitenlänge von 30 nm und einer Höhe von 5 nm angenommen und ist in einer 6 nm dicken DWELL Struktur eingebettet.

Die Nanolöcher werden vernachlässigt und der einhüllende $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ -Quantenfilm als planar angenommen, obwohl davon auszugehen ist, dass die Quantenpunkte mit einer 5 nm dicken Deckschicht nicht vollständig planarisiert werden können. Die mittlere Indiumkonzentration x des Quantenpunktes ist dabei nicht genau bekannt. Mithilfe der zentralen Emissionswellenlänge des Quantenpunktensembles bei Tieftemperatur, kann aber auf die Indiumkonzentration zurückgeschlossen werden. Dazu wird das Spektrum mit zwei Gauß-Kurven angepasst, wie in Abbildung 6.18 b dargestellt, woraus sich für den Grundzustand des Ensembles eine mittlere Wellenlänge von 1196 nm ergibt.

In der Simulation wird der Indiumgehalt des Quantenpunktes, bei sonst gleichbleibenden Simulationsparametern, variiert. Die so berechnete Energielücke zwischen dem ersten Elektronenniveau und dem ersten Lochniveau (Grundzustand) kann dann mit der experimentell ermittelten Emissionsenergie verglichen werden (Abbildung 6.19 a). Daraus

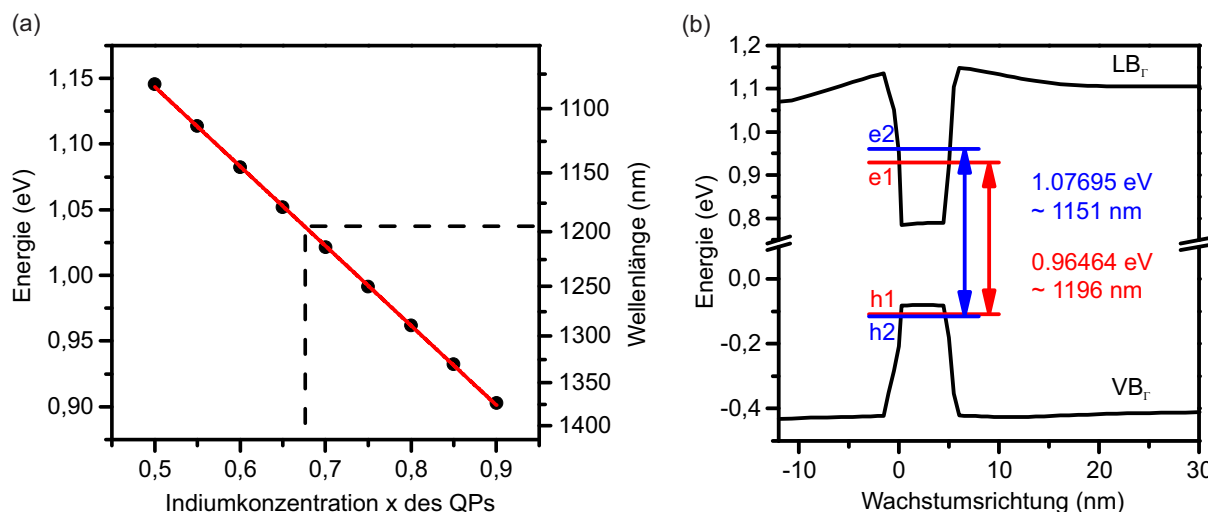


Abbildung 6.19: (a) Simulation der Energielücke des Grundzustandes eines Quantenpunktes mit variierendem Indiumgehalt. Die gestrichelte Linie zeigt die Lage der experimentell ermittelten zentralen Wellenlänge des Quantenpunktensembles, (b) Simulation des Bandverlaufs für einen $\text{In}_{0,68}\text{Ga}_{0,32}\text{As}$ -Quantenpunkt in einer DWELL Struktur, sowie der Lage der ersten beiden Energieniveaus für Elektronen e1, e2 und Löcher h1, h2.

kann für Quantenpunkte mit einer Emissionswellenlänge bei etwa 1196 nm ein mittlerer Indiumgehalt von etwa 68 % bestimmt werden.

Eine Simulation der Bandstruktur mit diesem Indiumgehalt ist in Abbildung 6.19 b dargestellt. Die Energielücke des ersten angeregten Zustandes stimmt außerdem mit der zentralen Emissionswellenlänge des kurzwelligeren Ensembles der gemessenen Daten bei etwa 1151 nm überein (Abbildung 6.18 a). Mit diesem Modell können die PL-Messungen aus Kapitel 6.3.2 quantitativ erklärt werden. Die Simulation bestätigt außerdem, dass grundsätzlich auch bei Tieftemperatur eine Quantenpunktemission bei 1.3 μm möglich sein sollte. Hierbei müsste jedoch eine noch höhere Indiumkonzentration im Quantenpunkt vorliegen. Wie oben bereits diskutiert, mussten die Wachstumsparameter jedoch auch eine Positionierung der Quantenpunkte ermöglichen, was den Spielraum für eine langwelligere Emission der Quantenpunkte einschränkt.

6.4 Zusammenfassung des Kapitels und Ausblick

In diesem Kapitel wurden Konzepte zur Optimierung von verspannungsgekoppelten positionierten Quantenpunkten vorgestellt und diskutiert. Die Separationsschicht zwischen den gekoppelten Quantenpunktschichten und somit auch der Abstand zwischen aktiver Quantenpunktschicht und geätzte Oberfläche konnte im Rahmen der Arbeit vergrößert werden. Dadurch konnte eine verbesserte Linienbreitenstatistik, mit einem Mittelwert von 89 μeV erzielt werden. Überdies konnte die Intensität der positionierten Quantenpunkte durch einen unteren Bragg-Spiegel verstärkt werden. An einem als positioniert nachgewiesenen Quantenpunkt wurde explizit die Einzelphotonenemission durch Messung der Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung gezeigt. Außerdem konnte erstmalig an positionierten Quantenpunkten Resonanzfluoreszenz gezeigt werden [UMM⁺15]. Durch strikt resonante Anregung in die s-Schale konnte überdies die Linienbreite weiter verbessert werden. Die strikt resonante Anregung könnte in Zukunft bei Experimenten mit positionierten Quantenpunkten weiter an Bedeutung gewinnen, da beispielsweise die höchsten Visibilitäten für die Ununterscheidbarkeit von Photonen unter Anregung in die s-Schale erzielt wurden [HHW⁺13b, AUR⁺09]. Im letzten Teil des Kapitels wurde eine einzelne Lage von Quantenpunkten in Nanolöchern positioniert und in eine verspannungsreduzierende InGaAs-Schicht eingebettet. So gelang es, Emission von positionierten In(Ga)As-Quantenpunkten auf GaAs-Substrat bei Telekommunikationswellenlänge zu demonstrieren.

Abkürzungsverzeichnis

AFM engl. *atomic force microscopy*, Rasterkraftmikroskopie

APD Avalanche Photodiode

AIAs Aluminium-Arsenid

BEP engl. *beam equivalent pressure*, Strahläquivalenzdruck

CCD engl. *charge-coupled device*

cQED engl. *cavity quantum electrodynamics*

DBR engl. *distributed Bragg reflector*, Bragg-Spiegel

DWELL engl. *dot-in-a-well*

FTIR-Spektroskopie Fourier-Transformation-Infrarotspektroskopie

FWHM engl. *full width at half maximum*, Halbwertsbreite

GaAs Gallium-Arsenid

HBT Hanbury Brown und Twiss (Messaufbau)

hh engl. *heavy hole*

HOM Hong Ou Mandel (Messaufbau)

In(Ga)As Indium-(Gallium)-Arsenid

lh engl. *light hole*

LP engl. *lower polariton*, unteres Polariton

MBE engl. *molecular beam epitaxy*, Molekularstrahlepitaxie

ML Monolage

μPL Mikro-Photolumineszenz (-Messung unter Verwendung eines Mikroskopobjektivs)

NA numerische Apertur

Nd:YAG Laser Neodym-dotierter Yttrium-Aluminium-Granat-Laser

NIR Nahes Infrarot

PCA engl. *partial capping and annealing*

PL Photolumineszenz

QF Quantenfilm

Q-Faktor Qualitäts- oder Gütefaktor eines Mikroresonators

QIP engl. *quantum information processing*

QKD engl. *quantum key distribution*

QP Quantenpunkt

Qubit engl. *Quantum bit*, Quantenbit

REM Rasterelektronenmikroskopie

SCQD engl. *site-controlled quantum dot*, positionierter Quantenpunkt

so engl. *split-off*

TCSPC engl. *time-correlated single photon counting*

Ti:Sa Titan:Saphir (Laser)

UHV Ultrahochvakuum

UP engl. *upper polariton*, oberes Polariton

Anhang

A Kristallrichtungen der Wafer

Die verwendeten einseitig polierten, $450 \pm 25 \mu\text{m}$ dicken (100)-GaAs-Wafer des Herstellers *Wafer Technology LTD* weisen zwei abgeflachte Seiten auf, die als große Abflachung (*engl. Major Flat*) und kleine Abflachung (*engl. Minor Flat*) bezeichnet werden. Laut Herstellerangaben liegt der Major Flat auf der (0-1-1)-Ebene und der Minor Flat auf der (0-11)-Ebene. Dabei bezeichnen die drei Zahlen h,k,l die Miller-Indizes und geben in runden Klammern (hkl) Ebenen im reziproken Gitter an. Um Verwechslungen mit den Miller-Indizes zu vermeiden, werden Richtungen im realen Gitter in eckigen Klammern [uvw] angegeben, die in kubischen Kristallen zu Ebenen mit gleichen Miller-Indizes, also $h=u$, $k=v$ und $l=w$, senkrecht stehen [Kit06]. Abbildung A.1 a zeigt schemenhaft die Lage der Flats auf einem (100)-GaAs-Wafer sowie die Kristallebenen und -richtungen, während in Abbildung A.1 b die Kristallebenen in der dreidimensionalen kubischen Form dargestellt sind.

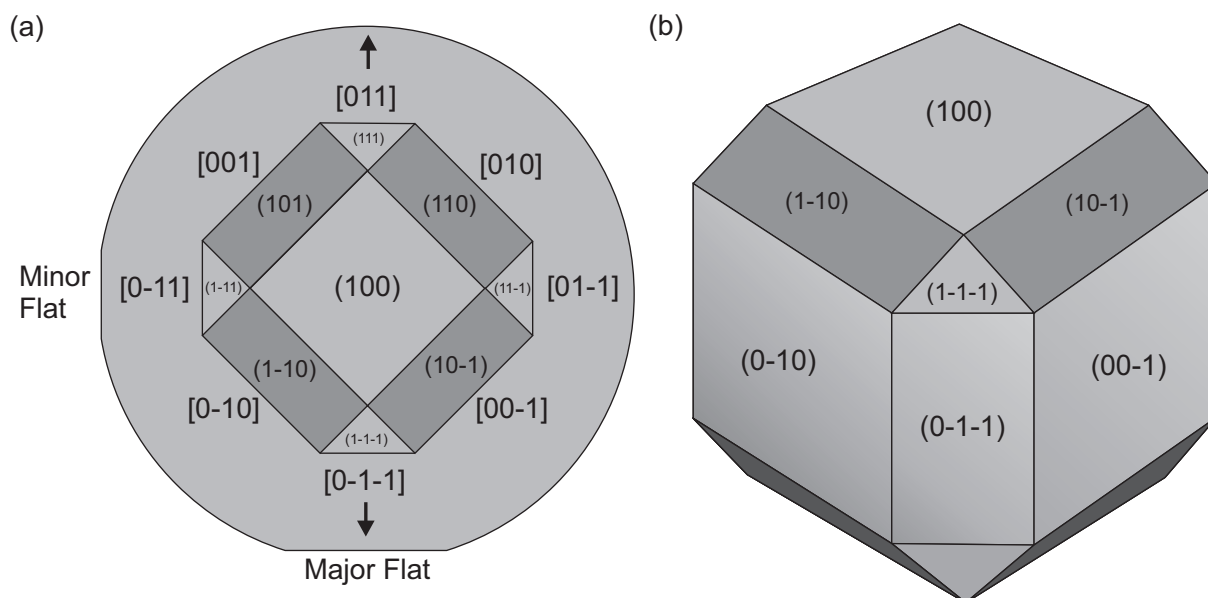


Abbildung A.1: (a) Skizze zu Kristallebenen und -richtungen der verwendeten GaAs-Wafer in planarer Darstellung der kubischen Form, (b) Kubische Form des Kristalls in dreidimensionaler Darstellung mit Kristallebenen (nach [WT]).

B Quellcode nextnano++

Im Folgenden ist der verwendete Quellcode zu den nextnano++ Simulationen aus Kapitel 6.3.3 dargestellt:

```
# 3D sample: (truncated) pyramid InGaAs quantum dot

#Begin NextnanoWizard parameter section
$WIDTH = 30      # width of pyramid (nm)
$HEIGHT = 5     # height of pyramid (nm) (<= WIDTH/2)
$WETTING = 0.3  # wetting layer thickness (nm)
$CSchicht = 0.2 # alloy InGaAs Schicht
$CWetting = 0.68 # alloy Wettign layer
$ALLOY = 0.68   # In content of InGaAs quantum dot
$XYGRID = 0.5  # in-plane grid spacing (nm)
$ZGRID = 0.5   # vertical grid spacing (nm)
$RestGRID = 0.5
$NUME = 2      # number of electron states
$NUMH = 2      # number of hole states
$Kp6 = 0       # use either 6-band k.p model for holes (1) or 1-band
effective mass model (0)
$Kp8 = 1       # use either 8-band k.p model for electrons and holes
(1) or 1-band effective mass model (0)
$AVS = 1       # 2D output in AVS (1) or Origin (0) format
#End NextnanoWizard parameter section

# fixed parameters
$DIST = 15     # thickness of surrounding GaAs region (nm)
$BARRIER = 3  # expansion of quantum region into barriers (nm)
$dInGaAs_1 = 1
$dInGaAs_2 = 5
$dGaAs_2 = 50

# derived parameters
$ELEC1 = 1-$Kp8
$HOLE1 = (1-$Kp8)*(1-$Kp6)
$ORIGIN = 1-$AVS

global{
  simulate3D{}
  temperature = 4
  substrate{ name = "GaAs" }
  crystal_zb{ x_hkl = [1, 0, 0] y_hkl = [0, 1, 0] } # defines
orientation of simulation domain (growth direction: z = [001])
}<>
```



```

output{
  directory = "output"
  #if $AVS format2D = AvsAscii
  #if $ORIGIN format2D = Origin
  format3D = AvsAscii # no Origin format
  available (default: AvsBinary)
  section2D{ name = "side" y = $WIDTH/2 } # 2D cross section
  along xz plane (at dot center)
  section1D{ name = "z" x = $WIDTH/2 y = $WIDTH/2 } # 1D cross section
  along growth direction (at dot center)
  section1D{ name = "x" y = $WIDTH/2 z = $WETTING } # 1D cross section
  along x direction (at dot base)
}<>

```

```

grid{
  xgrid{
    line{ pos = -$DIST spacing = 2.5}
    line{ pos = 0 spacing = $XYGRID}
    line{ pos = $WIDTH spacing = $XYGRID}
    line{ pos = $WIDTH+$DIST spacing = 2.5}
  }

  ygrid{
    line{ pos = -$DIST spacing = 2.5}
    line{ pos = 0 spacing = $XYGRID}
    line{ pos = $WIDTH spacing = $XYGRID}
    line{ pos = $WIDTH+$DIST spacing = 2.5}
  }

  zgrid{
    line{ pos = -$dInGaAs_1-12 spacing = 2}
    line{ pos = -$dInGaAs_1 spacing = $RestGRID}
    line{ pos = 0 spacing = $ZGRID}
    line{ pos = $WETTING spacing = $ZGRID}
    line{ pos = $HEIGHT spacing = $ZGRID}
    #line{ pos = $dInGaAs_2 spacing = $RestGRID}
    line{ pos = $dInGaAs_2+50 spacing = 2}
  }

  periodic{ x = yes y = yes}
}<>

```

```

structure{
  output_material_index{}

  # GaAs substrate
  #region{
  # everywhere{}
  # binary{ name = "GaAs"}
  # contact{ name = "dummy" }
  #}

```

```

# GaAs substrate
region{
  cuboid{x = [-$DIST, $WIDTH+$DIST] y = [-$DIST, $WIDTH+$DIST] z =
[-30-$dInGaAs_1,-$dInGaAs_1]}
  binary{ name="GaAs" }
}

# InGaAs_1
region{
  cuboid{x = [-$DIST, $WIDTH+$DIST] y = [-$DIST, $WIDTH+$DIST] z =
[-$dInGaAs_1,0]}
  ternary_constant{ name="In(x)Ga(1-x)As" alloy_x=$CSchicht }
}

# InAs wetting layer
region{
  cuboid{ x = [-$DIST, $WIDTH+$DIST] y = [-$DIST, $WIDTH+$DIST] z =
[0,$WETTING] }
  ternary_constant{ name="In(x)Ga(1-x)As" alloy_x=$CWetting }
}

# InGaAs (truncated) Pyramid with {011} side facets
region{
  ternary_constant{ name="In(x)Ga(1-x)As" alloy_x=$ALLOY }
  obelisk{
    base_x = [0, $WIDTH]
    base_y = [0, $WIDTH]
    base_z = [$WETTING, $WETTING]
    top_x = [$WIDTH/2-($WIDTH/2-$HEIGHT), $WIDTH/2+($WIDTH/2-
$HEIGHT)] # truncate to obtain {011} side facets
    top_y = [$WIDTH/2-($WIDTH/2-$HEIGHT), $WIDTH/2+($WIDTH/2-
$HEIGHT)] # truncate to obtain {011} side facets
    top_z = [$HEIGHT, $HEIGHT]
  }
}

# InGaAs_2
#region{
# cuboid{x = [-$DIST, $WIDTH+$DIST] y = [-$DIST, $WIDTH+$DIST] z =
[$WETTING,$WETTING+$dInGaAs_2]}
# ternary_constant{ name="In(x)Ga(1-x)As" alloy_x=$CSchicht }
#}

# GaAs capping
region{
  cuboid{x = [-$DIST, $WIDTH+$DIST] y = [-$DIST, $WIDTH+$DIST] z =
[$WETTING+$dInGaAs_2,70]}
  binary{ name="GaAs" }
  contact{ name="dummy" }
}

}<>

```

```
classical{
  Gamma{}
  LH{}
  HH{}
  SO{}

  output_bandedges{}
}<>

quantum{
  region{
    name = "dot"
    x = [-$BARRIER, $WIDTH+$BARRIER]
    y = [-$BARRIER, $WIDTH+$BARRIER]
    z = [-$BARRIER, $HEIGHT+$BARRIER]
    boundary{ x = dirichlet y = dirichlet z = dirichlet }

    Gamma{num_ev = $NUME}
    HH{ num_ev = $NUMH }
    #kp_6band{ num_ev = $NUMH }
    #kp_8band{ num_electrons = $NUME num_holes = $NUMH }

    output_wavefunctions{ amplitudes = no probabilities = yes
max_num = $NUME+$NUMH }
  }
}<>

poisson{
  output_potential{}
}<>

contacts{
  fermi{ name = "dummy" bias = 0.0 } # only needed to define reference
energy
}<>

strain{
  minimized_strain{}
  polarization_charges = yes
  growth_direction = [0,0,1]

  output_strain_tensor{}
  output_polarization_charges{}
}<>

run{
  solve_strain{}
  solve_poisson{}
  solve_quantum{}
}<>
```

Literaturverzeichnis

- [AE87] ALLEN, L. (Hrsg.); EBERLY, J.H. (Hrsg.): *Optical Resonance and Two-level Atoms*. Dover, 1987
- [AKB⁺08] ATKINSON, P.; KIRAVITTAYA, S.; BENYOUCEF, M.; RASTELLI, A.; SCHMIDT, O.G.: Site-controlled growth and luminescence of InAs quantum dots using in situ Ga-assisted deoxidation of patterned substrates. In: *Applied Physics Letters* 93 (2008), Nr. 10
- [ALP⁺06] AKOPIAN, N.; LINDNER, N. H.; POEM, E.; BERLATZKY, Y.; AVRON, J.; GERSHONI, D.; GERARDOT, B.D.; PETROFF, P. M.: Entangled Photon Pairs from Semiconductor Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 96 (2006), S. 130501
- [ASS⁺10] ALBERT, F.; STOBBE, S.; SCHNEIDER, C.; HEINDEL, T.; REITZENSTEIN, S.; HÖFLING, S.; LODAHL, P.; WORSCHACH, L.; FORCHEL, A.: Quantum efficiency and oscillator strength of site-controlled InAs quantum dots. In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), Nr. 15
- [AUR⁺09] ATES, S.; ULRICH, S.M.; REITZENSTEIN, S.; LÖFFLER, A.; FORCHEL, A.; MICHLER, P.: Post-Selected Indistinguishable Photons from the Resonance Fluorescence of a Single Quantum Dot in a Microcavity. In: *Physical Review Letters* 103 (2009), S. 167402
- [BB84] BENNETT, C.H.; BRASSARD, G.: Quantum cryptography: Public key distribution and coin tossing. In: *Proceedings of the IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore, India* (1984), S. 175–179
- [BB01] BIENSTMAN, P.; BAETS, R.: Optical modelling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers. In: *Optical and Quantum Electronics* 33 (2001), Nr. 4-5, S. 327–341
- [BBG⁺02] BARNES, W.L.; BJÖRK, G.; GÉRARD, J.M.; JONSSON, P.; WASEY, J.A.E.; WORTHING, P.T.; ZWILLER, V.: Solid-state single photon sources: light

- collection strategies. In: *European Physical Journal D* 18 (2002), Nr. 2, S. 197–210
- [BBM92] BENNETT, C.H.; BRASSARD, G.; MERMIN, N.D.: Quantum cryptography without Bell's theorem. In: *Physical Review Letters* 68 (1992), S. 557–559
- [BCKM99] BANIN, U.; CAO, Y.W.; KATZ, D.; MILLO, O.: Identification of atomic-like electronic states in indium arsenide nanocrystal quantum dots. In: *Nature* 400 (1999), S. 542–544
- [BF02] BAYER, M.; FORCHEL, A.: Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{GaAs}$ self-assembled quantum dots. In: *Physical Review B* 65 (2002), S. 041308
- [BGL99] BIMBERG, D. (Hrsg.); GRUNDMANN, M. (Hrsg.); LEDENTSOV, N.N. (Hrsg.): *Quantum Dot Heterostructures*. John Wiley & Sons, 1999
- [BHY93] BJÖRK, G.; HEITMANN, H.; YAMAMOTO, Y.: Spontaneous-emission coupling factor and mode characteristics of planar dielectric microcavity lasers. In: *Physical Review A* 47 (1993), S. 4451–4463
- [BKG⁺13] BALEWSKI, J.B.; KRUPP, A.T.; GAJ, A.; PETER, D.; BÜCHLER, H.P.; LÖW, R.; HOFFERBERTH, S.; PFAU, T.: Coupling a single electron to a Bose-Einstein condensate. In: *Nature* 502 (2013), S. 664–667
- [BMM⁺86] BIMBERG, D.; MARS, D.; MILLER, J.N.; BAUER, R.; OERTEL, D.: Structural changes of the interface, enhanced interface incorporation of acceptors, and luminescence efficiency degradation in GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy upon growth interruption. In: *Journal of Vacuum Science and Technology B* 4 (1986), Nr. 4, S. 1014–1021
- [BNZ03] BESTER, G.; NAIR, S.; ZUNGER, A.: Pseudopotential calculation of the excitonic fine structure of million-atom self-assembled $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dots. In: *Physical Review B* 67 (2003), Nr. 16, S. 161306
- [BOS⁺02a] BAYER, M.; ORTNER, G.; STERN, O.; KUTHER, A.; GORBUNOV, A.A.; FORCHEL, A.; HAWRYLAK, P.; FAFARD, S.; HINZER, K.; REINECKE, T. L.; WALCK, S.N.; REITHMAIER, J.P.; KLOPF, F.; SCHÄFER, F.: Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/(\text{Al})\text{GaAs}$ quantum dots. In: *Physical Review B* 65 (2002), S. 195315
- [BOS⁺02b] BAYER, M.; ORTNER, G.; STERN, O.; KUTHER, A.; GORBUNOV, A.A.; FORCHEL, A.; HAWRYLAK, P.; FAFARD, S.; HINZER, K.; REINECKE, T.L.;

- WALCK, S.N.; REITHMAIER, J.P.; KLOPF, F.; SCHÄFER, F.: Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots. In: *Physical Review B* 65 (2002), S. 195315
- [BRPA03] BYLANDER, J.; ROBERT-PHILIP, I.; ABRAM, I.: Interference and correlation of two independent photons. In: *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics* 22 (2003), Nr. 2, S. 295–301
- [Bry88] BRYANT, G.W.: Excitons in quantum boxes: Correlation effects and quantum confinement. In: *Physical Review B* 37 (1988), Nr. 15, S. 8763–8772
- [BSG71] BIMBERG, D.; SONDERGELD, M.; GROBE, E.: Thermal Dissociation of Excitons Bounds to Neutral Acceptors in High-Purity GaAs. In: *Physical Review B* 4 (1971), S. 3451–3455
- [BSH⁺00] BAYER, M.; STERN, O.; HAWRYLAK, P.; FAFARD, S.; FORCHEL, A.: Hidden symmetries in the energy levels of excitonic 'artificial atoms'. In: *Nature* 405 (2000), S. 923–926
- [BSS⁺12] BAUMANN, V.; STUMPF, F.; STEINL, T.; FORCHEL, A.; SCHNEIDER, C.; HÖFLING, S.; KAMP, M.: Site-controlled growth of InP/GaInP quantum dots on GaAs substrates. In: *Nanotechnology* 23 (2012), Nr. 37, S. 375301
- [BSTW91] BENISTY, H.; SOTOMAYOR-TORRÈS, C.M.; WEISBUCH, C.: Intrinsic mechanism for the poor luminescence properties of quantum-box systems. In: *Physical Review B* 44 (1991), S. 10945–10948
- [BWA⁺91] BUUREN, T. V.; WEILMEIER, M.K.; ATHWAL, I.; COLBOW, K. M.; MACKENZIE, J.A.; TIEDJE, T.; WONG, P. C.; MITCHELL, K.A.R.: Oxide thickness effect and surface roughening in the desorption of the oxide from GaAs. In: *Applied Physics Letters* 59 (1991), Nr. 4, S. 464–466
- [BWRF98] BAYER, M.; WALCK, S.N.; REINECKE, T.L.; FORCHEL, A.: Exciton binding energies and diamagnetic shifts in semiconductor quantum wires and quantum dots. In: *Physical Review B* 57 (1998), Nr. 11, S. 6584–6591
- [CBM⁺10] CLAUDON, J.; BLEUSE, J.; MALIK, N. S.; BAZIN, M.; JAFFRENNOU, P.; GREGERSEN, N.; SAUVAN, C.; LALANNE, P.; GÉRARD, J.-M.: A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire. In: *Nature Photonics* 4 (2010), S. 174–177

-
- [CGS11] CHEN, X.-W.; GÖTZINGER, S.; SANDOGHDAR, V.: 99% efficiency in collecting photons from a single emitter. In: *Optics Letters* 36 (2011), Nr. 18, S. 3545–3547
- [CH02] CHUANG, S.L.; HOLONYAK, N.: Efficient quantum well to quantum dot tunneling: Analytical solutions. In: *Applied Physics Letters* 80 (2002), Nr. 7, S. 1270–1272
- [CLS10] CHEN, R.; LIU, H.Y.; SUN, H.D.: Electronic energy levels and carrier dynamics in InAs/InGaAs dots-in-a-well structure investigated by optical spectroscopy. In: *Journal of Applied Physics* 107 (2010), Nr. 1
- [CSPT02] CHEN, L.; STOLERU, V.G.; PAN, D.; TOWE, E.: Enhanced 1.3 μm -emission from InAs quantum dots embedded in symmetric (In,Ga)As quantum-well structures. In: *Journal of Crystal Growth* 242 (2002), Nr. 3-4, S. 263–269
- [DBG⁺06] DAÏF, O. E.; BAAS, A.; GUILLET, T.; BRANTUT, J.-P.; KAITOUNI, R. I.; STAEHLI, J.L.; MORIER-GENOUD, F.; DEVEAUD, B.: Polariton quantum boxes in semiconductor microcavities. In: *Applied Physics Letters* 88 (2006), S. 061105
- [De 13] DE GREVE, K. (Hrsg.): *Towards Solid-State Quantum Repeaters*. Springer, 2013
- [DMP⁺11] DE GREVE, K.; MCMAHON, P.L.; PRESS, D.; LADD, T.D.; BISPING, D.; SCHNEIDER, C.; KAMP, M.; WORSCHER, L.; HÖFLING, S.; FORCHEL, A.; YAMAMOTO, Y.: Ultrafast coherent control and suppressed nuclear feedback of a single quantum dot hole qubit. In: *Nature Physics* 7 (2011), S. 872–878
- [DMY⁺13] DE GREVE, K.; MCMAHON, P.L.; YU, L.; PELC, J.S.; JONES, C.; NATARAJAN, C.M.; KIM, N.Y.; ABE, E.; MAIER, S.; SCHNEIDER, C.; KAMP, M.; HÖFLING, S.; HADFIELD, R.H.; FEJER, A. Forchel M.; YAMAMOTO, Y.: Complete tomography of a high-fidelity solid-state entangled spin-photon qubit pair. In: *Nature Communications* 4 (2013), Nr. 2228
- [DPMY13] DE GREVE, K.; PRESS, D.; MCMAHON, P.L.; YAMAMOTO, Y.: Ultrafast optical control of individual quantum dot spin qubits. In: *Reports on Progress in Physics* 76 (2013), Nr. 9, S. 092501
- [DYM⁺12] DE GREVE, K.; YU, L.; MCMAHON, P.L.; PELC, J.S.; NATARAJAN, C.M.; KIM, N.Y.; ABE, E.; MAIER, S.; SCHNEIDER, C.; KAMP, M.; HÖFLING, S.; HADFIELD, R.H.; FEJER, A. Forchel M.; YAMAMOTO, Y.: Quantum-dot

- spin-photon entanglement via frequency downconversion to telecom wavelength. In: *Nature* 491 (2012), S. 421–425
- [EDO⁺07] ESPINOLA, J.L. C.; DYBIC, M.; OSTAPENKO, S.; TORCHYNSKA, T.V.; POLUPAN, G.: Carrier dynamics in InAs quantum dots embedded in InGaAs/GaAs multi quantum well structures. In: *Journal of Physics: Conference Series* 61 (2007), Nr. 1, S. 180
- [Eke91] EKERT, A.K.: Quantum cryptography based on Bell’s theorem. In: *Physical Review Letters* 67 (1991), Nr. 6, S. 661–663
- [EMS⁺99] EBIKO, Y.; MUTO, S.; SUZUKI, D.; ITOH, S.; YAMAKOSHI, H.; SHIRAMINE, K.; HAGA, T.; UNNO, K.; IKEDA, M.: Scaling properties of InAs/GaAs self-assembled quantum dots. In: *Physical Review B* 60 (1999), S. 8234–8237
- [FFA⁺01] FINLEY, J.J.; FRY, P.W.; ASHMORE, A. D.; LEMAÎTRE, A.; TARTAKOVSKII, A.I.; OULTON, R.; MOWBRAY, D.J.; SKOLNICK, M.S.; HOPKINSON, M.; BUCKLE, P. D.; MAKSYM, P.A.: Observation of multicharged excitons and biexcitons in a single InGaAs quantum dot. In: *Physical Review B* 63 (2001), S. 161305
- [GFT⁺12] GAO, W.B.; FALLAHI, P.; TOGAN, E.; MIGUEL-SANCHEZ, J.; IMAMOGLU, A.: Observation of entanglement between a quantum dot spin and a single photon. In: *Nature* 491 (2012), S. 426–430
- [GFT⁺13] GAO, W.B.; FALLAHI, P.; TOGAN, E.; DELTEIL, A.; CHIN, Y.S.; MIGUEL-SANCHEZ, J.; IMAMOGLU, A.: Quantum teleportation from a propagating photon to a solid-state spin qubit. In: *Nature Communications* 4 (2013), Nr. 2744
- [GHS⁺01] GUFFARTH, F.; HEITZ, R.; SCHLIWA, A.; STIER, O.; LEDENTSOV, N.N.; KOVSH, A. R.; USTINOV, V.M.; BIMBERG, D.: Strain engineering of self-organized InAs quantum dots. In: *Physical Review B* 64 (2001), Nr. 8, S. 085305
- [GK04] GERRY, C. (Hrsg.); KNIGHT, P. (Hrsg.): *Introductory Quantum Optics*. Cambridge University Press, 2004
- [GKB10] GYWAT, O. (Hrsg.); KRENNER, H.J. (Hrsg.); BEREZOVSKY, J. (Hrsg.): *Spins in Optically Active Quantum Dots: Concepts and Methods*. WILEY-VCH, 2010

-
- [GKM13] GREGERSEN, N.; KAER, P.; MØRK, J.: Modeling and design of high-efficiency single-photon sources. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 96 (2013), Nr. 5, S. 9000516
- [GMH⁺98] GARCÍA, J.M.; MANKAD, T.; HOLTZ, P.O.; WELLMAN, P.J.; PETROFF, P.M.: Electronic states tuning of InAs self-assembled quantum dots. In: *Applied Physics Letters* 72 (1998), Nr. 24, S. 3172–3174
- [GRTZ02] GISIN, N.; RIBORDY, G.; TITTEL, W.; ZBINDEN, H.: Quantum cryptography. In: *Reviews of Modern Physics* 74 (2002), S. 145–195
- [GT07] GISIN, N.; THEW, R.: Quantum communication. In: *Nature Photonics* 1 (2007), S. 165–171
- [GTM⁺14] GOLD, P.; THOMA, A.; MAIER, S.; REITZENSTEIN, S.; SCHNEIDER, C.; HÖFLING, S.; KAMP, M.: Two-photon interference from remote quantum dots with inhomogeneously broadened linewidths. In: *Physical Review B* 89 (2014), S. 035313
- [GVA⁺13] GAZZANO, O.; VASCONCELLOS, S. M.; ARNOLD, C.; NOWAK, A.; GALOPIN, E.; SAGNES, I.; LANCO, L.; LEMAÎTRE, A.; SENELLART, P.: Bright solid-state sources of indistinguishable single photons. In: *Nature Communications* 4 (2013), Nr. 1425
- [HB09] HENNEBERGER, F. (Hrsg.); BENSON, O. (Hrsg.): *Semiconductor Quantum Bits*. Pan Stanford Publishing Pte. Ltd., 2009
- [HHS⁺11] HUGGENBERGER, A.; HECKELMANN, S.; SCHNEIDER, C.; HÖFLING, S.; REITZENSTEIN, S.; WORSCHER, L.; KAMP, M.; FÖRCHER, A.: Narrow spectral linewidth from single site-controlled In(Ga)As quantum dots with high uniformity. In: *Applied Physics Letters* 98 (2011), Nr. 13
- [HHW⁺13a] HE, Y.; HE, Y.-M.; WEI, Y.-J.; JIANG, X.; CHEN, M.-C.; XIONG, F.-L.; ZHAO, Y.; SCHNEIDER, C.; KAMP, M.; HÖFLING, S.; LU, C.-Y.; PAN, J.-W.: Indistinguishable Tunable Single Photons Emitted by Spin-Flip Raman Transitions in InGaAs Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 111 (2013), S. 237403
- [HHW⁺13b] HE, Y.-M.; HE, Y.; WEI, Y.-J.; WU, D.; ATATÜRE, M.; SCHNEIDER, C.; HÖFLING, S.; KAMP, M.; LU, C.-Y.; PAN, J.-W.: On-demand semiconductor single-photon source with near-unity indistinguishability. In: *Nature Nanotechnology* 8 (2013), S. 213–217

- [HKR⁺12] HEINDEL, T.; KESSLER, C.A.; RAU, M.; SCHNEIDER, C.; FÜRST, M.; HARGART, F.; SCHULZ, W.-M.; EICHFELDER, M.; ROSSBACH, R.; NAUERTH, S.; LERMER, M.; WEIER, H.; JETTER, M.; KAMP, M.; REITZENSTEIN, S.; HÖFLING, S.; MICHLER, P.; WEINFURTER, H.; FORCHEL, A.: Quantum key distribution using quantum dot single-photon emitting diodes in the red and near infrared spectral range. In: *New Journal of Physics* 14 (2012), Nr. 8, S. 083001
- [HMS04] HEIDEMEYER, H.; MÜLLER, C.; SCHMIDT, O.G.: Highly ordered arrays of In(Ga)As quantum dots on patterned GaAs (001) substrates. In: *Journal of Crystal Growth* 261 (2004), Nr. 4, S. 444–449. – ISSN 0022–0248
- [HOM87] HONG, C.K.; OU, Z.Y.; MANDEL, L.: Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. In: *Physical Review Letters* 59 (1987), S. 2044–2046
- [HSL⁺10] HEINDEL, T.; SCHNEIDER, C.; LERMER, M.; KWON, S.H.; BRAUN, T.; REITZENSTEIN, S.; HÖFLING, S.; KAMP, M.; FORCHEL, A.: Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34 In: *Applied Physics Letters* 96 (2010), Nr. 1
- [HVL⁺97] HEITZ, R.; VEIT, M.; LEDENTSOV, N. N.; HOFFMANN, A.; BIMBERG, D.; USTINOV, V.M.; KOP'EV, P.S.; ALFEROV, Zh.I.: Energy relaxation by multiphonon processes in InAs/GaAs quantum dots. In: *Physical Review B* 56 (1997), Nr. 16, S. 10435–10445
- [IL09] IBACH, H.; LÜTH, H.: *Festkörperphysik*. Springer, 2009
- [IS92] INOSHITA, T.; SAKAKI, H.: Electron relaxation in a quantum dot: Significance of multiphonon processes. In: *Physical Review B* 46 (1992), Nr. 11, S. 7260 – 7263
- [IWK⁺07] INTALLURA, P.M.; WARD, M.B.; KARIMOV, O. Z.; YUAN, Z.L.; SEE, P.; SHIELDS, A.J.; ATKINSON, P.; RITCHIE, D.A.: Quantum key distribution using a triggered quantum dot source emitting near 1.3 μm . In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), Nr. 16
- [IWY02] INOUE, K.; WAKS, E.; YAMAMOTO, Y.: Differential Phase Shift Quantum Key Distribution. In: *Physical Review Letters* 89 (2002), S. 037902
- [IWY03] INOUE, K.; WAKS, E.; YAMAMOTO, Y.: Differential-phase-shift quantum key distribution using coherent light. In: *Physical Review A* 68 (2003), S. 022317

-
- [JAM⁺13] JÖNS, K.D.; ATKINSON, P.; MÜLLER, M.; HELDMAIER, M.; ULRICH, S.M.; SCHMIDT, O.G.; MICHLER, P.: Triggered Indistinguishable Single Photons with Narrow Line Widths from Site-Controlled Quantum Dots. In: *Nano Letters* 13 (2013), Nr. 1, S. 126–130
- [JPCG97] JACKSON, A.; PINSUKANJANA, P.; COLDREN, L.; GOSSARD, A.: Monitoring Ga and In desorption and In surface segregation during MBE using atomic absorption. In: *Journal of Crystal Growth* 175-176 (1997), Nr. 1, S. 244–249
- [JTK⁺04] JAYAVEL, P.; TANAKA, H.; KITA, T.; WADA, O.; EBE, H.; SUGAWARA, M.; TATEBAYASHI, J.; ARAKAWA, Y.; NAKATA, Y.; AKIYAMA, T.: Control of optical polarization anisotropy in edge emitting luminescence of InAs/GaAs self-assembled quantum dots. In: *Applied Physics Letters* 84 (2004), Nr. 11, S. 1820–1822
- [JVFM⁺12] JONES, N.C.; VAN METER, R.; FOWLER, A.G.; MCMAHON, P.L.; KIM, J.; LADD, T.D.; YAMAMOTO, Y.: Layered Architecture for Quantum Computing. In: *Physical Review X* 2 (2012), S. 031007
- [KBW⁺99] KULAKOVSKII, V.D.; BACHER, G.; WEIGAND, R.; KÜMMELL, T.; FORCHEL, A.; BOROVITSKAYA, E.; LEONARDI, K.; HOMMEL, D.: Fine Structure of Biexciton Emission in Symmetric and Asymmetric CdSe/ZnSe Single Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 82 (1999), Nr. 8, S. 1780–1783
- [KCG⁺10] KIM, D.; CARTER, S.G.; GREILICH, A.; BRACKER, A.S.; GAMMON, D.: Ultrafast optical control of entanglement between two quantum-dot spins. In: *Nature* 7 (2010), S. 223–229
- [KDD⁺15] KLEMBT, S.; DURUPT, E.; DATTA, S.; KLEIN, T.; BAAS, A.; LÉGER, Y.; KRUSE, C.; HOMMEL, D.; MINGUZZI, A.; RICHARD, M.: Exciton-Polariton Gas as a Nonequilibrium Coolant. In: *Phys. Rev. Lett.* 114 (2015), S. 186403
- [KHB⁺13] KUHLMANN, A.V.; HOUEL, J.; BRUNNER, D.; LUDWIG, A.; REUTER, D.; WIECK, A.D.; WARBURTON, R.J.: A dark-field microscope for background-free detection of resonance fluorescence from single semiconductor quantum dots operating in a set-and-forget mode. In: *Review of Scientific Instruments* 84 (2013), Nr. 7
- [KHS04] KIRAVITTAYA, S.; HEIDEMEYER, H.; SCHMIDT, O.G.: Growth of three-dimensional quantum dot crystals on patterned GaAs (001) substrates. In: *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 23 (2004), Nr. 3-4, S. 253 – 259

- [Kit06] KITTEL, C.: *Einführung in die Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2006
- [KJB07] KAVOKIN, A.V. (Hrsg.); J.J. BAUMBERG, F.P. L. G. Malpuech M. G. Malpuech (Hrsg.): *Microcavities*. Oxford University Press, 2007
- [KLM01] KNILLI, E.; LAFLAMMEL, R.; MILBURN, G.J.: A scheme for efficient quantum computation with linear optics. In: *Nature* 409 (2001), Nr. 6816, S. 46–52
- [KMR+05] KRAUSE, B.; METZGER, T.H.; RASTELLI, A.; SONGMUANG, R.; KIRAVIT-TAYA, S.; SCHMIDT, O.G.: Shape, strain, and ordering of lateral InAs quantum dot molecules. In: *Physical Review B* 72 (2005), S. 085339
- [LJL+10] LADD, T.D.; JELEZKO, F.; LAFLAMME, R.; NAKAMURA, Y.; MONROE, C.; O'BRIEN, J.L.: Quantum computers. In: *Nature* 464 (2010), S. 45–53
- [Lou00] LOUDON, R. (Hrsg.): *The Quantum Theory of Light*. Oxford University Press, 2000
- [MBS+14] MAIER, S.; BERSCHNEIDER, K.; STEINL, T.; FORCHEL, A.; HÖFLING, S.; SCHNEIDER, C.; KAMP, M.: Site-controlled InAs/GaAs quantum dots emitting at telecommunication wavelength. In: *Semiconductor Science and Technology* 29 (2014), Nr. 5, S. 052001
- [MFSI92] MURAKI, K.; FUKATSU, S.; SHIRAKI, Y.; ITO, R.: Anomalies in photoluminescence linewidth of InGaAs/GaAs strained-layer quantum wells. In: *Surface Science* 267 (1992), Nr. 1–3, S. 107–109
- [MFV99] MONIER, C.; FREUNDLICH, A.; VILELA, M.F.: Oscillator strength of excitons in (In, Ga)As/GaAs quantum wells in the presence of a large electric field. In: *Journal of Applied Physics* 85 (1999), S. 2713–2718
- [MGF+14] MAIER, S.; GOLD, P.; FORCHEL, A.; GREGERSEN, N.; MØRK, J.; HÖFLING, S.; SCHNEIDER, C.; KAMP, M.: Bright single photon source based on self-aligned quantum dot-cavity systems. In: *Optics Express* 22 (2014), Nr. 7, S. 8136–8142
- [MGI+94] MARZIN, J.-Y.; GÉRARD, J.-M.; IZRAËL, A.; BARRIER, D.; BASTARD, G.: Photoluminescence of Single InAs Quantum Dots Obtained by Self-Organized Growth on GaAs. In: *Physical Review Letters* 73 (1994), Nr. 5, S. 716–719
- [Mic03] MICHLER, P. (Hrsg.): *Single Quantum Dots: Fundamentals, Applications and New Concepts*. Springer, 2003

-
- [Mic09] MICHLER, P. (Hrsg.): *Single Semiconductor Quantum Dots*. Springer, 2009
- [MKB⁺00] MICHLER, P.; KIRAZ, A.; BECHER, C.; SCHOENFELD, W.V.; PETROFF, P.M.; ZHANG, L.; HU, E.; IMAMOGLU, A.: A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device. In: *Science* 290 (2000), Nr. 5500, S. 2282–2285
- [MMD⁺13] MUNSCH, M.; MALIK, N.S.; DUPUY, E.; DELGA, A.; BLEUSE, J.; GÉRARD, J.-M.; CLAUDON, J.; GREGERSEN, N.; MØRK, J.: Dielectric GaAs Antenna Ensuring an Efficient Broadband Coupling between an InAs Quantum Dot and a Gaussian Optical Beam. In: *Physical Review Letters* 110 (2013), S. 177402
- [MNSP01] MA, W.; NÖTZEL, R.; SCHÖNHERR, H.P.; PLOOG, K.H.: Shape transition of coherent three-dimensional (In,Ga)As islands on GaAs(100). In: *Applied Physics Letters* 79 (2001), Nr. 25, S. 4219–4221
- [Mol69] MOLLOY, B.R.: Power Spectrum of Light Scattered by Two-Level Systems. In: *Physical Review* 188 (1969), S. 1969–1975
- [MOS97] MUKAI, K.; OHTSUKA, N.; SUGAWARA, M.: High photoluminescence efficiency of InGaAs/GaAs quantum dots self-formed by atomic layer epitaxy technique. In: *Applied Physics Letters* 70 (1997), Nr. 18, S. 2416–2418
- [MRM⁺02] MOREAU, E.; ROBERT, I.; MANIN, L.; THIERRY-MIEG, V.; GÉRARD, J.M.; ABRAM, I.: A single-mode solid-state source of single photons based on isolated quantum dots in a micropillar. In: *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures* 13 (2002), S. 418 – 422
- [NEX] *nextnano*. www.nextnano.de, Abruf: 11.09.2015
- [NSSL99] NISHI, K.; SAITO, H.; SUGOU, S.; LEE, J.-S.: A narrow photoluminescence linewidth of 21 meV at 1.35 μm from strain-reduced InAs quantum dots covered by $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ grown on GaAs substrates. In: *Applied Physics Letters* 74 (1999), Nr. 8, S. 1111–1113
- [OAO⁺96] OHNESORGE, B.; ALBRECHT, M.; OSHINOWO, J.; FORCHEL, A.; ARAKAWA, Y.: Rapid carrier relaxation in self-assembled $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum dots. In: *Physical Review B* 54 (1996), S. 11532–11538
- [PCSS02] PIERMAROCCHI, C.; CHEN, P.; SHAM, L.J.; STEEL, D.G.: Optical RKKY Interaction between Charged Semiconductor Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 89 (2002), S. 167402

- [PDM⁺10] PRESS, D.; DE GREVE, K.; MCMAHON, P.L.; LADD, T.D.; FRIESS, B.; SCHNEIDER, C.; KAMP, M.; HÖFLING, S.; FÖRCHEL, A.; YAMAMOTO, Y.: Ultrafast optical spin echo in a single quantum dot. In: *Nature Photonics* 4 (2010), S. 367–370
- [PGR⁺09] PFAU, T.J.; GUSHTEROV, A.; REITHMAIER, J.P.; CESTIER, I.; EISENSTEIN, G.; LINDER, E.; GERSHONI, D.: Site-controlled InAs quantum dots grown on a 55 nm thick GaAs buffer layer. In: *Applied Physics Letters* 95 (2009), Nr. 24
- [PLZY08] PRESS, D.; LADD, T.D.; ZHANG, B.; YAMAMOTO, Y.: Complete quantum control of a single quantum dot spin using ultrafast optical pulses. In: *Nature* 456 (2008), S. 218–221
- [PMY14a] PURI, S.; MCMAHON, P.L.; YAMAMOTO, Y.: Optical Manipulation of Quantum Dot Electron Spin Qubits Using Microcavity Quantum Well Exciton-Polaritons. In: *arXiv* 1408.5160 [cond-mat, physics:quant-ph] (2014), S. arXiv: 1408.5160
- [PMY14b] PURI, S.; MCMAHON, P.L.; YAMAMOTO, Y.: Single-shot quantum non-demolition measurement of a quantum-dot electron spin using cavity exciton-polaritons. In: *Physical Review B* 90 (2014), S. 155421
- [PPCM95] PATANÈ, A.; POLIMENI, A.; CAPIZZI, M.; MARTELLI, F.: Linewidth analysis of the photoluminescence of In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum wells (x= 0.09, 0.18, 1.0). In: *Physical Review B* 52 (1995), S. 2784–2788
- [PSV⁺02] PELTON, M.; SANTORI, C.S.; VUČKOVIĆ, J.; ZHANG, B.; SOLOMON, G.S.; PLANT, J.; YAMAMOTO, Y.: Efficient Source of Single Photons: A Single Quantum Dot in a Micropost Microcavity. In: *Physical Review Letters* 89 (2002), S. 233602
- [Pur46] PURCELL, E.M.: Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. In: *Physical Review* 69 (1946), S. 681
- [QDA12] QUINTEIRO, G.F.; DMITRUK, P.; ALIGIA, A.A.: Efficient spin control in high-quality-factor planar microcavities. In: *Physical Review B* 86 (2012), S. 035329
- [QFRP06] QUINTEIRO, G.F.; FERNÁNDEZ-ROSSIER, J.; PIERMAROCCHI, C.: Long-Range Spin-Qubit Interaction Mediated by Microcavity Polaritons. In: *Physical Review Letters* 97 (2006), S. 097401

-
- [RBA⁺12] REIMER, M.E.; BULGARINI, G.; AKOPIAN, N.; HOCEVAR, M.; BAVINCK, M. B.; VERHEIJEN, M.A.; BAKKERS, E.P.A.M.; KOUWENHOVEN, L.P.; ZWILLER, V.: Bright single-photon sources in bottom-up tailored nanowires. In: *Nature Communications* 3 (2012), Nr. 737
- [RBR⁺08] REISCHLE, M.; BEIRNE, G. J.; ROSSBACH, R.; JETTER, M.; MICHLER, P.: Influence of the Dark Exciton State on the Optical and Quantum Optical Properties of Single Quantum Dots. In: *Physical Review Letters* 101 (2008), S. 146402
- [RDL⁺09] REIMER, M.E.; DALACU, D.; LAPOINTE, J.; POOLE, P.J.; KIM, D.; AERS, G.C.; MCKINNON, W.R.; WILLIAMS, R.L.: Single electron charging in deterministically positioned InAs/InP quantum dots. In: *Applied Physics Letters* 94 (2009), Nr. 1
- [RHG⁺07] REITZENSTEIN, S.; HOFMANN, C.; GORBUNOV, A.; STRAUSS, M.; KWON, S.H.; SCHNEIDER, C.; LÖFFLER, A.; HÖFLING, S.; KAMP, M.; FORCHEL, A.: AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000. In: *Applied Physics Letters* 90 (2007), Nr. 25
- [RHU⁺14] RAU, M.; HEINDEL, T.; UNSLEBER, S.; BRAUN, T.; FISCHER, J.; FRICK, S.; NAUERH, S.; SCHNEIDER, C.; VEST, G.; REITZENSTEIN, S.; KAMP, M.; FORCHEL, A.; HÖFLING, S.; WEINFURTER, H.: Free space quantum key distribution over 500 meters using electrically driven quantum dot single-photon sources - a proof of principle experiment. In: *New Journal of Physics* 16 (2014), Nr. 4, S. 043003
- [RISF⁺11] RAHIMI-IMAN, A.; SCHNEIDER, C.; FISCHER, J.; HOLZINGER, S.; AMTHOR, M.; HÖFLING, S.; REITZENSTEIN, S.; WORSCHER, L.; KAMP, M.; FORCHEL, A.: Zeeman splitting and diamagnetic shift of spatially confined quantum-well exciton polaritons in an external magnetic field. In: *Physical Review B* 84 (2011), S. 165325
- [RS06] REMPE, G. (Hrsg.); SCULLY, M.O. (Hrsg.): *Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics*. Elsevier Science, 2006
- [RSA78] RIVEST, R.L.; SHAMIR, A.; ADLEMAN, L.: A Method for Obtaining Digital Signatures and Public-key Cryptosystems. In: *Communications of the ACM* 21 (1978), Nr. 2, S. 120–126

- [RSI01] ROYO, P.; STANLEY, R.P.; ILEGEMS, M.: Planar dielectric microcavity light-emitting diodes: Analytical analysis of the extraction efficiency. In: *Journal of Applied Physics* 90 (2001), Nr. 1, S. 283–293
- [Sch07] SCHMIDT, O.G. (Hrsg.): *Lateral Alignment of Epitaxial Quantum Dots*. Springer, 2007
- [SFM⁺05] SERAVALLI, L.; FRIGERI, P.; MINELLI, M.; ALLEGRI, P.; AVANZINI, V.; FRANCHI, S.: Quantum dot strain engineering for light emission at 1.3, 1.4 and 1.5 μm . In: *Applied Physics Letters* 87 (2005), Nr. 6
- [SFV⁺02] SANTORI, C.; FATTAL, D.; VUČKOVIĆ, J.; SOLOLMON, G.S.; YAMAMOTO, Y.: Indistinguishable photons from a single-photon device. In: *Nature* 419 (2002), Nr. 6907, S. 594–597
- [SGB99] STIER, O.; GRUNDMANN, M.; BIMBERG, D.: Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band $k \cdot p$ theory. In: *Physical Review B* 59 (1999), Nr. 8, S. 5688–5701
- [Sha49] SHANNON, C.E.: Communication Theory of Secrecy Systems*. In: *Bell System Technical Journal* 28 (1949), Nr. 4, S. 656–715
- [SHG⁺12] SCHNEIDER, C.; HUGGENBERGER, A.; GSCHREY, M.; GOLD, P.; RODT, S.; FORCHEL, A.; REITZENSTEIN, S.; HÖFLING, S.; KAMP, M.: In(Ga)As/GaAs site-controlled quantum dots with tailored morphology and high optical quality. In: *physica status solidi (a)* 209 (2012), Nr. 12, S. 2379–2386
- [SHH⁺09] SCHNEIDER, C.; HEINDEL, T.; HUGGENBERGER, A.; WEINMANN, P.; KISTNER, C.; KAMP, M.; REITZENSTEIN, S.; HÖFLING, S.; FORCHEL, A.: Single photon emission from a site-controlled quantum dot-micropillar cavity system. In: *Applied Physics Letters* 94 (2009), Nr. 11
- [SHH⁺12] SCHNEIDER, C.; HEINDEL, T.; HUGGENBERGER, A.; NIEDERSTRASSER, T.A.; REITZENSTEIN, S.; FORCHEL, A.; HÖFLING, S.; KAMP, M.: Microcavity enhanced single photon emission from an electrically driven site-controlled quantum dot. In: *Applied Physics Letters* 100 (2012), Nr. 9
- [Sho94] SHOR, P.W.: Algorithms for quantum computation: discrete logarithms and factoring. In: *Proceedings of the 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science* (1994), S. 124–134
- [SHS⁺09] SCHNEIDER, C.; HUGGENBERGER, A.; SÜNNER, T.; HEINDEL, T.; STRAUSS, M.; GÖPFERT, S.; WEINMANN, P.; REITZENSTEIN, S.; WORSCHER, H.

- L.; KAMP, M.; HÖFLING, S.; FORCHEL, A.: Single site-controlled In(Ga)As/GaAs quantum dots: growth, properties and device integration. In: *Nanotechnology* 20 (2009), Nr. 43, S. 434012
- [SIE⁺87] SPRINGTHORPE, A.J.; INGREY, S.J.; EMMERSTORFER, B.; MANDEVILLE, P.; MOORE, W.T.: Measurement of GaAs surface oxide desorption temperatures. In: *Applied Physics Letters* 50 (1987), Nr. 2, S. 77–79
- [SKN⁺02] SCHMIDT, O.G.; KIRAVITTAYA, S.; NAKAMURA, Y.; HEIDEMEYER, H.; SONGMUANG, R.; MÜLLER, C.; JIN-PHILLIPP, N.Y.; EBERL, K.; WAWRA, H.; CHRISTIANSEN, S.; GRÄBELDINGER, H.; SCHWEIZER, H.: Self-assembled semiconductor nanostructures: climbing up the ladder of order. In: *Surface Science* 514 (2002), Nr. 1–3, S. 10–18
- [SKS03] SONGMUANG, R.; KIRAVITTAYA, S.; SCHMIDT, O.G.: Formation of lateral quantum dot molecules around self-assembled nanoholes. In: *Applied Physics Letters* 82 (2003), Nr. 17, S. 2892–2894
- [SLB04] SHCHUKIN, V.; LEDENTSOV, N.N.; BIMBERG, D.: *Epitaxy of Nanostructures*. Springer, 2004
- [SN07] SZE, S. M.; NG, K.K.: *Physics of Semiconductor Devices*. 3. John Wiley & Sons, Inc., 2007
- [SRS⁺06] SEGUIN, R.; RODT, S.; SCHLIWA, A.; PÖTSCHKE, K.; POHL, U.W.; BIMBERG, D.: Size-dependence of anisotropic exchange interaction in InAs/GaAs quantum dots. In: *physica status solidi (b)* 243 (2006), Nr. 15, S. 3937–3941
- [SSR⁺07] STRAUF, S.; STOLTZ, N.G.; RAKHER, M.T.; COLDREN, L.A.; PETROFF, P.M.; BOUWMEESTER, D.: High-frequency single-photon source with polarization control. In: *Nature Photonics* 1 (2007), S. 704–708
- [SSS⁺08] SCHNEIDER, C.; STRAUSS, M.; SÜNNER, T.; HUGGENBERGER, A.; WIENER, D.; REITZENSTEIN, S.; KAMP, M.; HÖFLING, S.; FORCHEL, A.: Lithographic alignment to site-controlled quantum dots for device integration. In: *Applied Physics Letters* 92 (2008), Nr. 18
- [Str10] STRAUF, S.: Quantum optics: Towards efficient quantum sources. In: *Nature Photonics* 4 (2010), S. 132–134
- [SUH⁺05] SONG, H.Z.; USUKI, T.; HIROSE, S.; TAKEMOTO, K.; NAKATA, Y.; YOKOYAMA, N.; SAKUMA, Y.: Site-controlled photoluminescence at telecom-

- munication wavelength from InAs/InP quantum dots. In: *Applied Physics Letters* 86 (2005), Nr. 11
- [SW09] SUN, F.W.; WONG, C.W.: Indistinguishability of independent single photons. In: *Physical Review A* 79 (2009), S. 013824
- [SWB07] SCHLIWA, A.; WINKELNKEMPER, M.; BIMBERG, D.: Impact of size, shape, and composition on piezoelectric effects and electronic properties of In(Ga)As/GaAs quantum dots. In: *Physical Review B* 76 (2007), Nr. 20, S. 205324
- [Tar12] TARTAKOVSKII, A. (Hrsg.): *Quantum Dots*. Cambridge University Press, 2012
- [TCC⁺10] TRAN, N.-V.-Q.; COMBRIÉ, S.; COLMAN, P.; DE ROSSI, A.; MEI, T.: Vertical high emission in photonic crystal nanocavities by band-folding design. In: *Physical Review B* 82 (2010), S. 075120
- [TNA01] TATEBAYASHI, J.; NISHIOKA, M.; ARAKAWA, Y.: Over 1.5 μm light emission from InAs quantum dots embedded in InGaAs strain-reducing layer grown by metalorganic chemical vapor deposition. In: *Applied Physics Letters* 78 (2001), Nr. 22, S. 3469–3471
- [TSMG⁺15] THOMA, A.; SCHNAUBER, P.; M. GSCHREY, M. S.; WOLTERS, J.; SCHULZE, J.-H.; STRITTMATTER, A.; RODT, S.; CARMELE, A.; KNORR, A.; HEINDEL, T.; REITZENSTEIN, S.: Exploring Dephasing of a Solid-State Quantum Emitter via Time- and Temperature- Dependent Hong-Ou-Mandel Experiments. In: *arXiv* arXiv:1507.05900v1 [quant-ph] (2015), S. arXiv:1507.05900
- [TTM⁺14] TAKEMURA, N.; TREBAOL, S.; M. WOUTERS; PORTELLA-OBERLI, M.T.; DEVEAUD, B.: Polaritonic Feshbach resonance. In: *Nature Physics* 10 (2014), S. 500–504
- [TZA⁺06] TRELAKIS, A.; ZIBOLD, T.; ANDLAUER, T.; BIRNER, S.; SMITH, R.K.; MORSCHL, R.; VOGL, P.: The 3D nanometer device project nextnano: Concepts, methods, results. In: *Journal of Computational Electronics* 5 (2006), Nr. 4, S. 285–289
- [UCL⁺14] UDEN, R.G.H. van; CORREA, R. A.; LOPEZ, E. A.; HUIJSKENS, F.M.; XIA, C.; LI, G.; SCHÜLZGEN, A.; WAARDT, H. de; KOONEN, A.M.J.; OKONKWO, C.M.: Ultra-high-density spatial division multiplexing with a few-mode multicore fibre. In: *Nature Photonics* 8 (2014), Nr. 11, S. 865–870

-
- [UMM⁺15] UNSLEBER, S.; MAIER, S.; MCCUTCHEON, D.P.S.; HE, Y.-M.; DAMBACH, M.; GSCHREY, M.; GREGERSEN, N.; MØRK, J.; REITZENSTEIN, S.; HÖFLING, S.; SCHNEIDER, C.; KAMP, M.: Observation of resonance fluorescence and the Mollow triplet from a coherently driven site-controlled quantum dot. In: *Optica* 2 (2015), Nr. 12, S. 1072–1077
- [UMT⁺01] USKOV, A.V.; MAGNUSDOTTIR, I.; TROMBORG, B.; MØRK, J.; LANG, R.: Line broadening caused by Coulomb carrier-carrier correlations and dynamics of carrier capture and emission in quantum dots. In: *Applied Physics Letters* 79 (2001), Nr. 11, S. 1679–1681
- [Var67] VARSHNI, Y.P.: Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. In: *Physica* 34 (1967), Nr. 1, S. 149 – 154
- [VLK⁺05] VAROUTSIS, S.; LAURENT, S.; KRAMPER, P.; LEMAÎTRE, A.; SAGNES, I.; ROBERT-PHILIP, I.; ABRAM, I.: Restoration of photon indistinguishability in the emission of a semiconductor quantum dot. In: *Physical Review B* 72 (2005), S. 041303
- [VMRM01] VURGAFTMAN, I.; MEYER, J.R.; RAM-MOHAN, L.R.: Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys. In: *Journal of Applied Physics* 89 (2001), Nr. 11, S. 5815–5875
- [VZLA09] VAMIVAKAS, A.N.; ZHAO, Y.; LU, C.-Y.; ATATÜRE, M.: Spin-resolved quantum-dot resonance fluorescence. In: *Nature Physics* 5 (2009), S. 198–202
- [WGE75] WU, F.Y.; GROVE, R.E.; EZEKIEL, S.: Investigation of the Spectrum of Resonance Fluorescence Induced by a Monochromatic Field. In: *Physical Review Letters* 35 (1975), S. 1426–1429
- [WHH⁺14] WEI, Y.-J.; HE, Y.; HE, Y.-M.; LU, C.-Y.; PAN, J.-W.; SCHNEIDER, C.; KAMP, M.; HÖFLING, S.; MCCUTCHEON, D.P.S.; NAZIR, A.: Temperature-Dependent Mollow Triplet Spectra from a Single Quantum Dot: Rabi Frequency Renormalization and Sideband Linewidth Insensitivity. In: *Physical Review Letters* 113 (2014), S. 097401
- [WIS⁺02] WAKS, E.; INOUE, K.; SANTORI, C.; FATTAL, D.; VUČKOVIĆ, J.; SOLOMON, G.S.; YAMAMOTO, Y.: Secure communication: Quantum cryptography with a photon turnstile. In: *Nature* 420 (2002), S. 762
- [WR98] WALCK, S.N.; REINECKE, T.L.: Exciton diamagnetic shift in semiconductor nanostructures. In: *Physical Review B* 57 (1998), S. 9088–9096

- [WT] *Wafer Technology*. <http://www.wafertech.co.uk>, Abruf: 11.09.2015
- [WZ82] WOOTTERS, W.K.; ZUREK, W.H.: A single quantum cannot be cloned. In: *Nature* 299 (1982), S. 802–803
- [YC05] YU, P.Y. (Hrsg.); CARDONA, M. (Hrsg.): *Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties*. Springer, 2005
- [YIT93] YAMADA, M.; IDE, Y.; TONE, K.: Interaction of atomic hydrogen with GaAs (001) surface oxide: volatile Ga-oxide formation. In: *Applied Surface Science* 70-71 (1993), Nr. 2, S. 531–535
- [ZL12] ZAJAC, J.M.; LANGBEIN, W.: Structure and zero-dimensional polariton spectrum of natural defects in GaAs/AlAs microcavities. In: *Physical Review B* 86 (2012), S. 195401

Veröffentlichungen des Autors

Veröffentlichungen als Erstautor

- S. Maier, K. Berschneider, T. Steinl, A. Forchel, S. Höfling, C. Schneider und M. Kamp: *Site-controlled InAs/GaAs quantum dots emitting at telecommunication wavelength*, Semiconductor Science and Technology 29, 052001 (2014)
- S. Maier, P. Gold, A. Forchel, N. Gregersen, J. Mørk, S. Höfling, C. Schneider und M. Kamp: *Bright single photon source based on self-aligned quantum dot-cavity systems*, Optics Express 22, 8136-8142 (2014)
- S. Unsleber*, S. Maier*, D.P.S. McCutcheon, Y.-M. He, M. Dambach, M. Gschrey, N. Gregersen, J. Mørk, S. Reitzenstein, S. Höfling, C. Schneider und M. Kamp: *Observation of resonance fluorescence and the Mollow triplet from a coherently driven site-controlled quantum dot*, Optica 2, 1072-1077 (2015), *geteilte Autorenschaft

Veröffentlichungen als Koautor

- K. De Greve, L. Yu, P.L. McMahon, J.S. Pelc, C.M. Natarajan, N. Young Kim, E. Abe, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, R.H. Hadfield, A. Forchel, M.M. Fejer und Y. Yamamoto: *Quantum-dot spin-photon entanglement via frequency downconversion to telecom wavelength*, Nature 491, 421-426 (2012)
- J. S. Pelc, L. Yu, K. De Greve, P.L. McMahon, C.M. Natarajan, V. Esfandyarpour, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, R.H. Hadfield, A. Forchel, Y. Yamamoto und M.M. Fejer: *Downconversion quantum interface for a single quantum dot spin and 1550-nm single-photon channel*, Optics Express 20, 25 (2012)
- K. De Greve, P.L. McMahon, L. Yu, J.S. Pelc, C. Jones, C.M. Natarajan, N. Young Kim, E. Abe, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, R.H. Hadfield, A. Forchel, M.M. Fejer und Y. Yamamoto: *Complete tomography of a high-fidelity*

- solid-state entangled spin-photon qubit pair*, Nature Communications 4, 2228 (2013)
- K. De Greve, P.L. McMahon, L. Yu, J.S. Pelc, C. Jones, C.M. Natarajan, N. Young Kim, E. Abe, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, R.H. Hadfield, A. Forchel, M.M. Fejer und Y. Yamamoto: *Ultrafast optical control of individual electron and hole spin Qubits: entanglement between a single quantum dot electron and a downconverted 1560-nm single photon*, SPIE Proceedings, Volume 8635, Advances in Photonics of Quantum Computing, Memory, and Communication VI, 86350B (2013)
 - S. Höfling, K. De Greve, P.L. McMahon, D. Press, L. Yu, J.S. Pelc, C.M. Natarajan, N.Y. Kim, E. Abe, S. Maier, D. Bispinng, F. Langer, C. Schneider, M. Kamp, R.H. Hadfield, A. Forchel, M.M. Fejer und Y. Yamamoto: *Single spins in semiconductor quantum dot microcavities*, SPIE Proceedings 8813, Spintronics VI, 88130F (2013)
 - P. Gold, A. Thoma, S. Maier, S. Reitzenstein, C. Schneider, S. Höfling und M. Kamp: *Two-photon interference from remote quantum dots with inhomogeneously broadened linewidths*, Physical Review B 89, 035313 (2014)
 - A. A. Maksimov, I. I. Tartakovskii, E. V. Filatov, S.V. Lobanov, N.A. Gippius, S.G. Tikhodeev, C. Schneider, M. Kamp, S. Maier, S. Höfling und V. D. Kulakovskii: *Circularly polarized light emission from chiral spatially-structured planar semiconductor microcavities*, Physical Review B 89, 045316 (2014)
 - T. Braun, C. Schneider, S. Maier, R. Igusa, S. Iwamoto, A. Forchel, S. Höfling, Y. Arakawa und M. Kamp: *Temperature dependency of the emission properties from positioned In(Ga)As/GaAs quantum dots*, AIP Advances 4, 097128 (2014)
 - C.-M. Lee, H.-J. Lim, C. Schneider, S. Maier, S. Höfling, M. Kamp, und Y.-H. Lee: *Efficient single photon source based on a μ -fibre-coupled tunable microcavity*, Scientific Reports 5, 14309 (2015)
 - L. Yu, C.M. Natarajan, T. Horikiri, C. Langrock, J.S. Pelc, M.G. Tanner, E. Abe, S. Maier, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp, R.H. Hadfield, M.M. Fejer, und Y.

Yamamoto: *Two-photon interference at telecom wavelengths for time-bin-encoded single photons from quantum-dot spin qubits*, Nature Communications 6, 8955 (2015)

- S. Unsleber, C. Schneider, S. Maier, Y.-M. He, S. Gerhard, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, M. Kamp, and S. Höfling: *Deterministic generation of bright single resonance fluorescence photons from a Purcell-enhanced quantum dot-micropillar system*, Optics Express, 23, 32977-32985 (2015)
- X. Ding, Y. He, Z.-C. Duan, N. Gregersen, M.-C. Chen, S. Unsleber, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling, C.-Y. Lu, and J.-W. Pan: *On-Demand Single Photons with High Extraction Efficiency and Near-Unity Indistinguishability from a Resonantly Driven Quantum Dot in a Micropillar*, Physical Review Letters, 116, 020401 (2016)
- P. Androvitsaneas, A.B. Young, C. Schneider, S. Maier, M. Kamp, S. Höfling, S. Knauer, E. Harbord, C.Y. Hu, J.G. Rarity, and R. Oulton: *A charged quantum dot micropillar system for deterministic light matter interactions*, Physical Review B, 93, 241409(R) (2016)
- S. Unsleber, Y.-M. He, S. Maier, S. Gerhardt, C.-Y. Lu, J.-W. Pan, M. Kamp, C. Schneider and S. Höfling: *Highly indistinguishable on-demand resonance fluorescence photons from a deterministic quantum dot micropillar device with 74% extraction efficiency*, Optics Express, 24, 8539-8546 (2016)
- C. Hopfmann, A. Musial, S. Maier, M. Emmerling, C. Schneider, S. Höfling, M. Kamp und S. Reitzenstein: *Efficient stray-light suppression for resonance fluorescence in quantum dot micropillars using self-aligned metal apertures*, Semiconductor Science and Technology 31, 9 (2016)
- C.-M. Lee, H.-J. Lim, M. Lee, C. Schneider, S. Maier, S. Höfling, M. Kamp, and Y.-H. Lee: *Microfiber-microcavity system for efficient single photon collection*, Optics Express, 24, 23471-23480 (2016)
- Y.-M. He, J. Liu, S. Maier, M. Emmerling, S. Gerhardt, M. Davanço, K. Srinivasan, C. Schneider, and S. Höfling: *Deterministic implementation of a bright, on-demand*

single-photon source with near-unity indistinguishability via quantum dot imaging, Optica, 4, 802-808 (2017)

Tagungsbeiträge

- S. Maier, A. Huggenberger, C. Schneider, A. Forchel, S. Höfling und M. Kamp: *Fine structure splitting of MBE grown site-controlled In(Ga)As quantum dots*, International Nano-Optoelectronics Workshop (INOW 2012), 7. - 15. August 2012, Stanford (USA)
- A. Huggenberger, S. Maier, P. Gold, T. Heindel, S. Reitzenstein, A. Forchel, C. Schneider, S. Höfling und M. Kamp: *Site-controlled quantum dots: Narrow emission linewidth and electrically driven single photon sources*, 17th International Conference on Molecular Beam Epitaxy (MBE 2012), 23. - 28. September 2012, Nara (Japan)
- S. Maier, A. Huggenberger, P. Gold, T. Heindel, C. Schneider, S. Höfling, S. Reitzenstein, M. Kamp und A. Forchel: *Site-controlled quantum dots: Narrow emission linewidth and electrically driven single photon sources*, Joint Workshop on Advances in Nanophotonics 2012, Würzburg, 14. - 15. November 2012, Würzburg (Deutschland)
- S. Maier, P. Gold, C. Schneider, A. Forchel, S. Höfling und M. Kamp: *Bright single photon sources based on low density and site-controlled InAs QDs*, 1. Sino-German Solid-State Quantum Information Symposium 2013, 16. - 20. September 2013, Würzburg (Deutschland)
- S. Maier, P. Gold, A. Forchel, N. Gregersen, S. Höfling, C. Schneider und M. Kamp: *Bright quantum dot single photon source based on a low Q defect cavity*, Quantum Information and Measurement (QIM), 18. - 20. März 2014, Berlin (Deutschland)
- S. Maier, P. Gold, A. Forchel, N. Gregersen, S. Höfling, C. Schneider und M. Kamp: *Bright planar single photon source and two photon interference from quantum dots*, Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, 30. März - 04. April 2014, Dresden (Deutschland)

- S. Maier, P. Gold, N. Gregersen, C. Schneider, M. Kamp and S. Höfling: *Planar high efficient single photon source based on a Gaussian-shaped defect cavity*, Advances in Quantum Materials, Quantum Physics and Nanophotonics, 15. April - 17. April 2015, Würzburg (Deutschland)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all jenen danken, die zum Gelingen dieser Doktorarbeit beigetragen haben:

Herrn Prof. Dr. Sven Höfling für die Aufnahme an den Lehrstuhl für Technische Physik, die interessante Themenstellung, die Übernahme der Betreuung meiner Doktorarbeit und das entgegengebrachte Vertrauen.

Herrn Dr. Christian Schneider für die fortwährende Unterstützung und Betreuung meiner wissenschaftlichen Arbeit am Lehrstuhl, die zahlreichen fruchtbaren Diskussionen, guten Ratschläge und Tipps.

Herrn Dr. Martin Kamp für die Unterstützung unter seiner Leitung des Lehrstuhls für Technische Physik.

Herrn Prof. Dr. Jean Geurts, dass er sich bereit erklärt hat das Zweitgutachten für meine Doktorarbeit anzufertigen.

Herrn Prof. Dr. Ronny Thomale, dass er sich bereit erklärt hat als Prüfer in der Doktorprüfung mitzuwirken.

Herrn Dr. Peter McMahon und der gesamten Arbeitsgruppe um Yoshihisa Yamamoto an der Universität Stanford für sehr gute Zusammenarbeit und die spannenden Experimente.

Herrn Dr. Nils Gregersen und der gesamten Arbeitsgruppe um Jesper Mørk an der technischen Universität von Dänemark für sehr gute Zusammenarbeit, die theoretischen Modelle und Simulationen, die ein Verständnis der Defektkavitäten in den effizienten planaren Einzelphotonenquellen erst möglich machte.

Meinen Masterandinnen und Masteranden Katrina Berschneider, Julia-Antonia Merklein und Jonas Kapraun für ihren Einsatz und die Unterstützung.

Meinen aktuellen und ehemaligen Bürokolleginnen und -kollegen Anne Schade, Karol Winkler, Jonas Kapraun, Ben Bradel, Christian Schneider, Alexander Huggenberger, Matthias Lerner, Julian Treu und Stephan Kuhn für die angenehme Arbeitsatmosphäre.

Meinen Kollegen aus der Spektroskopie, insbesondere Peter Gold und Sebastian Unsleber für die gute Zusammenarbeit.

Meinen Kollegen der Support-Gruppe, Margit Wagenbrenner, Theresa Steinl, Monika Emmerling, Adriana Wolf und Silke Kuhn für die ausdauernde und erstklassige Unterstützung bei vielfältigen Laborarbeiten.

Herrn Gerhard Heller für seine kompetente und professionelle Hilfe bei technischen Problemen aller Art.

Allen Kollegen, Praktikanten und Austauschstudenten am Lehrstuhl für eine spannende, bereichernde und schöne Zeit.

Meinen Eltern und Geschwistern dafür, dass sie mich während des gesamten Studiums und der Promotion unterstützt haben.

Versicherung an Eides statt

Gemäß §5 Abs. 2 Ziff. 2 der Promotionsordnung der Fakultät für Physik und Astronomie der Julius-Maximilians-Universität Würzburg vom 22. September 2003

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

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

Am 08.07.2011 wurde mir von der Julius-Maximilians-Universität Würzburg der akademische Grad „Diplom-Ingenieur (Univ.)“ nach erfolgreicher Teilnahme am Studiengang Nanostrukturtechnik verliehen. Weitere akademische Grade habe ich weder erworben noch versucht zu erwerben.

Würzburg, den 12. Januar 2016

Sebastian Maier