

Entwicklung einer autark operierenden Plug-and-Play-Einzelphotonenemittereinheit

vorgelegt von
Master of Science
Alexander Schlehahn
aus Lohr a. Main

von der Fakultät II - Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Naturwissenschaften
- Dr. rer. nat. -

genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr. Michael Lehmann
Gutachter: Prof. Dr. Stephan Reitzenstein
Gutachter: Prof. Dr. Oliver Benson

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 4. September 2017

Berlin 2018

Zusammenfassung

Durch die stetige Entwicklung von Anwendungsmöglichkeiten der Quantentechnologie steigt auch die Nachfrage nach effizienten und qualitativ hochwertigen Quellen einzelner Photonen, welche den Grundstein vieler dieser praktischen Konzepte bilden. Daher wird im Rahmen dieser Arbeit die Entwicklung einer kältemittelunabhängigen, fasergekoppelten Einzelphotonenemittereinheit, basierend auf InGaAs-Quantenpunkten, dargestellt. Hierfür werden zunächst die Grundlagen von nicht-klassischem Licht und dessen Emission durch Quantenpunkte beschrieben. Ferner wird auf die Lichtauskopplung aus Halbleitern und die Lichtführung in Glasfasern eingegangen, bevor die experimentellen Methoden zur Charakterisierung der Emitter erläutert werden. Um eine Übersicht über relevante Quellen auf Quantenpunktbasis zu geben und deren Tauglichkeit für einen Plug-And-Play-Einzelphotonendemonstrator zu prüfen, werden die spektralen und statistischen Eigenschaften von Bauteilen mit vergrabenen Verspannungszentrum, Mikrosäulenresonatoren und optisch bzw. elektrisch angeregten Mikrolinsen verglichen. Es wird beobachtet, dass alle Quellen bei Anregungsfrequenzen von einigen hundert Megahertz und teilweise sogar bis in den Gigahertzbereich Einzelphotonenemission zeigen können, sich aber Mikrolinsen wegen ihrer breitbandig erhöhten Auskoppelleffizienz von bis zu 29 % als vielversprechendste Kandidaten für eine Faserkopplung und Integration in den Demonstrator erweisen. Der wichtigste Schritt zur praktischen Verwendung von Quantenpunkten ist es, die Unabhängigkeit von jeglicher Kältemittelversorgung zu gewährleisten. Daher wird im anschließenden Kapitel gezeigt, dass die Charakterisierung und der Nachweis einzelner Photonen auch mit einem kompakten Stirlingkühler mit einer Basistemperatur von 29 K durchgeführt werden können. Der direkte Vergleich von Autokorrelationsmessungen des selben Quantenpunktzustands im konventionellen Helium-Flusskryostat und im Stirlingkryostat weist nahezu identische $g^{(2)}(0)$ -Werte von 0,03 bzw. 0,04 auf. Darauffolgend wird erläutert, wie eine unmittelbare Glasfaserankopplung von Quantenpunktstrukturen realisiert werden kann, die Umsetzung beider präsentierter Methoden - ein selbstzentrierendes Steckprinzip und eine Ansatz durch Verkleben der Komponenten - wird dargelegt und Vor- und Nachteile werden diskutiert. Der zweite Ansatz wird anschließend zur Demonstration von Einzelphotonenemission aus statistisch gekoppelten Quantenpunkten verwendet. In einem finalen Schritt, werden alle einzeln präsentierten Komponenten zu einer alleinstehenden Einzelphotonene-

mittereinheit zusammengefügt. Dieser Demonstrator besitzt einen optisch angeregten, an eine mehrmodige Glasfaser gekoppelten Emitter in einer Mikrolinsenstruktur, welcher von einem Stirlingkühler auf 40 K gekühlt wird. Die gesamten Teile, welche zur Generation der einzelnen Photonen benötigt werden, sind in einen kompakten und variabel einsetzbaren 19"-Messrackeinschub integriert. Die Einzelphotonenemission steht dem Nutzer direkt über einen Glasfaseranschluss zur Verfügung. Dieses Ergebnis stellt einen wichtigen Schritt bei der Entwicklung praktisch einsetzbarer und qualitativ hochwertiger Einzelphotonenmittereinheiten dar und demonstriert das große Potenzial dieses Ansatzes, die gemeinhin genutzten, abgeschwächten Laserquellen durch reale Einzelphotonenquellen zu ersetzen.

Abstract

The on-going development of applications for quantum technology also continuously increases the demand for efficient, high-quality sources of single photons, which form the basis for many of these practical concepts. Therefore, within this work, the development of a cryogen-independent, fiber-coupled single-photon-sourcing unit, based on InGaAs quantum dots, is shown. First, the basics of non-classical light and its emission by quantum dots is described. Moreover, light extraction from semiconductors and light guiding in glass fibers is explained before the experimental methods for characterizing the emitters are shown. In order to provide an overview of relevant quantum-dot sources and to examine their suitability for a plug-and-play single-photon demonstrator, spectral and statistical properties of structures with buried stressors, micropillar resonators and optically and electrically driven microlenses are compared. One can observe that all sources show single-photon emission at excitation frequencies of a few hundred megahertz, partially up to the gigahertz scale, but, as they provide broadband enhancement of the outcoupling efficiency of up to 29%, microlenses are the most promising candidates for fiber-coupling and integration into a demonstrator. The most important step towards the practical use of quantum dots is to achieve independence from any cryogen supply. Thus, the following chapter shows that the characterization and the observation of single photons can also succeed with a compact Stirling-cryocooler with a base temperature of 29 K. A direct comparison of autocorrelation measurements obtained from the same quantum-dot state placed inside a conventional flow cryostat and inside a Stirling cryostat shows almost identical $g^{(2)}(0)$ -values of 0.03 and 0.04. Subsequently, it is explained how a direct fiber coupling of quantum-dot structures can be realized, the implementation of both presented methods - a self-centering stacking principle and an approach based on glueing the components together - is shown and the pros and cons are discussed. The second approach is used to demonstrate single-photon emission from statistically coupled quantum dots. Within a final step, all presented components are assembled to form a stand-alone single-photon-sourcing unit. This demonstrator includes an optically driven emitter embedded within a microlens structure, coupled to a multi-mode fiber, and cooled by a Stirling-cryocooler to 40 K. All parts which are necessary for the generation of single photons are integrated into a compact and variably insertable 19" rack drawer. Single-photon emis-

sion is provided directly to the user by a fiber port. This result presents an important step towards the development of practically applicable single-photon-sourcing units with high quality and demonstrates this approach's great potential to replace commonly used, attenuated laser sources by real single-photon emitters.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	iii
1 Einleitung	1
2 Grundlagen	5
2.1 Statistische Eigenschaften von Licht	5
2.2 Halbleiter-Quantenpunkte	7
2.2.1 Herstellung	8
2.2.2 Energetische Zustände	10
2.2.3 Elektrische Anregung von Quantenpunkten	13
2.3 Lichtauskopplung aus Halbleitern	15
2.4 Kavitäts effekte	17
2.5 Wellenleitung in Glasfasern	20
3 Experimentelle Methoden	23
3.1 Spektrale Charakterisierung und Identifikation von Quantenpunktzuständen	23
3.1.1 Freistrahls charakterisierung	23
3.1.2 Charakterisierung von fasergekoppelten Proben	26
3.2 Zeitaufgelöste Photolumineszenzspektroskopie	27
3.3 Messung der Photonenstatistik	28
3.4 Messung der Photonenununterscheidbarkeit	33
3.5 Effizienz des Messaufbaus	34
4 Vergleich verschiedener Quantenpunkt-Einzelphotonenemitter	37
4.1 Quantenpunkt-Bauteile mit vergrabem Spannungszentrum	37
4.2 Quantenpunkt-Mikrosäulenresonatoren	42
4.3 Deterministische Quantenpunkt-Mikrolinsen	48
4.4 Elektrisch kontrollierte Quantenpunkt-Mikrolinsen	54
4.5 Vergleichende Betrachtung	62

5	Einzelphotonenemitter im Stirlingkryokühler	65
5.1	Prinzip des Stirlingkühlers	65
5.2	Verwendete Stirlingkühler	66
5.3	Stirlingkühler für Freistrahl-Einzelphotonenexperimente	68
6	Fasergekoppelte Quantenpunkt-Einzelphotonenemitter	73
6.1	Faserkopplungsmethoden	73
6.1.1	Selbstausrichtende Steckverbindung	74
6.1.2	Klebeverbindung	76
6.2	Optische Anregung	80
6.2.1	Präzision der selbstausrichtenden Steckverbindung	80
6.2.2	Präzision der Klebeverbindung	82
6.2.3	Einzelphotonenemission fasergekoppelter Quantenpunktemitter . . .	83
6.3	Elektrische Anregung	85
7	Plug-and-Play-Einzelphotonenemitter-Demonstrator	89
7.1	Aufbau des Demonstrators	89
7.2	Betrieb des Demonstrators	91
8	Ergebnisse und Ausblick	99
	Literaturverzeichnis	103
A	Anpassungsmodelle für Photonenaufkorrelationsmessungen	119
B	Prozesstechnologie für deterministische Quantenpunkt-Mikrosäulenresonatoren	123
C	Strahlenoptische Betrachtung von monolithischen Mikrolinsen	127
D	Kostenvergleich verschiedener Kryostate	129
E	Probenübersicht	131
	Danksagung	139
	Erklärung zu Vorveröffentlichungen	141
	Versicherung an Eides statt	145

1 Einleitung

In einer zunehmend vernetzten Welt ist die Frage nach dem Schutz der Daten des Einzelnen jederzeit präsent. Besonders der sogenannte NSA-Abhörskandal des Jahres 2013 hat zu einer starken Sensibilisierung der Öffentlichkeit für dieses Thema geführt und Unternehmen wie auch Privatpersonen versuchen nun, ihre Daten so gut es geht zu schützen. In der Physik hingegen beschäftigt man sich schon seit Ende des 20. Jahrhunderts mit dem Problem, Daten so zu verschlüsseln, dass es Außenstehenden physikalisch unmöglich ist, die Daten zu dechiffrieren. Das früheste Beispiel hierfür ist das BB84-Protokoll [Ben84], welches vorsieht, einen Schlüssel am Ort A auf nicht-klonbare Quantenzustände [Woo82] zu projizieren und diesen durch destruktive Messung der Zustände am Ort B zu rekonstruieren. Man spricht hierbei von einer Quantenschlüsselverteilung (engl.: quantum key distribution, QKD). Die eigentlichen Daten können nach dem sicheren Austausch eines Einmalschlüssels ohne Bedenken über öffentliche Kanäle ausgetauscht werden [Sha49]. Experimentelle Fortschritte belegen bereits die praktische Einsetzbarkeit der QKD [Pee09, Tak10, Rau14]. Dass diese Art der Kommunikation bald flächendeckend notwendig sein wird, wird besonders klar, wenn man sich die Fortschritte bei der Entwicklung von klassischen Cloud- und Supercomputern [Val15] oder Quantencomputern [Kin15] ansieht. Durch die Implementation des Shor-Algorithmus [Sho97] könnten diese Computer standardmäßig verwendete, klassische Verschlüsselungstechniken, wie beispielsweise das RSA-Protokoll [Riv78], die in der Regel auf rechenaufwändiger Primfaktorzerlegung beruhen, mit minimalem Aufwand dechiffrieren [Mon16]. Es ist also naheliegend, Quellen nicht-klonbarer Quantenzustände, insbesondere einzelner Photonen, die sich besonders für die QKD eignen, zu entwickeln.

Die Emission einzelner Photonen konnte schon 1977 von Kimble et al. an atomaren Zuständen nachgewiesen werden [Kim77]. Heutzutage sind verschiedenste Quellen bekannt [Eis11, Aha16] und auch Laserlicht, das eigentlich eine klassische Photonenstatistik aufweist, kann durch technische Verfahren wie das sogenannte Heralding in Kombination mit parametrischer Konvertierung auf einzelne Photonen reduziert werden [Fas04]. Wegen ihrer Effizienz und Emissionsqualität, haben sich jedoch Halbleiter-basierte Quellen, insbesondere null-dimensionale Strukturen wie Quantenpunkte (QPe) [Gol85], als vielversprechendstes System erwiesen [Mic00b, Shi07]. Aufgrund ihrer Größe im Bereich der De-

Broglie-Wellenlänge von Elektronen und Löchern im Halbleiter, bilden QPe diskrete Energieniveaus für Ladungsträger aus und werden daher auch als künstliche Atome bezeichnet [Gér01, Fin01a]. Die Herausforderungen, die mit der Verwendung von QPen zur Erzeugung einzelner Photonen einhergehen, sind vor allem die gezielte Integration in Strukturen mit effizienter Lichtauskopplung [Bar02], die Ankopplung dieser Strukturen an handelsübliche Glasfasern und die Temperaturabhängigkeit der QP-Emission. Alle drei Probleme werden im Rahmen dieser Arbeit detailliert erläutert und experimentell behandelt, mit dem Ziel eine autark operierende, fasergekoppelte Einzelphotonenemittereinheit zu verwirklichen. Im hier präsentierten Ansatz ist diese in einen kompakten Einschub für 19"-Messracks integriert und benötigt, nach initialem Evakuieren der Vakuumprobenkammer, lediglich einen Stromanschluss zum Betrieb und kann so unabhängig von einer lokalen Versorgung mit Kältemitteln operieren. Dies bietet die Möglichkeit, Einzelphotonenexperimente außerhalb eines speziell ausgestatteten Labors durchzuführen, wodurch der Einsatz in Kommunikationsnetzwerken oder metrologischen Anstalten finden kann [Chu14].

Für das Verständnis der Grundlagen wird in Kap. 2 zunächst auf die Charakteristika von Licht eingegangen. Anschließend werden die Herstellung und die energetischen Charakteristika von QPen erläutert. Nach der Lichtauskopplung aus Halbleitern wird noch die Wechselwirkung von Licht mit optischen Resonatoren und abschließend die strahlenoptische Lichteinkopplung in Glasfasern behandelt.

Kap. 3 gibt eine umfassende Einführung in die Messmethoden, welche für die Charakterisierung von Quantenemittern nötig sind. Darunter fallen zunächst die Bestimmung der QP-Zustände in Freistrahls- sowie in fasergekoppelter Messung. Anschließend werden Start-Stopp-Experimente zur Untersuchung der Zeitabhängigkeit, der Statistik und der Ununterscheidbarkeit der QP-Emission vorgestellt.

Der Hauptteil befasst sich zu Beginn (Kap. 4) mit der Technologie und Charakterisierung verschiedener QP-basierter Strukturen, um die ideale Quelle für Faserkopplung und Integration in eine Einzelphotonenemittereinheit zu bestimmen. Untersucht werden Strukturen basierend auf vergrabenen Verspannungszentren, Mikrosäulenresonatoren sowie monolithisch integrierte, optisch und elektrisch angeregte Mikrolinsen. Diese werden anhand ihrer Emissionsqualität, Intensität, dem Einzelphotonencharakter der Emission und strukturellen Eigenheiten bewertet und verglichen.

Kap. 5 befasst sich mit der geforderten Unabhängigkeit der QP-Emission von einer Käl-

temittelinfrastruktur. Hierfür wird das Konzept des Stirlingkühlers eingeführt und eine kurze Übersicht über die zwei Geräte gegeben, die im Rahmen dieser Arbeit zum Einsatz kamen. Anschließend werden erstmalig die Charakterisierung von nicht-klassischen Emittern und der Nachweis von Einzelphotonenemission unter Kühlung durch einen Stirlingkühler demonstriert und mit Ergebnissen unter konventioneller Helium-Fluss-Kühlung verglichen.

Die Faserkopplung von QP-basierten Einzelphotonenemittern wird in Kap. 6 behandelt. Hierbei werden zunächst zwei Ansätze - ein selbstzentrierendes Steckprinzip und eine präzise Klebetechnik - vorgestellt und deren Präzision und Eignung für den Einsatz in einer Einzelphotonenemittereinheit untersucht. Schließlich wird ein Nachweis für Einzelphotonenemission aus einer fasergekoppelten QP-Struktur erbracht und elektrisch getriebene Emission aus QP-Strukturen in eine Glasfaser demonstriert.

Der experimentelle Teil endet mit Kap. 7, welches das Ziel der Arbeit, eine autark operierende Plug-and-Play-Einzelphotonenemittereinheit, behandelt. Nach der Präsentation der generellen Anforderungen und dem angestrebten Aufbau, wird der Betrieb einer fasergekoppelten, deterministisch prozessierten QP-Struktur, welche in den Demonstrator integriert wurde, gezeigt. Um die Tauglichkeit und Widerstandsfähigkeit des Ansatzes zu unterstreichen, wird der Dauerbetrieb in einer 100 Stunden langen Autokorrelationsmessung sowie eine Kühlzyklenanalyse der Emission präsentiert.

Zuletzt werden die gewonnenen Erkenntnisse in Kap. 8 zusammengefasst und im Kontext des aktuellen Stands der Technik diskutiert. Schließlich wird ein Ausblick auf weiterführende Experimente und Entwicklungen gegeben.

2 Grundlagen

Dieses Kapitel erläutert die theoretischen Grundlagen, die für das Verständnis dieser Arbeit nötig sind. Zunächst wird auf die statistischen Eigenschaften von Licht und die relevanten quantenmechanischen Charakteristika von einzelnen Photonen eingegangen. In Kapitel 2.2 werden die Herstellung und die energetischen Besonderheiten der untersuchten null-dimensionalen Nanostrukturen erläutert. Anschließend wird die Lichtauskopplung aus Halbleitern, der Einfluss eines optischen Resonators auf die Lichtemission und die Wellenleitung in Glasfasern betrachtet.

2.1 Statistische Eigenschaften von Licht

Man unterscheidet in der Regel zwischen drei verschiedenen, relevanten Arten von Lichtquellen: thermische, kohärente und nicht-klassische. Diese Arten sind anhand ihrer Photonenzahlstatistik, also der Wahrscheinlichkeit P bei einer gegebenen mittleren Photonenzahl $\langle n \rangle$ eine bestimmte Anzahl an Photonen in dem Lichtfeld vorzufinden, eingeteilt. Man erhält experimentellen, indirekten Zugriff auf diese Statistik durch Intensitäts-Autokorrelationsmessungen zweiter Ordnung. Für diese gilt im stationären Grenzfall nach Loudon [Lou00a] allgemein in monomodigen elektromagnetischen Feldern

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \rangle}{\langle \hat{a}^\dagger \hat{a} \rangle^2} = 1 + \frac{(\Delta n)^2 - \langle n \rangle}{\langle n \rangle^2}, \quad (2.1)$$

mit dem Erzeugungs- bzw. Vernichtungsoperator \hat{a} und \hat{a}^\dagger , unter Verwendung des Kommutators $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = \hat{a}\hat{a}^\dagger - \hat{a}^\dagger\hat{a} = 1$ und dem Anzahloperator $\hat{n} = \hat{a}^\dagger\hat{a}$, wobei $\hat{n}|n\rangle = n|n\rangle$ gilt. Da die Formel zeitinvariant ist, ergibt sich durch direktes Einsetzen der für jede Art von Lichtquelle eigenen Varianz in Gl. 2.1:

- **Thermische Lichtquelle**

Die Photonen zeigen eine geometrische Verteilung (vgl. Abb. 2.1, a)) mit der Wahrscheinlichkeit

$$P(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{(1 + \langle n \rangle)^{1+n}} \quad (2.2)$$

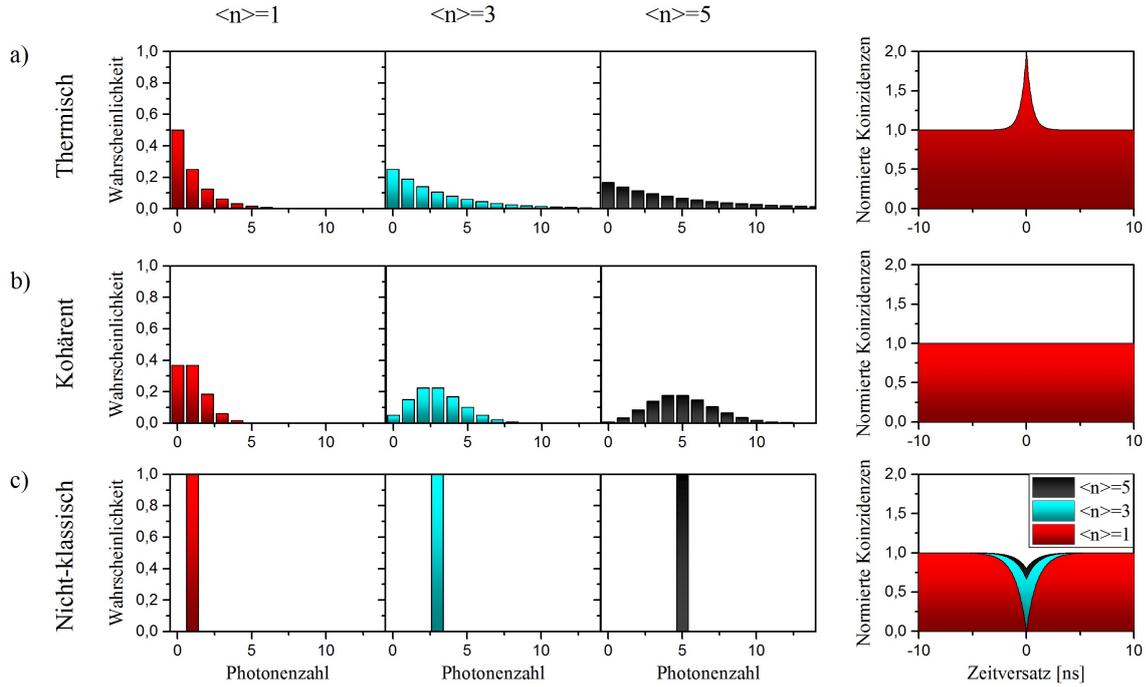


Abbildung 2.1: Statistische Eigenschaften von thermischen (a), kohärenten (b) und nicht-klassischen Lichtquellen (c). Im linken Bildteil ist die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Photonen für unterschiedliche Erwartungswerte $\langle n \rangle$, im rechten die zugehörige Autokorrelationsfunktion $g^{(2)}(\tau)$ aufgetragen.

und der Varianz $(\Delta n)^2 = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle$. Daraus ergibt sich

$$g^{(2)}(0) = 2, \quad (2.3)$$

was zu einem sogenannten Bunching (gemeinsames Auftreten) in der Autokorrelationsmessung führt.

- **Kohärente Lichtquelle**

Die Photonen zeigen eine Poisson-Verteilung (vgl. Abb. 2.1, b)) mit der Wahrscheinlichkeit

$$P(n) = e^{-\langle n \rangle} \frac{\langle n \rangle^n}{n!} \quad (2.4)$$

und der Varianz $(\Delta n)^2 = \langle n \rangle$. Daraus ergibt sich

$$g^{(2)}(0) = 1. \quad (2.5)$$

- **Nicht-klassische Lichtquelle**

Die Photonen zeigen eine deltaförmige Verteilung (vgl. Abb. 2.1, c)) mit der Wahrscheinlichkeit

$$P(n) = \begin{cases} 1, & \text{für } n = \langle n \rangle \\ 0, & \text{sonst} \end{cases} \quad (2.6)$$

und der Varianz $(\Delta n)^2 = 0$. Daraus ergibt sich

$$g^{(2)}(0) = 1 - \frac{1}{n}, \quad (2.7)$$

was zu einem sogenannten Antibunching (nicht gemeinsames Auftreten) in der Autokorrelationsmessung führt.

Man erkennt, dass der $g^{(2)}(0)$ -Wert in den ersten beiden Fällen konstant ist. Nur bei nicht-klassischen Lichtfeldern, sogenannten Zahl- oder Fockzuständen, hängt die Form der Korrelation tatsächlich von der Photonenzahl ab. Es ist folglich auch nicht möglich durch das einfache Verringern der mittleren Photonenzahl in kohärenten oder thermischen Lichtfeldern die Vereinzelung von Photonen zu garantieren. Dies ist besonders hinsichtlich technischer Anwendungen in der Quantenkommunikation ein Kriterium, das echte Einzelphotonenemitter unabdingbar macht.

Im Rahmen dieser Arbeit wird über Intensitäts-Autokorrelationsmessungen auf die Photonenzahl geschlossen (vgl. Kap. 3.3). Ein Ansatz direkten Zugriff auf die präsentierten Photonenzahlen zu erhalten, also Lichtfelder Photonenzahl-aufgelöst zu untersuchen, bieten kalorimetrische Detektoren, die am Rande der Supraleitung betrieben werden und das Zählen der auftreffenden Photonen anhand ihres Energieeintrags erlauben [Ger16].

2.2 Halbleiter-Quantenpunkte

Halbleiter-Quantenpunkte sind wenige zehn Nanometer breite und meist unter zehn Nanometer hohe, einkristalline Strukturen, bestehend aus wenigen hundert bis einigen tausend Atomen innerhalb einer umgebenden Matrix. Ist die Bandlücke des QP-Materials kleiner als die des Matrixmaterials, kann man sie vereinfacht als dreidimensionalen Potentialtopf betrachten. Ihre kleine Ausdehnung führt dann zur Ausbildung von atomar-energetischen Strukturen, weshalb QPe auch als künstliche Atome bezeichnet werden [Gér01, Fin01a]. Eine dieser Eigenschaften sind diskrete Energieniveaus, deren Besetzung mit Ladungsträgern dem Pauli-Prinzip unterliegt und die sich daher zur Erzeugung einzelner Photonen eignen. Da sie in einem Kristallgitter eindeutig lokalisiert sind, lassen sich Halbleiter-QPe relativ leicht handhaben, beispielsweise werden im Gegensatz zu atomaren Systemen kei-

ne aufwendigen Kühlfallen benötigt, und sind daher ideale Quellen im Hinblick auf eine mobile, kältemittelunabhängige Einzelphotonenerzeugung.

2.2.1 Herstellung

Bei der Herstellung von Halbleiter-QPEn kommen hauptsächlich Molekularstrahlepitaxie oder Metallorganische-Gasphasenepitaxie zum Einsatz, die zur Abscheidung von kristallinen Schichten mit Monolagen-Genauigkeit auf einem Halbleitersubstrat entwickelt wurden. In beiden Fällen wird die Oberfläche eines aufgeheizten Kristalls einzelnen Atomen des gleichen oder eines anderen geeigneten Materials ausgesetzt. Die auf die Oberfläche treffenden Atome können nun adsorbiert werden und durch thermisch angeregte Oberflächendiffusion auf andere adsorbierte Atome treffen. Ist die kritische Masse einer solchen Atomgruppierung erreicht, steigt die für die Diffusion nötige Energie über die thermische Anregung an und eine lokalisierte Keimzelle für eine neue Kristallschicht bildet sich. An diesen Keimen können nun weitere freie oder diffundierende Atome einen energetisch günstigen Gitterplatz finden, bis eine komplette Monolage entstanden ist. Bietet man dem Kristall freie Atome des selben Elements an, führt dieser Prozess wegen der identischen Gitterkonstante zu einer verspannungsfreien Schicht (Frank-van-der-Merwe-Wachstum [Fra49]). Haben die Materialien jedoch eine unterschiedliche Gitterkonstante, werden sich die Atome abhängig von Verspannung und freier Oberflächenenergie anordnen [Lay78]. Für Kristalle mit Gitterkonstanten, die um einige Prozent abweichen, wie zum Beispiel den binären Verbindungshalbleitern GaAs (5,65 Å) und InAs (6,06 Å), kommt es beim Wachstum zunächst zur Ausbildung mindestens einer pseudomorph verspannten Kristallschicht (Benetzungsschicht, vgl. Abb. 2.2, a) und b)) [SQ6]. Wird die Verspannung der Schichten größer als die Oberflächenenergien, ordnen sich die neuen Atome nicht mehr in Schichten sondern in pyramidalen Strukturen an, die es dem Kristall erlauben, die ursprüngliche Gitterkonstante anzunehmen (vgl. Abb. 2.2, c)) [Bas12]. Dieser Wachstumsmodus wird als Stranski-Krastanow-Wachstum [Str38] bezeichnet und stellt die gängigste Methode dar, selbstorganisierte Halbleiter-QPe herzustellen.¹ Für die Integration der QPe in funktionelle Strukturen ist entweder eine Kontrolle über die Position der QPe oder aber über die Position der Struktur relativ zum QP notwendig. Auf zweiteres wird in Kapitel 4.3 eingegangen. Für ersteres ist es möglich, den selbstorganisierten Wachstumsmodus hinsichtlich der Position der QPe durch gezielt eingesetzte Verspannungszentren unter der Oberfläche zu beeinflussen [Str12b]. Dieser Prozess wird in Kapitel 4.1.1 detailliert erläutert. Alternativ

¹ Ein dritter Modus, bei dem ein dreidimensionales Wachstum ohne vorheriges Ausbilden einer Benetzungsschicht eintritt, wird als Volmer-Weber-Wachstum bezeichnet [Vol26].

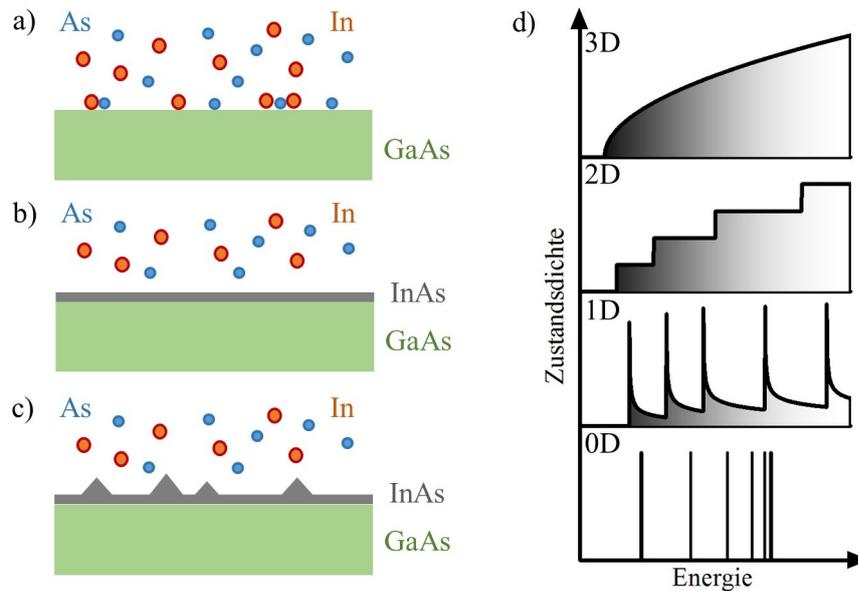


Abbildung 2.2: a)-c) Schematisches Wachstum von InAs-Quantenpunkten im selbstorganisierten Stranski-Krastanow-Modus. Zunächst werden einzelne Indium- (orange) und Arsen-Atome (blau) aus der Gasphase adsorbiert (a), die sich auf dem GaAs-Substrat (grün) zu Monolagen von InAs (grau) formen (b). Wird die Verspannung größer als die Oberflächenenergie (c), entspannen sich die Monolagen in energetisch günstigere, dreidimensionale Inseln. d) Schematische Entwicklung der Zustandsdichte in Halbleitern vom unendlich ausgehnten Kristall (3D) zum Quantenpunkt (0D).

kann auch durch strukturelle Eingriffe in die Oberfläche eine gezielte Akkumulation von Atomen erreicht werden (z.B. [Sch09, SS11]), was jedoch durch angrenzende Ätzkanten und damit verbundene, fluktuierende Ladungsträger zu QPen mit mangelhaften Emissionseigenschaften führt. In jedem Fall muss die QP-Schicht für die weitere Prozessierung in einem zusätzlichen Epitaxieschritt mit dem Matrixmaterial überwachsen werden, wobei sich die Form der QPe noch signifikant ändert, sodass die endgültige Form meist einem in Wachstumsrichtung abgeflachten Halbellipsoid entspricht [Cul02]. Dieser Wachstumschritt findet bei Temperaturen deutlich unter den normalen Wachstumsparametern für das dreidimensionale Matrixmaterial statt, damit sich das QP Material nicht durch thermische Anregung umlagert. Wird die QP-Schicht bei diesem Schritt nur teilweise bedeckt, kann durch anschließendes Wachstum des Matrixmaterials bei normaler Temperatur eine Desorption des unbedeckten QP-Materials und somit eine Verkleinerung der QPe erzielt werden. Dies führt zu einer kontrollierten Blauverschiebung der Emissionswellenlänge der QP-Zustände [Wan06, Sch11a]. Um die Qualität der QPe zu erhöhen oder bestimmte Eigenschaften zu beeinflussen, kann auch ein sogenannter Ausheizschritt, der hauptsächlich einem Erhitzen des fertigen Wafers entspricht, angewandt werden [Mal97, Ell07, Kei12].

Hierbei können auch Wachstumsfehler durch die thermisch angeregte Diffusion von Atomen innerhalb des Kristalls ausgeheilt werden.

Ein wichtiger Aspekt bei der Herstellung von QP-Bauteilen ist die Dotierung der Halbleiterschichten. Sie ist zum einen für eine elektrische Anregung, aber auch zur Steuerung der Besetzung von QP-Zuständen relevant. Um ein Material zu dotieren, werden beim Wachstum Fremdatome mit höherer (Donatoren, n-Dotierung) oder niedriger (Akzeptoren, p-Dotierung) Valenzelektronenzahl mit einer Dichte von bis zu 10^{19}cm^{-3} in die Schichten eingebaut. Bei den hier verwendeten III-V-Halbleitern (GaAs/InAs) bieten sich Silizium und Kohlenstoff (beide Gruppe IV) an, wobei ersteres für die n-, letzteres für die p-Dotierung verwendet wird. Besonders bei der Metallorganischen-Gasphasenepitaxie kommt es durch Reste der organischen Vorprodukte bei den in dieser Arbeit verwendeten Proben über den unbeabsichtigten Einbau von Kohlenstoffatomen zu einer Hintergrunddotierung mit Akzeptoren. Diese Dotierung kann Einfluss auf die Besetzung der QP-Niveaus nehmen [Bay02b], was an entsprechender Stelle erläutert wird. Ferner können die Besetzungszustände auch über δ -Dotierungen absichtlich beeinflusst werden [Wan12].

2.2.2 Energetische Zustände

Reduziert man die räumlichen Abmessungen eines näherungsweise unendlich ausgedehnten Kristallgitters (3D) erst in einer (2D), dann in zwei (1D) und schließlich in allen drei Raumrichtungen (0D), so verändert sich die energieabhängige Zustandsdichte $N(E)$, wie in Abb. 2.2, d) dargestellt, von einer wurzelförmigen, über eine stufenförmige und eine Funktion proportional zu $\frac{1}{\sqrt{E}}$, hin zu einzelnen deltaförmigen Niveaus. Die nötigen Abmessungen, um eine solche Quantisierung zu erreichen, liegen im Bereich unterhalb der de-Broglie-Wellenlänge der beteiligten Ladungsträger $\lambda_{\text{DB}} = \frac{h}{m_{\text{eff}}\nu}$, wobei h das Plancksche Wirkungsquantum, m_{eff} die effektive Masse des Teilchens und ν dessen Frequenz bezeichnen. Ein QP stellt als Kristall mit wenigen zehn Nanometern Abmessung in einem Matrixmaterial mit größerer Bandlücke solch eine nulldimensionale Struktur dar. Es kommt daher statt zur Ausbildung von Bändern wie im Volumenmaterial, zur Ausbildung diskreter Energieniveaus, die bei der Besetzung mit Ladungsträgern dem Pauli-Prinzip unterliegen und analog zu den Niveaus in Atomen oft als s-Schale, p-Schale etc. bezeichnet werden.¹ Diese diskreten Niveaus innerhalb der Bandlücke des Matrixmaterials eignen sich, ebenfalls wie bei Atomen (z.B. [Cla74, Müc13]), optimal zur Erzeugung einzelner Photonen. Das einfachste Modell zur Beschreibung dieses Systems stellt der dreidimen-

¹ Auf eine korrektere Bezeichnung wie beispielsweise „Energieniveau mit s-Schalen-Charakter“ [Ban99] wird hier zu Gunsten des Leseflusses verzichtet.

sionale Potentialtopf dar. Demzufolge ist die Lage der Energieniveaus E_{n_x, n_y, n_z} indirekt proportional zur Größe L des QPes: $E_{n_x, n_y, n_z} \propto \frac{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}{m_{\text{eff}} L^2}$, mit der Quantenzahl $n_{x,y,z}$ der jeweiligen Raumrichtung. Wegen der normalerweise in Wachstumsrichtung z abgeflachten Form, ist die p-Schale im hier verwendeten InAs/GaAs-Materialsystem in der Regel nur zweifach entartet. Das p_z -Niveau ($n_z = 2$) für Elektronen würde innerhalb des Leitungsbandes des Matrixmaterials liegen. Die Lochzustände liegen wegen der höheren effektiven Masse der Löcher im Vergleich zu den Elektronen (Schwerlochband: $m_{\text{eff, hh}} = 0,50 m_0$, Leitungsband: $m_{\text{eff, e}} = 0,06 m_0$, mit der freien Elektronenmasse m_0 [Sze07]) tiefer im Potentialtopf. Die Tiefe des Potentialtopfs begrenzt auch die maximale Temperatur, bei welcher sich Ladungsträger in den Quantenpunktzuständen halten können, da Wechselwirkungen mit thermisch aktivierten Phononen die Ladungsträger über die Bandkante der Benetzungsschicht oder des Matrixmaterials anregen können. Für das InAs/GaAs-Materialsystem liegt die höchste Temperatur, bei welcher QP-Emission energetisch unterschieden und der Einzelphotonencharakter nachgewiesen wurde, knapp über 100 K [Mir04].

Um eine Besetzung der QP-Zustände mit Ladungsträgern zu erreichen und einen strahlenden Übergang in den Grundzustand unter Einzelphotonenemission zu ermöglichen, müssen freie Elektronen und Löcher in Leitungs- bzw. Valenzband vorhanden sein (Ausnahme: (quasi-) resonante Anregung). Dies kann entweder durch optische Anregung von Elektronen aus dem Valenzband oder direkte elektrische Injektion der Ladungsträger in das entsprechende Band geschehen, wobei zweiteres in Kap. 2.2.3 genauer behandelt wird. Für die optische Anregung gibt es unterschiedliche Möglichkeiten (dargestellt in Abb. 2.3, a)), wobei die technisch einfachste die Überbandanregung ist. Hierbei werden Elektronen mit Licht, dessen Energie über der Bandlücke des Matrixmaterials liegt, üblicherweise aus einem Laser, vom Valenz- ins Leitungsband angeregt. Die angeregten Elektronen und im Valenzband erzeugten Löcher können über Wechselwirkungen mit dem Gitter innerhalb weniger Pikosekunden [Hei97] zur Bandkante und stufenweise in die verschiedenen QP-Zustände relaxieren. Bei dieser Anregungsart werden mehr Ladungsträger erzeugt, als für die Besetzung der QP-Niveaus nötig wären, die in der Umgebung des QPes zu Feldfluktuationen führen können und damit die Lage der Energieniveaus zeitlich beeinflussen (spektrale Diffusion) [Rob00]. Ferner ist die Dynamik der QP-Zustände durch die Relaxationszeit der Ladungsträger beschränkt. Diese Effekte werden reduziert, wenn die Anregung durch entsprechende Wahl der Energie in die p- (quasi-resonant) bzw. direkt in die s-Schale (resonant) erfolgt [Ate09]. Allerdings ist besonders die s-Schalen-resonante Anregung messtechnisch sehr anspruchsvoll, da Anregung und Emission energetisch über-

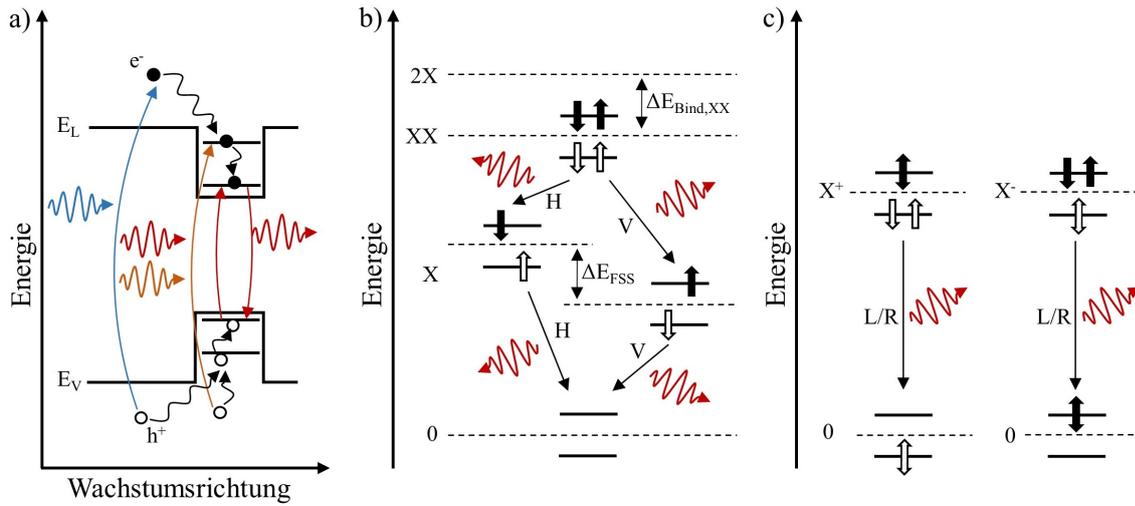


Abbildung 2.3: a) Anregungsmöglichkeiten eines Quantenpunktes: nicht-resonant (blau), quasi-resonant (orange), strikt-resonant (rot). Elektronen, die in ein höheres Niveau bzw. über die Bandkante angeregt werden, können durch Wechselwirkung mit Phononen in das Grundniveau relaxieren und dort mit einem ebenso relaxierten Loch rekombinieren. Die schwarze Linie markiert die Bandkante von Valenz- (E_V) und Leitungsband (E_L) des jeweiligen, dreidimensional ausgedehnten Halbleiters. b) Exziton-Biexziton-Zerfallskaskade mit Feinstrukturaufspaltung ΔE_{FSS} . Ein Biexziton (Bindungsenergie $\Delta E_{Bind,XX}$) kann entweder unter Aussenden zweier horizontal (H) polarisierter oder zweier vertikal (V) polarisierter Photonen rekombinieren. Die schwarzen Pfeile deuten Spin und Ladung (Elektron: gefüllter Pfeil, Loch: leerer Pfeil) der beteiligten Ladungsträger an. c) Rekombinationsmöglichkeiten von X^+ und X^- . Ein Doppelpfeil deutet mehrere Möglichkeiten des Spins an.

lappen.¹ Unabhängig von der Anregung können sich wegen des Pauli-Prinzips auf jedem Energieniveau lediglich maximal zwei Elektronen oder zwei Löcher² mit entgegengesetztem Spin $s_e = \pm \frac{1}{2}$ bzw. $s_{hh} = \pm \frac{3}{2}$ befinden, was zu einer vierfachen Entartung des Übergangs vom angeregten Zustand in den Grundzustand führt. Hiervon erzeugen allerdings nur die Übergänge Photonen, die durch Rekombination eines Elektrons mit einem Loch unterschiedlich ausgerichteten Spins ablaufen, also einen Gesamtspin $S = s_e + s_{hh} = \pm 1$ aufweisen. Zwei Teilchen mit gleicher Spinausrichtung ($S = \pm 2$) können nicht an das Lichtfeld koppeln und werden daher als dunkle Zustände bezeichnet [Bay99]. Wegen der Coulomb- und Austauschwechselwirkung zwischen Elektronen und Löchern, kommt es bei der Besetzung der Energieniveaus zur Ausbildung von neuen Quasiteilchen, deren Energie um die Bindungsenergie ΔE_{Bind} von der Summe der jeweiligen Einzelenergien abweicht.

¹ Eine weitere Möglichkeit stellt beispielsweise die Zwei-Photonen-Absorption dar [Bru94, Jay13].

² Generell ist in InAs-QPen aufgrund der biaxialen Verspannung des Kristallgitters die Entartung von Schwer- und Leichtlochband aufgehoben [Sch07], weshalb hier nur die energetisch höher liegenden schweren Löcher berücksichtigt werden.

Diese beträgt in InGaAs-QPen typischerweise einige meV [Sti99, Rod05]. Hierbei bilden ein Elektron und ein Loch ein sogenanntes Exziton (X) und zwei Elektronen und zwei Löcher ein Biexziton (XX), wie in Abb. 2.3, b) dargestellt. Diese Zustände sind wegen der gleichen Anzahl an Ladungsträgern beider Sorte nach außen ladungsneutral. Sind die Zustände ungleich besetzt, entstehen geladene Exzitonen (X^+, X^-), auch Trionen genannt (vgl. Abb. 2.3, c)). Auch komplexere und höhere Zustände sind beobachtbar [Fin01b], wenn weitere Niveaus über dem Grundniveau besetzt sind. Die strahlende Rekombination von XX und X erfolgt über eine Zerfallskaskade. Ist die Symmetrie des QPes größer als $C_{2\nu}$, geht das XX unter Aussenden eines Photons der Energie $E_{XX} = E_X - \Delta E_{\text{Bind,XX}}$ und spinabhängiger, zirkularer Polarisation in ein X über. Dieser Zustand kann wiederum unter Emission von Licht mit der dem vorherigen Übergang entgegengesetzten Polarisation und der Energie E_X in den Grundzustand übergehen. Da QPe statistisch wachsen, sind sie selten symmetrisch, was zu einer Aufhebung der zweifachen energetischen Entartung des X-Zustands und zur Ausbildung einer Feinstrukturaufspaltung ΔE_{FSS} führt, sodass die ursprünglich polarisationsverschränkten Emissionspfade [Ben00] unterscheidbar werden (vgl. Abb. 2.3, b)). Das Biexziton zerfällt dann unter Abgabe eines Photons mit der Energie $E_{XX} = E_X - \Delta E_{\text{Bind,XX}} \pm \Delta E_{\text{FSS}}/2$. Analog zerfällt das Exziton mit $E_X \pm \Delta E_{\text{FSS}}/2$. Der X-Zustand wird nun durch eine Linearkombination der zwei reinen, entarteten X-Zustände beschrieben ($\frac{1}{\sqrt{2}}(|\uparrow\downarrow\rangle \pm |\downarrow\uparrow\rangle)$), weshalb eine Mischung der zirkularen Polarisation zum Aussenden von horizontal (H) bzw. vertikal (V) polarisierten Photonen führt. Dieser Effekt ist für eine Anwendung der QPe in der Quantenkryptographie meist nicht wünschenswert, erleichtert jedoch die Zuordnung der Emission zu den einzelnen Zuständen, wie in Kap. 3.1.1 dargelegt wird. Je nach Spin der beteiligten Ladungsträger läuft der Zerfall von geladenen Zuständen unter Emission von rechts- oder linkszirkular polarisiertem Licht ab, was in Abb. 2.3, c) zu sehen ist.

2.2.3 Elektrische Anregung von Quantenpunkten

Um freie Ladungsträger in die Umgebung eines QPes zu injizieren und eine elektrische Steuerung der Emission zu erreichen, ist es nötig, die besonders bei tiefen Temperaturen isolierenden Eigenschaften intrinsischer Halbleiter zu umgehen. Es bietet sich an, den Ladungstransport durch Dotierung des Halbleiters mit einem p-i-n-Design, wie in Abb. 2.4 dargestellt, zu ermöglichen. In einem p-dotierten Halbleiter wird die Fermie-Energie E_F durch Besetzen einzelner Gitterplätze durch Atome einer niedrigeren Hauptgruppe (Akzeptoren) verringert, sodass freie Lochladungsträger im Valenzband verfügbar werden. Analog werden in n-dotierten Halbleitern Atome einer höheren Hauptgruppe (Donatoren) eingebracht, um freie Elektronen im Leitungsband bereitzustellen. Da das Fermi-Niveau ohne

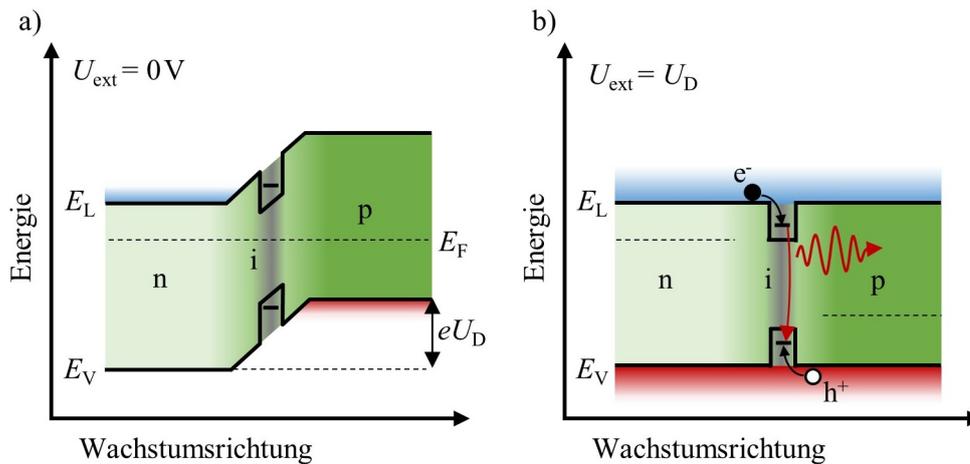


Abbildung 2.4: Bandschema eines Halbleiters mit p-i-n-Dotierprofil. Die schwarze Linie deutet die Bandkante von Valenz- (E_V) und Leitungsband (E_L) im dreidimensionalen Halbleiter an. Die farbliche Markierung innerhalb der Bandlücke kennzeichnet den Material- (Matrix: grün, Quantenpunkt: grau) und Dotierungsverlauf. a) Ohne angelegte äußere Spannung verhindert die Diffusionsspannung U_D , dass Ladungsträger in den Quantenpunkt gelangen. b) Durch eine externe Spannung oberhalb der Diffusionsspannung können Ladungsträger durch das Bauteil fließen, in den Quantenpunkt relaxieren und dort strahlend rekombinieren.

äußeres Feld über den gesamten Halbleiter konstant ist, bildet sich in einer p-i-n-Diode ein elektrisches Feld (Antidiffusionsspannung U_D) und damit eine Bandverbiegung aus, die der Bewegung von Ladungsträgern entgegensteht (vgl. Abb. 2.4, a)). Beim Anlegen einer äußeren Spannung kann dieses Feld ausgeglichen bzw. umgedreht werden und ein Stromfluss wird möglich (vgl. Abb. 2.4, b)). Befindet sich ein QP innerhalb der intrinsischen Schicht der Diode, können in diesem Flachbandfall Ladungsträger ungehindert in die diskreten Energiezustände relaxieren und dort unter Aussendung eines Photons rekombinieren. Im Gegensatz zu den Möglichkeiten der optischen Anregung von QP'en (s. Kap. 2.2.2), ist diese Art der Anregung nicht-resonant.¹ Um an den Oberflächen der QP-Diode einen ohmschen Kontakt für die Strominjektion zu realisieren bzw. einen elektronisch meist unvorteilhaften Schottky-Kontakt zu vermeiden, wird die Akzeptor- und Donatordichte $N_{A/D}$ in der Praxis von der intrinsischen Schicht ausgehend zu den Oberflächen hin graduell bis zu einer Entartung des Halbleiters angehoben. Die typische Maximaldichte liegt bei 10^{19} cm^{-3} .

¹ Eine Möglichkeit die Relaxation zu umgehen und Ladungsträger direkt in die Energieniveaus zu injizieren, kann durch die Verwendung von resonanten Tunnelmechanismen realisiert werden (z.B. [Ben00, Tur06]).

2.3 Lichtauskopplung aus Halbleitern

Ein Hauptproblem in allen Festkörper-basierten Lichtquellen ist die Effizienz, mit der das Licht eines Emitters innerhalb des Festkörpers in Medien mit kleinerem Brechungsindex abgegeben werden kann. Man spricht von der Photonenextraktionseffizienz η_{PEE} , also dem Verhältnis von aus dem Medium ausgekoppelten zu insgesamt emittierten Photonen. Im vorliegenden Fall interessiert besonders der Übergang von GaAs mit einem Brechungsindex $n_{\text{GaAs}} \approx 3,5$ [Mar64] im Bereich der Zielwellenlänge (930 nm) bei kryogenen Temperaturen ins Vakuum ($n_{\text{Vak}} = 1$). Da es sich um einen Übergang in ein optisch dünneres Medium handelt, kommt es nach dem Gesetz von Snellius

$$n_1 \sin \varphi_{\text{ein}} = n_0 \sin \varphi_{\text{aus}}, \quad (2.8)$$

mit dem Einfallswinkel $\varphi_{\text{ein,aus}}$, ab einem kritischen Einfallswinkel $\varphi_{\text{krit}} = 16,6^\circ$ zur Totalreflexion an der planaren Oberfläche (vgl. Abb. 2.5, a)). Integriert man die Emission räumlich über diesen Winkel und vernachlässigt die Fresnel-Reflexion, sieht man, dass maximal 2,1 % des gesamten emittierten Lichts aus dem Halbleiter austreten kann. Bei einer numerischen Apertur NA der Sammeloptik kleiner als 1, kann die nutzbare Emission entsprechend noch geringer ausfallen. Ein naheliegender Ansatz den ausgekoppelten Lichtanteil zu erhöhen, ist die Oberfläche so zu strukturieren, dass der Einfallswinkel reduziert wird. Dies erreicht man beispielsweise mit Immersionslinsen (engl.: solid immersion lens, SIL) [Bar02] oder mit monolithisch integrierten Festkörperlinsen (s. Kap. 4.3). Erste, meist hemisphärische Linsen mit hohem Brechungsindex, werden auf fertig prozessierte Emitter aufgebracht, wohingegen zweite in das den Emitter umgebende Material prozessiert werden. Platziert man die Linse derart, dass ein isotroper Emitter in deren Zentrum sitzt, kann theoretisch das gesamte in den oberen Halbraum emittierte Licht rechtwinklig auf die Linsenoberfläche treffen und aus der Linse austreten. Für monolithische Linsen ist die Form einer Halbkugel noch eine technische Herausforderung und unter Berücksichtigung von wellenoptischen und praktischen Aspekten (Vereinzelung von Emittieren, numerische Apertur der Sammeloptik, Winkel der Rückreflexion etc.) meist auch nicht optimal geeignet. Daher bedient man sich hierbei beispielsweise eines Kugelsegments, welches den Einfallswinkel noch in sinnvollem Maß reduziert (vgl. Abb. 2.5, b)). Neben der Reduktion des Austrittswinkels φ'_{aus} zur Oberflächennormalen, wird auch der Winkel Φ'_{aus} relativ zur optischen Achse der i.d.R. senkrecht zur Oberfläche ausgerichteten Sammeloptik verringert ($\Phi'_{\text{aus}} < \varphi_{\text{aus}}$) und so die Einkopplung in selbige gegebenenfalls erhöht (vgl. Beispielrechnung in Anhang C).

Eine weitere Optimierung der Auskopplung kann durch Nutzbarmachung der Emission

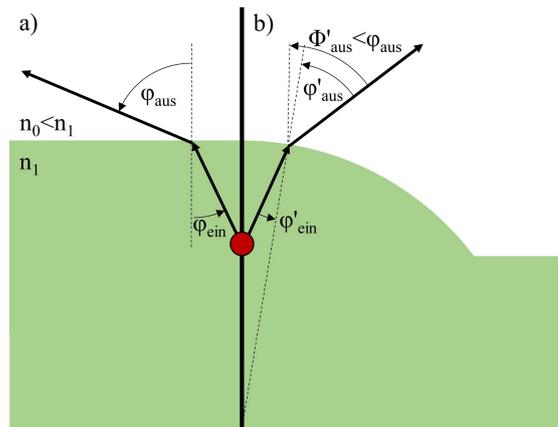


Abbildung 2.5: Skizze der Lichtauskopplung aus einem optisch dichten (grün) in ein optisch dünnes Medium. a) Planare Grenzfläche mit dem Einfallswinkel φ_{ein} und dem Austrittswinkel φ_{aus} des Lichtstrahls. b) Monolithisch integrierte Linse zur Reduktion des Einfallswinkels φ'_{ein} auf die Grenzfläche.

in den Halbraum, welcher der Grenzfläche abgewandt ist, umgesetzt werden. Dies gelingt beispielsweise durch die Verwendung von in die Probe integrierten Bragg-Spiegeln, welche aus Schichten zweier Materialien mit unterschiedlichem Brechungsindex und einer Dicke, die einem Viertel der Wellenlänge des emittierten Lichts im entsprechenden Material entspricht, bestehen. Durch mehrere alternierende Schichten hintereinander kann leicht eine Reflektivität über 99 % erreicht werden, die jedoch stark vom Einfallswinkel des Lichts auf den Spiegel abhängt [Sal95]. Ferner ist zu beachten, dass der Spiegel nur in einem begrenzten, von der Schichtanzahl abhängigen Spektralbereich reflektiert. In Kombination mit monolithischen Linsen sind für QPe in einer GaAs-Matrix Auskopplungseffizienzen von bis zu 30 % zu erwarten [Gsc15b]. Eine Wellenlängen- und Winkel-unabhängige Alternative, welche jedoch hohe Ansprüche an die Prozesstechnologie stellt, ist die Verwendung von Goldspiegeln. Diese lassen sich mit Hilfe eines invertiert auf eine Goldfläche gebondeten Emitters (das sogenannte Flip-Chip-Bonding) auch für Halbleiter realisieren. Die Reflektivität ist hier durch die physikalischen Eigenschaften von Gold auf 98 % im infraroten Spektralbereich begrenzt. Dennoch zeigen Simulationen, dass in Kombination mit einer monolithischen Linse 86 % an Auskopplung aus dem optisch dichten Medium möglich sind [Gsc15b].

Neben dem kritischen Winkel ist an der Grenzfläche zwischen zwei Medien mit unterschiedlichem Brechungsindex auch die bereits erwähnte, polarisationsabhängige Fresnel-Reflexion nicht zu vernachlässigen. Dieser kann durch eine Antireflexionsbeschichtung entgegengewirkt werden. Hierfür wird eine dünne Schicht - idealerweise ein Viertel der Wel-

lenlänge dick - eines Materials mit dem Brechungsindex $n_{\text{AR}} = \sqrt{n_0 n_1}$, was für GaAs im Vakuum $n_{\text{AR}} = 1,88$ bedeutet, auf die Grenzfläche aufgebracht [Rau11]. Es wurde gezeigt, dass sich auf diese Weise die Auskopplung aus monolithischen Festkörperlinsen um einen Faktor 1,57 verbessern lässt [Sch16b].

Ein grundlegend anderes Konzept, um die Lichtauskopplung zu erhöhen, bieten Mikroresonatoren, bei denen die Abstrahlcharakteristik des Emitters durch die Licht-Materie-Wechselwirkung modifiziert werden kann. Um diesen Effekt zu verstehen, muss man sich zunächst mit den Eigenschaften von Kavitäten und deren Wechselwirkung mit Emittlern vertraut machen, was im folgenden Kapitel geschieht.

2.4 Kavitätseffekte

Ähnlich der Ausbildung diskreter Energieniveaus für Ladungsträger in Strukturen kleiner der de-Broglie-Wellenlänge (vgl. Kap. 2.2.2), kommt es zur Ausbildung optischer Resonanzen bei spektral separierten, diskreten Energien $E = \hbar\omega$, wenn das Licht auf Abmessungen unterhalb der Wellenlänge λ/n im Medium eingeschlossen wird, wobei n den Brechungsindex des Mediums bezeichnet. Man spricht hierbei von einer Kavität (vgl. Abb. 2.6, a)). Der Abstand zweier Resonanzenergien wird als freier Spektralbereich bezeichnet und ist durch die Größe der Kavität bestimmt. Der Gütefaktor oder die Qualität $Q = E_{\text{Kav}}/\gamma_{\text{Kav}}$ des optischen Einschlusses, entspricht dem Verhältnis aus Energie E_{Kav} zu spektraler Breite γ_{Kav} der Resonanz. γ_{Kav} kann über den Zusammenhang $\gamma_{\text{Kav}} \propto 1/\tau_{\text{Kav}}$, mit der Verweilzeit τ_{Kav} eines Photons in der Kavität, ferner mit einer Verlustrate Γ_{Kav} , also der Rate mit der Photonen aus der Kavität auskoppeln, verglichen werden. Demzufolge lässt sich auch Q^{-1} als direkt proportional zu der Verlustrate interpretieren und in einer eindimensionalen Kavität über $Q^{-1} = Q_{2\text{D}}^{-1} + Q_{\text{Rand}}^{-1}$ mit dem Faktor $Q_{2\text{D}}$ verknüpfen, wobei Q_{Rand} einer Verlustrate durch Streuung an Oberflächenrauigkeiten der die Kavität begrenzenden Seitenwände entspricht [Riv99]. $Q_{2\text{D}}$ repräsentiert den Q -Faktor einer hypothetischen, lateral unendlich ausgedehnten Kavität. Betrachtet man Fermis-Goldene-Regel in der Dipolnäherung, so ist die Emissionsrate eines Emitters über das inverse der Rekombinationszeit τ_X des ersten angeregten Zustands (Exziton) nach

$$\Gamma_X = \frac{1}{\tau_X} = \frac{4\pi}{\hbar} \rho(\omega) \left| \langle \vec{d} \cdot \vec{E}_{\text{Kav}}(r_0) \rangle \right|^2 \quad (2.9)$$

gegeben [Rei10], wobei $\rho(\omega)$ die Modendichte bei der Energie $\hbar\omega$, der Vektor \vec{d} das Dipolmoment und \vec{E}_{Kav} die Vakuumsfeldstärke bezeichnen. Man erkennt, dass die Zeitkonstante des Übergangs indirekt proportional zur Modendichte ist. Diese ist für das Vakuum und

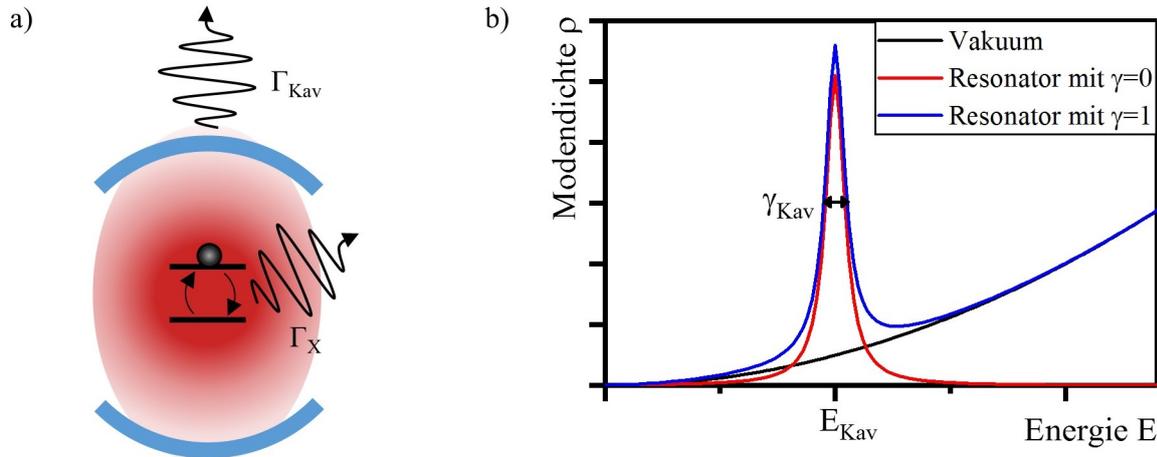


Abbildung 2.6: a) Schema eines Zwei-Niveau-Systems mit der Emissionsrate Γ_X in einer Kavität mit der Verlustrate Γ_{Kav} . b) Optische Modendichte von Vakuum (schwarz) und verlustbehaftetem Resonator in Abhängigkeit von der Photonenenergie mit (rot) und ohne (blau) Unterdrückung der Emission außerhalb der Resonanz.

einen Resonator vergleichend in der schematischen Abb. 2.6, b) dargestellt.¹ Die schwarze Linie gibt den qualitativen Verlauf der Modendichte im Vakuum wieder, die quadratisch mit der Energie zunimmt. In rot ist die Dichte in einer verlustbehafteten Kavitätsmode mit dreidimensionalem, optischem Einschluss skizziert, sodass die Modendichte für Zustände außerhalb der Resonanz vernachlässigbar ist und damit die Lebensdauer deutlich erhöht werden kann. Der Term $\gamma = \frac{\tau_{Vak}}{\tau_X}$, mit der Lebenszeit τ_{Vak} des Zustandes im Vakuum, geht also gegen null. Findet keine Unterdrückung der Emission außerhalb der Resonanz statt ($\gamma = 1$), ergibt sich der in blau skizzierte Verlauf der Modendichte. Es fällt auf, dass die Modendichte nahe der Resonanzenergie im Resonator im Vergleich zum Vakuum sehr hoch ist. Um die Emissionseigenschaften, insbesondere die Intensität und die Rekombinationszeit, von QPen positiv zu beeinflussen, bedienen sich daher viele Experimente der Vorteile eines Emitters in einer Kavität, im Halbleiter beispielsweise einem QP zwischen zwei dielektrischen Spiegeln [Gér98, Din16]. Die Kavitäts-Quantenelektrodynamik beschreibt hierbei die Kopplung von Emittlern mit diskreten Energieverteilungen (Atomen, QPen etc.) an die Moden einer Kavität. Man unterteilt die Kopplung anhand der Licht-Materie-Kopplungskonstanten $\hbar g = |\langle \vec{d} \cdot \vec{E} \rangle|$, die über das elektrische Feld am Ort des Emitters \vec{E} und das Dipolmoment definiert wird [Rei12], in zwei Regime: die schwache und die starke Kopplung. Geht man zunächst von einem Emitter im Zentrum einer verlustfreien

¹ Eine vergleichende Betrachtung der Modendichte verschiedener Kavitäten findet sich beispielsweise in [Cha96].

Kavitätsmode aus, d.h. $\gamma_{\text{Kav}} \rightarrow 0$, beobachtet man eine zyklische Absorption und Neuemission von in die Resonatormode emittierten Photonen. Dieser periodische Austausch wird als Rabi-Oszillation mit der Kreisfrequenz 2Ω bezeichnet [And99, Yos04, Rei04] und die verschränkten Zustände werden durch ein Quasiteilchen, ein sogenanntes Polariton, beschrieben [Pek58]. Führt man leichte Photonenverluste ein, sodass $g > \gamma_{\text{Kav}}/4$ erfüllt bleibt, werden die Rabi-Oszillationen exponentiell gedämpft und man spricht vom Regime der starken Kopplung [Rei04]. Sind die Verluste größer, sodass $g \ll \gamma_{\text{Kav}}$ gilt, spricht man vom Regime der schwachen Kopplung, in dem die spontane Emission von Photonen ein irreversibler Prozess ist und keine Rabi-Oszillationen mehr zu beobachten sind. Die Wechselwirkung von Emittor und Kavität in diesem Regime wurde zum ersten Mal 1946 von E. M. Purcell beschrieben [Pur46] und er führte den nach ihm benannten Purcell-Faktor

$$F_{\text{P}} = \frac{\tau_{\text{X, frei}}}{\tau_{\text{X, Kav}}} = \frac{3Q (\lambda_{\text{Kav}}/n)^3}{4\pi^2 V_{\text{M}}} \cdot \frac{\gamma_{\text{Kav}}^2}{4\Delta^2 + \gamma_{\text{Kav}}^2} \cdot \frac{|\vec{E}(\vec{r})|^2}{|\vec{E}_{\text{max}}|^2} \quad (2.10)$$

als Quotienten der freien Rekombinationszeit $\tau_{\text{X, frei}}$ des Emitters und seiner Rekombinationszeit $\tau_{\text{X, Kav}}$ in der Kavität ein. Hierbei bezeichnet λ_{Kav} die Resonanzwellenlänge, V_{M} das Modenvolumen, Δ die spektrale Verstimmung der Photonen relativ zur Resonanzenergie, $\vec{E}(\vec{r})$ den Feldvektor am Ort \vec{r} und \vec{E}_{max} den maximalen Feldvektor. Der erste Term gibt den, durch die Geometrie der Kavität bestimmten, maximalen Purcell-Faktor an. Der zweite Term (rot markiert) spiegelt eine Reduktion des Faktors durch spektrale Verstimmung von Emission und Kavität wieder. Der dritte Term (blau markiert) berücksichtigt die Position des Emitters innerhalb der Kavität. Betrachtet man alle Terme wird klar, dass Halbleiterkavitäten mit integrierten QPen ein ideales System für Experimente in einer Kavität darstellen. Bragg-Spiegel, die als Halbleiterschichten mit alternierendem Brechungsindex gewachsen werden, weisen bei entsprechend hohem Brechungsindexkontrast schon nach wenigen Schichten Reflektivitäten über 99 % auf [Sal95] und können zur Bildung verlustarmer Kavitäten mit hohem Q-Faktor [Rei07] um eine zentral platzierte QP-Schicht verwendet werden.¹ Besonders durch den Einsatz deterministischer Bauteilprozessierung [Dou08] kann auch der dritte Term maximiert werden. Die spektrale Verstimmung zur Kavität lässt sich bei QPen zum Beispiel durch die Proben temperatur [Hei10a], elektrische Felder [Now14] oder Verspannung [Sun13] beeinflussen.

Wie in Kap. 2.3 erwähnt, kann durch den Purcell-Effekt auch die Auskopplung von Licht über die Wechselwirkung mit der Kavität gesteigert werden. Hierbei ist der Anteil

¹ Weitere Ansätze für halbleiterbasierte Kavitäten stellen z.B. Flüstergaleriemodenresonatoren [McC92] oder photonische Kristalle dar [Yos04].

β an spontaner Emission, der an die Resonantormode koppelt, relevant. Er ist über

$$\beta = \frac{F_P}{F_P + \gamma} \quad (2.11)$$

definiert, wobei für die in dieser Arbeit verwendeten Mikrosäulenresonatoren $\gamma = 1$ eine gute Näherung darstellt [Gér98], da kein lateraler Lichteinschluss gegeben ist. Nach [Bar02] gilt dann für die Extraktionseffizienz

$$\eta_{\text{PEE}} = \frac{Q}{Q_{2D}} \cdot \beta = \frac{Q}{Q_{2D}} \cdot \frac{F_P}{(F_P + 1)}. \quad (2.12)$$

Die Ausnutzung des Purcell-Effekts wird in Kap. 4.2 in einem Mikrosäulenresonator demonstriert.

2.5 Wellenleitung in Glasfasern

Lichtwellenleiter, insbesondere Glasfasern, sind aufgrund der hohen übertragbaren Datendichte und der niedrigen Übertragungsverluste die wichtigsten Bestandteile moderner Kommunikationsnetze. Sie bieten die Möglichkeit, Licht und die darin kodierte Information ohne direkte Sichtverbindung und ohne empfindliche, wartungsintensive Optiken zu übertragen. Im einfachsten Falle basieren sie auf der Totalreflexion von Licht an der Grenzfläche zweier Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes. Bei Glasfasermaterialien handelt es sich meist um unterschiedlich stark dotiertes Siliziumdioxid, welches als zylindrischer Kern mit dem Brechungsindex n_1 mit einem Mantel des Brechungsindex n_2 derart angeordnet ist, dass $n_1 > n_2$ (vgl. Abb. 2.7) gilt. Nach dem snelliusschen Brechungsgesetz (Gl. 2.8) ergibt sich der Einfallswinkel, oberhalb welchem Totalreflexion auftritt zu $\theta_{\text{krit}} = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$. Folglich kann nur Licht, das unter einem größeren Winkel auf die Grenzfläche trifft, in der Faser geführt werden. Hieraus lässt sich wiederum ein maximaler Akzeptanzwinkel α für Licht definieren, das in einem Medium mit dem Brechungsindex n_0 auf eine Facette des Glasfaserkerns trifft. Das Gesetz nach Snellius und die Definition der Numerischen Apertur NA als Produkt aus dem Brechungsindex des umgebenden Mediums und des Sinus des Akzeptanzwinkels ergeben

$$NA = n_0 \sin(\alpha) = n_1 \sin(90^\circ - \theta_{\text{krit}}) = n_1 \cos\left(\arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)\right). \quad (2.13)$$

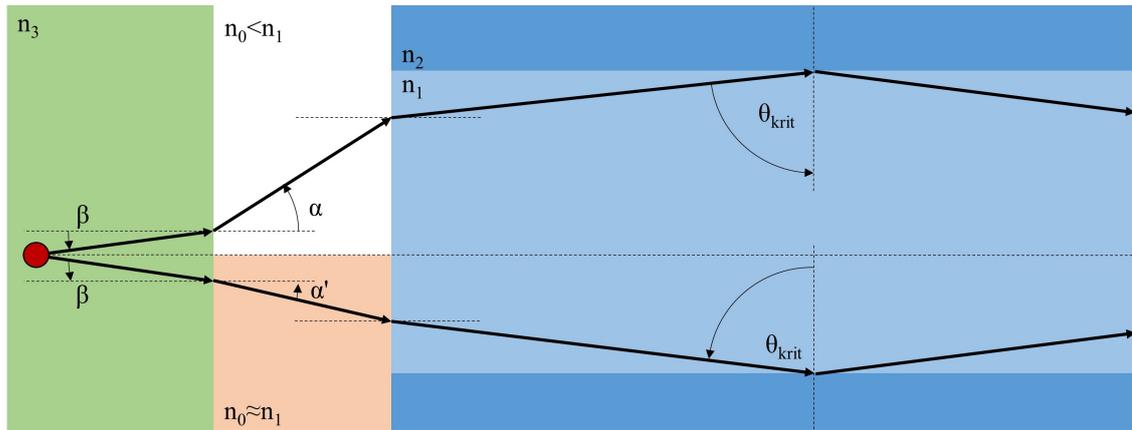


Abbildung 2.7: Schema der Lichteinkopplung in einen Wellenleiter ohne und mit Immersionsmedium. Der Wellenleiter besteht aus einem Kern (hellblau) und einem Mantel (dunkelblau) mit den Brechungsindizes n_1 und n_2 , wobei $n_2 < n_1$ gilt. Der maximale Akzeptanzwinkel α bzw. α' wird durch den kritischen Winkel θ_{krit} für Totalreflexion in der Faser und das umgebende Medium (dargestellt ist ein optisch dünneres Medium (weiß) mit $n_0 < n_1$ und ein indexangepasstes Medium (orange) mit $n_0 \approx n_1$) bestimmt. Wird Licht aus einer punktförmigen Quelle in einem Medium mit Brechungsindex n_3 (grün) isotrop abgestrahlt, ist der Winkel β unter dem Licht in die Glasfaser einkoppeln kann jedoch unabhängig vom umgebenden Medium.

Unter Verwendung der Identität $\cos(\arcsin(x)) = \sqrt{1-x^2}$ lässt sich die Vereinfachung

$$NA = n_1 \cos\left(\arcsin\left(\frac{n_2}{n_1}\right)\right) = n_1 \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.14)$$

treffen. Man erkennt, dass die NA nicht, wie beispielsweise bei Mikroskopen, vom Brechungsindex der Umgebung abhängt. Es gilt somit nach Snellius für Licht, das von einem gleichförmigen Dipol innerhalb eines Kristalls mit dem Brechungsindex $n_3 > n_0$ emittiert wird

$$n_3 \sin(\beta) = n_0 \sin(\alpha) = NA = \text{konstant}. \quad (2.15)$$

Das heißt, dass der Raumwinkel im Kristall, innerhalb dessen Licht in eine Glasfaser einkoppeln kann, ebenfalls unabhängig vom Brechungsindex n_0 des Mediums zwischen Kristall und Glasfaser ist. Das Verhältnis von emittiertem Licht zu eingekoppeltem Licht bleibt also erhalten. Allerdings mindert die Reduktion des Brechungsindexkontrastes die Fresnel-Reflexion an den auftretenden Grenzflächen, weshalb eine erhöhte Einkopplung zu erwarten ist. Einfache Rechnungen unter senkrechtem Einfall auf die Halbleiter-Medium-Grenzfläche ergeben für GaAs eine Reduktion der Reflexion von 30 % zu 15 %, wenn der Brechungsindex des Mediums von 1 (Vakuum) auf 1,5 erhöht wird. In Bezug auf Kap. 2.3

ist zu erwähnen, dass die Vergrößerung des kritischen Winkels φ_{krit} an der planaren n_3 - n_0 -Grenzfläche durch Verwendung eines Immersionsmediums für die Glasfaserkopplung eines QPes in einer GaAs-Matrix nicht relevant ist. Der Akzeptanzwinkel von handelsüblichen, mehrmodigen Glasfasern ($NA = 0,2$) ist auch ohne Immersion ($\alpha = 11,5^\circ$) bereits kleiner als φ_{krit} und der Winkel des ausgekoppelten Lichts erhöht sich im optisch dünneren Medium zusätzlich.

3 Experimentelle Methoden

Dieses Kapitel erläutert die verwendeten experimentellen Aufbauten und Methoden, die für das Verständnis der gewonnenen Ergebnisse relevant sind. Zunächst wird auf die spektrale Charakterisierung und die Identifikation von Quantenpunktzuständen eingegangen. Diese Messungen bilden die Grundlage für alle weiteren und werden daher standardmäßig an allen Proben durchgeführt. Danach wird die Bestimmung der statistischen Eigenschaften von Photonen sowie deren Ununterscheidbarkeit behandelt. Eine Übersicht über den Messaufbau ist in Abb. 3.1 gegeben.

3.1 Spektrale Charakterisierung und Identifikation von Quantenpunktzuständen

3.1.1 Freistrahlscharakterisierung

Um die Emission von Quantenpunkten untersuchen zu können, ist es zunächst notwendig, in deren Umgebung freie Elektronen-Loch-Paare zu erzeugen, wie in Kap. 2.2 diskutiert wurde. Für die optische Anregung von Valenzbandelektronen ins Leitungsband wird, abgesehen von den Messungen in Kap. 4.3 und 7.2, entweder ein Dauerstrichlaser mit 671 nm Emissionswellenlänge und 200 mW Maximalleistung oder ein gepulster Laser mit 659 nm Emissionswellenlänge und 10 mW Maximalleistung bei einer Wiederholrate von 80 MHz verwendet. Der Laser wird über einen Strahlteiler (ST) mit einer Weißlichtquelle zusammengeführt und über einen weiteren Strahlteiler mit einem Teilungsverhältnis von 92:8 in den Hauptstrahlengang des Spektroskopieaufbaus eingekoppelt und in Richtung Probe geleitet (s. Abb. 3.1, a)). Für Messungen mit elektrischer Anregung wird eine hochpräzise Strom-/Spannungsquelle verwendet. Ferner steht ein Spannungspulsgenerator mit einer maximalen Amplitude von 3,3 V, einer minimalen Pulslänge von 50 ps und einer maximalen Wiederholrate von 3 GHz zur Verfügung. Die Spannung wird, je nach Probe und Anforderung, über einen Bonddraht oder über eine Kontaktnadel an der Quantenpunktstruktur angelegt.

Die Probe selbst befindet sich, je nach Bedarf, entweder in einem Helium-Flusskryostat (s. Abb. 3.1, b)) mit einer Minimaltemperatur von 4,2 K oder einem der kompak-

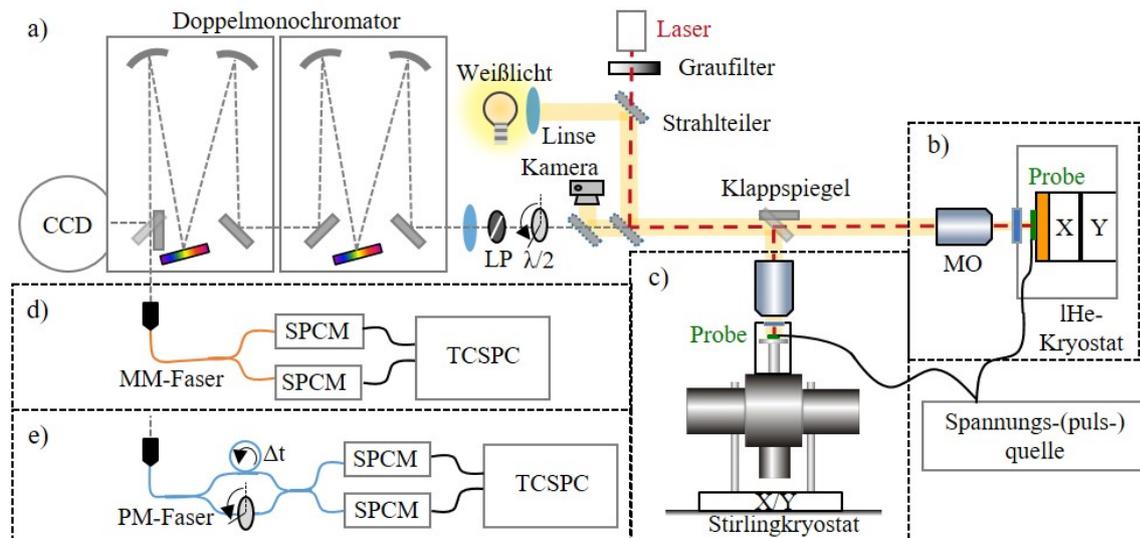


Abbildung 3.1: Schematischer Messaufbau. a) Das Licht von Laser und Weißlichtquelle wird an einem Strahlteiler zusammengeführt und über einen zweiten Strahlteiler auf die optische Hauptachse des Messaufbaus eingekoppelt. Über einen Klappspiegel und ein Mikroskopobjektiv (MO) lässt sich das Licht entweder zu einem Helium-Flusskryostat (b) oder einem Stirlingkryostat (c) lenken, in denen sich die Proben befinden, die dort auch elektrisch kontaktiert werden können. Das emittierte Licht passiert das Objektiv in umgekehrter Richtung, einen Strahlteiler mit Kamera für Weißlichtdetektion und Polarisationsoptiken (Wellenplättchen ($\lambda/2$), Linearpolarisator (LP)) und wird über eine Linse in den Doppelmonochromator eingekoppelt. Das Licht wird spektral aufgespalten und entweder auf eine CCD-Kamera oder in einen faserbasierten HBT- (d) oder HOM-Messaufbau (e) gelenkt. Im ersten Fall wird das Licht direkt in einem mehrmodigen (MM) Faserstrahlteiler aufgeteilt und fällt auf zwei Einzelphotonendetektoren (SPCM), deren Signal in einem Zeitkorrelator (TCSPC) ausgewertet wird. Im zweiten Fall läuft das Licht durch einen polarisationserhaltenden (PM) Faserstrahlteiler, wobei ein Ausgang um die Zeit Δt retardiert wird und im zweiten Arm die Möglichkeit zur Polarisationsdrehung gegeben ist. Anschließend trifft das Licht auf ein Faserkreuz, hinter dem wieder Einzelphotonendetektoren und Zählelektronik angeschlossen sind.

ten Stirling-Kryostate (s. Abb. 3.1, c)) mit einer Minimaltemperatur von 26 K (Ricor-Kryostat) bzw. 34 K (Sunpower-Kryostat). Der Helium-Flusskryostat bietet, neben der niedrigeren Minimaltemperatur, die durch das Abpumpen des Heliums aus einer Transportkanne durch die Kapillaren des Kryostaten erreicht wird, auch einen mechanisch sehr stabilen Probenstisch, der sich in alle drei Raumrichtungen bewegen lässt. Über diesem ist eine Kontaktnadel fix montiert, sodass elektrisch anzuregende Proben von unten an diese Nadel herangefahren werden können. Die Vorteile der zwei Stirling-Kryostate liegen zum einen in der Unabhängigkeit von extern zuzuführenden Kühlmitteln, wie flüssigem Helium oder Stickstoff, da sie nur Strom und Kühlwasser, oder optional Luftkühlung, benötigen, zum anderen in den deutlich kompakteren Ausmaßen des Gesamtsystems. Letzteres trifft

besonders auf das Modell von Sunpower zu, welches, im Gegensatz zu dem Doppelkolbenmodell von Ricor, nur einen Verdrängerkolben besitzt. Man muss jedoch bei Stirling-Kryostaten berücksichtigen, dass es durch die mechanischen Komponenten, die für den Wärmetransport nötig sind, zu nicht vernachlässigbaren Vibrationen kommt. Die mittleren, lateralen Amplituden liegen für den passiv gedämpften Ricor-Kryostat im Bereich von $1,5 \mu\text{m}$ und für den aktiv gedämpften Sunpower-Kryostat bei 100 nm (Dr. H. Richter, persönliche Kommunikation, 9. Dezember 2015). Besonders für den Ricor-Kryostat macht sich dies in einer Schwankung der detektierten Emission bemerkbar. Eine detailliertere Beschreibung der Stirlingkühlgeräte befindet sich in Kap. 5.2.

Das durch optische oder elektrische Anregung emittierte Licht wird durch ein, über Piezo-Bühnen positionierbares, Mikroskopobjektiv (MO) mit einer Numerischen Apertur $NA = 0,4$ eingesammelt und mittels eines Doppelmonochromators sowie einer Silizium-CCD-Kamera spektral analysiert. Die zwei hintereinandergeschalteten Gittermonochromatoren sind jeweils mit drei wechselbaren, dispersiven, optischen Gittern mit 300 Linien/mm , 600 Linien/mm und 1200 Linien/mm ausgestattet und haben jeweils eine interne Weglänge von 75 cm . Sofern nicht explizit erwähnt, wurde der Eingangsspalt des ersten Monochromators auf $50 \mu\text{m}$ Spaltbreite fest eingestellt was zu einer maximalen Auflösung $25 \mu\text{eV}$ bei 930 nm führt. Durch Verringern der Spaltbreite des Eingangspalts des zweiten Monochromators kann das bereits spektral aufgespaltene Licht teilweise abgeblockt werden. Die Anordnung der Monochromatoren ist somit analog zu einem Bandpassfilter mit sehr hoher Seitenbandunterdrückung und einstellbarer Bandbreite. Nach Durchlaufen des zweiten Monochromators kann das Licht, über einen internen Klappspiegel, entweder auf die Silizium-CCD-Kamera, oder auf einen Ausgangsspalt gelenkt werden, hinter dem das Licht wie in Kapitel 3.3 und 3.4 zu quantenoptischen Messungen verwendet werden kann. Die verwendete CCD-Kamera wird mit flüssigem Stickstoff gekühlt um das Rauschniveau zu minimieren. Durch die Kalibrierung jeder Gitterkombination mit einer Kryptonlampe, kann die Position des auf die CCD-Kamera fallenden Lichts mit einer Wellenlänge verknüpft und somit die Emissionsenergie von Quantenpunktzuständen bestimmt werden.

Um die Emission eines Quantenpunkts den zugehörigen Elektron-Loch-Zuständen zuzuordnen zu können, reicht allerdings die spektrale Information alleine nicht aus, da - je nach Geometrie und Zusammensetzung des QPs - die unterschiedlich besetzten Zustände bindende oder antibindende Eigenschaften aufweisen können (z.B. [Rod05]). Durch Variation der Anregungsleistung bzw. des Anregungsstroms lässt sich eine Zuordnung der spektral aufgespaltenen Emission zu den exzitonischen (Exziton, Trion) und den biexzitonischen (Biexziton, geladenes Biexziton) Zuständen treffen. Bei schwacher Anregung werden be-

vorzuzug exzitonische Zustände rekombinieren, da die Zeitkonstante für die Bildung eines Biexzitons größer ist, als die der Rekombination eines Exzitons. Sind allerdings ausreichend Ladungsträger vorhanden, die in den Grundzustand des Quantenpunkts relaxieren können, wird die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein Biexziton formt, ansteigen bis sie letztlich größer ist als die Rekombinationswahrscheinlichkeit des Exzitons. Dies führt zu einer Sättigung der zeitlich integrierten Emissionsintensität eines Exzitonzustands mit steigender Anregung, während beim Biexziton bei gleicher Anregung noch ein starker Anstieg der Intensität zu beobachten ist. In doppellogarithmischer Auftragung der Intensität über die Anregung lässt sich für exzitonische Zustände unterhalb der Sättigungsleistung ein linearer Anstieg der Intensität mit einer Steigung $m = 1$ erkennen, wohingegen biexzitonische Zustände sich durch $m = 2$ auszeichnen [Kam98, Sar06].

Für die Identifikation geladener Quantenpunktzustände muss das emittierte Licht vor der spektralen Analyse in seiner Polarisation gefiltert werden. Dies ist hilfreich, da die Emission von ungeladenen Zuständen linear, von geladenen Zuständen jedoch zirkular polarisiert ist (vgl. Kap. 2.2.2). Die Filterung wird durch einen Linearpolarisator (LP) vor dem Doppelmonochromator erreicht. Mithilfe eines vorgeschalteten $\lambda/2$ -Wellenplättchens - normalerweise ein doppelbrechender Kristall mit einer Dicke, die der halben Wellenlänge des einfallenden Lichts entspricht - kann die Polarisation beliebig gedreht werden. Für zirkular polarisiertes Licht wird unabhängig von der Stellung des beschriebenen Verzögerungsplättchens erwartet, dass immer der gleiche Anteil an Intensität durch den Linearpolarisator geht. Da das Licht durch die Geometrie des QPs meist elliptisch polarisiert ist, wird jedoch in der Regel eine Schwankung der Intensität beobachtet. Weil der geladene Zustand, der das zirkular beziehungsweise elliptisch polarisierte Licht aussendet keine Feinstrukturaufspaltung besitzt, wird keine Verschiebung der Zentralwellenlänge der Emissionslinie beobachtet. Im Gegensatz hierzu besitzen ungeladene Quantenpunktzustände, wie in Kapitel 2.2 beschrieben, meist eine Feinstrukturaufspaltung zwischen den Zuständen, welche horizontal und vertikal polarisiertes Licht emittieren. Da diese in der Regel kleiner ist als die Auflösung des verwendeten Gittermonochromators, lässt sich durch Anpassen einer gemeinsamen Lorentz-Funktion an die polarisationsaufgelösten Spektren eine Verschiebung in der Zentralwellenlänge mit dem Polarisationswinkel feststellen. Diese Verschiebung kommt durch die wechselweise Unterdrückung eines der beiden Zustände durch den Linearpolarisator zustande.

3.1.2 Charakterisierung von fasergekoppelten Proben

Die Charakterisierung von fasergekoppelten Quantenpunktstrukturen erfolgt vom Vorgehen identisch zu den Freistrahlmessungen, jedoch unterscheidet sich der Messaufbau bei

der optische Anregung. Da die Faser in der 2,5 mm breiten Faserhülse direkt mit der Oberfläche der jeweiligen Probe in Kontakt steht, ist es nicht möglich und auch nicht nötig, den Anregungslaser mit einem Mikroskopobjektiv auf die Struktur zu fokussieren und darüber auch das emittierte Licht einzusammeln. Stattdessen wird der Laser mittels eines Kollimators in die Glasfaser eingekoppelt und trifft divergent auf die Struktur am Ende der Glasfaser. Hierdurch wird die Leistungsdichte am Ort der Probe verringert, weshalb deutlich mehr Laserleistung in die Faser eingekoppelt werden muss, als für Freistrahlmessungen der selben Quantenpunktstruktur erforderlich wäre. Nimmt man als obere Grenze einen einfachen Vergleich der Laserpunktgröße in Freistrahlmessung ($D \approx 3 \mu\text{m}$) zu einer komplett ausgeleuchteten Glasfaser mit $50 \mu\text{m}$ Kerndurchmesser an, kommt man auf eine Reduktion der Flächenleistungsdichte um einen Faktor von 278. Eine elektrische Anregung der Probe kann wegen der Abschirmung der Probe durch die Faserhülse und der generellen technischen Gegebenheiten nur über Bonddrähte und großflächige Metallkontakte auf der Probe ($> 2,5 \text{ mm}$ Kantenlänge) erfolgen. Das emittierte Licht der Quantenpunktstruktur wird aufgrund der in Kap. 6.1 beschriebenen Ausrichtung der Faser in Bezug auf die Struktur direkt in die Glasfaser eingekoppelt. Das Licht wird dann über den anfänglich erwähnten Kollimator aus der Faser ausgekoppelt und über einen 92:8-Strahlteiler, der zur Einspeisung des gegebenenfalls verwendeten Lasers in den optischen Hauptstrahlengang dient, in den Doppelmonochromator gelenkt. Die Identifikation der einzelnen Quantenzustände erfolgt analog zu dem in Kapitel 3.1.1 beschriebenen Vorgehen.

3.2 Zeitaufgelöste Photolumineszenzspektroskopie

Möchte man einen Einblick in die Dynamik des strahlenden Zerfalls eines QP-Zustands erhalten, also z.B. die Lebenszeit eines Zustands bestimmen, ist es notwendig, die Emission nicht nur spektral, sondern auch zeitlich aufgelöst zu betrachten. Dies lässt sich durch ein statistisches Start-Stopp-Experiment mit einem Zeitkorrelator (engl.: time correlated single photon counting module, TCSPC) realisieren. Hierfür muss sichergestellt sein, dass zwischen dem Start der Zeitnahme und Emission des QP-Zustands, welche als Stopp-Signal dient, eine fixe zeitliche Korrelation besteht. Am einfachsten lässt sich dies durch eine gepulste Anregung des Zustands erreichen, wobei der Anregungspuls selbst als Start-Signal dient (entweder durch Abgreifen eines Teils der Anregung oder durch ein Referenzsignal der Ansteuerelektronik). Die QP-Emission wird mit einem Einzelphotonendetektor (engl.: single photon counting module, SPCM), basierend auf Silizium-Lawinendiioden (engl.: avalanche photo diode, APD), gemessen. Zur korrekten Aufnahme des Transienten eines einzelnen Zustands muss das Licht jedoch zuvor spektral gefiltert werden. Dies

geschieht entweder über einen als Bandpass agierenden Doppelmonochromator (vgl. Kapitel 3.1), oder einen schmalbandigen Bandpass-Interferenzfilter mit einer Halbwertsbreite von 0,277 nm. Ohne die Filterung könnten beispielsweise andere Zustände des gleichen oder eventuell vorhandener, spektral benachbarter Quantenpunkte, oder breitbandige Benetzungsschichtemission das Messergebnis verfälschen. Wird der Emittor zur bestimmten Zeit $t = 0$ elektrisch oder optisch angeregt, ist die Wahrscheinlichkeit, dass der entstandene Zustand zur Zeit $t > 0$ strahlend rekombiniert ist, durch $1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{sp}}^Z}\right)$ gegeben, mit der Lebenszeit τ_{sp}^Z des entsprechenden Zustands Z (X, XX etc.). Es ist wichtig, dass die Wahrscheinlichkeit nur einen einzigen Emissionszyklus pro Anregungspuls einzuleiten möglichst hoch ist, da sich sonst die zeitlich unkorrelierten, aufeinanderfolgenden Photonen im statistischen Start-Stopp-Experiment überlagern und das Ergebnis verfälschen können. Daher wird die Pulsdauer w der Anregung deutlich kleiner als τ_{sp}^Z gewählt, i.d.R. $w < 100$ ps. Der Puls darf im Gegenzug auch nicht zu kurz gewählt werden, da die Besetzung der QP-Zustände ebenfalls ein statistischer Prozess ist. Dessen Zeitkonstante τ_{bes}^Z hängt zum einen von der Art der Ladungsträgererzeugung ab (Relaxationszeit), aber auch von Ladungsträgerdichte (gesteuert über die Anregungsleistung) und Streuquerschnitt des QPes. Als Konsequenz erhöht sich die Besetzungswahrscheinlichkeit des Zustandes bei konstanter Ladungsträgergeneration während des Anregungspulses ($0 \leq t \leq w$) exponentiell mit $1 - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{\text{bes}}^Z}\right)$. Bei der Betrachtung des zeitaufgelösten PL-Signals ist zu beachten, dass jederzeit eine spontane Rekombination der Zustände auftreten kann. Daher steigt eine einfache Anpassungsfunktion zunächst mit $1 - \exp\left(-t\left(\frac{1}{\tau_{\text{sp}}^Z} + \frac{1}{\tau_{\text{bes}}^Z}\right)\right)$, bis sie nach der Zeit w proportional zu $\exp\left(\frac{-t+w}{\tau_{\text{sp}}^Z}\right)$ abfällt [Par15]. Die Funktion ist in Abb. 3.2 für eine Anregungsdauer ab dem Zeitpunkt $t_0 = 0$ von 0,2 ns, einer Besetzungszeit von 0,5 ns, einer Lebensdauer von 1,0 ns und einer Zeitauflösung des Detektors von 0,1 ns dargestellt. Zusätzlich zur kurzen Dauer muss der Pulsabstand der Anregungspulse deutlich größer sein als die Lebensdauer, damit der QP vor jedem neuen Anregungszyklus wieder in den Grundzustand übergehen kann. Um den schnellen Zerfall eines QP-Zustandes auflösen zu können ($\tau_{\text{sp}}^X \approx 1$ ns), werden im Rahmen dieser Arbeit Si-Lawinenphotodioden mit einer Zeitauflösung von 40 ps verwendet. Diese lässt sich näherungsweise durch eine Faltung der Anpassungsfunktion mit einer Gaußverteilung bei der Auswertung der Experimenten berücksichtigen.

3.3 Messung der Photonenstatistik

Um Zugriff auf die statistischen Eigenschaften des von den untersuchten Strukturen emittierten Lichts zu erlangen, wird von einem sogenannten Hanbury-Brown und Twiss (HBT)

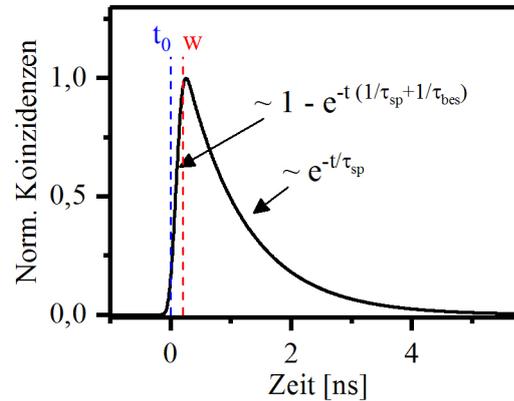


Abbildung 3.2: Exemplarische Anpassungsfunktion für zeitaufgelöste Lumineszenzmessungen mit $t_0 = 0$ ns, $w = 0,2$ ns, $\tau_{bes} = 0,5$ ns, $\tau_{sp} = 1,0$ ns und einer Zeitauflösung des Detektors von $0,1$ ns.

Aufbau [HB56] Gebrauch gemacht¹. Wie in Abb. 3.1, d) dargestellt, wird das Licht über einen mehrmodigen (MM) 50:50-Strahlteiler auf zwei identische Einzelphotonendetektoren geleitet und die Ereignisse mittels eines Zählmoduls zeitlich korreliert. Der Vorteil dieser Technologie besteht darin, dass alle benötigten Bauteile in hinreichender Qualität kommerziell erhältlich sind. Im Gegensatz hierzu steht beispielsweise die Möglichkeit, Photonenzahl-aufgelöste, supraleitende, kalorimetrische Detektoren einzusetzen. Diese Technologie bietet zwar den Vorteil, dass die tatsächliche Verteilungsfunktion der Photonen direkt ermittelt werden kann, allerdings sind solche Detektoren, wegen der benötigten Betriebstemperatur im mK-Bereich, nur unter großem technischen Aufwand zu betreiben.

Für die Aufnahme einer Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung der Photonenintensität (im Folgenden vereinfachend als Autokorrelationsmessung bezeichnet) muss das Licht zunächst spektral gefiltert werden. Dies geschieht analog zur zeitaufgelösten Messung in Kap. 3.2. Das gefilterte Licht wird im Rahmen dieser Arbeit mit einem faserbasierten HBT-Aufbau untersucht, sprich das Licht wird in einen Faserstrahlteiler eingekoppelt, dessen Enden direkt an die Einzelphotonendetektoren angeschlossen sind. Die Vorteile gegenüber einem Freistrahlaufbau liegen in der einfacheren und zeitlich stabileren Justage, sowie in der Möglichkeit die Weglänge zwischen Strahlteiler und den Detektoren über die Faserlänge zu steuern. Letzteres ist insofern wichtig, da Lawinenphotodioden während eines Detektionsevents selbst Photonen emittieren [Ulu00], die an Grenzflächen innerhalb der Faser (Faserenden, Teilungsbereich) reflektiert und wiederum vom jeweils anderen

¹ Für Emittoren deren Lebensdauer größer als die Totzeit der Einzelphotonendetektoren ist, lässt sich die Emittorenstatistik auch in einem vereinfachten Aufbau bestimmen [Ste12].

Detektor wahrgenommen werden können. Dieser sogenannte „cross-talk“ erzeugt also ein Bunching, ein gehäuftes Auftreten von Photonen, in einem Zeitabstand, der von der Laufzeit des Lichts zwischen den zwei Detektoren abhängt. Damit dieses nicht innerhalb des für die Photonenaufkorrelation relevanten Zeitfensters liegt, wird ein Strahlteiler mit 25 m Faserlänge an jedem Ausgang verwendet, da für die Zeit, die ein Photon von einem Detektor zum zweiten braucht, näherungsweise $\Delta t > 2 \cdot \frac{c_0}{n_{\text{eff}}} \cdot l$, mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 , dem effektiven Brechungsindex n_{eff} der Glasfaser und der Faserarmlänge l , gilt. Damit sich die um die Zeitdifferenz $\tau = 0$ symmetrische Autokorrelationsfunktion beiderseits des Ursprungs aufnehmen lässt, kann durch eine zusätzliche Verlängerung der Signallaufzeit in einem der beiden Detektionswege eine zeitliche Verschiebung der gemessenen Funktion bewirkt werden. Dies kann entweder in der Glasfaser oder aber der elektrischen Leitung hinter dem Detektor geschehen, wobei letzteres bei dem verwendeten Korrelationsmodul TimeHarp 260p von PicoQuant über eine interne Elektronik eingestellt werden kann. Mögliche Photonenkonstellationen für ein einzelnes und zwei gleichzeitig am Strahlteiler auftreffende Photonen und die resultierenden $g^{(2)}(0)$ -Werte sind in Abb. 3.3, a) und b) schematisch gezeigt. Trifft nur ein Photon auf den Strahlteiler, so muss es sich anschaulich ausgedrückt für einen der zwei Wege entscheiden und es kann bei der Korrelation der Detektorsignale keine Koinzidenz bei $\tau = 0$ festgestellt werden ($g^{(2)}(0) = 0$).¹ Treffen zwei Photonen auf den Strahlteiler, gibt es insgesamt vier Möglichkeiten, wobei zwei davon zu einer Koinzidenz bei $\tau = 0$ führen ($g^{(2)}(0) = 0,5$).

Bei der Messung mit einem HBT-Aufbau erhält man für einen kontinuierlich angeregten Einzelphotonenemitter eine Autokorrelationsfunktion zweiter Ordnung, die sich durch die Faltung

$$g_{\text{HBT,kont}}^{(2)}(\tau) = N \cdot \left(B + 1 - \left(1 - g^{(2)}(0) \right) \cdot e^{-\frac{|\tau-t_0|}{\tau_{\text{anti}}}} \right) * G_A(\tau) \quad (3.1)$$

darstellen lässt. Hier werden der Normierungsfaktor N , die Rauschkoinzidenzen der Detektoren B , die Zeitverzögerung t_0 , die Zeitkonstante des Antibunchings τ_{anti} und die Gaußverteilung G_A , deren Halbwertsbreite von der Zeitauflösung des Aufbaus τ_A abhängig ist, verwendet. Die Funktion ist für beispielhafte Parameter in Abb. 3.4, a) dargestellt. Die Zeitauflösung des Messaufbaus ist maßgeblich durch die Auflösung der Detektoren τ_{Det} (40 oder 250 ps) begrenzt, wohingegen die Kanalbreite des Korrelationsmoduls (25 ps) weniger relevant ist. Die Zeitkonstante lässt sich daher über $\tau_A = \sqrt{2} \tau_{\text{Det}}$ abschätzen. Es lassen sich folglich für jede Messung zwei $g^{(2)}(0)$ -Werte angeben: der gemessene Wert, der

¹ Quantenmechanisch betrachtet liegt hinter dem Strahlteiler eine Superposition vor, welche durch die Messung auf einen der zwei Wege projiziert wird.

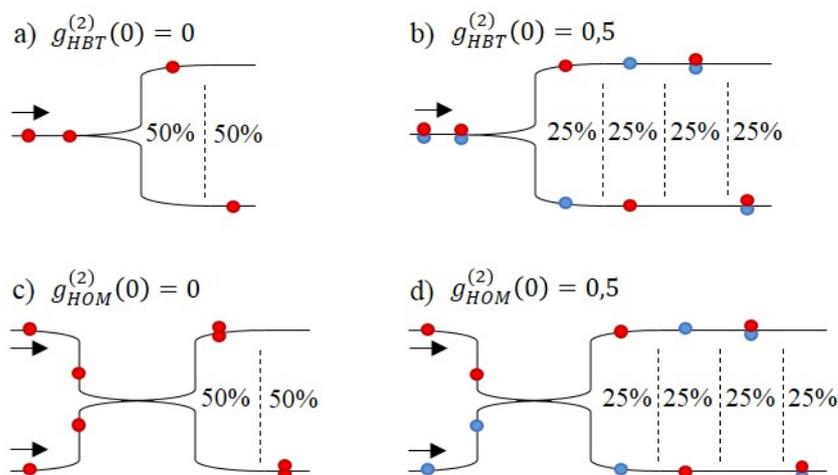


Abbildung 3.3: Schema möglicher Photonenkonstellationen in einer HBT- (a, b) und einer HOM-Messanordnung (c, d). a) Einzelne Photonen treffen auf einen 50 : 50-Strahlteiler und können ihn nur auf einem der beiden Wege verlassen. Es resultiert $g_{HBT}^{(2)}(0) = 0$. b) Zwei Photonen treffen gleichzeitig auf einen 50 : 50-Strahlteiler. Da die Photonen ihn mit einer Wahrscheinlichkeit von 50 % durch unterschiedliche Arme verlassen, liegt der $g_{HBT}^{(2)}(0)$ -Wert bei 0,5. c) Zwei ununterscheidbare Photonen treffen gleichzeitig auf einen 50 : 50-Strahlteiler. Durch die auftretende Quanteninterferenz können sie ihn nur durch den gleichen Arm verlassen. Es resultiert $g_{HOM}^{(2)}(0) = 0$. d) Zwei unterscheidbare Photonen treffen gleichzeitig auf einen 50 : 50-Strahlteiler. Da keine Interferenz auftritt können die Photonen den Strahlteiler unabhängig verlassen, was zu einem $g_{HOM}^{(2)}(0)$ -Wert von 0,5 führt.

sich als Minimum der gefalteten Anpassungsfunktion ergibt, sowie der entfaltete Wert, der als Parameter aus der Anpassungsfunktion entnommen werden kann. Die Werte werden im Folgenden analog als $g_{\text{gef}}^{(2)}(0)$ und $g_{\text{entf}}^{(2)}(0)$ bezeichnet. Für die Zeitkonstante des Antibunchings gilt $\tau_{\text{anti}}^{-1} = \tau_{\text{sp}}^{-1} + \tau_{\text{bes}}^{-1}$ [Mic00a, Lou00b] (vgl. Simulationen in Anhang A), sodass die kürzere Zeitkonstante die Breite des Antibunchings dominiert. Während die spontane Rekombinationszeit eines Zustands in erster Näherung unabhängig von der Anregung ist, ist die Besetzungszeit zu dieser indirekt proportional. Um bei einer gegebenen Zeitauflösung des Messaufbaus eine gute Auflösung des Antibunchings zu garantieren, empfiehlt es sich folglich die Anregungsintensität möglichst gering zu halten, damit $\tau_{\text{anti,max}}^{-1} \approx \tau_{\text{sp}}^{-1}$ erreicht wird.

Unter gepulster Anregung verwendet man im Idealfall die allgemein anerkannte Gleichung

$$g_{HBT,\text{puls}}^{(2)}(\tau) = N \cdot \left(B + \sum_{n \neq 0} e^{-\frac{|\tau - n\tau_{\text{rep}} - t_0|}{\tau_{\text{sp}}}} + g^{(2)}(0) \cdot e^{-\frac{|\tau - t_0|}{\tau_{\text{sp}}}} \right) * G_A(\tau), \quad (3.2)$$

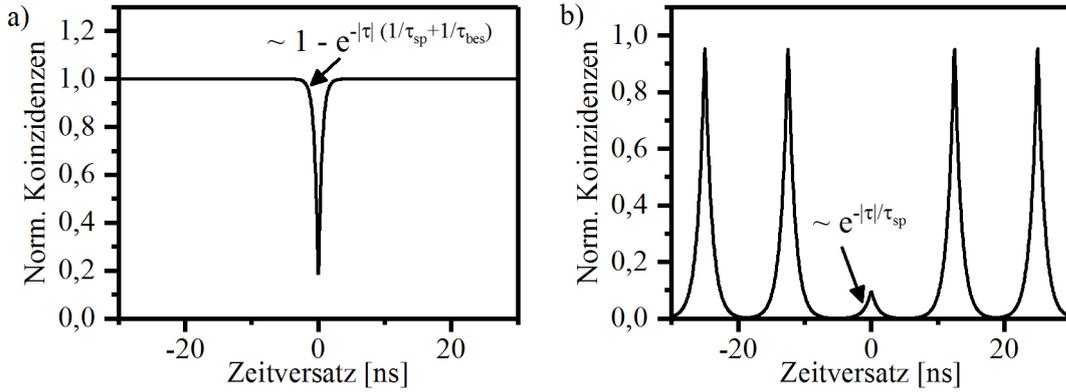


Abbildung 3.4: Exemplarische Anpassungsfunktionen für kontinuierliche (a) und gepulste (b) Photonenaufkorrelationsmessungen mit $g^{(2)}(0) = 0,1$, $\tau_{bes} = 1,0$ ns, $\tau_{sp} = 1,0$ ns und einer Zeitaufösung der Messanordnung von 0,1 ns.

mit dem Pulsabstand t_{rep} . Die Funktion ist für übliche Parameter in Abb. 3.4, b) zu sehen. Die Gültigkeit dieser Anpassungsfunktion ist jedoch auf eine delta-förmige Anregung zum Zeitpunkt $t = 0$ und $t_{rep} \gg \tau_{sp}$ beschränkt. In der Regel müssen also leicht abweichende Funktionen zur Anpassung von Messdaten verwendet werden, auf welche an der entsprechenden Stelle verwiesen und eingegangen wird.

Für nicht zu vernachlässigenden, unkorrelierten Hintergrund gilt der zu erwartende Wert für das entfaltete Antibunching

$$g_{S+H}^{(2)}(0) = 1 - \rho^2 \left(1 - g_S^{(2)}(0) \right), \quad (3.3)$$

mit $\rho = \frac{A_S}{A_H + A_S}$, mit den Flächen A_S und A_H der Anpassungsfunktion an das Spektrum von Signal S bzw. Hintergrund H [Bec01, Bro00]. Je nach Filter muss entweder eine rechteckige (Doppelmonochromator) oder eine Gauß-förmige Filterfunktion (Interferenzfilter) mit gegebener (Halbwerts-) Breite berücksichtigt werden, um den Anteil an Hintergrundsignal aus einem Spektrum zu ermitteln.

Um eine optimale Darstellung der Messdaten zu erzielen, sind Autokorrelationsmessungen im Folgenden meist gebinnt dargestellt. Dies bedeutet, dass über mehrere benachbarte Kanäle des Korrelators nach der Messung gemittelt wird, womit das Signal-Rauschverhältnis verbessert werden kann und markante Merkmale der Messung deutlicher hervortreten. Dies ist allerdings nur hilfreich, solange die Bin-Breite unterhalb der Zeitaufösung der Einzelphotonendetektoren liegt. Die Parameter von Anpassungsfunktionen werden, unabhängig von der gewählten Darstellung, wenn es die Statistik zulässt, mit den ungebinnten Rohdaten berechnet.

3.4 Messung der Photonenununterscheidbarkeit

Zwei Photonen werden als ununterscheidbar bezeichnet, wenn sie hinsichtlich aller physikalischer Eigenschaften identisch sind, sprich ihre Wellenzüge maximal überlappen. Die Messung der (Un-)Unterscheidbarkeit von Photonen lässt sich durch eine Hong-Ou-Mandel-Messanordnung realisieren [Hon87], welche einer Erweiterung des im vorherigen Abschnitt beschriebenen HBT-Aufbaus um ein vorgeschaltetes Mach-Zehnder-Faserinterferometer ähnelt (s. Abb. 3.1, e)). Wenn zwei ununterscheidbare Photonen aus je einem Arm des Interferometers gleichzeitig auf den zweiten, vierarmigen 50:50-Strahlteiler treffen, werden sie nach den Gesetzen der Quantenmechanik den Strahlteiler beide auf dem selben Weg verlassen (s. Abb. 3.3, c)). Dies ist möglich, da sich die zwei Konstellationen mit jeweils einem Teilchen in jedem Ausgangsarm aufgrund der Phasenlage gegenseitig auslöschen. Der resultierende Zustand lässt sich durch $|\Psi_{\text{aus}}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|2,0\rangle - |0,2\rangle)$ darstellen [Hon87]. In der darauffolgenden Korrelationsmessung ergibt sich ein Antibunching mit einem idealen $g_{\parallel}^{(2)}(0)$ -Wert von Null. Die Fasern des Interferometers müssen für diese Messung polarisationserhaltend (PM) und monomodig sein, da sonst eine künstliche Unterscheidbarkeit beim Durchlaufen des Interferometers erzeugt wird. Die Messungen werden wegen der höheren anwendungstechnischen Relevanz im Folgenden ausschließlich gepulst durchgeführt. Für eine gegebene Repetitionsrate der Anregung lässt sich die Laufzeit des Lichtes Δt in einem der beiden Arme durch eine variable Wegstrecke im ps-Bereich einstellen, damit zwei aufeinanderfolgende Photonen, die sich in unterschiedlichen Armen des Interferometers befinden, so zeitnah wie möglich am zweiten Strahlteiler eintreffen. Um auch eine Referenzmessung mit unterscheidbaren Photonen, die zur Ermittlung des Grades der Ununterscheidbarkeit benötigt wird, zu erhalten, befindet sich in einem der Arme ein drehbares $\lambda/2$ -Plättchen mit dem durch Drehen der Polarisation um 90° die Ununterscheidbarkeit der Photonen zerstört werden kann. Hier ergibt sich im Idealfall bei der anschließenden Korrelationsmessung ein $g_{\perp}^{(2)}(0)$ -Wert von 0,5, da die Photonen zufällig entweder unterschiedliche Wege, oder aber den selben Weg aus dem Strahlteiler heraus wählen (s. Abb. 3.3, d)). Diese Referenz ist essentiell, da ein $g_{\parallel}^{(2)}(0)$ -Wert von Null in der Ununterscheidbarkeitsmessung auch zu erwarten ist, wenn einer der zwei Faserarme keine Photonen führt, was einer normalen HBT-Messung entspräche. Bei der Referenzmessung würde dieser Fehler bemerkt werden, da hier ebenfalls ein $g_{\perp}^{(2)}(0)$ -Wert von Null die Folge wäre. Ein Grad für die Ununterscheidbarkeit ist die sogenannte Visibilität V , definiert über

$$V = \frac{\left(g_{\perp}^{(2)}(0) - g_{\parallel}^{(2)}(0)\right)}{g_{\perp}^{(2)}(0)}. \quad (3.4)$$

Aus den vorherigen Überlegungen ergibt sich für eine ideale Quelle von ununterscheidbaren Photonen eine maximale Visibilität von 1. Da im Rahmen dieser Arbeit HOM-Messungen nur unter gepulster Anregung und optimalen Bedingungen - sprich die Anregungsfrequenz entspricht dem inversen des Zeitversatzes der beiden Arme ($f = t_{\text{rep}}^{-1} = t_{\text{del}}^{-1}$), die Emissionspulse sind klar separiert ($t_{\text{rep}} \gg \tau_{\text{sp}}$) und es kommt nicht zu einem Wiedereinfang von Ladungsträgern innerhalb eines Emissionszyklus - durchgeführt werden, kann der jeweilige $g^{(2)}(0)$ -Wert über die Anpassungsfunktion

$$g_{\text{HOM}}^{(2)}(\tau) = N \cdot \left(B + g_{\parallel, \perp}^{(2)}(0) e^{-\frac{|\tau-t_0|}{\tau_{\text{sp}}}} + \frac{3}{4} e^{-\frac{|\tau-t_0 \pm t_{\text{rep}}|}{\tau_{\text{sp}}}} + \sum_{|n|>1} e^{-\frac{|\tau-t_0-n \cdot t_{\text{rep}}|}{\tau_{\text{sp}}}} \right), \quad (3.5)$$

welche wieder mit der Detektorfunktion $G_A(\tau)$ gefaltet werden muss, aus dem Korrelationshistogramm ermittelt werden.¹ Die Anpassungsfunktion ist für einen idealen Emitter ununterscheidbarer Photonen in Abb. 3.5 dargestellt. Die Funktion berücksichtigt, dass die Höhe der Koinzidenzpulse bei $\tau = \pm t_{\text{rep}}$ aufgrund der kombinatorischen Möglichkeiten der Photonenkonstellation an den Detektoren nur 75 % der Höhe der Pulse mit $|n| > 1$ beträgt.

3.5 Effizienz des Messaufbaus

Eine der wichtigsten Kenngrößen für die praktische Anwendung von Einzelphotonenquellen ist die Photonenextraktionseffizienz η_{PEE} (vgl. Kap. 2.3), die über die Ladungsträgerinjektionseffizienz η_{inj} mit der messbaren Gesamteffizienz $\eta_{\text{ges}} = \eta_{\text{PEE}} \cdot \eta_{\text{inj}}$ zusammenhängt. Um zu bestimmen welcher Anteil η_{ges} des gesamten vom ausgesuchten QP-Zustand emittierten Lichts in die erste Optik der Messapparatur eingekoppelt wird², muss man die Effizienz des Aufbaus η_{Aufbau} von der ersten Optik hinter der Probe bis zu den Detektoren bei der Emissionswellenlänge bestimmen. Die Summe der maximalen Photonenzählrate $N_{\text{Det, mess}}$ aller Einzelphotonendetektoren während einer Messung hängt dann über

$$N_{\text{ges}} = N_{\text{Det, mess}} / \eta_{\text{Aufbau}} = f \cdot \eta_{\text{ges}} \quad (3.6)$$

1 Der Vollständigkeit halber ist zu erwähnen, dass auch kontinuierliche HOM-Messungen möglich (s. beispielsweise [Ate12]), diese jedoch für praktische Anwendungen in der Quantenkommunikation weniger relevant sind.

2 Je nach Definition bezieht sich die Angabe von η_{ges} bzw. η_{PEE} in der Literatur nicht nur auf die Emission eines Zustands, sondern fast teilweise alle exzitonischen Anteile der Emission (X , X^+ , X^-) in einer Kenngröße zusammen.

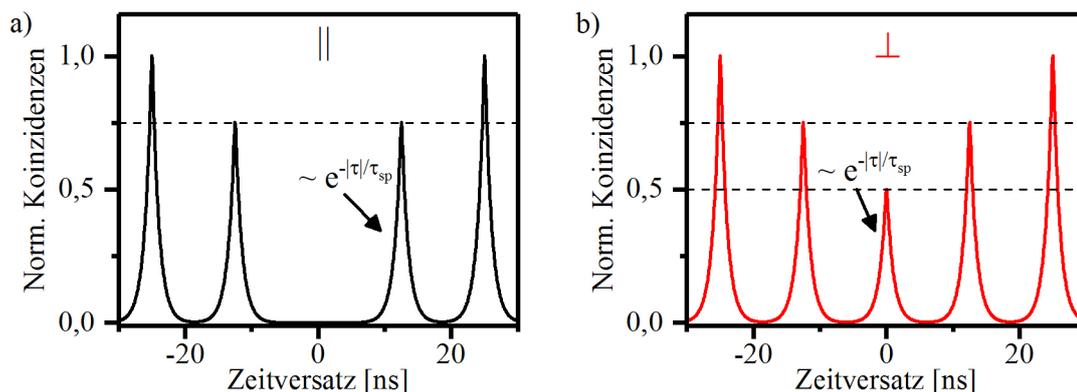


Abbildung 3.5: Exemplarische Anpassungsfunktionen für gepulste Hong-Ou-Mandel-Messungen in paralleler (a) und senkrechter Polarisation (b) der beiden Arme mit $V = 100\%$, $\tau_{\text{bes}} = 1,0 \text{ ns}$, $\tau_{\text{sp}} = 1,0 \text{ ns}$ und einer Zeitaufösung der Messanordnung von $0,1 \text{ ns}$.

mit der Gesamtemission N_{ges} des Zustandes zusammen und ist über die Anregungsfrequenz f in die Gesamteffizienz umrechenbar. Bei der Bestimmung der Einzelphotonenrate ist ferner der $g^{(2)}(0)$ -Wert nach

$$N_{\text{einzel}} = N_{\text{ges}} \cdot \sqrt{1 - g^{(2)}(0)} \quad (3.7)$$

zu berücksichtigen [Pel02]. Um η_{Aufbau} zu bestimmen, wird ein verstimmbarer Laser verwendet, da viele Optiken sowie die Detektoren wellenlängenabhängige Charakteristika aufweisen. Anstelle der Probe wird ein Spiegel mit bekannter Reflektivität $R(\lambda)$, z.B. ein Goldspiegel ($R_{\text{Gold}}(930 \text{ nm}) \approx 98\%$), angebracht. Der Laser wird auf die relevante Wellenlänge und eine mit einem Leistungsmessgerät messbare Leistung im nW-Bereich eingestellt. Die Reflexion des Lasers am Goldspiegel im Kryostat simuliert eine Lichtquelle und deren Emission in den Messaufbau, deren Intensität sich allerdings, im Gegensatz zu der der Einzelphotonenquelle, ohne spektralen Filter direkt messen lässt. Notiert man folglich die Intensität des Lasers beim Eintritt in den Kryostat P_0 (also vor Durchlaufen der optischen Durchführung des Kryostats mit der Reflektivität R_{Glas} und vor Reflexion am Goldspiegel) und zeichnet die Zählraten der Einzelphotonendetektoren $N_{\text{Det,kal}}$ am Ende des Strahlengangs durch den Messaufbau auf, kann man aus deren Quotient die Effizienz des Messaufbaus nach

$$\eta_{\text{Aufbau}} = \frac{N_{\text{Det,kal}} \cdot h\nu}{(1 - R_{\text{Glas}}) \cdot R_{\text{Gold}} \cdot P_0 \cdot \mathcal{T}} \quad (3.8)$$

bestimmen, mit dem Planckschen Wirkungsquantum h , dem Transmissionskoeffizienten \mathcal{T} und der Frequenz $\nu = \frac{c}{\lambda}$, wobei λ die Wellenlänge des gemessenen Lichts mit der Lichtge-

schwindigkeit c bezeichnet. Da der Laser hell genug eingestellt werden muss, um mit einem kalibrierten Leistungssensor gemessen zu werden, diese Intensität aber den Einzelphotonendetektoren schaden würde, werden vor dem Monochromator Graufilter eingesetzt. Die Transmission der Filter wird separat bei der gegebenen Wellenlänge bestimmt und durch den Faktor \mathcal{T} in der Messaufbaueffizienz berücksichtigt. Im Laufe dieser Arbeit wurde die Fasereinkopplung hinter dem Monochromator (s. Abb. 3.1) zur Erhöhung der Effizienz von direkter Einkopplung in der Bildebene des Monochromators zu einer Einkopplung mittels Linse und Faserkollimator umgebaut. Es ergeben sich durch Verwendung von Gl. 3.8 für die HBT-Messanordnung die Effizienz für direkte Einkopplung $\eta_{\text{HBT,dir}} = (0,50 \pm 0,06) 10^{-3}$ und die Effizienz für Einkopplung über einen Kollimator $\eta_{\text{HBT,kol}} = (2,45 \pm 0,29) 10^{-3}$, was etwa einer Verbesserung um einem Faktor 5 entspricht. Die HOM-Messanordnung wurde ausschließlich über Linse und Kollimator an den Monochromator gekoppelt, was zu einer Effizienz $\eta_{\text{HOM,kol}} = (0,258 \pm 0,030) 10^{-3}$ führt. Der Unterschied von ca. einer Größenordnung im Vergleich zu $\eta_{\text{HBT,kol}}$ ist zu erwarten, da bei der HOM-Anordnung mit monomodigen Fasern gearbeitet werden muss (vgl. Kap. 3.4).

4 Vergleich verschiedener Quantenpunkt-Einzelphotonenemitter

Im Hinblick auf einen alleinstehenden, einzelne Photonen in eine Glasfaser emittierenden Demonstrator ist es zunächst notwendig, sich mit dem substantiellsten Teil des Geräts, der Einzelphotonenquelle selbst, zu befassen. Der Emitter der Wahl ist im Rahmen dieser Arbeit ein InGaAs-Quantenpunkt in einer GaAs-Matrix. Da es für die Herstellung und das Design von Einzelphotonenquellen in diesem System verschiedenste Ansätze mit unterschiedlichen Vor- und Nachteilen in Bezug auf die Zielsetzung der Arbeit gibt, werden in diesem Kapitel vier vielversprechende Strukturen vorgestellt und hinsichtlich ihrer Leistung und Eignung verglichen. Ein besonderes Augenmerk liegt dabei auf der Qualität der Emission, auf der Effizienz, mit der das Licht aus den Strukturen extrahiert werden kann sowie auf der sinnvollen Maximalgeschwindigkeit, mit der die Struktur angeregt werden kann. Auf eine Präsentation der Standardcharakterisierung (polarisations-, leistungs- und temperaturaufgelöste Spektroskopie) wird verzichtet, solange diese für das Verständnis der Ergebnisse nicht notwendig ist. Eine vollständige Standardcharakterisierung einer exemplarischen Struktur wird wegen ihres Neuheitswertes in Kap. 5.3 dargelegt.

4.1 Quantenpunkt-Bauteile mit vergrabemem Verspannungszentrum

Der Ansatz, mittels unter der Oberfläche befindlicher, positionierter Verspannungszentren, kurz vergrabene Stressoren, ein lokalisiertes Wachstum einzelner QPe zu begünstigen und diese in eine Struktur zur Photonextraktion einzubauen, wurde bereits im Jahr 2013 an der Technischen Universität Berlin entwickelt [Str13]. Durch langjährige Prozessentwicklung ist es möglich geworden, verlässlich optisch und elektrisch betriebene Strukturen mit einzelnen QPen im Zentrum herzustellen, die in klarer Konkurrenz zu gängigen Einzelphotonenquellen stehen [Str12b, Unr12].

4.1.1 Technologie

Bei der Herstellung von Bauteilen mit vergrabenen Stressoren (Schema in Abb. 4.1, a)) werden in einem ersten Epitaxieschritt zunächst DBR-Spiegel zur Erhöhung der Photonenextraktionseffizienz und die Schichten, die für die Ausbildung des Verspannungszentrums benötigt werden, gewachsen. Für letzteres wird eine Schicht AlAs zwischen zwei $\text{Al}_{0,9}\text{Ga}_{0,1}\text{As}$ -Schichten [Str12a] mit einer Gesamtdicke von 120 nm hergestellt [Str12b], die mit einer wenige zehn Nanometer starken Schicht gegen ungewollte Oxidation an Luft geschützt wird. Da die Oxidation von AlAs, im Gegensatz zu der von GaAs, eine exotherme Reaktion ist, lässt sich nach dem Prozessieren von quadratischen Mesen mit Kantenlängen von wenigen zehn Mikrometern, eine stark selektive, laterale Oxidation des AlAs erreichen. Die Oxidation hinterlässt ein amorphes Aluminiumoxid, welches eine um wenige Prozent niedrigere Schichtdicke als AlAs aufweist [Str12a]. Wird die Oxidation rechtzeitig gestoppt, bleibt im Zentrum der Mesa ein Rest an AlAs zurück, was zur Ausbildung eines ortsabhängigen Verspannungsprofils an der GaAs-Oberfläche führt, sodass der Großteil des Kristallgitters der Mesa gestaucht, das Zentrum, die sog. Apertur, jedoch gedehnt ist. Werden die Größen der Mesa und die Oxidationsparameter korrekt gewählt, kann die Verspannung so eingestellt werden, dass sich im anschließenden Epitaxieschritt ein einzelner, selbstorganisierter QP im Zentrum der Apertur ausbilden kann [Str12b]. Am Rand der Mesa können weitere, jedoch aufgrund ihrer Entfernung zum zentralen QP irrelevante QPe entstehen, da hier ebenfalls eine Dehnung des Kristallgitters auftritt. Zuletzt werden eine Deckschicht und, bei Bedarf, ein oberer DBR-Spiegel aufgewachsen.

Im Falle elektrisch betriebener Bauteile, müssen die Schichten mit einem p-i-n-Dotierungsprofil gewachsen (vgl. Kap. 2.2.3) und vor dem ersten Lithographieschritt mit einem metallischen Rückseitenkontakt versehen werden. Bei elektrischen Strukturen dient die Apertur nicht nur als Verspannungszentrum, sondern auch der Stromführung durch das Bauteil, da das umgebende Aluminiumoxid ein Isolator ist [Unr12]. Man erkennt in Abb. 4.1, b) eine ungefilterte Mikroskopaufnahme einer elektrisch betriebenen Struktur (blaue Markierung). Die Emission ist im zentralen Bereich der Apertur (rot markiert) aufgrund der erhöhten Stromdichte begünstigt. Der effizienteste Strompfad, sprich eine gezielte Führung der Ladungsträger durch den zentralen QP, kann erzielt werden, wenn die QP-Schicht im p-dotierten Bereich liegt [Kan16], was im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht verwendet wurde. Ferner wird nach dem Isolieren der Oberfläche mit amorphem Siliziumnitrid ein weiterer UV-Lithographieschritt mit anschließender Prozessierung notwendig, um einen ringförmigen Oberseiten- und/oder einen Intrakavitätskontakt aufzubringen.

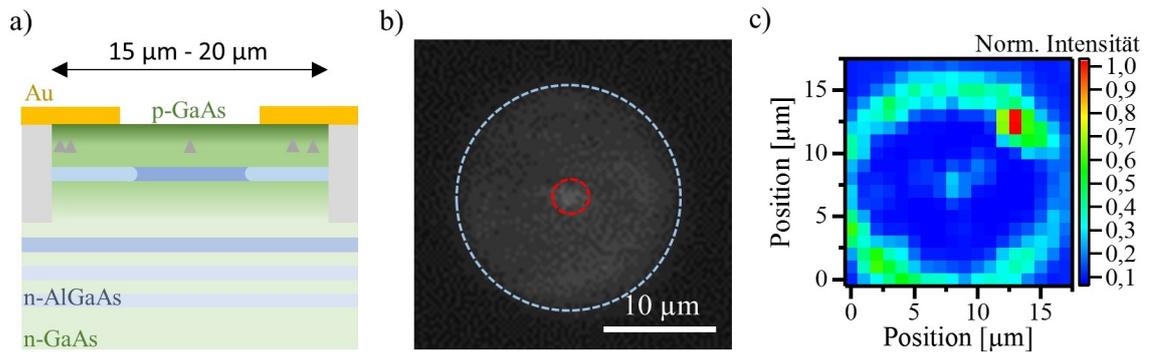


Abbildung 4.1: a) Schematischer Querschnitt eines elektrisch kontaktierten Einzelphotonenemitters mit vergrabenem Spannungszentrum. b) Ungefilterte Mikroskopaufnahme der Elektrolumineszenz eines Bauteils. c) Spektral gefilterte Photolumineszenzkarte des Bauteils bei der Wellenlänge des zentral positionierten Quantenpunkts ((935 ± 5) nm).

4.1.2 Messungen

Spektrale Eigenschaften

Da es sich bei der Herstellung von Einzel-QP-Bauteilen mittels vergrabenen Stressoren um einen statistischen Prozess handelt, muss zunächst das Wachstum einzelner QPe im Zentrum eines Bauteils verifiziert werden. Dies geschieht über räumlich hochauflösende μ PL, bei der die Detektionsfläche auf der Probe durch den Einsatz einer wenige zehn Mikrometer messenden Lochblende im Strahlengang reduziert wird. Durch Abrastern der Bauteiloberfläche kann diese spektral kartiert werden. Eine solche Karte, bei der die Intensität über den Bereich der Zielwellenlänge des QP-Wachstums (in diesem Fall gilt $\lambda = (935 \pm 5)$ nm) für eine zweidimensionale Darstellung integriert wurde (im Folgenden kurz als Intensitätskarte bezeichnet), ist in Abb. 4.1, c) zu erkennen. Im Zentrum des Bauteils ist eine räumlich sehr begrenzte Emission weniger einzelner QPe zu sehen. Man beobachtet zusätzlich verstärkte Emission am Rand des Bauteils, da sich dort, wie zuvor diskutiert, ebenfalls QPe bilden.

Das Spektrum eines elektrisch betriebenen Bauteils mit wenigen zentralen QPen bei einer Proben temperatur $T = 20$ K ist in Abb. 4.2, a) dargestellt. Das rote Spektrum zeigt die QP-Emission unter Gleichstromanregung mit 23 nA, das schwarze Spektrum zeigt die Emission bei Anlegen von rechteckigen Spannungspulsen mit einer Frequenz $f = 475$ MHz und einer Amplitude von 0,63 V. Man erkennt, dass das schwarze Spektrum um 0,18 nm zu höheren Energien verschoben ist. Dies kann durch einen leichten Stark-Effekt erklärt werden, also einem Verschieben der Energieniveaus durch die Veränderung des Potentials um den QP. Da diese Verschiebung mit der Pulsdauer korreliert, die Lebenszeit des Zustan-

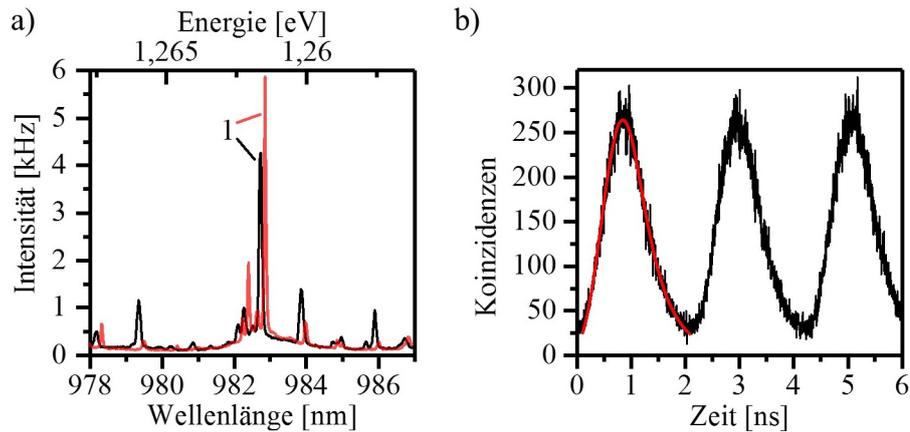


Abbildung 4.2: a) Spektrum eines elektrisch betriebenen Bauteils mit wenigen, zentralen Quantenpunkten auf einem vergrabenen Spannungszentrum unter Gleichstrom- (rot) sowie gepulster Anregung bei 475 MHz Wiederholrate (schwarz). b) Zeitaufgelöste Elektrolumineszenz gemessen am dominanten Zustand des Spektrums aus a). Die Lebensdauer ergibt sich zu $\tau = (0,423 \pm 0,008)$ ns.

des jedoch länger ist, führt sie auch zu einer spektralen Verbreiterung der Emissionslinie. In diesem Fall ist eine Verbreiterung von $104 \mu\text{eV}$ unter Gleichstromanregung zu $182 \mu\text{eV}$ unter gepulster Anregung zu beobachten. Abb. 4.2, b) zeigt die zeitliche Entwicklung der Emission des dominanten Zustandes. Zu erkennen sind drei aufeinanderfolgende Emissionszyklen mit 2,1 ns Abstand, wobei die rote Linie die Anpassungsfunktion darstellt (vgl. Kap. 3.2). Es ergibt sich eine Rekombinationszeit von $(0,423 \pm 0,008)$ ns.

Einzelphotonenemission und Effizienz

Die Qualität der Einzelphotonenemission des untersuchten Zustands wird durch Autokorrelationsmessungen, wie in Kap. 3.3 beschrieben, geprüft. Unter Gleichstromanregung ergibt sich ein Histogramm - dargestellt in Abb. 4.3, a) -, welches einen entfalteten $g^{(2)}(0)$ -Wert von $0,09 \pm 0,08$ aufweist. In der Abbildung sind, neben den Messdaten, sowohl die gemessene (grün) als auch die entfaltete Anpassungsfunktion (rot) nach Gl. 3.1 eingezeichnet. Abb. 4.3, b) zeigt das Histogramm der gepulst angeregten Quelle. Man erkennt, dass bei einer Anregungsrate von 475 MHz ein entfalteter $g^{(2)}(0)$ -Wert von $0,12 \pm 0,09$ erreicht wird. Zur Anpassung wurde eine Erweiterung der Anpassungsfunktion nach Nakajima et al. [Nak12] verwendet, welche die Überlappung benachbarter Pulse berücksichtigt. Hierdurch werden unphysikalische Korrelationsereignisse bei kurzen Pulsabständen aus der Funktion entfernt, welche in die einfache Form in Gl. 3.2 mit eingehen. Unter Verwendung von $\eta_{\text{HBT,dir}}$ und der Photonenzählrate während der gepulsten Autokorrelationsmessung

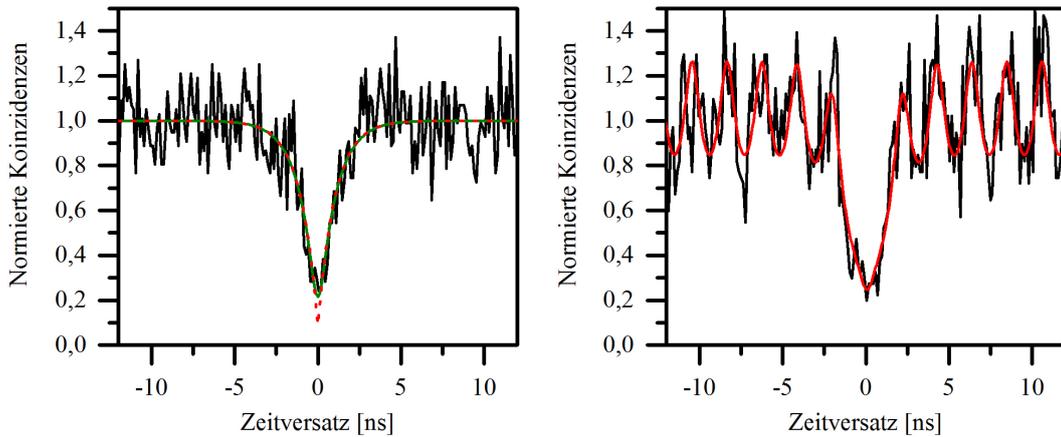


Abbildung 4.3: Autokorrelationsmessungen des Zustands 1 unter Gleichstromanregung mit 23 nA (a) und gepulster Anregung mit 475 MHz Wiederholrate und einer Amplitude von 0,63 V (b). Die entfaltenen $g^{(2)}(0)$ -Werte ergeben sich zu $g_{\text{gleich,entf}}^{(2)}(0) = 0,09 \pm 0,08$ und $g_{\text{puls,entf}}^{(2)}(0) = 0,12 \pm 0,09$.

lässt sich nach Gl. 3.6 eine gefilterte Gesamtemission in die erste Linse des Messaufbaus von 9,7 MHz und nach Gl. 3.7 eine reine Einzelphotonenrate des untersuchten Zustands von 9,1 MHz errechnen. Unter Berücksichtigung der Anregungsrate beträgt die messbare Gesamteffizienz des hellsten Zustands der Struktur $(1,99 \pm 0,17) \%$.

4.1.3 Vor- und Nachteile

Im Hinblick auf eine fasergekoppelte, effiziente und hoch qualitative Einzelphotonenquelle bietet der vorgestellte Ansatz des vergrabenen Stressors mehrere positive Aspekte. Zum einen ist sowohl eine optische als auch eine elektrische Anregung der QPe, begünstigt durch den vordefinierten Strompfad, gut realisierbar. Des weiteren ist die optische Qualität durch den Quasi-Stranski-Krastanov-Wachstumsmodus und mehrere Mikrometer Abstand von den nächsten Ätzkanten gesichert. Es lässt sich kaum spektrale Diffusion bei teilweise sogar auflösungsbegrenzten Linienbreiten (vgl. [Unr12]) feststellen. Durch das räumlich isolierte Wachstum der QPe im Zentrum, kommt es bei idealen Strukturen nicht zum Überlappen von Zuständen verschiedener QPe, was unter anderem, den guten $g^{(2)}(0)$ -Wert von 0,09 unter Gleichstrom und 0,12 unter gepulster Anregung begründet.

Weiteres Entwicklungspotential zeigt der Ansatz in Hinblick auf die Emissionsrate der Photonen. Die Möglichkeit zum Überwachen der QPe mit einem oberen DBR-Spiegel scheint nach logischen Überlegungen prinzipiell möglich und ist Teil andauernder Untersuchungen. Hierdurch könnte eine Kavität und ein Purcell-Effekt nutzbar gemacht werden und damit die Lebensdauer reduziert sowie die Extraktionseffizienz erhöht werden. Auch

das Überwachsen mit Mikrolinsen, wie sie in Kap. 4.3 beschrieben werden, wird in weiterführenden Studien untersucht und könnte die Effizienz signifikant erhöhen.

Negativ zu erwähnen sind vor allem die sensiblen Wachstums- und Prozessparameter für die Herstellung von Apertur und QPen. Um Strukturen mit optimalen Bedingungen zu erhalten, werden viele Mesen mit unterschiedlichen Durchmessern nebeneinander auf der Probe geätzt und überwachsen. Erst bei der μ PL- oder μ EL-Charakterisierung der fertigen Strukturen wird sichtbar, in welchem Bereich der Probe geeignete Emittoren zu finden sind. Da das Wachstum der QPe ein statistischer Prozess ist, sind auch im optimalen Parameterbereich nur wenige Strukturen tatsächlich mit einem einzelnen, mittigen QP versehen. Ferner ist die mechanische Stabilität der Apertur ein kritischer Punkt, der gegen die Verwendung mit der geplanten direkten Faserkopplungsmethode (s. Kap. 6.1) spricht. Schon während des Herstellungsprozesses kommt es durch die Verspannung im Bereich der Apertur öfters zu einem Abplatzen des Teils oberhalb selbiger, was die Strukturen unbrauchbar für die weitere Prozessierung und damit für die Verwendung als Einzelphotonenemitter macht. Diesem Problem wird durch einen graduellen Verlauf der Aluminiumkonzentration in den Schichten um die Oxidationsschicht zwar entgegengewirkt, aber da bei der Faserkopplung eine zusätzliche mechanische Belastung auf der Struktur lastet, sind häufige Defekte der gekoppelten Strukturen zu erwarten.

4.2 Quantenpunkt-Mikrosäulenresonatoren

Halbleiter-Mikrosäulenresonatoren sind wenige Mikrometer hohe, meist runde Kavitäten, basierend auf DBR-Spiegeln. Wie in Kap. 2.4 dargelegt wurde, eignen sich Mikroresonatoren um, durch Ausnutzen des Purcell-Effekts, Einfluss auf die Emissionsrate eines QPe innerhalb der Kavität zu erlangen. Ein niedriges Modenvolumen und hohe Gütefaktoren, wie sie in den Mikrosäulen vorliegen, begünstigen diesen Effekt.

4.2.1 Technologie

Um Mikrosäulenresonatoren herzustellen, wird zunächst eine zweidimensionale Kavität gewachsen, die eine Emitterschicht enthält. Diese besteht aus zwei an die gewünschte Resonanzwellenlänge angepassten AlAs/GaAs-DBR-Spiegeln mit 25 Schichtpaaren im unteren und 13 im oberen Spiegel. Die Asymmetrie ist notwendig, um eine bevorzugte Auskopplung in Wachstumsrichtung zu erzielen. Die Spiegelanzahl wurde ausgewählt, um eine maximale Photonextraktionseffizienz zu erreichen und führt zu einem Q_{2D} -Faktor von etwa 3000 [Hei10b]. Die Spiegel betten eine λ -dicke GaAs-Schicht ein, in deren Zentrum InGaAs-QPe mit niedriger Dichte gewachsen wurden. Um eine elektrische Anregung zu ermögli-

chen, sind die Spiegel entsprechend dotiert (vgl. Kap. 2.2.3) und auf die Unterseite der Probe wird eine metallische Kontaktschicht aufgedampft. Mittels Elektronenstrahlolithographie und reaktivem Ionenätzen werden runde Säulen mit $2,0\ \mu\text{m}$ Durchmesser aus dem Material gewonnen, sodass der Q -Faktor der Resonatoren zwischen 1300 und 2300 liegt [Hei10b]. Der gewählte Durchmesser liegt im analytische Optimum der genäherten Photonenextraktionseffizienz nach Gl. 2.12, des Kompromisses zwischen Streuverlusten am Rand des Resonators, die indirekt proportional zu dessen Radius sind, und dem Purcell-Faktor, der nach Gl. 2.10 vom Quotienten aus Q -Faktor und Modenvolumen abhängt. Die Probe wird anschließend mit Benzocyclobuten (BCB) bedeckt. Mit einem Sauerstoffplasma werden die Spitzen der Säulen wieder freigelegt und die BCB-Oberfläche geglättet, sodass schließlich mit Hilfe von UV-Lithographie ringförmige Kontakte hergestellt werden, die eine ungehinderte Emission aus dem oberen DBR-Spiegel zulassen und den elektrischen Betrieb ermöglichen. In Abb. 4.4, a) ist eine Rasterelektronenmikroskopaufnahme sowie eine schematische Darstellung des Querschnitts durch einen fertigen Mikrosäulenresonator zu sehen.

4.2.2 Messungen

Spektrale Eigenschaften

Wie zuvor diskutiert, liegt der große Vorteil von Mikrosäulenresonatoren in der Nutzung des Purcell-Effekts. Um einen QP in Resonanz mit der Kavität zu bringen, wird hier von der Temperatur als Stellparameter Gebrauch gemacht. Das Verhalten von QP- und Kavitätsemission wird in Abb. 4.4, b) demonstriert, in welcher man die Entwicklung des EL-Spektrums in Abhängigkeit von der Temperatur erkennt. Der Mikrosäulenresonator wurde mit einer Wiederholrate von 373 MHz elektrisch angeregt, bei einer Pulslänge von 200 ps, einer Amplitude von 1,38 V und einer Vorspannung knapp unterhalb der Schwellspannung der Diode (1,49 V). Die Energie der Kavität (C) steigt langsamer mit steigender Temperatur, als die der QP-Zustände (nur X^- markiert), was es ermöglicht einzelne Emissionslinien spektral durch die Kavität zu schieben. Im dargestellten Fall beträgt die Resonanztemperatur 13 K und man erkennt eine deutliche Überhöhung der QP-Emission im Vergleich zur einfachen Summe von Kavität und QP außerhalb der Resonanz. Die Spektren bei der Resonanztemperatur (13 K) und einer exemplarischen, höheren Temperatur (28 K) sind zur Veranschaulichung des Effekts in Abb. 4.4, c) separat dargestellt. Die Überhöhung der Emission in Resonanz deutet bereits auf einen ausgeprägten Purcell-Effekt hin, der einerseits mit einer Verkürzung der Rekombinationszeit, andererseits mit einer Steigerung der Auskoppelleffizienz und folglich mit einer erhöhten detektierbaren Intensität der QP-Emis-

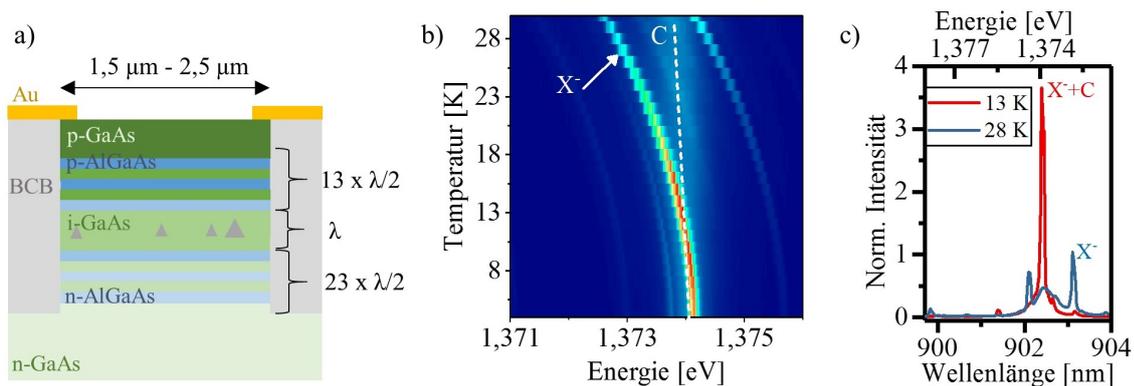


Abbildung 4.4: a) Schematischer Querschnitt durch einen p-i-n-dotierten, elektrisch kontaktierten Mikrosäulenresonator mit Quantenpunktschicht im Zentrum der Kavität. Schichtdicken von Kavität und Braggspiegeln sind in Vielfachen der Wellenlänge λ im entsprechenden Material angegeben. b) Temperaturabhängigkeit des Spektrums eines Quantenpunkt-Mikrosäulenresonators. Man erkennt eine Überhöhung der Intensität (roter Bereich) des X^- -Zustands, wenn dieser sich in Resonanz mit der Kavität (C) befindet. c) Spektren der Struktur aus b) innerhalb (rot) und außerhalb der Resonanz (blau).

sion einhergeht. Nach [Mun09] kann der Purcell-Faktor in diesem Fall zu $F_P = (3,2 \pm 0,4)$ abgeschätzt werden und es ergibt sich mit dem bei 28 K aus dem Spektrum extrahierten Q-Faktor der Kavität $Q = (2100 \pm 100)$ nach Gl. 2.12 eine erwartete Extraktionseffizienz von 53 %.

Einzelphotonenemission und Effizienz

Zur Untersuchung der Photonenstatistik und der Bauteileffizienz wird zunächst die Emission des resonanten QP-Zustandes aus Abb. 4.4, c) durch einen Doppelmonochromator gefiltert und über Linse und Kollimator in einen HBT-Messaufbau mit $\eta_{\text{HBT, kol}} = (2,45 \pm 0,29) 10^{-3}$ eingekoppelt. Das Ergebnis ist in Abb. 4.5, a) im obersten Teilbild dargestellt. Man erkennt klar separierte Koinzidenzmaxima und ein ausgeprägtes Antibunching bei $\tau = 0$. Der $g^{(2)}(0)$ -Wert von $(0,076 \pm 0,014)$ belegt qualitativ hochwertige Einzelphotonenemission aus dem X^- -Zustand. Aus der summierten Zählrate der zwei Einzelphotonendetektoren (240 kHz) lässt sich nach Gl. 3.6 die Emission in die erste Linse des Messaufbaus zu $N_{\text{ges}} = (99 \pm 11)$ MHz berechnen. Korrigiert man diesen Wert nach Gl. 3.7 erhält man (95 ± 20) MHz reine Einzelphotonenemission, was durch Division mit der Anregungsrate eine Bauteileffizienz von $(25,4 \pm 5,5)$ % ergibt.

Die Auswirkungen und der Nutzen des Purcell-Effekts kommen besonders bei Anregungsraten mit Pulsabständen im Bereich der natürlichen Lebensdauer von QP-Zuständen (~ 1 ns) zum Tragen. Daher wird im Folgenden das Verhalten der Einzelphotonenqualität

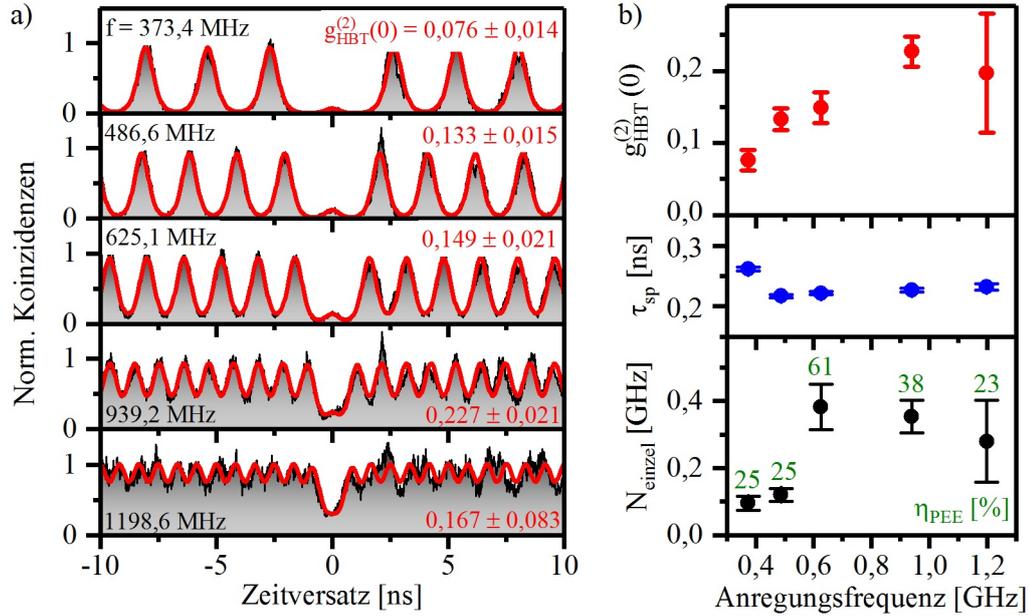


Abbildung 4.5: a) Photonenautokorrelationsmessungen an einem elektrisch angeregten Quantenpunktzustand in Resonanz mit einem Mikrosäulenresonator bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen f . b) $g^{(2)}(0)$ -Werte (oben), Lebensdauer τ_{sp} (Mitte) und Einzelphotonenrate N_{einzel} (unten) ermittelt aus den Korrelationsmessungen in a).

und der Gesamteffizienz bis hin zu 1,2 GHz Wiederholrate untersucht. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurden die sonstigen Anregungsparameter nur minimal verstellt ($< 10\%$), sodass das Signal-zu-Hintergrund-Verhältnis optimal bleibt. Die Autokorrelationsmessungen für vier weitere Frequenzen (487 MHz, 625 MHz, 939 MHz und 1199 MHz) sind in den unteren Graphen von Abb. 4.5, a) dargestellt. Sie zeigen ebenfalls separierte Koinzidenzmaxima, was auf die Reduktion der mittleren Lebensdauer des negativ geladenen Trions durch den Purcell-Effekt auf $\bar{\tau}_{\text{X}^-} = (232 \pm 18)$ ps zurückzuführen ist. Der Vorteil, der sich hieraus ergibt, sticht besonders im Vergleich zu der Autokorrelationsmessung an einem QP ohne Resonator, wie beispielsweise der in Abb. 4.3 für ein Bauteil mit vergrabene Stressor gezeigten, heraus. Ohne Purcell-Effekt überlappen die Koinzidenzhäufungen bei der dargestellten Messung mit 475 MHz Anregungsfrequenz bereits signifikant, was die Wahrscheinlichkeit pro Anregungspuls, dass der Zustand relaxiert und ein Photon entsandt wird und damit ihren praktischen Nutzen z.B. für die Quantenschlüsselverteilung reduziert. Die Entwicklung des $g^{(2)}(0)$ -Wertes über die Anregungsrate ist in Abb. 4.5, b) im oberen Bildausschnitt zu sehen. Man erkennt generell, dass der Wert mit steigenden Raten leicht zunimmt, was auf einen erhöhten Anteil an Kavitätsmodenemission im gemessenen Gesamtsignal hindeutet, der Wert jedoch über den gesamten Frequenzbereich

unterhalb von 0,25 liegt. Betrachtet man das Verhalten von Einzelphotonenemissionsrate N_{einzel} und Gesamteffizienz η_{PEE} über den gleichen Frequenzbereich (vgl. Abb. 4.5, b), unten), lassen sich signifikante Abweichungen zwischen den Messpunkten feststellen. Es zeigt sich ein ausgeprägtes Maximum von Emissionsrate und Effizienz bei einer Modulationsrate von 625 MHz, was auf eine hohe elektrische Injektionseffizienz bei dieser Frequenz zurückzuführen ist. Eine Variation der Ladungsträgerinjektion ist für Mikrosäulenresonatoren üblich [Hei10a] und trägt auch zu der Reduktion des $g^{(2)}(0)$ -Wertes bei hohen Frequenzen durch die Begünstigung der Einkopplung von unkorrelierten Emittlern in die Kavitätsmode bei [Hen07]. Bei der optimalen Anregungsfrequenz erhält man eine Einzelphotonenrate von (383 ± 68) MHz was einer Effizienz von (61 ± 11) % entspricht. Diese stimmt im Rahmen des Fehlers mit der erwarteten Effizienz $\eta_{\text{PEE,erw}} = 53$ % überein, was auf eine Ladungsträgerinjektion $\eta_{\text{inj}} \rightarrow 1$ schließen lässt.

Photonenununterscheidbarkeit

Um die Eignung von QP-Mikrosäulenresonatoren für zukünftige Anwendungen - über die Ziele dieser Arbeit hinaus - zu untersuchen, wurden erstmalig Zweiphotonenexperimente mit einem HOM-Messaufbau (s. Kap. 3.4) unter elektrischer Anregung durchgeführt. Die Anregungsrate (487 MHz) ist an die messtechnischen Bedingungen (Glasfaserlänge) angepasst, sodass nur noch die Feinabstimmung mit einer variablen Faserverzögerung im Mach-Zehnder-Interferometer vorgenommen werden muss. Die Ergebnisse der Korrelationsmessung sind in Abb. 4.6 dargestellt, wobei a) die Messungen mit paralleler und b) die Messungen mit senkrechter Polarisation der Photonen am Strahlteiler zeigt. Im ersten Fall macht sich die Quanteninterferenz durch einen deutlich kleineren Puls bei $\tau = 0$ bemerkbar. Durch Verwendung der Anpassungsfunktion aus Gl. 3.5, ergeben sich $g_{\parallel}^{(2)}(0) = 0,332 \pm 0,026$ und $g_{\perp}^{(2)}(0) = 0,564 \pm 0,027$. Mit Hilfe von Gl. 3.4 lässt sich die Visibilität $V = (41,1 \pm 9,5)$ % berechnen. Diese ist hauptsächlich limitiert durch die nicht-resonante, elektrische Anregung und die damit einhergehende zeitliche Unschärfe des phononischen Relaxationsprozesses, welche durch verlustreiche elektrische (z.B. [Ben08, Har13]) oder (quasi-) resonante optische Anregungsschemata (z.B. [San02, Tho16]) umgangen werden kann. Unter Berücksichtigung von $\eta_{\text{HOM,kol}}$ kann bei einer summierten Detektionsrate von $(25,5 \pm 1,5)$ kHz und einem separat ermittelten Autokorrelationswert $g_{\text{HBT}}^{(2)} = 0,139 \pm 0,030$ eine Emissionsrate von (92 ± 23) MHz von einzelnen Photonen mit 41 % Visibilität errechnet werden. Die relativ niedrige Gesamteffizienz beträgt also $(18,8 \pm 4,6)$ %, was auf eine nicht ideale Strominjektion bei dieser Anregungsfrequenz schließen lässt.

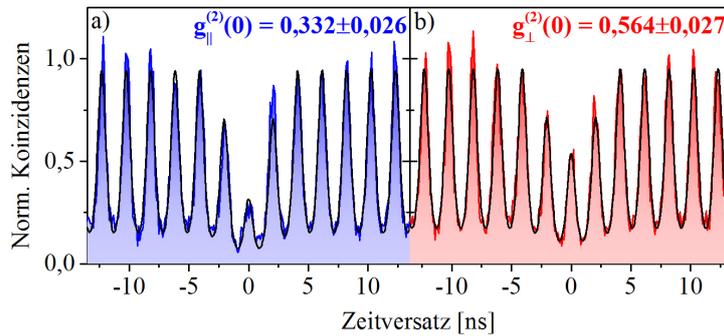


Abbildung 4.6: Zwei-Photonen-Interferenzmessung mittels eines Hong-Ou-Mandel-Messaufbaus mit paralleler (a) und senkrechter (b) Polarisation der Photonen am Strahlteiler. Die schwarzen Linien stellen die jeweilige Anpassungsfunktion dar. Die errechnete Visibilität liegt bei $(41,1 \pm 9,5)\%$.

4.2.3 Vor- und Nachteile

Hinsichtlich einer effizienten, fasergekoppelten Einzelphotonenquelle ist besonders die technisch ausgereifte Nutzung des Purcell-Effekts ein großer Vorteil. Da die Grundmode mit gaußförmigem Fernfeld aus der Oberseite der Mikrosäule emittiert, sind hohe Kopplungseffizienzen von bis zu 40 % an monomodige Glasfasern zu erwarten [Hau10]. Ferner ist die Qualität der QPe durch das selbstorganisierte Wachstum und die relativ großen Säulendurchmesser ($\sim 2 \mu\text{m}$) ideal, da kein Einfluss von Feldfluktuationen durch ungebundenen Ladungsträgern an Ätzkanten beobachtet wird.

Problematisch ist, dass es sich bei der vorgestellten Technologie um einen statistischen Ansatz handelt, sprich dass keine Ausrichtung von Struktur und QPen relativ zueinander erfolgt. Ein räumlicher Versatz hat nach Gl. 2.10 direkten, negativen Einfluss auf den Purcell-Effekt, weshalb sehr viele Strukturen untersucht werden müssen, bevor eine passende gefunden wird.¹ Die Bedingungen an die spektrale Resonanz, die sich aus der selben Gleichung ergeben, lassen sich durch eine Verringerung des Q-Faktors aufweichen, da so die Kavitätsmode breiter wird. Um trotzdem eine hohe Verstärkung zu erzielen, müsste allerdings das Modenvolumen reduziert werden (siehe beispielsweise [Gre16]), was wiederum negative Auswirkungen auf die Emissionsqualität haben kann. Ein Ansatz um sowohl den spektralen, als auch den räumlichen Ansprüchen gerecht zu werden, bietet die Zwei-Far-

¹ Zur Abschätzung: nimmt man eine typische QP-Dichte von 10^9 cm^{-2} an und akzeptiert eine Abweichung von 50 nm um den Mittelpunkt der Mikrosäule, erwartet man, dass circa 8 % der Resonatoren die räumliche Bedingung erfüllen. Zusätzlich muss noch die homogene Verteilung der QP-Größen und damit der Emissionswellenlängen berücksichtigt werden, was die Zahl der nutzbaren Resonatoren weiter senkt.

ben-Lithographie bei Tieftemperatur [Dou08] oder der im Anhang B beschriebene Prozess auf Basis von Tieftemperatur-Kathodolumineszenzlithographie (siehe Kap. 4.3).

Auch beim geplanten Einsatz mit dem Stirlingkühler als Flüssig-Helium-unabhängige, mobile Kühlung gibt es derzeit noch technologische Einschränkungen. Da bei diesen Geräten nur ein stabil erreichbarer Temperaturbereich oberhalb von 26 K zur Verfügung steht und die Qualität der QP-Emission ab ca. 50 K stark degradiert, sind die Bedingungen an die Emissionswellenlänge des QPes noch restriktiver.

4.3 Deterministische Quantenpunkt-Mikrolinsen

Deterministische Quantenpunkt-Mikrolinsen sind monolithisch integrierte Linsen mit Abmessungen von wenigen Wellenlängen. Sie dienen zur Erhöhung der Lichtauskopplung eines zentral innerhalb der jeweiligen Linse positionierten, selbstorganisiert gewachsenen QPes. Eingeführt wurde dieses Konzept von Hadden et al. für Defektzentren in Diamant [Had10]. Die Erhöhung der Auskopplung beruht hierbei, neben der in Kap. 2.3 erläuterten Verringerung des Winkels gegen die optische Achse, auf einer Reduktion der Grenzflächenreflexion beim Übertritt des Lichts aus der Probe in das umliegende Medium durch Anpassung der Oberflächentopologie an die Wellenfunktion des Emitters. Im Rahmen dieser Arbeit wurden hierfür kugelsegmentförmige Linsen eingesetzt, Simulationen sagen aber auch für gaußförmige Linsen oder Linsen mit Weierstrass-Geometrie eine deutliche Erhöhung der Lichtauskopplung vorher [Bar02].

4.3.1 Technologie

Technologische Grundlage für die Herstellung deterministischer Mikrolinsen um einen einzelnen QP ist eine Kombination aus Tieftemperatur-Kathodolumineszenzspektroskopie [Chr91] und in-situ-Elektronenstrahlolithographie, die sogenannte Kathodolumineszenzlithographie (KLL) [Don10]. Um diese Technologie nutzen zu können, muss das Ausgangsmaterial QPe mit einer niedrigen Dichte ($< 10^8 \text{ cm}^{-2}$) wenige hundert Nanometer (das Eineinhalbfache der angestrebten Emissionswellenlänge der QPe im GaAs-Medium) unterhalb der Oberfläche aufweisen (s. Abb. 4.7). Unterhalb der QPe befindet sich, zur Erhöhung der Auskopplung in den oberen Halbraum, wieder ein DBR-Spiegel, wobei der Abstand der ersten Al-haltigen Schicht zur QP-Schicht eine halbe Emissionswellenlänge beträgt. Um einen erhöhten Ladungsträgereinschluss im Bereich der QPe zu erzielen, kann die QP-Schicht von AlGaAs-Diffusionsbarrieren umgeben sein. In einem ersten Prozessschritt wird ein vakuum- und tieftemperaturtauglicher, positiver Elektronenstrahllack (hier Polymethylmetacrylat (PMMA) oder CSAR 62) auf die Probenoberfläche gesponnen und diese

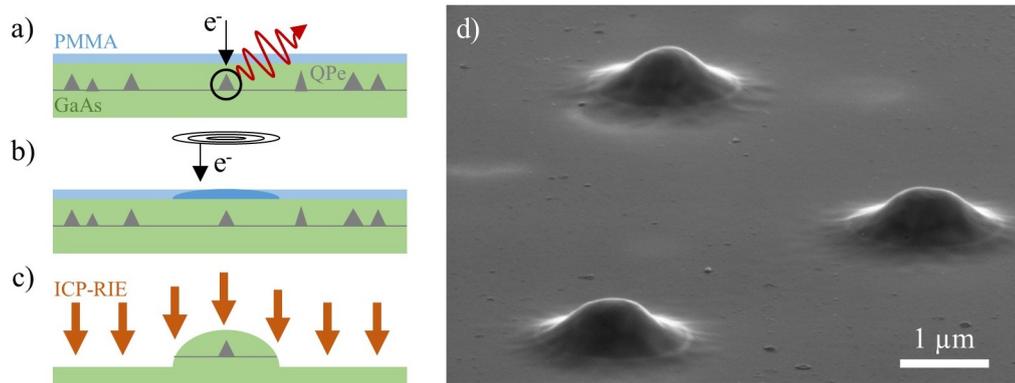


Abbildung 4.7: Prozess der Mikrolinsenherstellung. a) Eine mit PMMA beschichtete Probe wird bei kryogenen Temperaturen mittels Kathodolumineszenzspektroskopie auf geeignete Quantenpunkte untersucht, was den Lack belichtet. b) Oberhalb des ausgesuchten Quantenpunkts wird der Lack durch konzentrische Ringbelichtung invertiert, was zu einem wohldefiniertem Dosisgradienten innerhalb der Schicht führt. c) Mittels Trockenätzen wird das Dosisprofil des Lackes in eine dreidimensionale Struktur der Halbleiteroberfläche übersetzt. d) Rasterelektronenmikroskopaufnahme von fertigen Mikrolinsen [Gsc15b].

Probe in ein Rasterelektronenmikroskop mit Helium-gekühltem Probenstisch, Schreibmuster-generator und spektral selektiver Photonendetektion eingesetzt und auf 4 K abgekühlt. Anschließend wird die Probe nach einzelnen QPen mit idealen Emissionseigenschaften abgesucht, indem Bereiche mit einigen zehn Mikrometern Seitenlänge meanderförmig mit einer niedrigen Elektronendosis belichtet werden (siehe Abb. 4.7, a)). Bei jedem Schritt des Elektronenstrahls wird die Kathodolumineszenz der Probe aufgezeichnet und die Position des Elektronenstrahls gespeichert. Anhand der Daten werden die Positionen vielversprechender QPe ermittelt. Der Elektronenstrahl wurde durch die niedrige eingebrachte Dosis in dem üblichen Arbeitsbereich belichtet, sodass alle Polymerketten in Monomere zerbrochen sind und er beim späteren Entwickeln komplett entfernt werden würde. Durch eine lokale, absichtliche Überbelichtung des Lackes an den im vorigen Schritt bestimmten Positionen der QPe (siehe Abb. 4.7, b)) kann eine Neuverkettung der Monomere erzielt und eine Entfernung des Lackes durch einen Entwickler in diesen Bereichen verhindert werden. Bei einer einfachen, punktförmigen Belichtung würden nach der Entwicklung und dem anisotropen Ätzen der Probe mit einem Trockenätzverfahren, Säulen mit wenigen Mikrometern im Durchmesser über den ausgewählten QPen zurückbleiben [Gsc13]. Daher wird durch geschicktes Einbringen eines Dosisgradienten in den Lack - etwa durch mehrere, konzentrische Kreisbewegungen mit dem Elektronenstrahl mit unterschiedlichen Radien in definiertem Abstand - eine dreidimensional modellierte Struktur mit wenigen Nanometern Genauigkeit [Gsc15a] über die QPe prozessiert werden (siehe Abb. 4.7, b)

und c)) [Gsc15b]. Eine REM-Aufnahme von fertigen Mikrolinsen mit einer Basisweite von $1,5 \mu\text{m}$ ist in Abb. 4.7, d) gegeben. Simulationen zeigen, dass auf diese Weise hergestellte Mikrolinsen Auskoppel-effizienzen von bis zu 28 % erreichen können [Gsc15b]. Ferner ist bei dieser Technologie denkbar, den winkelabhängigen DBR-Spiegel durch einen Goldspiegel zu ersetzen oder eine Antireflexbeschichtung aufzubringen [Sch16b], um die Auskopplung aus der Probe weiter zu steigern.

4.3.2 Messungen

Um diesen Ansatz mit optisch angeregten QPEn gegenüber den bisher präsentierten, elektrisch angeregten Strukturen konkurrenzfähig zu gestalten, wurden die im Folgenden präsentierten Ergebnisse unter Verwendung eines lotrecht zur Oberfläche emittierenden, modenarretierten Lasers mit externer Kavität (engl.: mode-locked vertical-external-cavity surface-emitting laser, ML-VECSEL) erzielt. Dieser hat gegenüber den standardmäßig verwendeten Lasern den Vorteil, dass er durch die genaue Konfiguration der Kavität flexibel bis zu mehreren GHz Repetitionsrate bei Pulsweiten im ps-Bereich eingestellt werden kann [Lor06, Gaa14a]. Der Laserchip besteht aus zehn Schichten InGaAs, die je durch eine $\lambda/2$ -dicke GaAsP-Barriereschicht getrennt sind und das Verstärkungsmaterial bilden. Darunter befinden sich ein AlGaAs/GaAs-DBR-Spiegel mit 24,5 Spiegelpaaren um eine gerichtete Auskopplung zu erzielen [Gaa14b]. Der Chip ist auf eine Emissionswellenlänge von $\lambda = 1016 \text{ nm}$ ausgelegt und muss folglich für die Anregung der um 930 nm emittierenden QPe mittels Frequenzverdopplung in einem Bariumborat-Kristall (BBO) zu $\lambda = 508 \text{ nm}$ konvertiert werden (vergleiche Abb. 4.8, a)). Die externe Kavität besteht aus einem Dauerstrich-Anregungslaser, einem teildurchlässigen Auskoppelspiegel und einem halbleiterbasierten, intensitätsabhängigen Absorberspiegel (engl.: semiconductor saturable absorber mirror, SESAM). Trifft Licht ein ausreichend starker Lichtpuls auf den SESAM, wird dessen Absorptionsvermögen gesättigt und der Puls verkürzt reflektiert, sodass er erneut durch das Verstärkungsmedium im Laserchip laufen kann und schließlich auf den Auskoppelspiegel trifft, an welchem ein kleiner Teil der Intensität nach außen abgegeben wird. Jegliches schwächere Licht, das zwischen den Laserpulsen auf den SESAM trifft, wird dort absorbiert und so aus dem Resonator entfernt [RI16]. Diese Wechselwirkung führt zu exzellenten optischen Eigenschaften, wie sie in Abb. 4.8, b) dargestellt sind. Man erkennt eine Linienbreite von $0,2 \text{ nm}$ bei einer Wiederholrate von 494 MHz und einer Pulsweite von $4,2 \text{ ps}$. Im Gegensatz zu handelsüblichen Titan-Saphir-Lasern, die mit vergleichbaren Emissionseigenschaften aufwarten können, ist der Aufbau eines ML-VECSELs sehr platzsparend. Das verwendete System hat eine Basisfläche von lediglich $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$.

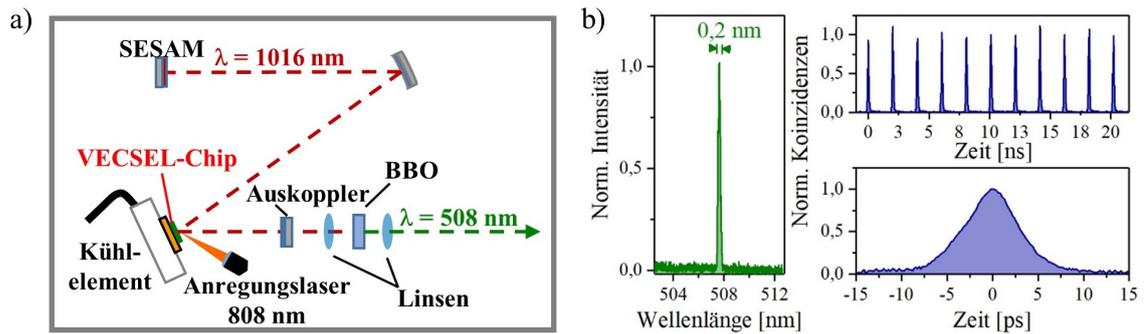


Abbildung 4.8: a) Aufbau des lotrecht zur Oberfläche emittierenden, modenarretierten Lasers mit externer Kavität (VECSEL). Der VECSEL-Chip wird von einem Dauerstrichlaser angeregt. Durch selbstinduzierte, periodische Modulation der Emission mittels eines intensitätsabhängigen Halbleiter-Absorptionsspiegels wird ein gepulster Laserbetrieb erreicht. Das Licht wird hinter einem semitransparenten Auskoppelspiegel zur Frequenzverdopplung auf einen BBO-Kristall fokussiert. b) Spektrum (links) des VECSELS nach der Frequenzverdopplung, zeitaufgelöste Photolumineszenz (rechts oben) und Autokorrelationsmessung (rechts unten) zur Bestimmung der Pulseigenschaften.

Spektrale Eigenschaften

Zunächst werden die Emissionseigenschaften eines QPs innerhalb einer deterministisch positionierten Mikrolinse untersucht. Abb. 4.9, a) zeigt das Spektrum des ausgewählten QPs. Die über einen großen Wellenlängenbereich alleinstehenden Linien sind beispielhaft für die durch KLL vereinzelt QP-Strukturen. Statistisch betrachtet lässt sich bei der Vereinzeltung des ausgewählten QPs eine Erfolgsquote von 89 % erreichen [Gsc13]. Bei der Auswahl der untersuchten Mikrolinse wurde besonderer Wert auf eine maximale Intensität eines exzitonischen Zustands gelegt, welche in der gewählten Darstellung bei 65 kHz messtechnisch limitiert ist. Typisch für die in dieser Arbeit verwendeten, mittels MOVPE gewachsenen Proben ist die Dominanz des X^+ -Zustands, da sich die organischen Überreste der verwendeten Vorprodukte (u.a. Trimethylgallium) bei den gegebenen Wachstumsbedingungen vorzugsweise als Akzeptoren in das Kristallgitter integrieren. Der exzitonische Charakter des Zustands wird durch die in Abb. 4.9, b) gezeigte leistungsabhängige Messung der integrierten Intensität bestätigt. Im linearen Bereich (rote, gestrichelte Linie) ergibt sich eine Steigung von $(1,04 \pm 0,03)$, welche auf einen Prozess, der von der Bildung eines einzelnen Quasiteilchens abhängig ist, hindeutet [Dek00]. Der Arbeitspunkt in Sättigung des QP-Zustands bei $1,3 \mu\text{W}$ Anregungsleistung ist durch eine blaue gestrichelte Linie in der Abbildung markiert.

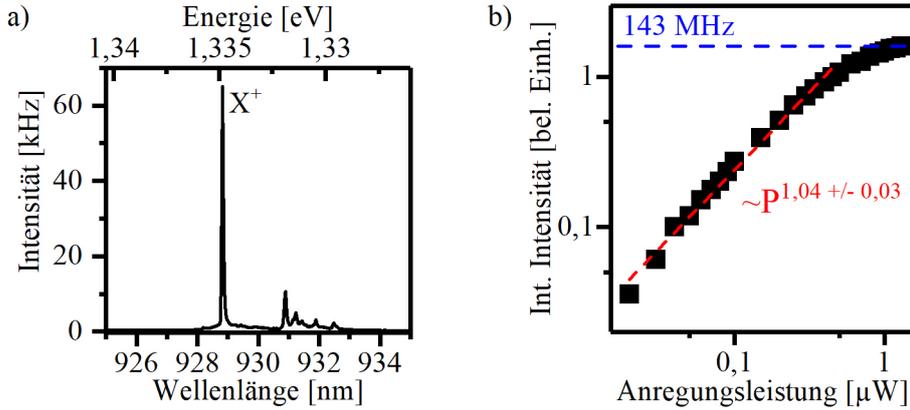


Abbildung 4.9: a) Spektrum einer Mikrolinse mit integriertem, einzelmem Quantenpunkt unter optischer Anregung mit $1,3 \mu\text{W}$ mittlerer Leistung bei einer Wiederholrate von 494 MHz . b) Leistungsserie des X^+ -Zustands. Die blaue, gestrichelte Linie markiert den Arbeitspunkt, an welchem die Emissionsrate des Zustands in die erste Linse des Messaufbaus 143 MHz beträgt.

Einzelphotonenemission und Effizienz

Die Untersuchung der Einzelphotonenemission und der Effizienz der untersuchten Mikrolinse wird in diesem Fall mit Filterung durch einen Doppelmonochromator und direkte Einkopplung in den HBT-Aufbau durchgeführt, sodass $\eta_{\text{HBT,dir}} = (0,50 \pm 0,06) 10^{-3}$ verwendet werden muss. Das Histogramm der gepulsten Autokorrelationsmessung am X^+ -Zustand ist im oberen Bildabschnitt von Abb. 4.10 zu sehen. Der untere Teil zeigt die Autokorrelationsmessung des Anregungslasers als Referenz. Eine Anpassung des oberen Datensatzes nach [Kum16] (rote Linie) ergibt $g_{\text{entf}}^{(2)}(0) = (0,05_{-0,05}^{+0,08})$. Die Funktion wurde gewählt, da das Modell hier eine höhere Anpassungsgüte als die Alternativen bietet (vergleiche Anhang A). Zur Veranschaulichung sind in der Abbildung zusätzlich einzelne Komponenten der Anpassungsfunktion bei $\tau = 0$ (gestrichelte, grüne Linie) und $\tau = -4T_{\text{rep}}$ (gestrichelte, blaue Linie) eingezeichnet. Man erkennt die für eine Mehrfachanregung innerhalb eines Pulses typische Form der Komponente bei $\tau = 0$, welche in der Gesamtfunktion durch den Überlapp der einzelnen Pulse maskiert wird. Das Flächenverhältnis der Null-Komponente zu den Komponenten bei $\tau \neq 0$, welches in gemeinhin genutzten Modellen dem $g^{(2)}(0)$ -Wert gleichgesetzt wird, beträgt hier $\frac{A(\tau=0)}{A(\tau \neq 0)} = 74 \%$. Besonders in Hinblick auf Anwendungen in der Kryptographie wäre es relevant diesen Wert zu reduzieren, da durch Mehrfachemission die Abhörsicherheit von QKD-Protokollen untergraben wird. Ein Ansatz hierfür bietet die quasi-resonante Anregung, unter der Autokorrelationsmessungen an QPen in Mikrolinsen Flächenverhältnisse $< 1 \%$ aufweisen [Gsc15b]. Anhand der Zählrate der Detektoren während der Messung $R_{\text{Det}} = (71,5 \pm 2,0) \text{ kHz}$ ergibt sich in Sättigung des

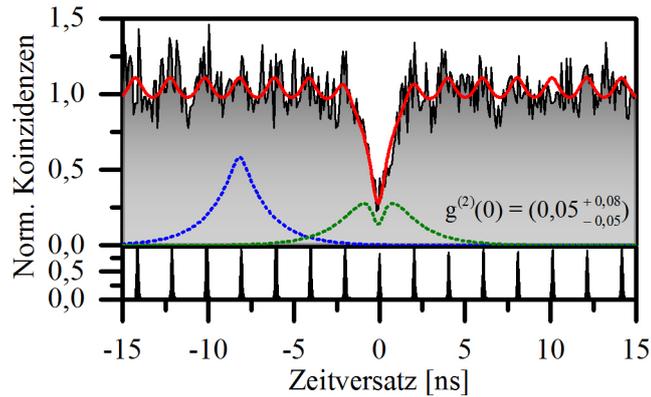


Abbildung 4.10: Autokorrelationsmessung am X^+ -Zustand eines QPes innerhalb einer monolithisch integrierten Mikrolinse. Die Anpassungsfunktion (rot) ergibt $g_{\text{entf}}^{(2)}(0) = (0,05^{+0,08}_{-0,05})$. Einzelne Komponenten der Anpassungsfunktion bei $\tau = -4T_{\text{rep}}$ und $\tau = 0$ sind zur Veranschaulichung als separate Kurven in blau und grün abgebildet. Im unteren Bildteil ist zum Vergleich die Autokorrelation des Lasers zu sehen.

QP-Zustands ($P_{\text{VECSEL}} = 1,3 \mu\text{W}$) eine Photonenemissionsrate von (143 ± 16) MHz. Dies entspricht bei einer Anregungsrate von 494 MHz einer Extraktionseffizienz von $(29 \pm 3)\%$. Berücksichtigt man den $g^{(2)}(0)$ -Wert, erhält man eine korrigierte, maximale Einzelphotonenrate von 139 MHz. Erwähnenswert ist, dass durch die Kombination von ML-VECSEL und hoch effizienten Mikrolinsen eine Einzelphotonenrate erzielt wird, die fast doppelt so hoch ist, wie die Anregungsrate bei normalen Lasern (80 MHz) und damit eine deutliche Verbesserung gegenüber dem Stand der Technik bietet [Cla10, Gaz13]. Ferner, wie in [Gsc15b] dargelegt, zeigen QPe in deterministischen, monolithischen Mikrolinsen zusätzlich zur nahezu idealen Einzelphotonenemission auch eine hohe Photonenunterscheidbarkeit V von bis zu $(80 \pm 7)\%$ unter quasi-resonanter Anregung.

4.3.3 Vor- und Nachteile

Die größte Stärke optisch angeregter, deterministischer QP-Mikrolinsen liegt in der breitbandigen Erhöhung der Auskopplung auf bis zu $(29 \pm 3)\%$ bei einer NA von 0,4. Dies macht die Effizienz, im Gegensatz zu der von Mikrokavitäten, unabhängig von der Temperatur, was besonders in Hinblick auf die Integration dieser Strukturen in Stirlingkryostaten mit einem durch den momentanen Stand der Technik auf über 26 K begrenzten Arbeitsbereich von Vorteil ist. Eine weitere Erhöhung der Auskopplung um durchschnittlich 57% kann durch Aufbringen einer Antireflexionsbeschichtung erzielt werden [Sch16b]. Ebenfalls im Gegensatz zu den in Kap. 4.2 vorgestellten Mikrosäulenresonatoren, ist die vorherige Selektion von QPen und die Positionierung der Strukturen um diese mit Nano-

meter-Genauigkeit [Gsc15a] für Qualität und Ausbeute ein klarer Vorteil.

Im Hinblick auf die geplante Kopplung der in diesem Kapitel untersuchten Strukturen an Glasfasern ist zu berücksichtigen, dass bei dem in Kap. 6.1.2 vorgestellten Prozess ein Adhäsionsmittel zwischen Struktur und Faser zum Einsatz kommt. Dadurch emittiert die Mikrolinse nicht mehr ins Vakuum mit dem Brechungsindex 1, welcher bei den Bauteilsimulationen zur Optimierung der Effizienz angenommen wurde, sondern in ein Medium mit höherem Brechungsindex. Dies bedeutet, dass möglicherweise die Form der Linse an den geänderten Brechungsindex sowie an die Numerische Apertur der Faser angepasst werden muss. Um eine höhere Lichteinkopplung in eine Faser zu erzielen, wäre es bei diesen Strukturen möglich Mikroobjektive mittels zwei Photonenabsorption direkt auf die Mikrolinsen zu schreiben [Gis16] und die Emission mit einer hohen NA effizient einzusammeln und zu kollimieren, bevor sie in die Glasfaser gekoppelt wird.

Möchte man auch bei diesen Strukturen den Purcell-Effekt zur Verringerung der exzitonen Lebensdauer ausnutzen, so wäre das Überwachsen der Mikrolinsen mit einem zweiten Spiegel eine mögliche Option. Hierbei würde die linsenförmige Struktur um den QP auch eine gewisse laterale Einschränkung des Lichts bewirken. Eine Alternative hierzu wäre die Emissionsrate durch die Integration spezieller QPe, welche intrinsisch eine geringere Lebensdauer von lediglich 0,1 ps aufweisen, zu erhöhen. Diese können beispielsweise durch Droplet-Epitaxie hergestellt werden [Jah15]. Eine weitere Steigerung der Emissionsqualität könnte durch den Einsatz (quasi-) resonanter Anregungsschemata mit einem einstellbaren VECSEL im entsprechenden Wellenlängenbereich erzielt werden. Angesichts der geplanten Integration der Strukturen in eine alleinstehende Einzelphotonenemittereinheit mit maximaler Benutzerfreundlichkeit, sprich minimalem Anschluss- und Justageaufwand, wäre allerdings eine elektrische Anregung zu bevorzugen. Im folgenden Kapitel werden daher elektrisch kontaktierte Mikrolinsen behandelt.

4.4 Elektrisch kontrollierte Quantenpunkt-Mikrolinsen

Die elektrisch kontrollierten QP-Mikrolinsen stellen eine Weiterentwicklung der monolithisch integrierten, optisch angeregten Mikrolinsen des vorhergehenden Kapitels dar. Ihre Herstellung umfasst jedoch einige weitere Prozessschritte, welche im Folgenden beschrieben werden.

4.4.1 Technologie

Da in p-i-n-dotierten Halbleitern ein intrinsisches Potentialgefälle vorherrscht, ist es insbesondere bei der KL notwendig, dieses lokal auszugleichen und einen Flachbandzustand

herbeizuführen, um Emission aus einem QP innerhalb der undotierten Schicht zu erzielen. Für die KLL wird ferner eine Schreibfläche benötigt, innerhalb welcher der Halbleiter lediglich von einer Lackschicht bedeckt sein darf. Beiden Anforderungen kann durch das Aufbringen einer Metallmaske mit quadratischen Aperturen vor dem Auftragen des Lacks und dem Durchführen des KLL-Prozesses genüge getan werden. Während der Tieftemperatur-KL liegt eine Spannung zwischen der Metallmaske und der Rückseite der Probe an, welche dem Potentialgefälle entgegenwirkt und die Besetzung und Rekombination von QP-Zuständen innerhalb der bis zu $100\ \mu\text{m}$ messenden Aperturen begünstigt. Der QP-Identifikations- und der Lithographieprozess selbst erfolgt analog zu dem in Kap. 4.3 beschriebenen Ablauf. Im Anschluss an die Mikrolinsenprozessierung, müssen elektrische Kontakte auf die Oberfläche aufgebracht werden, die ausschließlich die Linsen kontaktieren. Die Herausforderung liegt dabei in der vorher nicht definierten Position der Linsen, da diese am Ort je eines selbstorganisiert gewachsenen QPs geschrieben werden. Um die benötigte positionsunabhängige Kontaktierung zu realisieren, wird zunächst eine Schicht des Isolators Siliziumnitrid mittels plasmaunterstützter chemischer Gasphasenabscheidung auf der bestehenden metallischen Schattenmaske und den Seitenwänden der geätzten Bereiche abgeschieden. Die Passivierung ist notwendig, um Leckströme durch die unprozessierten Bereiche der Probe zu vermeiden und somit Streulicht und Effizienzverlusten vorzubeugen. Die elektrische Isolation innerhalb der Aperturen wird durch das Aufschleudern einer $80\ \text{nm}$ dicken Schicht flüssigen Glases (engl.: hydrogen silsesquioxane, HSQ) erzielt. Dieses umfließt während des Aufschleuderns die Linsen und ermöglicht so anschließend eine Kontaktierung des oberen, p-dotierten, noch freiliegenden Linsensegments (siehe Abb. 4.11, a)). Der Strompfad ist somit räumlich auf die Linsen eingeschränkt. Der Kontakt besteht in diesem Fall aus einer flächigen, $6\ \text{nm}$ bis $8\ \text{nm}$ dicken Ti/Pt-Schicht. Die Dicke der Metallschicht deutlich unterhalb der Wellenlänge des emittierten Lichts, lässt diese semitransparent werden ($T \approx 70\ \%$). Beim Wachstum des Probenmaterials ist ferner darauf zu achten, dass sich die Grenzfläche von Halbleiter zu Metall in einem Knoten des elektromagnetischen Lichtfelds des Emitters befindet, um Absorption und Reflexion gering zu halten. In einem finalen Schritt, werden Kontakte aus $35\ \text{nm}$ Titan, $50\ \text{nm}$ Platin und $200\ \text{nm}$ Gold zwischen den Aperturen aufgebracht. Der Querschnitt durch eine fertige Struktur ist in Abb. 4.11, a) schematisch dargestellt.

Da sich das Prinzip der KLL an dotierten Materialien noch im Entwicklungsstadium befindet, werden im Folgenden Mikrolinsen untersucht, welche an vordefinierten Positionen mittels Elektronenstrahlolithographie definiert wurden (siehe Mikroskopaufnahme in Abb. 4.11, a)). Dadurch ist das Antreffen eines einzelnen QPs innerhalb der Linse kein deterministischer, sondern ein statistischer Prozess. Bei der Prozessierung kann das Auf-

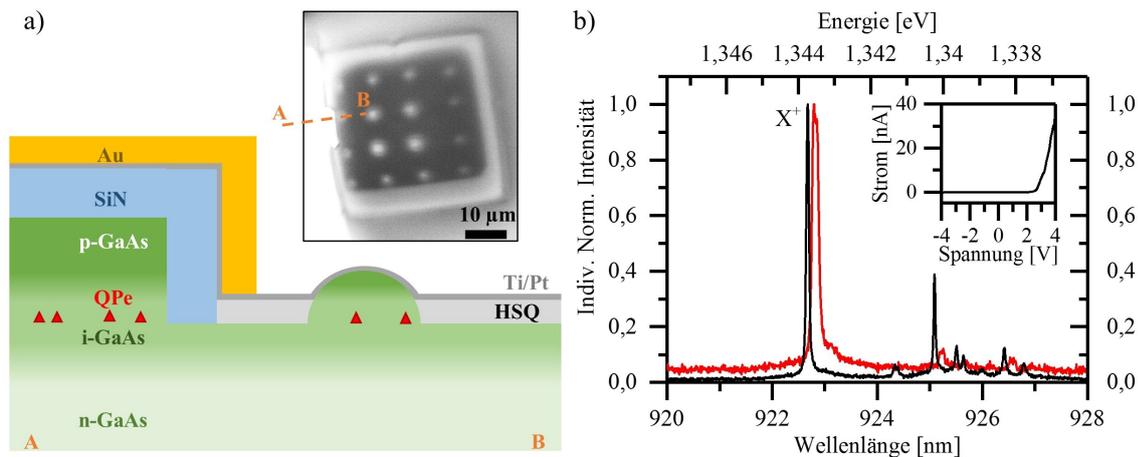


Abbildung 4.11: a) Schematischer Querschnitt durch eine elektrisch kontaktierte Mikrolinse mit vordefinierter Anordnung innerhalb des Schreibfeldes. Die Position des Querschnitts ist durch die gestrichelte Linie in der eingeschobenen Mikroskopaufnahme markiert. Die Diodenstruktur ist im geätzten Bereich mit HSQ, im ungeätzten Bereich mit SiN vom elektrischen Kontakt auf der Oberfläche getrennt. b) Spektren einer elektrisch kontaktierten Mikrolinse unter Gleichstromanregung (schwarz) und elektronisch modulierter Dauerstrichanregung (rot). Der eingebettete Graph zeigt die Strom-Spannungs-Charakteristik des gesamten Linsenfelds mit 16 Mikrolinsen.

bringen einer metallischen Schattenmaske entfallen, da die Emission der QPe vor der Lithographie nicht untersucht wird.

4.4.2 Messungen

Da bei elektrisch angeregten Mikrolinsen, analog zu deren optisch angeregten Pendant, kein ausgeprägter Purcell-Effekt vorliegt, ist die maximale Emissionsrate durch die intrinsische Lebensdauer der QP-Zustände begrenzt. Diese ist allerdings ein kritischer Punkt bei der Auswahl der Quelle für einen autark operierenden Einzelphotonendemonstrator, weshalb hier eine geschickte und einfach realisierbare, elektrooptische Modulation bei hohen Wiederholraten eingesetzt wird. Hierdurch wird die Konkurrenzfähigkeit dieses Ansatzes insbesondere gegenüber Mikrosäulenresonatoren maximiert. Bei dieser Art der Anregung wird das schwingende Verhalten des von Diode, Kontaktflächen und Zuleitungen gebildeten elektrischen Kreises genutzt, um die optische Antwort eines Quantenemitters signifikant zu verkürzen.

Spektrale Eigenschaften

Abb. 4.11, b) zeigt exemplarische Spektren einer elektrisch angeregten Mikrolinse. Das Spektrum unter Gleichstromanregung bei 200 nA (schwarze Linie) weist eine dominante, gut separierte Emission des Trions bei 1,344 eV mit einer Linienbreite von $78 \mu\text{eV}$ auf. Das rote Spektrum stellt die Emission derselben Struktur dar, wobei eine Kombination von kontinuierlicher, nicht-resonanter, optischer Anregung mit einer Leistung von 100 nW und elektrischer Modulation bei 1 GHz Wiederholrate zur Erzeugung verwendet wurde. Die elektrischen Rechteckpulse haben eine Dauer von 500 ps und eine Amplitude von 0,5 V. Die Maximalspannung liegt unterhalb der Kniespannung von ca. 2 V, welche aus der Strom-Spannungskennlinie hervorgeht (vgl. eingebetteter Graph in Abb. 4.11, b)). Hierdurch wird Elektrolumineszenz mit intrinsischer Lebensdauer vermieden, aber eine schnelle Modulation der Photolumineszenz erzielt. Man erkennt eine Linienverbreiterung am Trion-Zustand auf $196 \mu\text{eV}$, welche auf den zeitabhängigen Stark-Effekt in niederdimensionalen Halbleiterstrukturen (engl.: quantum-confined Stark effect, QCSE) zurückgeführt werden kann [Emp97, Tür00].

Eine detaillierte, zeitaufgelöste Analyse der elektro-optisch modulierten QP-Emission bei niedriger Anregungsfrequenz (82 MHz) ist in Abb. 4.12, a) zusammengefasst. Der obere Bildabschnitt zeigt die zur Modulation verwendeten, elektrischen Rechteckpulse, welche mit einem Oszilloskop (2 GHz Bandbreite) aufgezeichnet wurden. Sie haben eine Pulsweite von 8,2 ns bei 12,2 ns Periodendauer und eine variable Vorspannung bei fester Maximalspannung (1 V) unterhalb der Diodenkniespannung, sodass ihre Amplitude zwischen 0,1 V und 1,1 V eingestellt werden kann. Im unteren Teil des Graphen ist die optische Antwort des QPes sowie drei Referenzmessungen dargestellt, welche mittels eines Einzelphotonendetektors mit 40 ps Zeitauflösung aufgenommen wurde. Die grau gezeichnete Messkurve dient als Referenz für die Emission unter rein optischer Dauerstrichanregung ohne elektrische Modulation. Man erkennt, wie zu erwarten, keine zeitliche Korrelation von aufeinanderfolgenden Photonen. Die beiden Referenzmessungen bei 0,1 V (grün) und 1,1 V (rosa) Modulationsamplitude ohne optische Dauerstrichanregung belegen, dass keine Elektrolumineszenz von den Modulationspulsen hervorgerufen wird. Bei Kombination von optischer Dauerstrichanregung mit den beschriebenen elektrischen Pulsen erhält man eine optische Antwort des Systems, deren zeitliche Breite lediglich von der Amplitude, nicht aber der vorgegebenen Pulsweite der elektrischen Modulation abhängig ist. Man erkennt, dass die Halbwertsbreite mit steigender Amplitude von $(1,96 \pm 0,16)$ ns bei 0,1 V zu $(0,88 \pm 0,03)$ ns bei 1,1 V abfällt (siehe eingebetteter Graph in Abb. 4.12, a)), was teilweise auf eine Verkürzung der Zerfallskonstanten des Zustands von $(1,11 \pm 0,05)$ ns zu $(0,32 \pm 0,02)$ ns zurückzuführen ist. Die abgerundete Form der Transienten bei niedriger

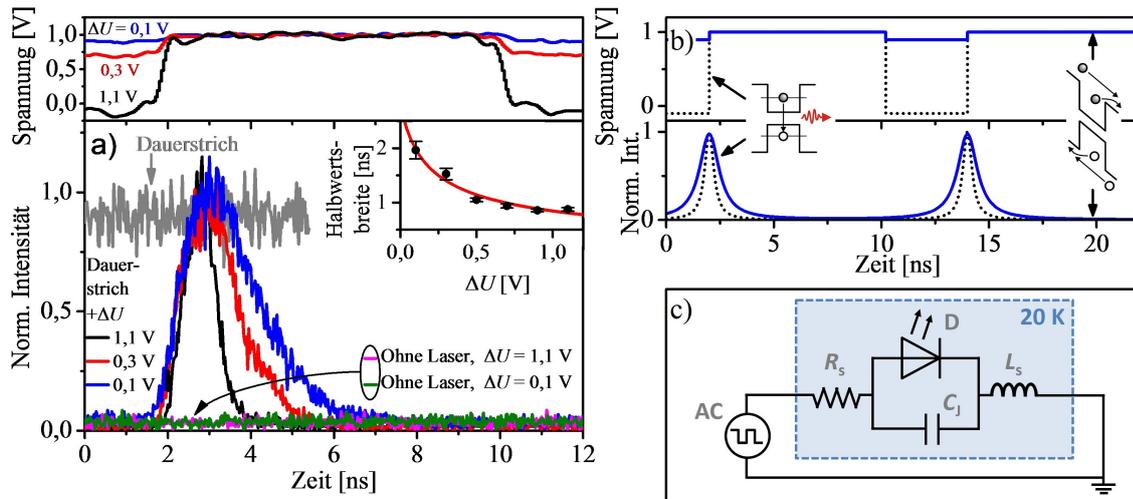


Abbildung 4.12: a) Zeitaufgelöste, elektrooptisch modulierte Photolumineszenzmessungen (unten) und die zugehörigen Spannungspulse (oben) bei 82 MHz Repetitionsrate und variabler Amplitude. Der eingebettete Graph zeigt die Abhängigkeit der Halbwertsbreite von der Pulsamplitude. b) Schema der elektrooptischen Modulation analog zur Messung in a). An der positiven Pulsflanke wird das Potenzialgefälle um den Quantenpunkt kurzzeitig ausgeglichen oder invertiert. Ansonsten ist das Potenzialgefälle so stark, dass Ladungsträger den Quantenpunkt nicht strahlend verlassen. c) Ersatzschaltbild des elektrischen Kreises mit dem Pulsgenerator (AC), der idealen Diode (D), der Sperrschichtkapazität (C_j) sowie dem seriellen Widerstand (R_s) und der seriellen Induktion (L_s).

Modulationsamplitude deutet auf eine Mehrfachanregung innerhalb eines Pulses hin und gibt Hinweise auf die tatsächliche elektrische Pulsweite innerhalb des Bauteils (vergleiche Simulationen in Abb. A.2). Ein Indikator für eine wiederholte Anregung würde sich ferner in einer Photonenautokorrelationsmessung als lokale Maxima in unmittelbarer Nähe von $\tau = 0$ niederschlagen.

Eine schematische Darstellung der elektrooptischen Modulation und der aus den Beobachtungen folgenden Bandverbiegung am Ort des QPes ist in Abb. 4.12, b) dargestellt. Trifft die positive Flanke eines elektrischen Pulses auf das Bauteil, so wird das eingebaute Potenzial der Diode ausgeglichen und Ladungsträger aus der Umgebung können ungehindert in den QP relaxieren. Da die Rekombination der QP-Zustände nach Ankunft der Pulsflanke wieder komplett unterdrückt wird, muss während der restlichen Pulsdauer sowie zwischen den Pulsen ein Potentialgefälle herrschen, welches freie Ladungsträger aus dem intrinsischen Bereich der Diode abzieht oder im QP befindliche Ladungsträger über Tunnelprozesse durch das Barrierenmaterial entkommen lässt. Diese Überlegungen legen die Vermutung nahe, dass der elektrische Kreis aus Diode, Kontaktflächen und elektrischen Leitungen im relevanten Zeitintervall ein differenzierendes bzw. ein Hochpass-Verhalten

zeigt. Ein entsprechendes Ersatzschaltbild ist in Abb. 4.12, c) zu sehen, wobei AC (engl.: alternating current) den Pulsgenerator, D die idealisierte Diode, C_j die Sperrschichtkapazität, L_S die serielle Induktivität sowie R_S den seriellen Widerstand bezeichnen. Die Sperrschichtkapazität einer Diode wird allgemein durch

$$C_j(\Delta V) = A \sqrt{\frac{e\epsilon N_A N_D}{2(N_A + N_D)(V_D + \alpha\Delta V)}} \quad (4.1)$$

beschrieben, wobei A die Diodenfläche, e die Elementarladung und $N_{A,D}$ die Akzeptoren- bzw. Donatorenkonzentration ($N_A = 1,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 3,0 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) in den dotierten Schichten bezeichnet. Des Weiteren wird die Permittivität $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$ verwendet, welche über das Produkt der relativen Permittivität ϵ_r und der Vakuumpermittivität ϵ_0 definiert ist. Um Resonanzeffekte des elektrischen Schwingkreises zu berücksichtigen, wurde der Skalierungsfaktor α eingeführt. Durch Anpassung der Zeitkonstanten $\tau(\Delta V) = C_j R_S$ an die gemessenen Halbwertsbreiten ergibt sich $\alpha = (14 \pm 5)$. Dieser große Skalierungsfaktor kann auch erklären, warum bereits elektrische Pulse mit einer Amplitude von 100 mV signifikanten Einfluss auf die Emission haben. Die Tatsache, dass nur eine der beiden Flanken eines Pulses die Emission von Photonen auslöst, ist durch das gleichrichtende Verhalten der Diode zu erklären. Bemerkenswert ist, dass die Emission, im Gegensatz zu bisherigen, durch einen ähnlichen Mechanismus erzielten Ergebnissen [Jia15], zwischen zwei Emissionspulsen komplett unterdrückt wird. Dies stellt einen großen Vorteil für weitere Anwendungen dar.

Einzelphotonenemission und Effizienz

Die im vorhergehenden Abschnitt beobachtete, drastische Verkürzung der optischen Antwort ermöglicht den Einsatz dieser Technik der elektrooptischen Modulation um Einzelphotonenemission bei Wiederholraten im GHz-Bereich zu erzielen. Die optische Pulsfolge für unterschiedliche Vorspannungen bei 1 GHz Modulationsfrequenz ist in Abb. 4.13, a) zusammen mit einer zeitaufgelösten Photolumineszenzmessung (gepunktete Linie) des gleichen Zustands bei einer Anregungsrate des Lasers von 82 MHz dargestellt. Das Signal wurde mit einer Amplitude von 3 V und einer Pulsweite von 500 ps moduliert. Man erkennt, dass die messbare Lebensdauer von $(1,75 \pm 0,02)$ ns unter gepulster, rein optischer Anregung auf (281 ± 19) ps reduziert wird. Diese Reduktion ist - wie auch die Hypothese des differenzierenden Verhaltens des Schwingkreises nahelegt - innerhalb der technischen Parameter des verwendeten Pulsgenerators unabhängig von den absoluten Spannungswerten des elektrischen Modulationspulses. Dies wird durch die Invarianz der Transienten unter Variation der Vorspannung von -3 V bis $+1 \text{ V}$ belegt. Der Vorteil hiervon ist eine deut-

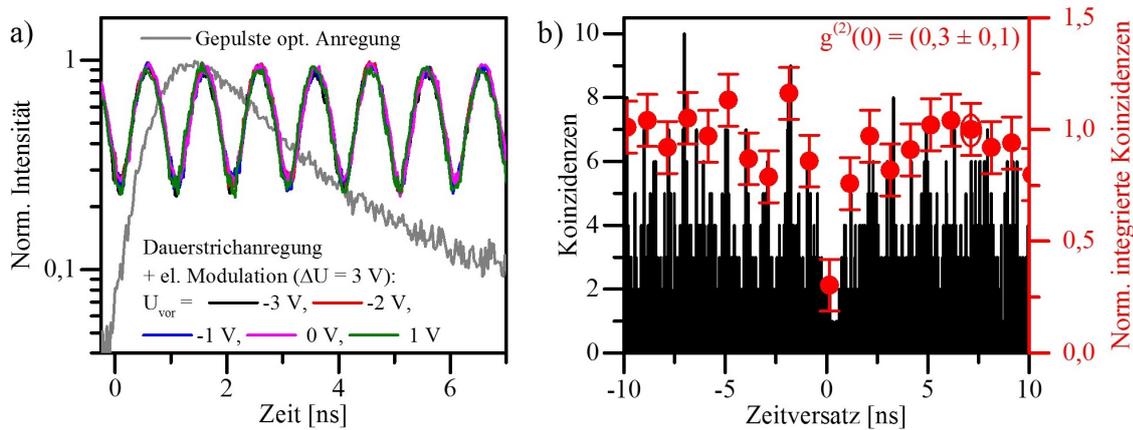


Abbildung 4.13: a) Vergleich von zeitaufgelösten Photolumineszenzmessungen an einem QP-Zustand in einer elektrisch kontaktierten Mikrolinse. Die optisch gepulst angeregte Referenzmessung (grau) zeigt eine Zeitkonstante von 1,75 ns, wohingegen die Messungen unter Dauerstrichanregung mit elektrischer Modulation eine mittlere Zeitkonstante von 281 ps aufweist, welche nahezu unabhängig von der Vorspannung ist. b) Autokorrelationsmessung des selben Zustands (schwarz: Rohdaten, rot: abschnittsweise integrierte Daten) unter elektrooptischer Modulation bei 1 GHz Repetitionsrate und einer Amplitude von 3 V.

lich bessere Trennung der einzelnen Pulse im Vergleich zur schnellen optischen (vergleiche Kap. 4.3.2) oder konventionellen elektrischen Anregung [Sto11], was für praktische Anwendungen ein entscheidender Vorteil sein kann. Im vorliegenden Fall reduziert sich der Überlapp zweier aufeinanderfolgender, optischer Pulse ohne Berücksichtigung der Zeitauflösung des Messaufbaus von 56 %, bei 1,75 ns zu 3 % bei 281 ps messbarer Lebensdauer. Dies spiegelt sich auch in der in Abb. 4.13, b) dargestellten Autokorrelationsmessung wider. Man erkennt an der Höhe des Pulses bei $\tau = 0$ deutlich, dass es sich um einen nicht-klassischen Emittor handelt. Zur Veranschaulichung wurden, ausgehend von den Rohdaten (schwarz), die Koizidenzen unter den einzelnen Maxima summiert und normiert (rot). Der $g^{(2)}(0)$ -Wert beträgt hiernach $(0,3 \pm 0,1)$. Unter Verwendung von $\eta_{\text{HBT,dir}}$ lässt sich η_{PEE} zu 1 % abschätzen. Diese relativ geringe Effizienz ist teilweise auf die zufällige Position des QPes innerhalb der Struktur und damit eine nicht ideale Lichtauskopplung zurückzuführen. Insbesondere jedoch ist zu berücksichtigen, dass die intrinsische, radiative Lebensdauer des Zustandes in diesem Fall aus einer üblichen zeitaufgelösten Photolumineszenzmessung nicht zu bestimmen ist. Nach dem zuvor beschriebenen Modell, ändert sich die strahlende Lebenszeit durch die elektrooptische Modulation nicht, sondern es erhöht sich ausschließlich die Tunnelrate aus dem QP. Die Ladungsträger verlassen den QP dadurch teilweise nichtstrahlend und tragen nicht zur Einzelphotonenemission bei. Vergleicht man unter dieser Prämisse die Pulsflächen der elektrooptisch modulierten Emission

und der optisch gepulst angeregten Emission, erhält man durch die gegebenen Modulationsparameter eine Reduktion der Effizienz auf 16 % des nicht modulierten Zustands.

4.4.3 Vor- und Nachteile

Die Vorteile der künftigen deterministischen, elektrisch kontaktierten Mikrolinsen liegen - analog zu denen ihres optisch gepumpten Pendant - in der breitbandigen Erhöhung der Auskopplung und der gezielten Auswahl der besten Quantenpunkte vor der Prozessierung der monolithisch integrierten Strukturen. Zusätzlich können die elektrischen Kontakte durch Anlegen eines konstanten elektrischen Feldes potentiell zur Unterdrückung von Ladungsträgerfluktuationen und damit zur Reduktion von spektraler Diffusion (dies ist besonders relevant für die Generation ununterscheidbarer Photonen [Som16]) sowie bei geeignetem Probenlayout zur spektralen Verschiebung der Emission mittels des Stark-Effekts genutzt werden (vergleiche beispielsweise [Hel98]). Letztlich ist auch die, bei den zuvor gezeigten Messungen eingesetzte, Modulationsmöglichkeit, welche auf den strukturellen Eigenschaften der kontaktierten Mikrolinsen beruht, ein klarer Vorteil gegenüber den optisch angeregten Strukturen, wenn es auf eine gute zeitliche Separation der aufeinanderfolgenden Photonen ankommt. Dieser Vorteil besteht auch gegenüber herkömmlichen elektrischen Strukturen (zum Beispiel Kap. 4.1), welche dieses Verhalten nicht zeigen und könnte sogar mit einer resonanten optischen Anregung verbunden werden [Cao14]. Auf diese Weise können mit relativ geringem technischen Anspruch an den Pulsgenerator und ohne Synchronisation von optischer und elektrischer Anregung zeitlich korrelierte und separierte einzelne Photonen generiert werden, was im Hinblick auf weiterführende Experimente sowie Anwendungen in der Quanteninformationstechnik eine bedeutende Rolle spielt. Ferner wäre es denkbar, die für das Modulationsschema nötige, kontinuierliche Laseremission direkt auf dem selben Chip zu erzeugen [Mun15]. Ein Vorteil beim Ankoppeln dieser Strukturen an Glasfasern stellt ihre geringe Bauhöhe (wenige 100 nm) innerhalb eines abgesenkten Bereichs (Schreibfeld der KLL) dar, was die Gefahr einer Beschädigung durch den Kopplungsprozess beim Aufsetzen der Glasfaser auf der Probenoberfläche minimiert.

Im Hinblick auf die Effizienz ist zu erwähnen, dass sich die semitransparente Metallschicht mit einer Transmission von etwa 70 % nachteilig bemerkbar macht. Hier wäre eine Untersuchung alternativer, durchlässigerer Materialien wie beispielsweise Indium-Zinn-Oxid mit einer Transmission über 80 % [Kim99] interessant.

4.5 Vergleichende Betrachtung

Vergleicht man die vorgestellten Technologien hinsichtlich ihrer Eignung für die erstmalige Demonstration einer autark operierenden Einzelphotonenemittereinheit, stellt man fest, dass - beim aktuellen Stand der Entwicklung - optisch angeregte, deterministisch integrierte Mikrolinsen den vielversprechendsten Ansatz darstellen.

Bauteile mit vergrabem Verspannungszentrum bieten zwar QPe mit hervorragenden optischen Charakteristika sowohl unter optischer als auch elektrischer Anregung. Jedoch sind bei der Herstellung dieser Strukturen viele statistische Parameter zu berücksichtigen, die starken Einfluss auf die finalen Strukturen haben. Daher ist die Ausbeute bis dato sehr gering, was die Entwicklungsarbeit signifikant beeinträchtigen würde. Ferner muss damit gerechnet werden, dass die verspannte Oxidapertur durch direkten Kontakt mit der Facette einer Glasfaser (vergleiche Faserkopplungsmethoden in Kap. 6.1) permanenten, plastischen Schaden erleidet.

QP-Mikrosäulenresonatoren bieten sich aufgrund ihrer hohen Auskopplungseffizienz in Resonanz, des langjährig erprobten Herstellungsprozesses und der elektrischen Kontaktierbarkeit für die Faserkopplung an. Ohne eine deterministische Prozesstechnologie zu verwenden, ist man bei diesen Strukturen jedoch - analog zu den vergrabenen Verspannungszentren - auf große Mengen zu untersuchender Bauteile angewiesen, was den Entwicklungsprozess der autarken Einzelphotonenemittereinheit drastisch verlangsamt. Hinzu kommt, dass die Resonanz von QP und Kavität in einem für jeden Mikrosäulenresonator individuellen, kleinen Temperaturfenster erzielt wird. Die Wahrscheinlichkeit ein Bauteil zu finden, welches exakt bei der Betriebstemperatur eines zu verwendenden Stirlingkühlers (vergleiche Kap. 5.2) eine Resonanz aufweist, wird dadurch weiter minimiert.

Der Ansatz deterministisch integrierte Mikrolinsen zu verwenden, bietet den Vorteil einer breitbandigen Erhöhung der Lichtauskopplung aus dem Halbleiter, gepaart mit einer hohen Ausbeute an wunschgemäß emittierenden Strukturen (bis zu 89% bei einer NA von 1 [Gsc13]) und einer mechanisch stabilen Bauform. Wie zuvor bereits erwähnt, befindet sich die Technologie der elektrisch kontaktierten Mikrolinsen allerdings noch in der frühen Entwicklungsphase, weshalb sie noch nicht für den Einsatz in der allein stehenden Einzelphotonenemittereinheit geeignet ist und einige der Vorteile im Rahmen dieser Arbeit noch nicht präsentiert werden konnten. Da mit den optisch angeregten Linsen bereits exzellente Emissionseigenschaften demonstriert wurden, werden diese für die erstmalige Demonstration einer autark operierenden Einzelphotonenemittereinheit basierend auf einem Stirlingkühler und einer unmittelbaren Faserkopplung des Emitters ausgewählt (siehe Kap. 7). Für die Demonstration der einzelnen Komponenten, sprich der Einzelphotonenemission bei Kühlung mit einem Stirlingkühler (siehe Kap. 5) und der Faserkopplung

eines QP-Emitters (siehe Kap. 6), wird meist ebenfalls auf die deterministische KLL zurückgegriffen, jedoch besitzen diese Strukturen wegen der einfacheren Prozessierung eine schlichte, kreisrunde Mesenform.

5 Einzelphotonenemitter im Stirlingkryokühler

Der wichtigste Schritt auf dem Weg zu einer autark operierenden Einzelphotonenemissionseinheit ist die Unabhängigkeit von externer Kühlmittelversorgung. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher erstmalig ein Stirlingkühler für quantenoptische Experimente eingesetzt. Im Folgenden wird zunächst ein Überblick über die Funktionsweise und die verwendeten Kühlgeräte gegeben, bevor die Kühlung von QP-Einzelphotonenquellen in einem Freistrahlmessaufbau demonstriert wird.

5.1 Prinzip des Stirlingkühlers

Der Funktionsweise eines Stirlingkühlers liegt der gleichnamige, thermodynamische Prozess, der sog. Stirling-Kreisprozess, zugrunde. Der Kühler entspricht der Umkehrung des 1816 von Robert Stirling patentierten Stirlingmotors, welcher einen Temperaturunterschied in kinetische Energie umwandelt. Der Kreislauf basiert auf einem abgeschlossenen Gasvolumen V (i.d.R. Helium) mit dem Druck p , welches durch zwei isochore und zwei isotherme Prozesse einen Wärmetransport von einem Teil des Kühlers in den anderen Teil ermöglicht [Wae11]. Hierfür muss der Kühler mindestens aus einem Kompressions- und einem Expansionsraum bestehen (vgl. Abb. 5.1, a)), deren Volumina meist durch mechanische Kolben zyklisch, mit einem Phasenversatz von 90° modifiziert werden. Die beiden Kammern sind durch einen durchlässigen Regenerator mit großer Oberfläche und hoher Wärmekapazität, bei möglichst niedrigem Flusswiderstand voneinander getrennt. Das Medium im Kompressionsraum steht über die Außenwände oder einen speziellen Wärmetauscher mit der Umgebung bei Raumtemperatur in Kontakt und gibt Wärme ab, wohingegen das Medium im Expansionsraum Wärme aus der Umgebung aufnimmt. Der schematische Ablauf und das dazugehörige p - V -Diagramm sind in Abb. 5.1 dargestellt. Ein Zyklus besteht nach [Wae11] aus den folgenden Schritten:

- 1. \rightarrow 2.: Isotherme Kompression. Das Volumen des Kompressionsraums wird verringert, während das Volumen des Expansionsraums konstant gehalten wird. Die entstehende Wärme wird an die Umgebung abgeführt.

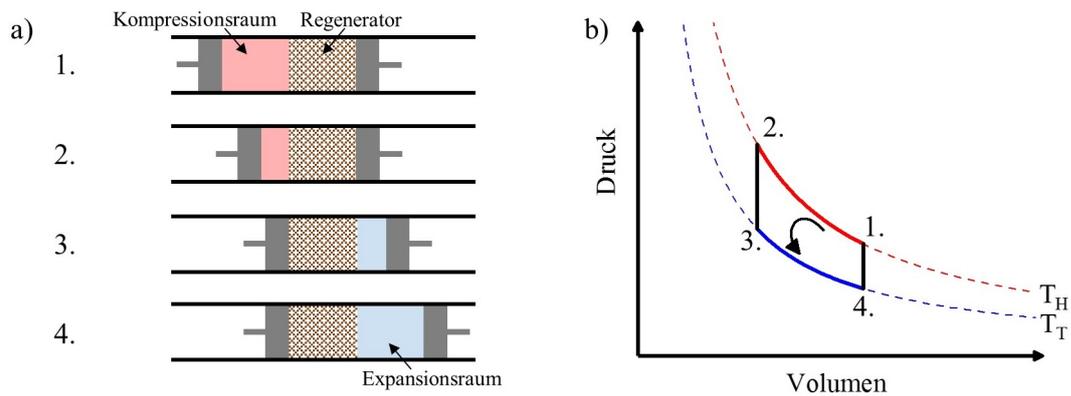


Abbildung 5.1: Schematisches Prinzip eines Stirlingkühlers (a) und das zugehörige, idealisierte p-V-Zyklusdiagramm (b). Bei der isothermen Kompression (1. → 2.) wird Wärme vom Medium im Kompressionsraum an die Umgebung abgegeben. Es folgt eine isochore Abkühlung (2. → 3.) durch Abgabe von Wärme an den Regenerator, während das Medium hindurch fließt. Bei der isochoren Expansion (3. → 4.) nimmt das Medium Wärme aus der Umgebung des Expansionsraums auf. Schließlich findet eine isochore Erwärmung statt (4. → 1.), bei der Wärme vom Regenerator aufgenommen wird. Darstellung angelehnt an [Wae11].

- 2. → 3.: Isochore Abkühlung. Durch gleichförmige Bewegung beider Kolben wird das Arbeitsmedium unter Beibehaltung des Volumens durch den Regenerator geschoben, wobei Wärme an den Regenerator abgegeben wird.
- 3. → 4.: Isotherme Expansion. Das Volumen des Expansionsraums wird vergrößert, während das Volumen des Kompressionsraums konstant gehalten wird. Das Medium nimmt Wärme aus der Umgebung auf.
- 4. → 1.: Isochore Erwärmung. Durch gleichförmige Bewegung beider Kolben wird das Arbeitsmedium unter Beibehaltung des Volumens durch den Regenerator geschoben, wobei Wärme vom Regenerator aufgenommen wird.

Im Falle der hier verwendeten Kühler ist die Umgebung des Expansionsraums evakuiert, sodass die Wärme nur vom Gehäuse in diesem Bereich aufgenommen wird und dieser als Kaltfinger in einem Kryostaten dienen kann. Ferner wird aus praktischen Gründen das Volumen des Expansionsraums nicht durch einen Kolben, sondern durch einen beweglichen Regenerator eingestellt.

5.2 Verwendete Stirlingkühler

Im Rahmen dieser Arbeit kamen je nach Anwendung zwei unterschiedliche Stirlingkühler zum Einsatz: Der Ricor K535LV (Ricor-Kühler) sowie der Sunpower CryoTel GT AVC

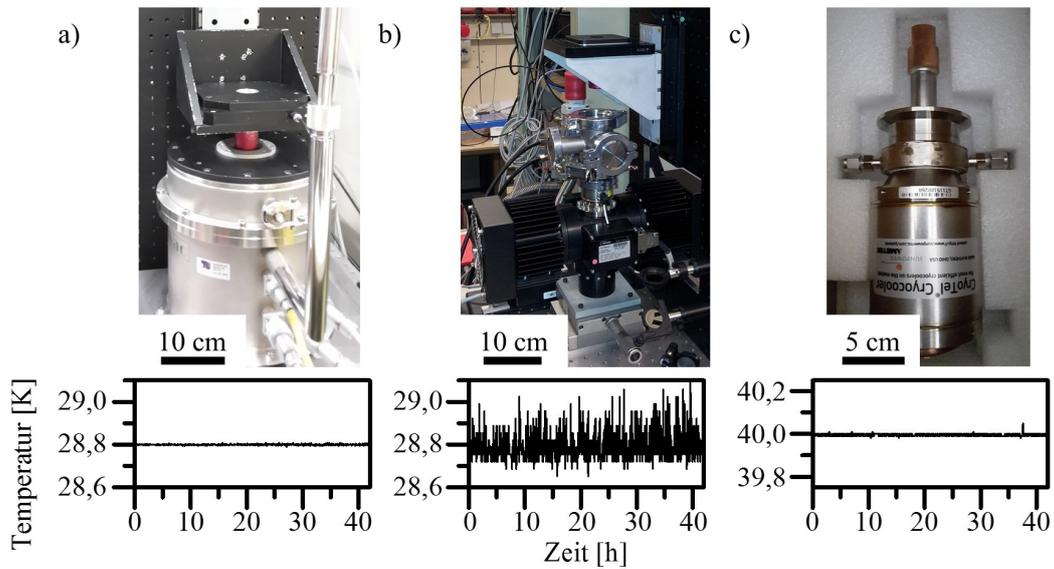


Abbildung 5.2: Vergleich der Temperaturstabilität am Kaltfinger zweier Stirlingkryostate mit einem konventionellen Helium-Flusskryostat über 42 Stunden. a) Flusskryostat mit der Kaltfingertemperatur $T = (28,800 \pm 0,003)$ K. b) Stirlingkryostat mit Kühler K535LV von Ricor mit $T = (27,789 \pm 0,069)$ K. c) Stirlingkühler CryoTel GT von Sunpower mit $T = (39,995 \pm 0,006)$ K.

(Sunpower-Kühler), welche in Abb. 5.2, b) und c) zu sehen sind. Die Kühler unterscheiden sich vor allem in ihrem Aufbau und damit in ihren Ausmaßen, der Vibrationsdämpfung und der erreichbaren Endtemperatur. Der verwendete Ricor-Kühler besitzt zwei Kompressionskammern, deren Kolben auf der gleichen Achse gegenläufig arbeiten, um laterale Vibrationen zu verringern. Anstelle eines Expansionskolbens, wird ein mobiler Regenerator verwendet, dessen Bewegung senkrecht zur Kompressionskolbenachse durch ein federgelagertes Gewicht passiv reduziert wird [Vep05]. Durch die zwei Kompressionskammern ergibt sich eine relativ große Bauform ($274 \times 326 \times 141$ mm), allerdings auch eine niedrige, minimale Betriebstemperatur von $(28,789 \pm 0,069)$ K. Der verwendete Sunpower-Kühler hat im Gegensatz zum Kühler von Ricor nur einen Kompressorkolben, der mit dem ebenfalls mobilen Regenerator auf einer Achse läuft. Auf diese Weise werden laterale Vibrationen intrinsisch vermieden und eine kompaktere Bauform ($275,5 \times 83 \times 83$ mm) ermöglicht, was den Kühler besonders für den Einbau in eine mobile Einzelphotonenemittereinheit qualifiziert. Zusätzlich ist das Gerät mit einem aktiven Vibrationsdämpfer ausgestattet, der die Vibrationen entlang der Kolbenachse reduziert. Die erreichbare, sehr stabile Betriebstemperatur liegt bei $(39,995 \pm 0,006)$ K. Die Abweichung von 6 mK bei diesem Gerät ist vergleichbar mit einem gewöhnlichen Helium-Flusskryostat (s. Abb. 5.2, a)), welcher

eine Temperaturstabilität von 3 mK aufweist. Im Gegensatz zu Flusskryostaten wird die Temperatur am Kaltfinger bei den verwendeten Stirlingkühlern nur über die Kühlleistung und nicht über ein Heizelement gesteuert. Beide Stirlingkühler können sowohl mit Wasser- als auch mit Luftkühlung betrieben werden, wobei erstere beim stationären Einsatz zu bevorzugen ist, da der laminare Wasserstrom keine zusätzlichen Vibrationen erzeugen kann. Beide Geräte haben eine Leistungsaufnahme unter 240 W bei einer Kühlleistung von 7 W (Ricor) bzw. 11,5 W (Sunpower) bei 65 K Kaltfingertemperatur, was auch im Vergleich mit anderen Kryostaten mit abgeschlossenem Kühlkreislauf bei vergleichbarer Kühlleistung gering ist (z.B. Oxford Instruments OptistatAC-V12 basierend auf einem Pulsrohrkühler [Rad00]: 3,3 – 3,5 kW Leistungsaufnahme). Zusätzlich sind auch positive wirtschaftliche Aspekte von Stirlingkühlern zu erwähnen, weshalb in Anlage D eine grobe Kostenabschätzung gegeben ist. Bei normaler Auslastung der Geräte amortisiert sich der etwas höhere Anschaffungspreis eines Stirlingkühlers im Vergleich zu einem Flusskryostaten schon nach einem Jahr.

5.3 Stirlingkühler für Freistrah-Einzelphotonenexperimente

Um die prinzipielle Eignung von Stirlingkühlern zur Kühlung von QP-Einzelphotonenemittern und zur Durchführung quantenoptischer Experimente unter Beweis zu stellen, wird der Kühler von Ricor zunächst in den Freistrahlmessaufbau (siehe Abb. 3.1) integriert. Hierfür wird eine speziell angefertigte Vakuumkammer mit einem Fenster, welches optischen Zugang für ein Objektiv gewährt, verwendet, um den Kühler als Kryostat betreiben zu können. Aufgrund der Luftkühlung und der Mechanik des Kühlers, werden im Betrieb Vibrationen mit der Frequenz der Kompressionskolbenbewegung (50 Hz) an die Umgebung exportiert [Vep05]. Daher wird das Gerät auf passiven, an die Schwingungsfrequenz und das Gewicht angepassten, Dämpfungselementen auf einem 50 mm XY-Verstell-tisch auf dem optischen Tisch befestigt, sodass keine messbaren Vibrationen übertragen werden. Durch die Entkopplung von Kühler und Tisch konnten auch die Vibrationen des Kaltfingers von ca. 10 μm Amplitude um etwa eine Größenordnung auf 1 μm verringert werden. Diese Vibrationen sind das Hauptproblem für quantenoptische Messungen und lassen sich durch Verwendung von aktiven Dämpfern, wie sie beim Stirlingkühler von Sunpower zum Einsatz kommen und auch schon von Ricor für einen Prototypen entwickelt wurden [Ria09], weiter reduzieren. Auf solche Hilfsmittel wird allerdings für diese Konzeptprüfung bewusst verzichtet, um die minimal nötigen Anforderungen an den Stirlingkühler zu testen. Der Kryostat wird so auf dem Tisch positioniert, dass über einen Klappspiegel der Strahlengang entweder zum konventionellen Helium-Flusskryostat oder zum Stirlingkryostat

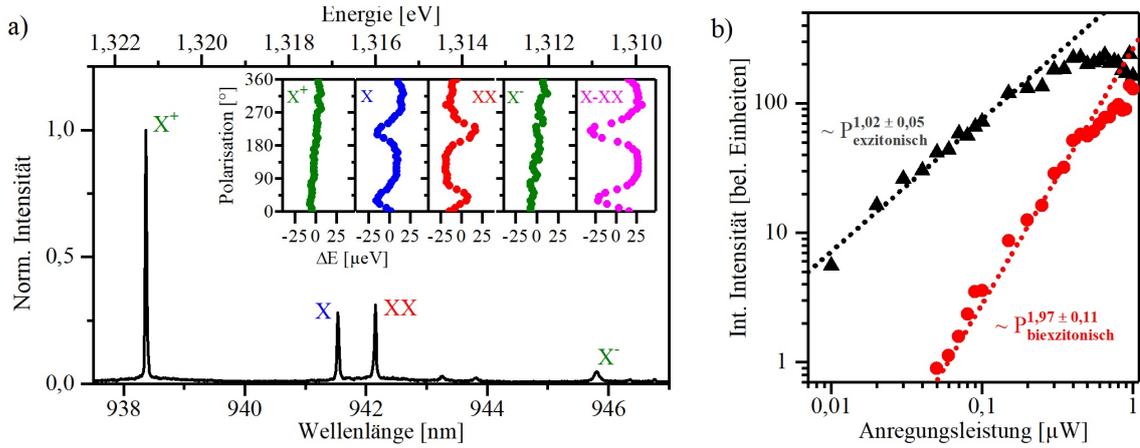


Abbildung 5.3: Identifikation von QP-Zuständen durch Freistrah-Mikrophotolumineszenzmessung im Stirlingkryostat. a) Spektrum eines einzelnen QPes bei einer Temperatur von 35 K. Eingebettete Graphen: energetische Verschiebung der Zustände in Abhängigkeit vom Polarisationswinkel. b) Integrierte Intensität der summierten exzitonischen und biexzitonischen Zustände in Abhängigkeit von der Anregungsleistung.

gelenkt werden kann. Für diese Testreihe werden deterministische QP-Mesen verwendet [Gsc13], deren Auskoppelleffizienz mit der von QPen im planaren Halbleiter vergleichbar ist. Hierdurch wird eine Messung mit Emissionsraten, welche unter dem aktuellen Stand der Technik liegen, erzielt, sodass man davon ausgehen kann, dass der Ansatz auch unter besseren Bedingungen zu verwenden ist. Abb. 5.3, a) zeigt das Spektrum einer QP-Mesa bei $0,4 \mu\text{W}$ Anregungsleistung und die zur Identifikation der Zustände nötigen Messungen (vergleiche Kap. 3.1.1), durchgeführt im Ricor-Stirlingkryostat bei 35 K Kaltfingertemperatur. Polarisationsaufgelöste Messungen geben einen Hinweis darauf, dass die dominanten Zustände einem einzigen QP zugeordnet werden können. Wie in einem solchen Fall erwartet [You05], zeigen Exziton und Biexziton eine gegenphasige Polarisation mit einer FSS von $24,3 \mu\text{eV}$. Das bindende Biexziton hat eine vergleichsweise niedrige Bindungsenergie von $0,9 \text{ meV}$ (typisch sind einige meV [Sti99, Rod05]). Aus der Steigung der doppellogarithmisch aufgetragenen Leistungsabhängigkeit (Abb. 5.3, b)) der Zustandsintensitäten lässt sich der exzitonische ($1,02 \pm 0,05$) bzw. biexzitonische ($1,97 \pm 0,11$) Charakter der Linien ablesen [Dek00]. Durch eine leichte, unbeabsichtigte Hintergrunddotierung mit Kohlenstoff, welche für Proben, die mittels MOVPE gewachsen wurden, üblich ist (siehe Kap. 2.2.1), zeigt sich ein positiv geladenes Trion als intensivste Linie im Spektrum. Der Ladungszustand wurde durch Vergleich der Standardabweichung der linearen Polarisationsabhängigkeiten der zwei nicht aufgespaltenen Zustände ermittelt ($\sigma_{\Delta E}^{X^-} = 5,4 \mu\text{eV}$, $\sigma_{\Delta E}^{X^+} = 3,8 \mu\text{eV}$). Aufgrund der höheren effektiven Masse der Löcher gegenüber den Elektronen sind die

ladungsbedingten Fluktuationen der Energie von positiv geladenen Zuständen geringer [Rod06]. Dies trifft hier auf den Zustand mit der höchsten Energie zu, weshalb er als X^+ identifiziert werden kann. Darüber hinaus wurde die Temperaturabhängigkeit der QP-Emission untersucht, wie in Abb. 5.4 zu erkennen ist. Da ein Heizelement fehlt und die Temperatur nur über die Wärmepumpleistung reguliert wird, dauert das Einstellen einer stabilen Temperatur etwas länger als bei einem konventionellen Flusskryostat. Ferner ist die Schwankung der Temperatur um den Sollwert beim Ricor-Stirlingkühler größer (vgl. Kap. 5.2), da die PID-Parameter der Leistungsregelung dem Nutzer nicht zugänglich sind. Wie zu erwarten, verschieben sich die Zustände spektral ins Rote (Abb. 5.4, a)), da sich das Kristallgitter beim Erwärmen ausdehnt, wobei die integrierte Intensität des positiv geladenen Trions - in der Abbildung normiert auf die Intensität des Zustandes bei minimaler Temperatur - erst oberhalb von 50 K merklich abnimmt (Abb. 5.4, b)). Diese Abnahme ist durch die Wechselwirkung mit Phononen und die damit verbundene thermische Aktivierung der Ladungsträger aus dem QP in das entsprechende Band zu erklären [Bes01, Bay02a]. Die messbare Linienbreite des X^+ -Zustands nimmt ebenfalls aufgrund der geringeren Phononenwechselwirkung mit sinkender Temperatur kontinuierlich ab, bis sie schließlich die Auflösungsgrenze des Spektrometers ($25 \mu\text{eV}$) erreicht (Abb. 5.4, c)).

Um den direkten Vergleich von Stirling- zu konventionellem Kryostat bei quantenoptischen Experimenten zu untersuchen, wird von einer Mesa in beiden Kryostaten je eine Photonenaufkorrelation aufgenommen und die Ergebnisse verglichen. In Abb. 5.5, a) ist das Spektrum der ausgesuchten Einzel-QP-Mesa zu sehen. Die Photonenaufkorrelation wird aufgrund der Emissionsintensitäten an dem als X^+ identifizierten Zustand gemessen. Die in Abb. 5.5, b) (Stirlingkryostat) und c) (He-Flusskryostat) dargestellten Histogramme weisen ein Minimum der Anpassungsfunktion bei $\tau = 0$ von 0,22 bzw. 0,21 auf. Die entfaltenen $g^{(2)}(0)$ -Werte sind $(0,04_{-0,04}^{+0,12})$ bzw. $(0,03_{-0,03}^{+0,11})$, welche innerhalb des Fehlers klar übereinstimmen. Es zeigt sich also eine eindeutige Eignung des Stirlingkühlers für den Betrieb und die Charakterisierung von QP-Einzelphotonenquellen und für grundlegende, quantenoptische Experimente.

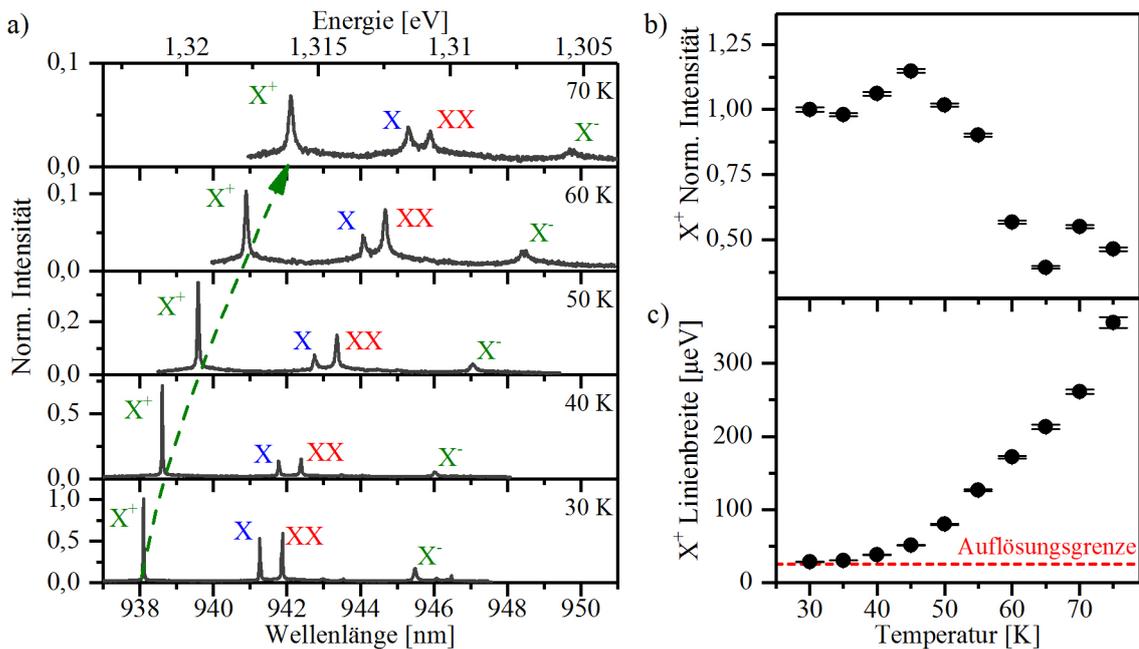


Abbildung 5.4: Temperaturabhängigkeit der QP-Emission zwischen 30 K und 75 K. a) Spektrale Verschiebung. Aufgrund der Gitterausdehnung wird bei steigender Temperatur eine Rotverschiebung beobachtet. b) Intensität des X⁺-Zustands. Ab 50 K fällt die Intensität wegen der thermischen Aktivierung von Ladungsträgern im QP stark ab. c) Linienbreite des X⁺-Zustands. Die stärkere Wechselwirkung mit Phononen führt zur Verbreiterung der messbaren Linienbreite des Zustands mit steigender Temperatur.

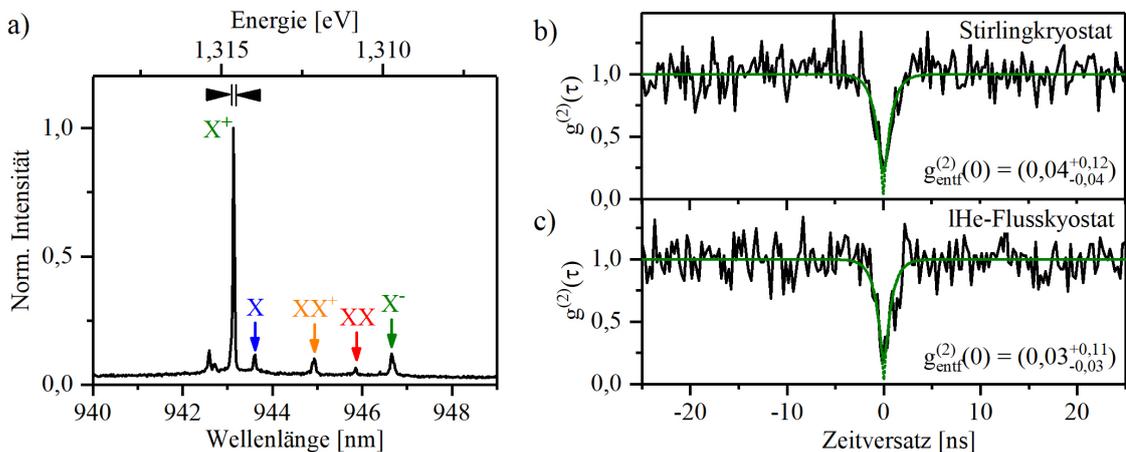


Abbildung 5.5: a) Freistrah-Mikrophotolumineszenzspektrum eines einzelnen QPes in einer deterministisch positionierten Mesa, an dem vergleichende Autokorrelationsmessungen in Stirling- (b) und konventionellem Kryostat (c) durchgeführt wurden. Der Filterbereich für die Autokorrelationsmessungen ist durch Pfeile angedeutet. Man erkennt, dass die ermittelten $g^{(2)}(0)$ -Werte nur minimal voneinander abweichen.

6 Fasergekoppelte Quantenpunkt-Einzelphotonenemitter

Um den wartungs- und justagefreien Betrieb einer autark operierenden Einzelphotonenemittereinheit zu gewährleisten, ist es notwendig, eine Kopplung des Emitters an eine Glasfaser zu etablieren, die trotz der hohen Temperaturdifferenz zwischen Raum- und Arbeitstemperatur möglichst geringe Toleranzen in der relativen Positionierung von QP und Glasfaser aufweist. Im Folgenden werden daher zwei Varianten einer direkten Kopplung präsentiert, welche ohne zusätzliche Optiken auskommen. Die Realisierung der Ansätze wird an Teststrukturen demonstriert und beide Methoden werden bezüglich ihrer Positioniergenauigkeit untersucht. Für optisch angeregte QPe ist eine Demonstration von Einzelphotonenemission in die Glasfaser möglich. Final wird erstmals die Faserkopplung von elektrisch angeregter QP-Emission gezeigt.

6.1 Faserkopplungsmethoden

Für zeitlich eng begrenzte Experimente in vibrationsfreien Kryostaten ist es in der Regel ausreichend, eine temporäre Kopplung durch manuelles Positionieren und mechanisches Feststellen einer Glasfaser bei Arbeitstemperatur innerhalb des Kryostaten zu etablieren (siehe z.B. [Lee15]). Bietet der Kryostat genug Platz, ist auch eine Kopplung über makroskopische Linsen und Piezo-Stellelemente eine mögliche Herangehensweise (s. [Kum16]). Bei beiden Methoden lässt sich das Problem eines temperaturbedingten, relativen Versatzes von QP und Faser durch Justage am Arbeitspunkt lösen. Ist der nötige Platz oder die Vibrationsfreiheit jedoch nicht gegeben, wie es bei der angestrebten, autark operierenden Einzelphotonenemittereinheit der Fall ist, ist eine Kopplung ohne zusätzliche Optiken wünschenswert. Bereits 2007 konnte von Xu et al. durch eine stabile Steckverbindung zufällige Einzelphotonenemission von selbstpositionierten QPen in ein Faserbündel nachgewiesen werden [Xu07]. Ein vielversprechender, deterministischer Ansatz wurde von Haupt et al. gezeigt. Hierbei wurde durch Verkleben einer Faser mit einem ausgesuchten Mikrosäulenresonator eine Kopplungseffizienz einzelner Resonatormoden von bis zu 40 % realisiert [Hau10]. Auch QPe [Cad16] und Defekt-Zentren in Nanodiamanten [Sch11b] wurden be-

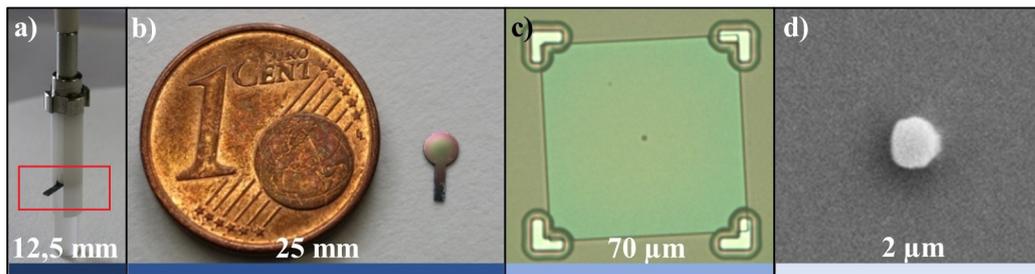


Abbildung 6.1: a) Bild einer fasergekoppelten, löffelförmigen Probe (rote Markierung: zu sehen ist nur der Stiel) in einer Keramikhülse. Von unten wird die Probe durch einen Saphirzylinder gestützt. b) Bild einer löffelförmigen Probe neben einem 1-Cent-Stück. c) Mikroskopaufnahme eines Schreibfeldes im Zentrum der Probenkelle. d) Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Mesastruktur im Zentrum eines Schreibfelds.

reits deterministisch gekoppelt, jedoch handelt es sich hierbei um aufwendige Positionierungsprozesse mit einer fragilen Probe und ohne Potenzial für eine elektrische Anregung der Struktur. Um eine gezielte, positionserhaltende und mechanisch belastbare Ankopplung eines ausgewählten QPes an eine handelsübliche, mehrmodige Glasfaser zu erreichen, wurden innerhalb dieser Arbeit zwei Faserkopplungsmethoden entwickelt. Diese bauen teilweise auf den gegebenen Arbeiten auf und werden in den folgenden beiden Abschnitten beschrieben, wobei auch auf ihre jeweiligen Vor- und Nachteile eingegangen wird.

6.1.1 Selbstausrichtende Steckverbindung

Der erste Ansatz bedient sich eines Steckprinzips, bei welchem eine löffelförmige Probe mit einer zentral positionierten QP-Struktur in eine standardisierte Keramikhülse, wie sie zur Verbindung von Glasfasern verwendet werden, eingesetzt wird (s. Abb. 6.1, a)). Dieser wurde 2011 von Miller et al. für den umgekehrten Zweck, nämlich der Kopplung von Photonenzahl-sensitiven Detektoren an Glasfasern mit minimalen Verlusten, eingeführt [Mil11]. Für das Wachstum der Proben ergeben sich keine Besonderheiten. Sie können für den normalen KLL-Prozess (vgl. Kapitel 4.3.1) optimiert werden. Nach dem Spalten in mindestens 5 mm x 8 mm große Stücke wird der Wafer mechanisch auf 250 μm Dicke abgedünnt, um den späteren Ätzprozess zu erleichtern. Vor dem Ätzen wird mittels UV-Lithographie eine Goldmaske mit Markierungen für das Ausrichten von weiteren UV-Lithographiemasken und KLL-Schreibfeldern aufgebracht. Zusätzlich werden zwei t-förmig zulaufenden, die gesamte Probe überspannenden Linien auf die Probe prozessiert, welche zur groben Orientierung unter dem Elektronenmikroskop dienen. Anschließend werden mittels KLL an den vorher definierten Positionen dem Faserdurchmesser angepasste Schreibfelder mit einer einzelnen, deterministisch über einem Quantenpunkt positionierten Mikrostruk-

tur angelegt (s. Abb. 6.1, c)). Um das Probenmaterial effektiv auszunutzen und flexibel auf eventuelle Defizite bei der Prozessierung einzelner Strukturen reagieren zu können, sieht das Goldmaskenlayout mehrere Schreibfelder vor. Die fertig prozessierten Strukturen können beispielsweise mittels μ PL einzeln vorcharakterisiert werden, um ihre Qualität zu prüfen und diejenige mit den bevorzugten Eigenschaften zu bestimmen. Anschließend wird eine mehrere Mikrometer dicke, mittels UV-Lithographie prozessierte, löffelförmige Siliziumnitrid-Ätzmaske aufgebracht, wobei das Schreibfeld mit der zuvor ausgewählten Mikrostruktur im Zentrum der Löffelkelle sitzt. Hierbei dienen die Markierungen, die im ersten Schritt auf die Probe aufgebracht wurden, als Ausrichtungshilfe. Der Ätzprozess erfolgt aufgrund der aus Stabilitätsgründen benötigten Dicke des Substrats in zwei Schritten. Die ersten $50\ \mu\text{m}$ werden durch einen stark anisotropen und präzisen, jedoch zeitintensiven Trockenätzschritt abgetragen. Hierbei entstehen relativ steile Kanten, welche die spätere Passgenauigkeit der Probe in die Keramikhülse gewährleisten. Die restlichen $200\ \mu\text{m}$ werden durch einen nasschemischen Prozess entfernt, sodass am Ende eine löffelförmige Probe verbleibt, deren runde Kelle einen Durchmesser von $2,5\ \text{mm}$ aufweist (s. Abb. 6.1, b)). Dies entspricht dem Innendurchmesser der verwendeten, standardisierten Keramikhülsen. Der beschriebene Ätzprozess darf, je nach Faserdurchmesser, eine Toleranz von maximal 2% (bei $50\ \mu\text{m}$ Mehrmodenfaser) bis $0,1\%$ (bei $6\ \mu\text{m}$ Einzelmodenfaser) nicht überschreiten. Anderenfalls ist die Einkopplung von Emission der Mikrostruktur in die Faser nicht mehr gewährleistet. Um die, bei einer unfokussierten optischen Anregung unweigerlich auftretende Emission außerhalb der Mikrostruktur zu unterdrücken, wird in einem letzten UV-Lithographieschritt eine Goldapertur mit wenigen Mikrometern Durchmesser und mehreren zehn Nanometern Dicke um die Zielstruktur aufgebracht.

Die fertige Probe kann nun in den Halter eingesetzt, gekühlt und nachcharakterisiert werden. Hierfür ist dank der selbstzentrierenden Kombination aus Glasfaserferrule, Keramikhülse und löffelförmiger Probe keine weitere Justage nötig. Dies bedeutet allerdings auch, dass die oben genannten Toleranzen genauestens eingehalten werden müssen, da sonst keine Kopplung von Mikrostruktur an die Glasfaser durch dieses Steckprinzip etabliert werden kann. Neben den hohen Ansprüchen an die Ätzgenauigkeit ist zu erwähnen, dass der Materialverschleiß bei dieser Art der Faserkopplung sehr hoch ist. So wird letztendlich für jede Struktur bis zu $5\ \text{mm} \times 8\ \text{mm}$ Wafermaterial verbraucht, was sich mit zunehmender Anzahl parallel prozessierter Löffel auf minimal $4\ \text{mm} \times 6\ \text{mm}$ reduzieren lässt. Für klassische μ PL-Experimente könnten auf diese Fläche theoretisch mehrere Tausend Strukturen geschrieben werden, wohingegen auf einen voll ausgenutzten Wafer mit $2''$ ($50,8\ \text{mm}$) Durchmesser weniger als 80 Löffelstrukturen Platz finden. Ferner ist der Einbau in die passgenaue Keramikhülse für die Probe sehr kritisch, da sie durch die Kom-

promissl6sung zwischen Prozessierbarkeit und Stabilität nur $250\ \mu\text{m}$ dick ist und so leicht an kritischen Stellen, wie dem 6bergang zwischen Stiel und Kelle, brechen kann. Zuletzt ist auch die Gew6hrleistung der thermischen Ankopplung der Probe ein kritischer Punkt, da es nicht trivial ist, die K6hlleistung des Kaltfingers innerhalb der H6lse zu transportieren. Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit mit einem Saphir-Stab gel6st, welcher in die der Faser entgegengesetzte 6ffnung der H6lse gesteckt wird (s. Abb. 6.1, a)) und die Probe an ihrer Unterseite mit einem thermisch stark leitenden Kupferhalter verbinden kann (vgl. [Mil11]). Ein Stab aus Kupfer selbst kommt aufgrund seines hohen Ausdehnungskoeffizienten nicht in Frage, da sich die Probe beim Zusammenziehen abl6sen und somit der W6rmefluss unterbrochen werden k6nnte. Die St6rken des Steckansatzes liegen, neben der bereits erw6hnten Justage-Freiheit, vor allem in der Reversibilit6t der Verbindung. Da die Probe nicht fest mit der Faser verbunden wird, kann sie beliebig gewechselt werden. Zus6tzlich k6nnen bei Bedarf metallische Leiterbahnen 6ber den Stiel auf die Kelle gef6hrt werden, um die Mikrostruktur wie bei kalorimetrischen Detektoren elektrisch zu kontaktieren [Mil11].¹

6.1.2 Klebeverbindung

Auch der Ansatz einer fixen Verbindung zwischen Mikrostruktur und Glasfaser mittels Verklebens, stellt keine zus6tzlichen Anforderungen an das Wachstum der Probe. Jedoch ist ein solcher Ansatz aufgrund der geringeren Anspr6che an die Probenform universeller und somit ressourcenschonender einsetzbar als die im vorigen Abschnitt beschriebene Steckverbindung. Die wichtigsten Prozessschritte des Verklebens sind in Abb. 6.2 schematisch dargestellt. Im Gegensatz zum Steckansatz ben6tigt man f6r das Verkleben jedoch eine aktive Positionierung von Faser und Mikrostruktur. Hierf6r ist es n6tig, sich anhand der 6ber die Faser detektierbaren Emission der Probe bei Raumtemperatur r6umlich auf der Probe zu orientieren. Es ist dabei zu beachten, dass die QPe selbst bei diesen Temperaturen nicht leuchten und daher nicht direkt zur Orientierung genutzt werden k6nnen. Zu diesem Zweck wird als erster Schritt auf die unged6nnte Probe mittels UV-Lithographie eine $80\ \text{nm}$ dicke Goldmaske aufgebracht. Diese definiert $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$ gro6e Aperturen innerhalb derer die Mikrostruktur sp6ter geschrieben werden muss. Die Gr66e wurde deutlich kleiner als der $50\ \mu\text{m}$ Faserdurchmesser gew6hlt, um die Positioniergenauigkeit zu erh6hen, aber gro6 genug, um eine sinnvolle Anzahl an QPen f6r die Prozessierung von deterministischen Mikrostrukturen zu beinhalten. Ferner werden von der Maske $50\ \mu\text{m}$ breite, unbedeckte

¹ Eine alternative Methode zur Kontaktierung, die am Rande dieser Arbeit entwickelt wurde, findet sich in [Sch16a].

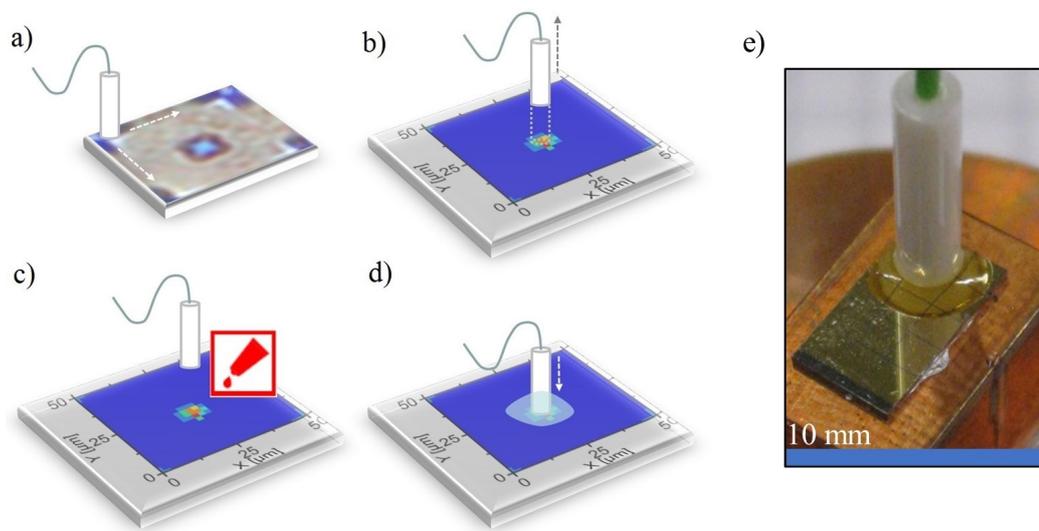


Abbildung 6.2: Schema des Klebeprozesses. a) Die Ferrule mit der Glasfaser (stark verkleinert gezeichnet) wird mäandrierend über die Oberfläche einer mit Gold maskierten Probe gefahren, während die Emission des Substrats (GaAs) detektiert wird. b) Am Ort der maximalen Intensität wird die Faser senkrecht zur Oberfläche angehoben. c) Ein Tropfen Epoxidkleber wird auf die Spitze der Faser aufgebracht. d) Die Faser wird wieder in Kontakt mit der Probe gebracht ohne die laterale Position zu verstellen. In diesem Zustand härtet der Kleber innerhalb weniger Minuten aus. e) Bild einer verklebten Probe auf einem Kupferhalter.

Stege definiert, welche goldbedeckte Felder mit jeweils zehn Reihen und zehn Spalten von Aperturen voneinander abgrenzen. Zwischen den Aperturen liegt in jede Richtung einen Abstand von $150\ \mu\text{m}$. Eine Mikroskopaufnahme der Oberfläche ist in Abb. 6.3 zu sehen. Der Abstand der Aperturen wurde dreimal größer als der Kerndurchmesser der verwendeten mehrmodigen Fasern gewählt, um keine unerwünschte Emission von einer angrenzenden Mikrostruktur einzusammeln. Bei der Positionierung der Faser kann die auch bei Raumtemperatur detektierbare Emission des GaAs-Wafermaterials ($\lambda \approx 870\ \text{nm}$), welche nur in unmaskierten Bereichen sichtbar ist, zur Orientierung genutzt werden. Die breiten und stark emittierenden Stege (s. Intensitätskarten in Abb. 6.3) weisen hierbei den Weg zum korrekten Feld. Das Abzählen der Aperturen mit bekannten Abständen, welche durch ihre kleinen Ausmaße leicht von den Stegen zu unterscheiden sind, führt innerhalb des Feldes zur korrekten, zuvor evaluierten Mikrostruktur. Zunächst muss jedoch mittels KLL innerhalb der Aperturen jeweils eine einzelne Mikrostruktur definiert werden. Diese können bei der späteren Zieltemperatur über Freistrahlmikroskopie (μPL) in einem Kryostat vorcharakterisiert und die interessanteste Struktur kann selektiert werden. Für die Ausrichtung von Faserkern zu Mikrostruktur wird die Probe auf einem motorisierten, dreidimensional verstellbaren Tisch montiert, dessen Verstellweg mindestens ein Feld mit Aperturen abdecken muss (ca.

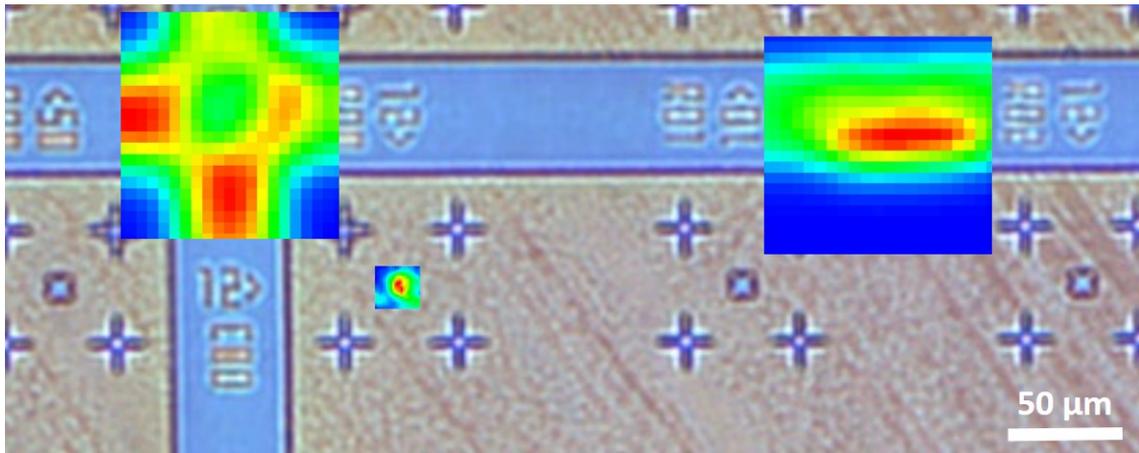


Abbildung 6.3: Optische Mikroskopaufnahme der Oberfläche einer Probe mit Goldmaske für die Faserpositionierung. An wichtigen Orientierungspunkten ist die, durch eine Faser mit $50\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser messbare, Intensitätsverteilung der GaAs-Emission bei Raumtemperatur eingezeichnet.

1,5 mm im hier verwendeten Layout). Da es sich im Rahmen der vorgestellten Experimente um einen mechanisch verstellbaren Tisch handelt, wird die Faser oberhalb der Probe an einer feiner verstellbaren Piezobühne montiert, welche jedoch einen kleineren Verstellweg besitzen.¹ Da flüssige Klebstoffe und Epoxidharze sowohl im Vakuum ausgasen, als auch bei Tieftemperatur einfrieren würden, ist es nötig das Verkleben von Probe und Glasfaser unter Normaldruck bei Raumtemperatur durchzuführen. Hierfür koppelt man einen Laser so in die Glasfaser ein, dass die Emission, die durch die optische Anregung von der Probe zurück durch die Glasfaser kommt, in einen Monochromator eingekoppelt wird. Die Faser wird bis auf wenige Mikrometer an die Probenoberfläche herangefahren und nach dem bereits beschriebenen Schema über die Probe bewegt, um die zuvor bestimmte Apertur anhand der GaAs Emission zu lokalisieren (s. Abb. 6.2, a)). Der Abstand zwischen Faser und Probe kann nun noch weiter verringert werden, bis die detektierte Intensität maximal ist. Ausgehend von dieser Position kann man nun die Faser wenige Millimeter senkrecht von der Probe wegfahren (s. Abb. 6.2, b)), um einen Tropfen des Klebers oder Epoxids an das Faserende aufzubringen (s. Abb. 6.2, c)). Die Faser wird anschließend wieder auf den minimalen Abstand zur Probe zurückgefahren um die Verbindung der beiden herzustellen (s. Abb. 6.2, d)). Durch diesen Ablauf ist sichergestellt, dass sich der Kleber/das

¹ Es hat sich bei der Entwicklung dieses Faserkopplungsprozesses gezeigt, dass auch mit einem einzelnen, mit Mikrometerschrauben manuell dreidimensional verstellbaren Tisch eine befriedigende Positioniergenauigkeit erreicht werden kann, jedoch ist diese Methode sehr zeitaufwändig und weist eine niedrigere Reproduzierbarkeit der Positionen auf.

Epoxidharz zwischen der Mikrostruktur und der Faser verteilt und somit auch als Immersionsmedium wirken kann (vgl. Kap. 2.5). Der Kleber bzw. das Epoxid wird nach Angaben des Herstellers ausgehärtet, wobei die Position je nach Aushärtedauer und -methode mit der hoch präzisen Piezobühne weiter nachjustiert werden kann. Um eine lange Lebensdauer dieser Klebeverbindung zu gewährleisten, werden in dieser Arbeit die Fasern mitsamt einer Ferrule (2,5 mm Durchmesser) verklebt (s. Abb. 6.2, e)), da durch die bei Bewegung unvermeidbare Torsion der Faser, ihr mit der Probe verklebtes Ende nach wenigen Bewegungen abbrechen würde. Ist die Verbindung vollständig ausgehärtet, so kann die Probe mitsamt der Faser zur Untersuchung in einem entsprechenden Kryostat montiert werden.

Die hier beschriebene Methode lässt sich auch für elektrisch kontaktierbare Mikrostrukturen anwenden. Hierbei kann i.d.R. auf eine spektrale Analyse der PL während der Positionierung der Faser verzichtet werden. Stattdessen lässt sich eine lichtsensitivere Messung der EL mit einem Einzelphotonenzählmodul durchführen. Da so die Emission der Zielstruktur direkt betrachtet und die Faser nicht nur mittig über der Apertur abgesetzt wird, ist zu erwarten, dass besonders für kleine Faserdurchmesser eine bessere Kopplung der Emission in die Faser erzielt werden kann.

Im Vergleich zu der in Kapitel 6.1.1 vorgestellten Steckverbindung ist festzustellen, dass der Materialverbrauch beim Verkleben deutlich geringer gehalten werden kann. Theoretisch reicht eine Probe mit wenigen hundert Mikrometern Durchmesser für diesen Prozess aus. Da man auch nach oben mit der Größe nicht limitiert ist, können beliebig viele Mikrostrukturen auf einer Probe zur Auswahl gestellt werden. Weil die Probe nach der Selektion der relevanten Mikrostruktur beim Verkleben nicht mehr prozessiert werden muss, ist auch ein Verlust der Probe nach der Vorcharakterisierung durch fehlerhafte Prozesstechnik ausgeschlossen. Hinsichtlich der Positionierung von Faser zu Mikrostruktur ist, im Gegensatz zum vorherigen Ansatz, zu bemerken, dass diese beim Verkleben nicht durch einen Ätzprozess mit ungünstigem Aspektverhältnis und minimaler Fehlertoleranz limitiert ist. Der begrenzende Faktor ist hauptsächlich der Verzug des Klebers bzw. des Epoxids beim Aushärten, der sich durch eine entsprechende Wahl des Klebers auf wenige Mikrometer reduzieren lässt. Ein weiterer Unterschied zur Steckverbindung ist die Irreversibilität der Kopplung, die je nach verwendetem Klebemittel auftreten kann und je nach Anwendung von Vorteil (z.B. in versiegeltem Kryostat) oder Nachteil (z.B. bei Defekt der Probe) sein kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Epoxidharze getestet, wobei sich ein Zweikomponentenkleber mit kurzer Bearbeitungs- (5 min) und Aushärtezeit (2 h) bei Raumtemperatur (*Thorlabs* F120) als geeignetste Wahl erwiesen hat. Sein Brechungsindex ist mit 1,5 gut an den der verwendeten Glasfasern (1,45) angepasst, was eine Reduktion

der Fresnel-Reflexion an der Grenzfläche um zwei Größenordnungen auf lediglich 0,03 % bei senkrechtem Lichteinfall bewirkt. Zwar ist mit UV-sensitiven Klebern ein geringerer Verzug beim Aushärten als bei reaktiven Zweikomponentenepoxiden zu erwarten, dieser lässt sich jedoch mit den gegebenen technischen Mitteln besonders an der Kontaktfläche zwischen Ferrule und Halbleiter nicht aushärten, da hier die Intensität des einfallenden Lichts nicht mehr ausreicht. Auch Kleber mit längerer Bearbeitungszeit sind nicht empfehlenswert, da es während der Aushärtephase z.B. durch thermische Veränderungen in der Umgebung zum Versatz von Probe und Glasfaser kommen kann. Analog ist bei thermisch aushärtenden Kleberarten, die teilweise bis zu 200 °C aufgeheizt werden müssen, ein drastischer Einfluss der Temperaturänderung auf die Positionierung der Komponenten zu erwarten.

6.2 Optische Anregung

Im Folgenden wird die Realisierung beider beschriebener Faserkopplungsmethoden an optisch angeregten Teststrukturen demonstriert. Hierfür werden, je nach Zweck, unterschiedliche Strukturen an mehrmodige Glasfasern gekoppelt.

6.2.1 Präzision der selbstausrichtenden Steckverbindung

Um die Genauigkeit abzuschätzen, mit der die Glasfaser bei Verwendung der selbstausrichtenden Steckverbindung über einer Struktur ausgerichtet ist, werden an einer Probe mit hoher QP-Dichte PL-Vergleichsmessungen in Freistrahls- sowie in fasergekoppeltem Betrieb bei 30 K Probentemperatur durchgeführt. Die Probe besteht aus einer zentral auf der Kelle positionierten Mesa sowie einer Goldmaske mit einer Apertur von 10 μm Durchmesser. Bei den fasergekoppelten Messungen wurde der Faserkerndurchmesser und damit die Anregungs- und Detektionsfläche variiert (50 μm , 25 μm und 9 μm) und der Anteil von QP- und Substratmission verglichen. Die Freistrahlmessung dient dabei als Referenz. Die Ergebnisse sind in Abb. 6.4, a) zu sehen. Bei der Freistrahlmessung (grüne Linie) hat der Anregungs- und Detektionspunkt etwa die Ausmaße der Mesa, weshalb nur sehr wenig Hintergrundemission des Substrats bei ca. 830 nm zu sehen ist. Die entsprechende Fläche, von welcher Emission aufgesammelt werden kann, ist in der zugehörigen Lichtmikroskopaufnahme der Probenoberfläche mit Goldapertur und Mesa in Abb. 6.4, b) durch einen skalentreuen, roten Kreis markiert. Vergleicht man nun hierzu die Messung der Emission durch eine Glasfaser mit 50 μm Kerndurchmesser, stellt man fest, dass das Verhältnis von QP- zu Hintergrundemission invertiert ist. Man kann also annehmen, dass die gesamte Apertur unter der Glasfaser liegt, was bei einem Aperturdurchmesser von 10 μm zu er-

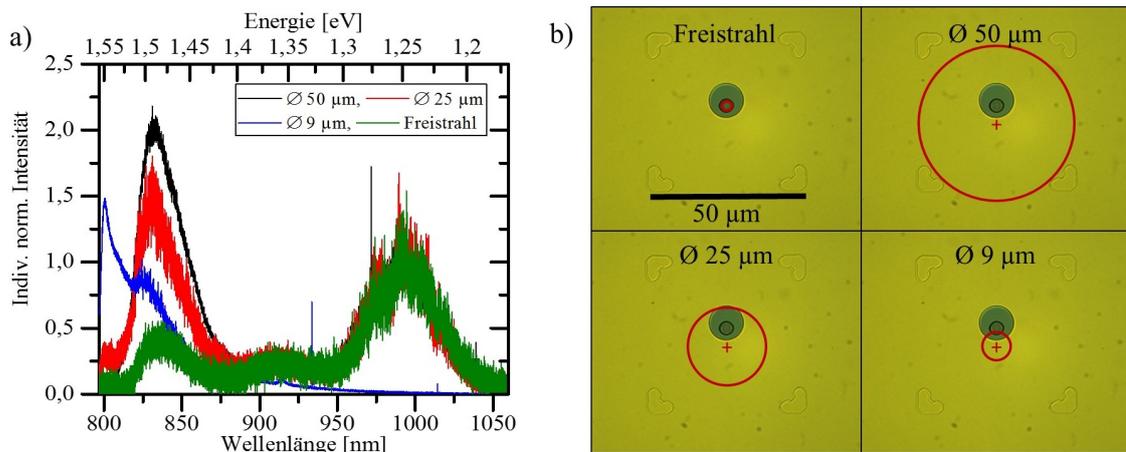


Abbildung 6.4: Abschätzung der Positioniergenauigkeit des Steckansatzes. a) Spektren einer Mesa mit hoher QP-Dichte aufgenommen durch Freistrahlmessung (grün) und fasergekoppelte Photolumineszenzmessung mit unterschiedlichen Faserdurchmessern bei 30 K Probertemperatur. Die Kurven für 50 μm und 25 μm Faserdurchmesser sind auf die maximale Emission des QP-Ensembles normiert, die Kurve für 9 μm Faserdurchmesser auf die Emission der Hintergrunddotierung bei ca. 830 nm. b) Mikroskopaufnahmen der Mesa innerhalb der Goldapertur mit 10 μm Durchmesser. Die Position des Laserpunkts in Freistrahlmessung und die mögliche Position der Glasfaser, die sich aus a) abschätzen lässt ($< 5 \mu\text{m}$ von der zentral auf der Probe positionierten Mesa), ist jeweils durch einen skalentgetreuen, roten Kreis gekennzeichnet.

warten ist. Reduziert man den Kerndurchmesser auf 25 μm , verringert sich das Verhältnis von Hintergrund- zu QP-Emission, was für einen leichten Versatz der Apertur zum Rand der Faser spricht. Die Mesa selbst scheint jedoch vollständig unter der Faser zu liegen. Anders sieht es bei einer weiteren Reduktion des Durchmessers zu 9 μm aus. Es sind keine QPe mehr sichtbar und auch die Hintergrundemission, die aufgesammelt werden kann, ist stark reduziert. Man erkennt bei kurzen Wellenlängen bereits einen weiteren, unerwünschten und deutlich ausgeprägten Effekt, der auf die starke Laserintensität zurückzuführen ist und bei Wellenlängen unter 800 nm durch einen Langpassfilter unterdrückt wird. Hieraus kann geschlossen werden, dass die Faser nicht mehr oberhalb der Mesa positioniert ist und auch nur eine sehr geringe Überlappung von Faser und Apertur erzielt wurde. Eine mögliche Position des Faserkerns oberhalb der Apertur ist in den entsprechenden Aufnahmen in Abb. 6.4, b) gekennzeichnet. Die Abweichung würde demnach weniger als 5 μm entsprechen, was einem Größenfehler der gesamten Löffelstruktur nach dem Ätzprozess von 0,2% entspricht. In den Mikroskopaufnahmen lässt sich erkennen, dass die Mesa nicht zentral in der Apertur sitzt. Dies ist auf einen leichten Versatz von ca. 1,5 μm der nachträglich, durch UV-Lithographie und Metallaufdampfung erzeugten Goldschicht zurückzuführen und hat

keinen Einfluss auf die Position der Mesa unterhalb des Glasfaserkerns. Der Versatz beruht auf der Positionierung der Ätzmaske per Augenmaß relativ zur Mesa.

6.2.2 Präzision der Klebeverbindung

Zunächst wird die Genauigkeit der freien Positionierung einer Glasfaser im Vergleich zur selbstpositionierenden Steckverbindung untersucht. Hierfür wird - analog zur Genauigkeitsbestimmung im vorherigen Kapitel - eine kreisförmige Probe mit einer zentral innerhalb einer Apertur positionierten Mesa mit hoher QP-Dichte verwendet. Die hohe Dichte ist notwendig, um bei Raumtemperatur, bei welcher die freie Positionierung der Faser stattfinden muss, das Signal der Mesa vom geätzten Schreibfeld unterscheiden zu können. Für beide Faserkopplungsarten werden wieder drei Messungen mit unterschiedlichen Faserkerndurchmessern ($50\ \mu\text{m}$, $25\ \mu\text{m}$ und $9\ \mu\text{m}$) unter Dauerstrichanregung mit konstanter Leistung durchgeführt. Die resultierenden Spektren bei 5 s Integrationszeit sind in Abb. 6.5 zu sehen, wobei die Messdaten des Steckansatzes jeweils schwarz, der freien Faserpositionierung jeweils rot gezeichnet sind. Es fällt auf, dass in allen sechs Spektren am kurzwelligen Rand des Darstellungsbereichs ein Anstieg der Emission zu beobachten ist. Dieser wird vom Laser hervorgerufen und dient als Referenz, um vergleichbare Anregungsbedingungen gewährleisten zu können. Generell lässt sich feststellen, dass die Intensität der Emission mit abnehmendem Faserdurchmesser sinkt, was auf den verlustreichen Übergang von den kleineren Durchmessern auf eine zweite, $50\ \mu\text{m}$ dicke Glasfaser und insbesondere auch auf die Reduktion der NA mit kleinerem Kerndurchmesser zurückzuführen ist ($NA_{50\ \mu\text{m}} = 0,22$, $NA_{25\ \mu\text{m}} \approx NA_{9\ \mu\text{m}} \approx 0,1$). Im Detail erkennt man, dass für die beiden kleineren Kerndurchmesser die eingesammelte Emission des QP-Ensembles zwischen 900 nm und 1000 nm intensiver ist, was auf eine geringere Abweichung der Position des Fasermittelpunktes zur optisch aktiven Struktur hindeutet. Einzig für die $50\ \mu\text{m}$ dicke Glasfaser ist in diesem Spektralbereich keine Differenz zu erkennen, was im Gegenzug heißt, dass offenbar die gesamte Struktur unter dem Faserkern positioniert ist. Zusätzlich wird beim größten Faserdurchmesser im selbstpositionierenden Ansatz eine höhere Intensität der unerwünschten Substratmission um 870 nm beobachtet. Dies lässt darauf schließen, dass es die freie Positionierung auch erlaubt, einen vorteilhaften Versatz zwischen Faserkern und Apertur zu erreichen, ohne Einbußen beim erwünschten Signal der Struktur hinnehmen zu müssen. Ferner bestätigen diese Beobachtungen, dass es sich beim Intensitätsverlust der Messungen aus Abb. 6.4, a) tatsächlich um den Effekt eines Versatzes zwischen Faserkern und Mesa handelt. Da es bei der manuellen Positionierung der Faser möglich ist, auch mit dem kleinsten Kern die Emission der Struktur zu detektieren, kann die stark verringerte Intensität nicht nur durch höhere Verluste der Anregung und im

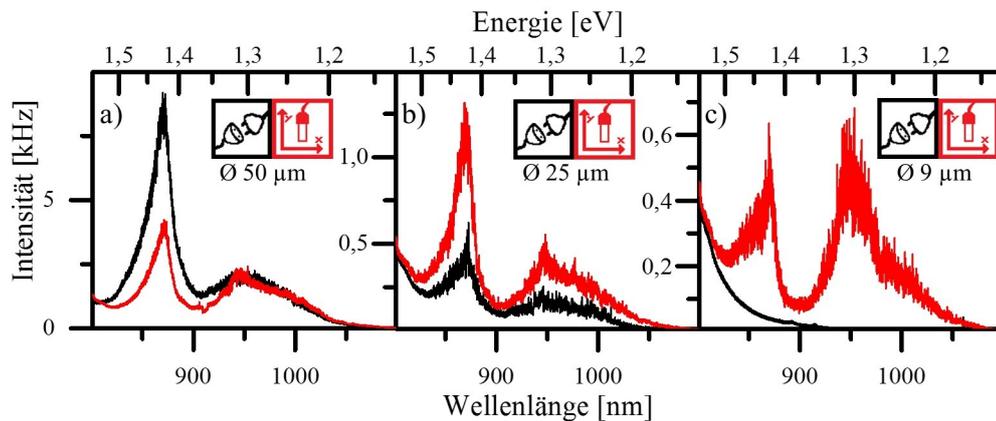


Abbildung 6.5: Vergleich von Emissionsspektren einer fasergekoppelten QP-Struktur bei Raumtemperatur unter Verwendung des selbstpositionierenden Steckansatzes (schwarz) und bei freier Glasfaserpositionierung (rot) für verschiedene Faserkerndurchmesser: a) $50\ \mu\text{m}$, b) $25\ \mu\text{m}$, c) $9\ \mu\text{m}$. Durch die höhere Genauigkeit bei der freien Positionierung der Glasfaser über der aktiven Struktur bleibt die Emission des QP-Ensembles auch beim kleinsten Kerndurchmesser sichtbar.

Messapparat bedingt sein. Auch eine schlechtere Einkopplung in die Glasfaser - beispielsweise wegen der niedrigeren NA - scheidet dadurch als Hauptursache aus. Diese Ergebnisse attestieren dem Klebeansatz mit frei positionierbaren Komponenten, besonders im Hinblick auf eine wünschenswerte, zukünftige Ankopplung von monomodigen Glasfasern mit noch kleineren Kerndurchmessern, klare Vorteile.

Betrachtet man die detektierbare Emission in der Faser über den relevanten Wellenlängenbereich vor und nach dem Verkleben, kann man feststellen, dass die Einkopplung in die Faser vom Expoxidkleber positiv beeinflusst wird. Die Verringerung der Grenzflächenreflexionen führt bei der Struktur aus Abb. 6.5 zu einer um den Faktor 2,7 erhöhten integrierten Intensität bei Raumtemperatur.

6.2.3 Einzelphotonenemission fasergekoppelter Quantenpunktemitter

Zur Demonstration der Einzelphotonenemission eines fasergekoppelten QPes, wird eine goldmaskierte Probe untersucht, welche mittels des Klebeansatzes mit einer Glasfaser verbunden wurde. Die Probe hat eine InGaAs-QP-Schicht mit niedriger Dichte, welche auf 23 Bragg-Spiegelpaaren gewachsen wurde. Die Schreibfelder innerhalb der Goldaperturen sind in diesem Falle nicht strukturiert und die Apertur wurde zufällig ausgewählt. Es liegen daher keine Daten zu einer Vorcharakterisierung mittels Freistrahlmessung vor. Die mit einer $50\ \mu\text{m}$ -Faser verbundene Probe ist in einem Flusskryostaten mit einer Kaltfingertemperatur von 10 K montiert. Das Spektrum des untersuchten QPes ist in Abb. 6.6, a)

zu sehen. Da der QP an eine mehrmodige Glasfaser gekoppelt ist, geht der Großteil der ursprünglichen Polarisation des emittierten Lichts innerhalb der Faser verloren. Anhand einer leistungsaufgelösten Messreihe (nicht gezeigt) lässt sich daher lediglich der exzitronische Charakter der beiden dominanten Zustände feststellen. Das abgebildete Spektrum selbst ist unterhalb der Sättigung des dominanten Zustands aufgenommen (ca. $0,64 I_{\max}$). Diese Leistung stellt den Arbeitspunkt für die in Abb. 6.6, b) gezeigten Autokorrelationsmessungen dar, welche um unkorrelierte Koinzidenzen durch die Dunkelzählrate der Detektoren korrigiert wurden. Für die Messung im oberen Bildteil wurde die Emission in einen Doppelmonochromator eingekoppelt, der den Transmissionsbereich um die zentrale Wellenlänge auf 99 pm Breite begrenzt. Die Anpassungsfunktion ergibt $g_{\text{mono,entf}}^{(2)}(0) = 0,23 \pm 0,19$, was klar den Einzelphotonencharakter der Emission verifiziert. Im Hinblick auf eine autark operierende Einzelphotonenemittereinheit ist es wünschenswert, dass die Filterung der QP-Emission nicht extern durch einen Monochromator, sondern bereits innerhalb der Emittereinheit erfolgt. Dies lässt sich durch kompakte Interferenz-Bandpassfilter erreichen, deren Transmissionswellenlänge in einem gewissen Bereich durch Verkippen des Filters gegen die Strahlrichtung variiert werden kann. Hierfür ist es notwendig, die Emission aus der Faser über eine kurze Freistrahstrecke zu leiten, welche gegen Streulicht geschützt werden muss und in die Emittereinheit integriert sein kann. Das Transmissionsprofil des verwendeten Filters ist gaußförmig und weist eine Halbwertsbreite von 277 pm auf. Die Autokorrelationsmessung an dem derart gefilterten Zustand ist im unteren Bildteil von Abb. 6.6, b) gezeigt, wobei sich ein entfalteter $g^{(2)}(0)$ -Wert von $0,32 \pm 0,12$ ergibt. Man erkennt anhand der Darstellung, dass die Zeitkonstante des Antibunchings im Vergleich zu der Messung mit dem Monochromator etwas größer ist, was auf eine leicht geringere Anregung des Emitters schließen lässt (vgl. [Lou00b] und Simulationen in Abb. A.1). Quantitativ lässt sich dies jedoch nur bei Kenntnis der spontanen Rekombinationsrate vergleichen. Dass der gemessene $g^{(2)}(0)$ -Wert trotz der nominell besseren Bedingungen bei Messung mit dem Interferenz-Bandpassfilter größer ist, lässt sich bei genauerer Betrachtung der Filtermethode verstehen. Durch die gaußförmige Filterung des Interferenzfilters wird die Transmission - im Gegensatz zur Filterung mittels Monochromator - über einen größeren Wellenlängenbereich detektiert. Diese wird zwar um den Faktor der Normalverteilung an der jeweiligen Wellenlänge abgeschwächt, ist aber bei der gegebenen Halbwertsbreite nicht zu vernachlässigen, wodurch insgesamt mehr unkorrelierte Hintergrundemission A_H aufgesammelt wird. Man kann das Verhältnis ρ von Signal A_S zu detektierter Gesamtemission für beide Fälle aus dem Spektrum in Abb. 6.6, a) abschätzen. Es ergibt sich $\rho_{\text{mono}} = 0,96$ und $\rho_{\text{band}} = 0,92$. Nach Gl. 3.3 lässt sich hiermit, unter Verwendung der ermittelten, entfalteten $g^{(2)}(0)$ -Werte, auf den realen Einzelphotonencharakter der Quelle

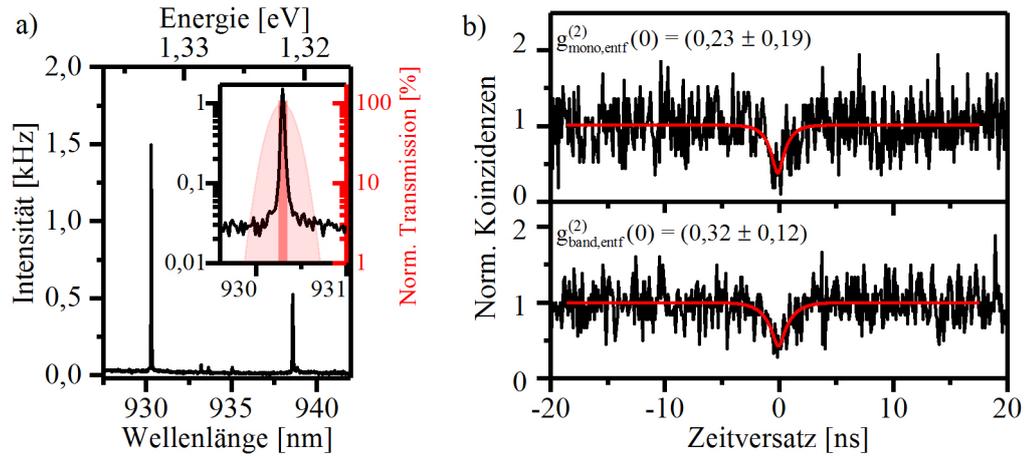


Abbildung 6.6: a) Spektrum eines fasergekoppelten Quantenpunkts in einer mehrmodigen Glasfaser mit $50\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser bei $10\ \text{K}$ Probentemperatur. Der eingebettete Graph zeigt eine Vergrößerung des dominanten Zustands in halblogarithmischer Auftragung. Die roten Flächen deuten die auf das jeweilige Maximum normierte Transmissionsfunktion von Monochromator (dunkel) und Interferenz-Bandpassfilter (hell) an. b) Photonenaufkorrelation des hellsten Zustands aus a) gemessen bei Filterung durch einen Doppelmonochromator (oben) und einen Interferenzfilter (unten).

schließen: $g_{\text{mono,real}}^{(2)}(0) = 0,16 \pm 0,13$ und $g_{\text{band,real}}^{(2)}(0) = 0,17 \pm 0,06$. Die Werte weichen nur marginal voneinander ab, was zu erwarten ist, da es sich in beiden Messungen um den selben Emittor handelt.

Eine Abschätzung der Einkopplungseffizienz des Emittors in die Glasfaser ist aufgrund der fehlenden Vorcharakterisierung des Zustands nicht möglich. Es lässt sich jedoch feststellen, dass die mittlere Zählrate der SPCMs von $1485\ \text{Hz}$ bei Filterung durch den Doppelmonochromator auf $8329\ \text{Hz}$ bei Filterung mit einem Interferenzfilter ansteigt. Dies lässt sich teilweise durch die zusätzlich transmittierte, unkorrelierte Hintergrundemission erklären. Aufgrund des nur leicht angestiegenen, gemessenen $g^{(2)}(0)$ -Wertes bei einer näherungsweise Versechsfachung der Detektionsraten lässt sich folgern, dass auch die QP-Emission besser transmittiert wird. Dies ist vielversprechend hinsichtlich der Effizienz der anvisierten, autark operierenden Einzelphotonenemittereinheit.

6.3 Elektrische Anregung

Um die Möglichkeiten der Faserkopplung von elektrisch angeregten QP-Strukturen zu untersuchen, wurde eine Probe mit p-i-n-Schichtfolge und mehreren, zufällig verteilten QP-haltigen Strukturen von unterschiedlicher Größe im Mikrometerbereich verwendet. Die Strukturen sind großflächig mittels des in Kap. 4.4.1 beschriebenen Prozesses kontaktiert.

Eine dieser Strukturen wurde, wie zuvor beschrieben, bei Raumtemperatur an eine Glasfaser mit $50\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser geklebt. Da es sich um eine Probe für eine Machbarkeitsstudie handelt, befinden sich hierauf keine Orientierungshilfen für die Faserpositionierung, weshalb die verklebte Struktur zufällig ausgewählt werden muss, was wiederum einen Vorher-Nachher-Vergleich ausschließt. Die Intensitätsverteilung der Elektrolumineszenz in der Umgebung der ausgesuchten Struktur ist in Abb. 6.7, a) zu sehen. Diese Messung wurde vor dem Verkleben der Struktur durch mäanderförmiges Verschieben der Glasfaser über die Probenoberfläche mittels einer Piezobühne bei Raumtemperatur und unter ungefilterter Detektion der Emission mit einem SPCM durchgeführt. Auf eine Umsetzung der elektrischen Kontaktierung und Faserkopplung unter Verwendung des Steckansatzes wurde im Rahmen dieser Arbeit verzichtet, da der Entwicklung bei der zu erwartenden Positioniergenauigkeit ein unverhältnismäßiger Zeit- und Materialeinsatz gegenübersteht.

Abb. 6.7, b) zeigt vergleichend das Spektrum der gekoppelten Struktur für optische (schwarz) und elektrische Anregung (rot). Man erkennt drei Komponenten, die zum Spektrum beitragen, wobei nur die, die bei elektrischer Anregung zu sehen ist (Benetzungsschicht um $880\ \text{nm}$) tatsächlich von der gesuchten Struktur stammt. Im optisch angeregten Spektrum, welches bei kleiner Vorwärtsspannung zur Erzeugung des Flachbandfalls aufgenommen wurde, ist hauptsächlich die Emission des dotierten Substrats, welches über die gesamte Querschnittsfläche der Glasfaser angeregt wird, zu erkennen. Die Anregungsleistung wurde so gewählt, dass die Intensität bei der Wellenlänge der Benetzungsschicht in beiden Spektren identisch ist. Der direkte Vergleich zeigt deutlich den Vorteil, den die elektrische Anregung in diesem Faserkopplungsschema bietet: Man erkennt die reine Emission der Struktur, welche bei optischer Anregung nahezu komplett durch unerwünschte, strahlende Rekombination im Substrat maskiert wird. Dies ist besonders wichtig, wenn man an die Detektion einzelner Photonen aus einem QP denkt, deren Qualität stark von der Unterdrückung der Hintergrundemission abhängt (vgl. Kap 6.2.3). Betrachtet man die EL bei niedrigerem Stromfluss und $60\ \text{s}$ Integrationszeit, dargestellt im Einschub von Abb. 6.7, so lassen sich am niederenergetischen Ausläufer der Benetzungsschicht diskrete Zustände ausmachen, welche auf lokal beschränkte Dickefluktuationen innerhalb der Benetzungsschicht (auch als natürliche QPe bezeichnet [Zre94]) zurückzuführen sind. Zwar ist von diesen - analog zu absichtlich hergestellten QPen - Einzelphotonenemission zu erwarten, aufgrund der geringen Intensität ist eine Prüfung der Photonenstatistik über Photonenkorrelationsspektroskopie jedoch unmöglich.

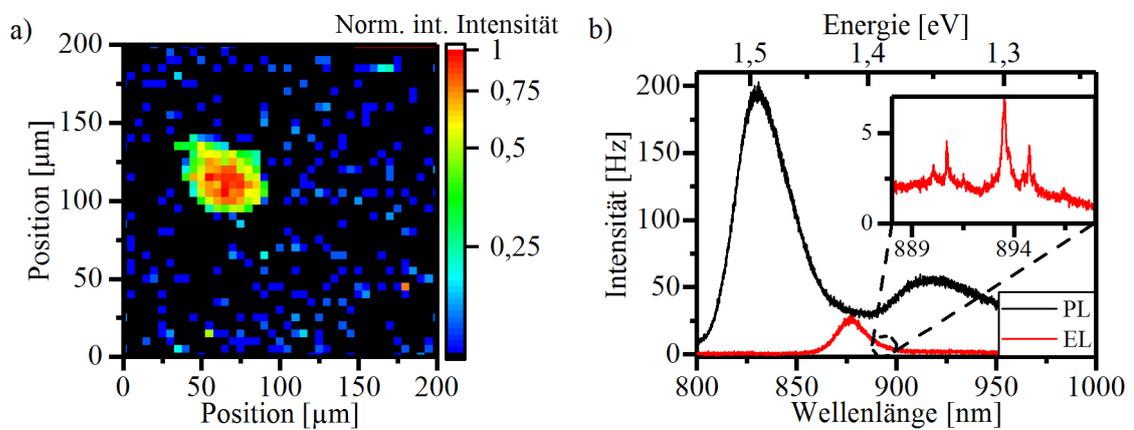


Abbildung 6.7: a) Ungefilterte Intensitätsverteilung einer elektrisch angeregten Probe, gemessen durch eine positionierbare $50\ \mu\text{m}$ -Glasfaser mit einem unmittelbar daran angeschlossenen Einzelphotonendetektor bei Raumtemperatur. b) Photo- (schwarz) und Elektrolumineszenzspektrum (rot) der intensiv leuchtenden Struktur in a) nach der Faserkopplung durch Verkleben von Glasfaser und Probe. Der eingebettete Graph zeigt eine Vergrößerung, aufgenommen mit 60s Integrationszeit, in welcher die Elektrolumineszenz diskreter Zustände innerhalb der Benetzungsschicht zu erkennen sind.

7 Plug-and-Play-Einzelphotonenemitter-Demonstrator

Im Rahmen dieses Kapitels werden die bisher präsentierten Ergebnisse kombiniert, um eine autarke, kältemittelunabhängige Einzelphotonenemittereinheit zu realisieren. Hierfür wird zunächst das allgemeine Konzept des Demonstrators anhand seines Aufbaus dargelegt. Anschließend wird in Kap. 7.2 die erstmalige, direkte Kopplung einer deterministisch über KLL hergestellten Einzel-QP-Struktur an eine mehrmodige Glasfaser demonstriert. Diese Quelle ist in den Demonstrator integriert, welcher auf einem der zuvor beschriebenen Stirlingkühler basiert. Schließlich werden Einzelphotonenmessungen sowie Langzeittests an der fasergekoppelten Emission des Demonstrators durchgeführt, welche das Potenzial dieses Ansatzes klar unterstreichen.

7.1 Aufbau des Demonstrators

Eine autark operierende Einzelphotonenemittereinheit sollte alle Geräte und Bauteile, die zur Erzeugung, Nutzbarmachung und zum Nachweis von nicht-klassischem Licht notwendig sind in einem mobilen Aufbau vereinen. Für den Betrieb wird idealerweise lediglich Strom und zur Vorbereitung des Kryostaten eine Vakuumpumpe benötigt, die im Betrieb der Emittereinheit abgeschaltet und entfernt werden kann. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Demonstrator basiert auf einem Tisch-hohen 19"-Messrack auf Rollen, in welchem alle nötigen Komponenten untergebracht sind (siehe Abb. 7.1, a)). Das Herzstück bildet hierbei ein kompakter, luftgekühlter und vibrationsgedämpfter Stirlingkühler (Sunpower CryoTel GT AVC, siehe Kap. 5.2), auf dessen Kaltfinger der fasergekoppelte Einzelphotonenemitter bei 40 K betrieben wird (siehe Kap. 5.3). Um den Kaltfinger herum befindet sich eine Vakuumkammer mit Glasfaser- und Stromdurchführungen, sowie einem Anschluss für eine externe Vakuumpumpe. Der Kryostat findet in einem Schubfach Platz, in welchem die angeschlossenen Glasfasern vor Lichteinstrahlung von außen geschützt sind und welches bei Bedarf leichten Zugang zum Kryostaten gewährleistet (siehe Abb. 7.1, b)). Für eine zur Abfuhr der Abwärme des Kühlers ausreichende Luftzirkulation innerhalb des Schubfachs sind oberhalb und hinter den Kühlrippen des Stirlingkühlers

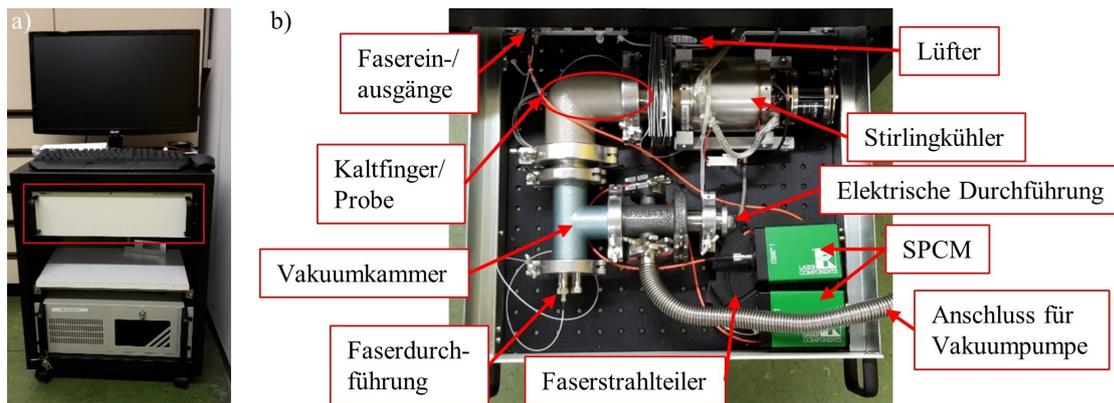


Abbildung 7.1: Bilder der Einzelphotonenemittereinheit. a) Gesamtes Messrack mit Steuerungsrechner, Eingabegeräten, Einlegeboden für Netzteile und notwendige Elektronik sowie der integrierten Einzelphotonenemittereinheit (rote Markierung). b) Innenleben der Einzelphotonenemittereinheit mit relevanten Bauteilen, die zur autarken Erzeugung und Messung einzelner Photonen benötigt werden.

Lüfter installiert. Ebenfalls in das Schubfach integriert sind Strahlteiler und Optiken, u.a. ein Bandpassfilter zur benutzerfreundlichen Filterung der Emission (hier nicht gezeigt), sowie Einzelphotonendetektoren zur Messung der Photonenzahl. An der Rückseite des Einschubs befinden sich entsprechend zwei optische Ausgänge (gefilterte und ungefilterte Emission), zwei optische Eingänge (optische Anregung des Emitters und HBT-Messaufbau), zwei elektrische Ausgänge (Signal der Einzelphotonendetektoren, optional direkt mit einer integrierten Zähl Elektronik verbunden) sowie ein elektrischer Eingang (elektrische Anregung des Emitters, optional mit einem integrierten Puls generator verbunden). Ferner befinden sich hier auch Durchführungen für die Steuerelektronik und Netzteile, welche zusammen mit einem kompakten, fasergekoppelten Laser und/oder einem elektrischen Puls generator auf einer separaten Einschubebene Platz finden. Für die Ansteuerung von Stirlingkühler, Puls generator und Messelektronik über ein spezielles LabView-Softwareinterface ist ein Computer im Messrack verbaut. Die Oberseite des mobilen Messracks wird für die Ein- und Ausgabegeräte genutzt.

Für die im Folgenden beschriebenen Messungen wurden bereits alle Komponenten zur Erzeugung der optisch angeregten, einzelnen Photonen in das beschriebene Messrack integriert, ebenso wie die Ansteuerung durch den Computer. Lediglich die spektrale Filterung und die Detektion der QP-Emission wurden mittels des in Kap. 3.1.2 beschriebenen externen Messaufbaus durchgeführt.

7.2 Betrieb des Demonstrators

Im Hinblick auf den Einsatz einer Einzelphotonenemittereinheit in weiterführenden Experimenten oder Anwendungen ist es notwendig die Emissionseigenschaften der Quelle vor ihrer Integration in das Gerät zu evaluieren. Deshalb wird hier der in Kap. 6.1.2 dargelegte Prozess genutzt, um erstmals eine monolithisch integrierte, deterministisch positionierte Mikrolinse an eine mehrmodige Glasfaser mit $50\ \mu\text{m}$ Kerndurchmesser zu koppeln. Dies ermöglicht die vorherige Selektion eines geeigneten QPes sowie die Erhöhung der Auskoppeleffizienz im Vergleich zum planaren Material auf bis zu 29 % (vergleiche Kap. 4.3.2).

Spektrale Eigenschaften

Für die spektrale Analyse der Emission wird der Ausgangsport des Demonstrators, analog zu den Messungen in Kap. 6.2, über eine weitere mehrmodige Glasfaser an den externen Messaufbau angeschlossen. Die Spektren der Vorcharakterisierung im Freistrahlmessaufbau und Messung der fasergekoppelten Struktur im Demonstrator sind in Abb. 7.2, a) vergleichend dargestellt. Die Probertemperatur beträgt 30 K (Freistrah) bzw. 34 K (Stirling). Angeregt wird der QP in beiden Fällen mit einem Dauerstrichlaser bei einer Wellenlänge von 671 nm. Man erkennt in der fasergekoppelten Messung (rote Linie), welche für die Darstellung um 4,8 nm rotverschoben wurde, deutlich die Signatur des zuvor in der Freistrahlmessung charakterisierten QPs (schwarze Linie). Die Abweichungen der Bindungsenergien liegen lediglich zwischen 3 % und 6 %. Die Diskrepanz in der Emissionsenergie von 4,8 nm lässt sich durch eine Verspannung des Linsenmaterials und des QPes durch den verwendeten Zweikomponenten-Epoxydkleber erklären. Das gleiche Verhalten der QP-Emission wird auch beim Aufbringen von Immersionslinsen beobachtet [Sar17]. Die Verspannung kann zum einen beim Aushärten des Klebers durch die Kontraktion des Epoxyds während der chemischen Reaktion, zum anderen aber auch beim Abkühlen der gekoppelten Probe wegen der unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten zustande kommen. Der Effekt wäre dann analog zu absichtlich herbeigeführten Verspannungen zur Wellenlängenkontrolle zu betrachten, wie sie beispielsweise durch piezoelektrische Effekte erzielt werden [Din10]. Durch die Verspannung wird die Größe des QPes geändert, wobei eine Kompression zu einer Verschiebung der QP-Niveaus zu größeren Energien führt, wie in diesem Fall beobachtet. Zusätzlich zur Energieverschiebung wird in der fasergekoppelten Messung auch deutlich weniger Emission detektiert. Beim X^- und XX beobachtet man eine Verringerung integrierter Emissionsintensität um 90 %. Geht man, wie zuvor beschrieben, von Verspannungen am Ort des QPes aus, ist es vorstellbar, dass es zu einer Reduktion des Überlapps der Wellenfunktionen von Elektronen und Löchern im QP-Potenzial kommt.

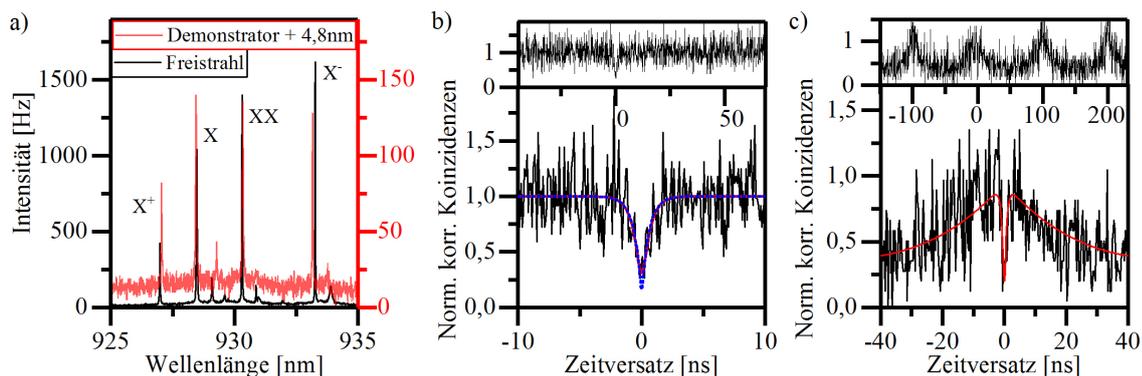


Abbildung 7.2: a) Vergleich von Spektren in Freistrah- (schwarz) und fasergekoppelter Messung im Demonstrator (rot) unter nicht-resonanter Dauerstrichanregung. Die fasergekoppelten Daten sind zur besseren Vergleichbarkeit um 4,8 nm rotverschoben. b) und c) Photonenaufkorrelationsmessungen am ungeladenen Exziton des fasergekoppelten QPs im Demonstrator unter kontinuierlicher (b) und gepulster Anregung bei 10 MHz Wiederholrate (c). Die ermittelten, entfalteten $g^{(2)}(0)$ -Werte betragen $g_{\text{entf,kont}}^{(2)}(0) = \left(0,11_{-0,11}^{+0,18}\right)$ und $g_{\text{entf,puls}}^{(2)}(0) < 0,28$. Der jeweilige obere Bildteil Graph zeigt die selben Daten wie der Hauptgraph über einen größeren Achsenabschnitt.

Diese Reduktion würde eine erhöhte Lebensdauer der exzitonischen Komplexe und damit eine verringerte Intensität unter kontinuierlicher Anregung mit sich bringen. Des Weiteren kann die verringerte gemessene Intensität auch extern bedingt sein. Zum einen könnte man sie auf die Fehlanpassung der Numerischen Apertur von Objektiv ($NA = 0,4$) und Glasfaser ($NA = 0,2$) zurückführen. Simulationen zeigen, dass hier je nach Linsenform eine Verringerung der Lichteinkopplung zwischen 35 % und 80 % zu erwarten ist [Gsc15b]. Um diesem Effekt vorzubeugen, könnte die Vorcharakterisierung zukünftig mit einem Objektiv mit der NA der zu verwendenden Glasfasern durchgeführt werden oder man verwendet im Klebprozess eine Faser mit höherer Einkoppeffizienz, wie sie beispielsweise durch aufgedruckte Linsensysteme erzielt werden kann [Gis16]. Ferner kann der Intensitätsunterschied aus den abweichenden Verlusten innerhalb des Strahlengangs der beiden Messungen hervorgehen. Betrachtet man die theoretische Transmission bis zum Eingangsspalt des Monochromators, ab welchem der Pfad identisch ist, so erwartet man allerdings keine signifikante Differenz. Die Transmissionswerte liegen bei 31 % (Freistrah) und 36 % (Faser), was für eine höhere detektierte Leistung aus der fasergekoppelten Quelle sprechen würde. Eine weitere Unsicherheit ist die Position der Faser relativ zur Struktur. Wie bereits zuvor diskutiert (vergleiche Kap. 6.2), ist der laterale Versatz, der durch das Aushärten des Klebers entstehen kann, bei Fasern mit einem Kerndurchmesser von $50 \mu\text{m}$ irrelevant. 2D-Simulationen des rotationssymmetrischen Problems mit der Simulationssoftware JCM-

Suite zeigen jedoch, dass ein vertikaler Abstand zwischen Linse und Glasfaser von $150\ \mu\text{m}$ bereits zu einer Reduktion der in die Faser eingekoppelten Leistung von über 60 % führt. Da dieser Abstand lediglich indirekt über die Intensität des eingesammelten Lichts bei Raumtemperatur eingestellt wird (siehe Kap. 6.1.2), ist hier die größte Unsicherheit zu erwarten.

Einzelphotonenemission

Der Nachweis der Einzelphotonenemission aus dem Glasfaserausgang des Demonstrators findet - analog zur spektralen Charakterisierung - ebenfalls mittels des externen Messaufbaus statt. Die spektrale Filterung des ungeladenen Exzitons wird durch einen Doppelmochromator mit einer Filterbreite von 101 pm erreicht. Die Ergebnisse der Autokorrelationsmessungen unter Dauerstrich- sowie gepulster Anregung sind in Abb. 7.2, b) und c) dargestellt. Die Anregungswellenlänge beträgt in beiden Fällen 659 nm. Die Temperatur der Probe liegt zwischen 35 K und 38 K. Die Messung unter Dauerstrichanregung zeigt ein ausgeprägtes Antibunching. Aus der Anpassungsfunktion (rote Linie: gefaltete Anpassung; blaue, gestrichelte Linie: entfaltete Anpassung) lässt sich $g_{\text{entf}}^{(2)}(0) = (0,11^{+0,18}_{-0,11})$ und die Zeitkonstante $\tau_{\text{kont}} = (0,60 \pm 0,17)$ ns ermitteln, womit klar der Nachweis von Einzelphotonenemission erbracht ist. Der große Fehler der Parameter ist dabei auf die vergleichsweise geringe Statistik der Messung zurückzuführen, welche durch die geringe Intensität der QP-Emission in der Glasfaser bedingt ist. Im oberen Graphen in Abb. 7.2, c) erkennt man die für eine gepulste Autokorrelationsmessung charakteristischen Maxima im Abstand von 100 ns, was einer Wiederholrate von 100 MHz entspricht. Hierbei ist die Ausprägung des Pulses bei $\tau = 0$ nicht so gering, wie es der unter Dauerstrichanregung ermittelte $g^{(2)}(0)$ -Wert suggeriert. Man kann im Hauptgraphen des Bildteils erkennen, dass stattdessen ein Antibunching innerhalb des Null-Pulses existiert. Wie zuvor schon beschrieben (vgl. Kap. 4.3.2), ist diese Form wahrscheinlich auf eine mehrmalige Anregung des Zustandes innerhalb eines Anregungspulses des Lasers zurückzuführen. Die Vermutung einer Mehrfachanregung wird durch die Beobachtung gestützt, dass der $g^{(2)}(0)$ -Wert ($g_{\text{entf}}^{(2)}(0) < 0,28$) und die Zeitkonstante des Antibunchings ($\tau_{\text{puls}} = (0,68 \pm 0,27)$ ns) innerhalb der Unsicherheiten mit den Werten der Messung unter Dauerstrichanregung übereinstimmen. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, dass diese Zeitkonstante sowohl von der Lebensdauer des Zustandes als auch von einer Anregungszeitkonstanten abhängt [Mic00a, Lou00b], wobei die kleinere Konstante die Form dominiert. Eine schnelle Wiederbesetzung des Zustands kann daher eine lange Lebensdauer maskieren (vergleiche Simulationen in Anhang A). Auffällig bei dieser Autokorrelationsmessung ist die relativ große Zeitkonstante der Pulsflanken $\tau_{\text{puls}} = 31,6$ ns, welche sich besonders auf technische Anwendungen - beispielsweise in

der Quantenkryptographie - nachteilig auswirkt, da aufeinanderfolgende Photonen zeitlich nicht mehr optimal voneinander zu trennen sind. Berücksichtigt man, dass durch den nicht resonanten, an eine mehrmodige Glasfaser gekoppelten Laser ein Probenvolumen angeregt wird, welches groß im Vergleich zu der QP-Mikrolinse ist, kann man annehmen, dass freie Ladungsträger, welche in mehreren Mikrometern Entfernung vom QP generiert wurden, noch nach einigen Nanosekunden eine Wiederbesetzung des QPes bewirken können. Da Ladungsträger auch an der Bandkante rekombinieren, würde die Anregungswahrscheinlichkeit mit der Zeit deutlich abnehmen. Nach diesen Überlegungen würde eine Anregung in die Benetzungsschicht, welche nur innerhalb der Mikrolinse vorhanden ist, eine deutliche Verringerung der Zeitkonstanten mit sich bringen. Um dies zu untersuchen wird ein gepulster Laser mit einer Wellenlänge von 855 nm verwendet. Die Messungen werden an einer anderen QP-Mikrolinse durchgeführt, da nicht alle - insbesondere die zuvor untersuchte Linse - bei Anregung mit dieser Wellenlänge Emission zeigen. Das beobachtete Spektrum ist in Abb. 7.3, a) zu sehen. Man erkennt drei klar getrennte QP-Zustände, jedoch mit signifikanter Hintergrundemission der Benetzungsschicht, welche durch die gewählte Anregungsart besonders hervortritt. Der für die folgenden Messungen durch einen Doppelmonochromator gefilterte Spektralbereich ist farblich markiert. Der Quotient aus QP-Signal und Gesamtemission in diesem Bereich beträgt $\rho = \frac{A_S}{A_{H+S}} = 0,612$. Abb. 7.3, b) zeigt den Vergleich der zeitaufgelösten PL-Messungen unter Anregung über die Bandlücke (schwarz) und in die Benetzungsschicht (rot). Man beobachtet eine deutliche Reduktion sowohl der Abklingzeitkonstanten von $\tau_{659 \text{ nm}} = (3,75 \pm 0,44) \text{ ns}$ zu $\tau_{855 \text{ nm}} = (0,89 \pm 0,02) \text{ ns}$ als auch der Anregungspulsweite von $w_{659 \text{ nm}} = (2,98 \pm 0,14) \text{ ns}$ zu $w_{855 \text{ nm}} = (1,07 \pm 0,03) \text{ ns}$ (unter Annahme einer über die Pulsweite zeitlich konstanten Anregung, s. Kap. 3.2). Diese Beobachtung stützt die zuvor diskutierte Hypothese. Die Verkürzung der Zeitkonstanten macht sich auch in der Autokorrelationsmessung (siehe Abb. 7.3, c)) bemerkbar, in welcher nun klar zu trennende Pulse mit einer Wiederholrate von 80 MHz zu erkennen sind. Da der Puls bei $\tau = 0$ keine Anzeichen von Mehrfachbesetzungsprozessen zeigt, wurde eine einfache Anpassungsfunktion gewählt aus der ein Flächenverhältnis $\frac{A_{\tau=0}}{A_{\tau \neq 0}} = (0,57 \pm 0,05)$ hervorgeht. Dieser Wert liegt an der Grenze zur Einzelphotonenemission und wird maßgeblich durch das Signal-zu-Hintergrund-Verhältnis begrenzt. Berücksichtigt man dieses nach Gl. 3.3, lässt sich unter Annahme eines idealen Einzelphotonenemitters ein erwarteter $g^{(2)}(0)$ -Wert von 0,625 berechnen, welcher im Rahmen des Fehlers mit dem gemessenen Flächenverhältnis übereinstimmt.

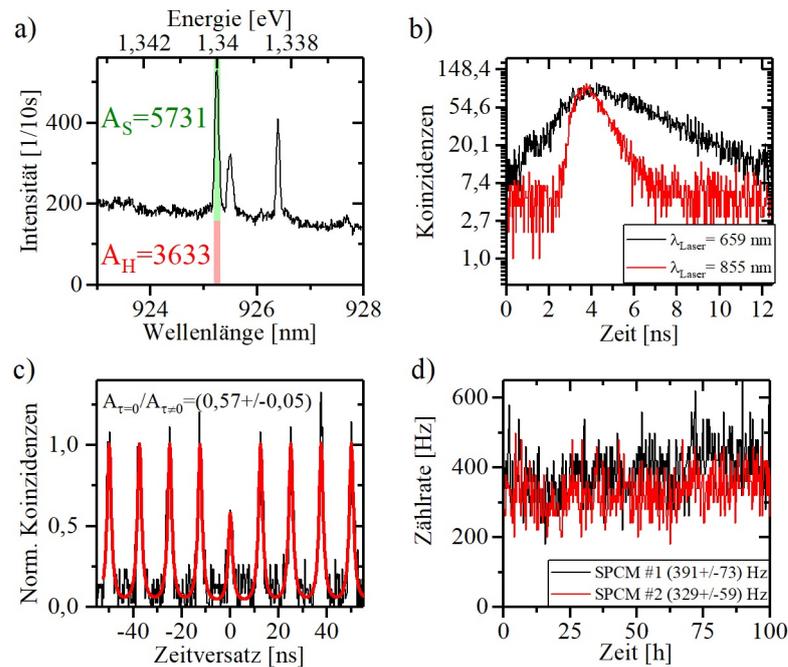


Abbildung 7.3: a) Spektrum einer fasergekoppelten, deterministischen Quantenpunkt-Mikrolinse im Demonstrator unter gepulster Anregung in die Benetzungsschicht. Die farblichen Markierungen verdeutlichen das Singal-zu-Hintergrund-Verhältnis des in b) bis d) untersuchten Zustands. b) Zeit aufgelöste Photolumineszenzmessungen unter Anregung über die Bandlücke (schwarz) und in die Benetzungsschicht (rot). c) Gepulste Autokorrelationsmessung unter Anregung in die Benetzungsschicht mit einer Wiederholrate von 80 MHz über 100 h Messzeit. Die rote Anpassungsfunktion ergibt das Flächenverhältnis $\frac{A_{\tau=0}}{A_{\tau \neq 0}} = (0,57 \pm 0,05)$. d) Zählraten der Einzelphotonendetektoren während der Autokorrelationsmessung.

Emissionsstabilität

Einer der wichtigsten Punkte für eine praktische Einzelphotonenemittereinheit ist die Stabilität des optischen Ausgangssignals. Im Idealfall sollte sich dieses, innerhalb eines Kühlzyklus nicht mehr ändern, nachdem das Gerät seine Arbeitstemperatur erreicht hat. Aber auch über mehrere Kühlzyklen hinweg sollte die Stabilität garantiert sein. Um ersteres zu prüfen, ist in Abb. 7.3, d) die Zählrate der Einzelphotonendetektoren während der 100 h Korrelationsmessung abgebildet. Wichtig ist hierbei, dass die Messung ohne jegliche Eingriffe durch den Benutzer während der Messzeit durchgeführt wurde. Die Detektionsraten liegen im Mittel bei $(391 \pm 73) \text{ Hz}$ bzw. $(329 \pm 59) \text{ Hz}$. Eine lineare Anpassung an die Messdaten (nicht dargestellt) ergibt, dass die summierte Zählrate im Durchschnitt um $0,2 \frac{\%}{\text{h}}$ steigt. Dieser minimale Anstieg kann durch externe Faktoren, wie beispielsweise eine Änderung der Raumtemperatur oder der Laserleistung während der Messdauer, verursacht werden. Abb. 7.4 zeigt Messungen zur Stabilität der Emissionseigenschaften

über 11 aufeinanderfolgende Kühlzyklen hinweg. Bei jedem Zyklus wird der Stirlingkühler zunächst für eine halbe Stunde mit einer konstanten Eingangsleistung von 110 W betrieben, sodass sich der QP-Emitter von Raumtemperatur auf etwa 38 K abkühlt und sich das System thermisch stabilisieren kann. Anschließend wird die Kaltfingertemperatur durch die interne PID-Regelung auf 40 K eingestellt und für zehn Minuten konstant gehalten. Am Ende der zehn Minuten wird ein Spektrum des Emitters aufgenommen (Integrationszeit: 1 s) und der Zyklus endet mit dem Abschalten des Kühlers. Der folgende Zyklus wird automatisch gestartet, sobald das System wieder eine Temperatur von 290 K erreicht hat (Dauer: circa 6 h). Für die Anregung des QPes wurde ein gepulster, fasergekoppelter Laser bei einer Wellenlänge von 659 nm verwendet. Das erste und das letzte Spektrum der Serie sind in Abb. 7.4, a) dargestellt. Man erkennt, dass das letzte Spektrum, bis auf eine leichte Variation der Intensitäten einzelner Zustände, keine sichtbare Degradation der Emissionsqualität aufweist. Statistisch betrachtet (siehe Abb. 7.4, b)) schwankt die integrierte Intensität der drei hellsten Zustände zwischen 10 % und 14 % zwischen den einzelnen Kühlzyklen. Betrachtet man diese Schwankung in der Intensität in Abhängigkeit vom Kühlzyklus (siehe Abb. 7.4, c)), lässt sich zunächst kein eindeutiger Trend feststellen. Man beobachtet allerdings, dass sich die Intensitäten der zwei dominanten, identifizierten exzitonischen Zustände (X , X^+) antizyklisch zueinander verhalten. Diese Beobachtung lässt sich durch eine Veränderung des Potentials in der Umgebung des QPes während des Aufwärmens und Abkühlens erklären. Je nach Besetzung zufällig vorhandener, angrenzender Ladungsträgerfallen wird entweder ein geladener oder der ungeladene Zustand bevorzugt ausgebildet. Diese Vermutung wird durch die Tatsache gestützt, dass die Summe der drei exzitonischen Intensitäten (orange Datenpunkte) eine deutlich reduzierte Standardabweichung von lediglich 2 % des Mittelwerts aufweist. Man kann ferner feststellen, dass die summierte Intensität eine Steigung von $-0,3\%$ pro Zyklus aufweist. Dieses lässt sich nicht eindeutig auf eine Degradation der Glasfaserkopplung oder des Emitters zurückführen, da eine zeitliche Dejustage Demonstrator-externer, optischer Komponenten - beispielsweise durch langsame Temperaturänderungen der Umgebung - oder auch eine langsame Schwankung in der Anregungsleistung nicht auszuschließen sind. Dies könnte in zukünftigen Experimenten nachgewiesen werden, indem die Laserleistung extern überwacht wird, zum Beispiel durch Abgreifen eines Teils der Leistung mittels eines Faserstrahlteilers und eines Leistungsmessgeräts. Zusätzlich müsste auch vor jedem Messpunkt der Strahlengang in und durch den Monochromator auf maximale Intensität am Detektor nachjustiert werden. Ein wichtiger Punkt, der ebenfalls darauf hinweist, dass die Verbindung von Faser und Quantenpunkt durch die Temperaturänderungen nicht beeinflusst wird, ist dass sich die Bindungsenergien der Zustände nicht ändern. In Abb. 7.4, d) ist zwar zu erkennen,

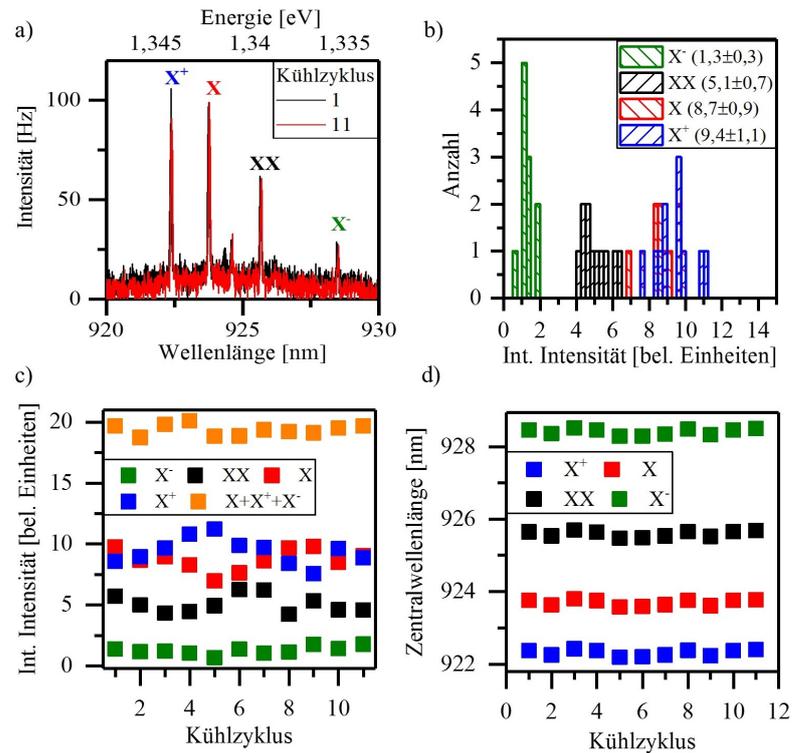


Abbildung 7.4: Messungen zur Emissionsstabilität über 11 Kühlzyklen von 290 K auf 40 K. a) Vergleich des ersten und des letzten aufgenommenen Spektrums. b) Statistische Auswertung der integrierten Intensitäten der einzelnen Zustände. Die Standardabweichung vom Mittelwert liegt für alle Zustände zwischen 10 % und 14 %. c) Zeitliche Analyse der integrierten Intensität der Zustände. Summiert man die Intensität der exzitonischen Zustände (orange Datenpunkte), reduziert sich die Standardabweichung auf 2 %. d) Zeitliche Analyse der Zentralwellenlänge der einzelnen Zustände.

dass sich die Wellenlänge der Zustände im Bereich weniger hundert Picometer ändert, dies ist jedoch erfahrungsgemäß für QPe in diesem Materialsystem nicht unüblich. Zudem verläuft die Änderung für alle Linien parallel, sodass die Abweichung der Wellenlängendifferenz zwischen den Zuständen kleiner als 0,4 % bleibt. Es ist daher anzunehmen, dass die Gitterverspannung am Ort des QPes, welche durch das Epoxid zwischen Linse und Faser eingebracht werden kann, über die Zyklen nicht variiert. Eine solche Änderung der Verspannung würde in den meisten Fällen auch eine Änderung der Bindungsenergien hervorrufen.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass der Ansatz fasergekoppelte, deterministische QP-Mikrolinsen in eine autark operierende Kühleinheit zu integrieren hinsichtlich der Qualität und der Stabilität der Einzelphotonenemission sehr vielversprechend ist. In Kombination mit optischer Anregung unterhalb der Bandlücke des Matrixmaterials sind

signifikante Verbesserungen der optischen Eigenschaften zu erwarten. Hier wären weiterführende Untersuchungen - besonders unter quasi- bzw. strikt-resonanter Anregung - interessant und wichtig.

8 Ergebnisse und Ausblick

Zukünftige Kommunikations- und Informationstechnologien werden unweigerlich in das Quantenregime vordringen [Chu14], was die kommerzielle Urbarmachung von Quantenemittern und deren Praxistauglichkeit erfordert. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit eine kompakte, autark operierende Einzelphotonenemittereinheit demonstriert, welche benutzerfreundlich unabhängig von einer lokalen Kältemittelversorgung arbeitet und somit Einsatzgebiete fernab von hochspezialisierten Laboren eröffnet.

Es wurde hierfür zunächst gezeigt, dass sich optisch angeregte, deterministisch mittels in-situ KLL hergestellte QP-Mikrolinsen als ideale Quellen erwiesen haben, wobei auch Bauteile mit vergrabener Verspannungszentrum und Mikrosäulenresonatoren untersucht wurden. Mittels optischer Anregung durch einen modenarretierten VECSEL konnte eine Rekord-Einzelphotonenrate von 139 MHz demonstriert werden, was einem η_{PEE} von 29 % entspricht. Der bei dieser Messung erzielte $g^{(2)}(0)$ -Wert lag bei 0,05. Strukturelle Vorteile dieser Emitter sind die mechanisch stabile Form, die gerichtete Emission und die hohe Ausbeute an qualitativ hochwertigen Bauteilen (89 %), welche die optimalen Voraussetzungen für eine Faserkopplung bieten. Der letztgenannte Punkt ist der hohen Auflösung des deterministischen Herstellungsprozesses zu verdanken und ist besonders für die industrielle Verwertung dieser Bauteile relevant. Zusätzlich wurde ein Ansatz für elektrisch kontaktierte QP-Mikrolinsen vorgestellt und erste, vielversprechende Untersuchungen an ihnen durchgeführt. Hierbei wurde unter anderem die Einzelphotonenemission aus diesen Bauteilen bei 1 GHz Repetitionsrate demonstriert.

Um zu demonstrieren, dass QP-Emission unabhängig von einer lokalen Kältemittelversorgung möglich ist, wurden Teststrukturen mit einzelnen QPern erstmalig bei Kühlung durch einen Stirling-Kühler charakterisiert. Es konnte dabei gezeigt werden, dass sich die Emission hinsichtlich der Einzelphotonenqualität nicht von der Emission unter konventioneller Helium-Fluss-Kühlung unterscheidet. Diese einfachen Strukturen zeigten bereits sehr gute $g^{(2)}(0)$ -Werte von 0,03 unter Helium- und 0,04 unter Stirlingkühlung, was auch belegt, dass die erreichbare Endtemperatur des Stirlingkühlers von knapp unter 29 K für eine Erzeugung einzelner Photonen durch InGaAs-QPe gut geeignet ist.

Da eine autarke Einzelphotonenemittereinheit im Idealfall keine beweglichen Optiken enthalten sollte, um eine Justage vor der Inbetriebnahme überflüssig zu machen und damit eine breitere Nutzergruppe zu erschließen, war es notwendig, Faserkopplungsansätze für QP-Emitter zu untersuchen. Es wurden hier zunächst zwei Ansätze verfolgt und deren praktische Umsetzung sowie die Ausrichtungsgenauigkeit auf die Probe gestellt. Es konnte gezeigt werden, dass der Ansatz des Positionierens und Verklebens bei Raumtemperatur einem selbstpositionierenden Steckansatz in beiden Aspekten zu bevorzugen ist. Die Ungenauigkeit bei der Positionierung wurde durch Verwendung von mehrmodigen Fasern mit unterschiedlichen Kerndurchmessern auf weniger als $5\ \mu\text{m}$ abgeschätzt. An einer Teststruktur konnte ferner die Filterung einer einzelnen Spektrallinie eines fasergekoppelten QPes durch einen Bandpassfilter realisiert sowie der Einzelphotonencharakter dieser Emission ($g^{(2)}(0) = 0,32$) nachgewiesen werden.

Final wurden alle zuvor erzielten Ergebnisse in einem Demonstrationsgerät kombiniert und die Tauglichkeit des Gesamtansatzes damit geprüft. Die Einzelphotonenemittereinheit wurde in eine Schublade eines Tisch-hohen Messracks integriert und benötigt, nach initialem Evakuieren der Vakuumkammer, lediglich Strom als Betriebsmittel. Zur Steuerung des Systems wurden zusätzlich ein Computer mit Nutzerinterface sowie alle nötigen Netzteile und ein Anregungslaser in das Messrack eingebaut. Als Quelle kommen erstmalig fasergekoppelte, deterministisch prozessierte QP-Strukturen - hier die zuvor präsentierten Mikrolinsen - zum Einsatz. Da ein besonders kompakter Kühler verwendet werden muss, liegt die erreichbare Arbeitstemperatur der Probe bei 35 K bis 40 K. Unter Verwendung eines Anregungslasers bei 671 nm konnte bereits Einzelphotonenemission mit $g^{(2)}(0)$ -Werten von 0,11 unter kontinuierlicher und 0,28 unter gepulster Anregung bei externer Filterung erzielt werden. Eine besonders lange Zeitkonstante in der gepulsten Autokorrelationsmessung konnte durch Verwendung der Anregung in die Benetzungsschicht umgangen und um 0,76 % reduziert werden. Abschließend wurde die Langzeit und Zyklenstabilität der Einzelphotonenemittereinheit untersucht. Hierfür wurde eine Langzeitautokorrelationsmessung über 100 h ohne Eingriff des Nutzers während der Messung durchgeführt, wobei sogar ein leichter Anstieg der Detektionsraten zu verzeichnen war. Der $g^{(2)}(0)$ -Wert lag, bedingt durch den relativ starken Hintergrund, bei 0,57. Anhand der spektralen Charakterisierung über 11 sukzessive Kühlzyklen hinweg, wurde belegt, dass die summierte Intensität der exzitonischen Emission sehr stabil ist (Standardabweichung von 2 %) und lediglich eine geringfügige Umverteilung der Intensität zwischen den einzelnen exzitonischen Emissionslinien stattfinden kann. Abweichungen in der spektralen Position zwischen den

Kühlzyklen liegen im Bereich weniger 100 pm und erfolgen quasi ohne Änderung der relativen Lage der Linien zueinander. Die Abweichung der Wellenlängendifferenz zwischen den Zuständen bleibt kleiner als 0,4 %.

Die präsentierten Ergebnisse stellen wichtige Schritte auf dem Weg der öffentlichen Verfügbarmachung von Einzelphotonenemittern dar. Durch konsequente Weiterverfolgung und Optimierung des Ansatzes (z.B. hinsichtlich der Effizienz), könnten hierauf basierende Einzelphotonenemittereinheiten Beiträge zur Weiterentwicklung der Quantenkommunikation [Bev02], der Metrologie [Mot15] oder der interdisziplinären Grundlagenforschung [Rez12, Leo16] leisten. Ein technologisches Fortschreiten ist besonders auch bei den Stirlingkühlern wünschenswert, da bei Temperaturen unter 10 K auch die qualitativ hochwertige Emission ununterscheidbarer Photonen aus den präsentierten Strukturen möglich ist [Tho16].

Literaturverzeichnis

- [Aha16] I. Aharonovich, D. Englund und M. Toth, *Solid-state single-photon emitters*, Nature Photonics **10**, S. 631 (2016).
- [And99] L. C. Andreani, G. Panzarini und J.-M. Gérard, *Strong-coupling regime for quantum boxes in pillar microcavities: Theory*, Physical Review B **60**, S. 13276 (1999).
- [Ate09] S. Ates, S. M. Ulrich, A. Ulhaq, S. Reitzenstein, A. Löffler, S. Höfling, A. Forchel und P. Michler, *Non-resonant dot-cavity coupling and its potential for resonant single-quantum-dot spectroscopy*, Nature Photonics **3**, S. 724 (2009).
- [Ate12] S. Ates, I. Agha, A. Gulinatti, I. Rech, M. T. Rakher, A. Badolato und K. Srinivasan, *Two-photon interference using background-free quantum frequency conversion of single photons emitted by an InAs quantum dot*, Physical Review Letters **109**, S. 147405 (2012).
- [Ban99] U. Banin, Y. Cao, D. Katz und O. Millo, *Identification of atomic-like electronic states in indium arsenide nanocrystal quantum dots*, Nature **400**, S. 542 (1999).
- [Bar02] W. Barnes, G. Björk, J. Gérard, P. Jonsson, J. Wasey, P. Worthing und V. Zwiller, *Solid-state single photon sources: light collection strategies*, European Physical Journal D **18**, S. 197 (2002).
- [Bas12] A. Baskaran und P. Smereka, *Mechanisms of Stranski-Krastanov growth*, Journal of Applied Physics **111**, S. 044321 (2012).
- [Bay99] M. Bayer, A. Kuther, A. Forchel, A. Gorbunov, V. B. Timofeev, F. Schäfer, J. P. Reithmaier, T. L. Reinecke und S. N. Walck, *Electron and hole g factors and exchange interaction from studies of the exciton fine structure in $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}$ quantum dots*, Physical Review Letters **82**, S. 1748 (1999).
- [Bay02a] M. Bayer und A. Forchel, *Temperature dependence of the exciton homogeneous linewidth in $\text{In}_{0.60}\text{Ga}_{0.40}\text{As}/\text{GaAs}$ self-assembled quantum dots*, Physical Review B **65**, S. 041308 (2002).

- [Bay02b] M. Bayer, G. Ortner, O. Stern, A. Kuther, A. A. Gorbunov, A. Forchel, P. Hawrylak, S. Fafard, K. Hinzer, T. L. Reinecke, S. N. Walck, J. P. Reithmaier, F. Klopf und F. Schäfer, *Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots*, Physical Review B **65**, S. 195315 (2002).
- [Bec01] C. Becher, A. Kiraz, P. Michler, A. Imamoglu, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang und E. Hu, *Nonclassical radiation from a single self-assembled InAs quantum dot*, Physical Review B **63**, S. 121312 (2001).
- [Ben84] C. H. Bennett und G. Brassard, *Quantum Cryptography: Public key distribution and coin tossing*, Proceedings of IEEE International Conference on Computers, Systems and Signal Processing, Bangalore, India S. 175 (1984).
- [Ben00] O. Benson, C. Santori, M. Pelton und Y. Yamamoto, *Regulated and entangled photons from a single quantum dot*, Physical Review Letters **84**, S. 2513 (2000).
- [Ben08] A. J. Bennett, R. B. Patel, A. J. Shields, K. Cooper, P. Atkinson, C. A. Nicoll und D. A. Ritchie, *Indistinguishable photons from a diode*, Applied Physics Letters **92**, S. 193503 (2008).
- [Bes01] L. Besombes, K. Kheng, L. Marsal und H. Mariette, *Acoustic phonon broadening mechanism in single quantum dot emission*, Physical Review B **63**, S. 155307 (2001).
- [Bev02] A. Beveratos, R. Brouri, T. Gacoin, A. Villing, J.-P. Poizat und P. Grangier, *Single photon quantum cryptography*, Physical Review Letters **89**, S. 187901 (2002).
- [Bro00] R. Brouri, A. Beveratos, J.-P. Poizat und P. Grangier, *Photon antibunching in the fluorescence of individual color centers in diamond*, Optics Letters **25**, S. 1294 (2000).
- [Bru94] K. Brunner, G. Abstreiter, G. Böhm, G. Tränkle und G. Weimann, *Sharp-line photoluminescence and two-photon absorption of zero-dimensional biexcitons in a GaAs/AlGaAs structure*, Physical Review Letters **73**, S. 1138 (1994).
- [Cad16] D. Cadeddu, J. Teissier, F. R. Braakman, N. Gregersen, P. Stepanov, J.-M. Gérard, J. Claudon, R. J. Warburton, M. Poggio und M. Munsch, *A fiber-coupled quantum-dot on a photonic tip*, Applied Physics Letters **108**, S. 011112 (2016).

- [Cao14] Y. Cao, A. J. Bennett, D. J. P. Ellis, I. Farrer, D. A. Ritchie und A. J. Shields, *Ultrafast electrical control of a resonantly driven single photon source*, Applied Physics Letters **105**, S. 051112 (2014).
- [Cha96] R. Chang und A. Campillo (Herausgeber), *Optical Processes in Microcavities*, World Scientific Pub. Co. Pte. Lt. (1996).
- [Chr91] J. Christen, M. Grundmann und D. Bimberg, *Scanning cathodoluminescence microscopy: A unique approach to atomic scale characterization of heterointerfaces and imaging of semiconductor inhomogeneities*, Journal of Vacuum Science & Technology B **9**, S. 2358 (1991).
- [Chu14] C. J. Chunnillal, I. P. Degiovanni, S. Küick, I. Müller und A. G. Sinclair, *Metrology of single-photon sources and detectors: a review*, Optical Engineering **53**, S. 081910 (2014).
- [Cla74] J. F. Clauser, *Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect*, Physical Review D **9**, S. 853 (1974).
- [Cla10] J. Claudon, J. Bleuse, N. S. Malik, M. Bazin, P. Jaffrennou, N. Gregersen, C. Sauvan, P. Lalanne und J.-M. Gérard, *A highly efficient single-photon source based on a quantum dot in a photonic nanowire*, Nature Photonics **4**, S. 174 (2010).
- [Cul02] A. Cullis, D. Norris, T. Walther, M. Migliorato und M. Hopkinson, *Stranski-Krastanow transition and epitaxial island growth*, Physical Review B **66**, S. 081305 (2002).
- [Dal08] P. A. Dalgarno, J. McFarlane, D. Brunner, R. W. Lambert, B. D. Gerardot, R. J. Warburton, K. Karrai, A. Badolato und P. M. Petroff, *Hole recapture limited single photon generation from a single n-type charge-tunable quantum dot*, Applied Physics Letters **92**, S. 193103 (2008).
- [Dek00] E. Dekel, D. V. Regelman, D. Gershoni, E. Ehrenfreund, W. V. Schoenfeld und P. M. Petroff, *Cascade evolution and radiative recombination of quantum dot multiexcitons studied by time-resolved spectroscopy*, Physical Review B **62**, S. 11038 (2000).
- [Din10] F. Ding, R. Singh, J. D. Plumhof, T. Zander, V. Křápek, Y. H. Chen, M. Benyoucef, V. Zwiller, K. Dörr, G. Bester, A. Rastelli und O. G. Schmidt, *Tuning the*

- exciton binding energies in single self-assembled InGaAs/GaAs quantum dots by piezoelectric-induced biaxial stress*, Physical Review Letters **104**, S. 067405 (2010).
- [Din16] X. Ding, Y. He, Z.-C. Duan, N. Gregersen, M.-C. Chen, S. Unsleber, S. Maier, C. Schneider, M. Kamp, S. Höfling und et al., *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**, S. 020401 (2016).
- [Don10] F. Donatini und L. S. Dang, *A single-step electron beam lithography of buried nanostructures using cathodoluminescence imaging and low temperature*, Nanotechnology **21**, S. 375303 (2010).
- [Dou08] A. Dousse, L. Lanco, J. Suffczyński, E. Semenova, A. Miard, A. Lemaître, I. Sagnes, C. Roblin, J. Bloch und P. Senellart, *Controlled light-matter coupling for a single quantum dot embedded in a pillar microcavity using far-field optical lithography*, Physical Review Letters **101**, S. 267404 (2008).
- [Eis11] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall und S. V. Polyakov, *Invited review article: Single-photon sources and detectors*, Review of Scientific Instruments **82**, S. 071101 (2011).
- [Ell07] D. J. P. Ellis, R. M. Stevenson, R. J. Young, A. J. Shields, P. Atkinson und D. A. Ritchie, *Control of fine-structure splitting of individual InAs quantum dots by rapid thermal annealing*, Applied Physics Letters **90**, S. 011907 (2007).
- [Emp97] S. A. Empedocles und M. G. Bawendi, *Quantum-confined Stark effect in single CdSe nanocrystallite quantum dots*, Science **278**, S. 2114 (1997).
- [Fas04] S. Fasel, O. Alibart, S. Tanzilli, P. Baldi, A. Beveratos, N. Gisin und H. Zbinden, *High-quality asynchronous heralded single-photon source at telecom wavelength*, New Journal of Physics **6**, S. 163 (2004).
- [Fin01a] F. Findeis, M. Baier, A. Zrenner, M. Bichler, G. Abstreiter, U. Hohenester und E. Molinari, *Optical excitations of a self-assembled artificial ion*, Physical Review B **63**, S. 121309 (2001).
- [Fin01b] J. J. Finley, P. W. Fry, A. D. Ashmore, A. Lemaître, A. I. Tartakovskii, R. Oulton, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, P. D. Buckle und P. A. Mak-

- sym, *Observation of multicharged excitons and biexcitons in a, InGaAs quantum dot*, Physical Review B **63**, S. 161305 (2001).
- [Fra49] F. C. Frank und J. H. van der Merwe, *One-dimensional dislocations. I. Static theory*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences **198**, S. 205 (1949).
- [Gaa14a] M. Gaafar, D. A. Nakdali, C. Möller, K. A. Fedorova, M. Wichmann, M. K. Shakfa, F. Zhang, A. Rahimi-Iman, E. U. Rafailov und M. Koch, *Self-mode-locked quantum-dot vertical-external-cavity surface-emitting laser*, Optics Letters **39**, S. 4623 (2014).
- [Gaa14b] M. Gaafar, P. Richter, H. Keskin, C. Möller, M. Wichmann, W. Stolz, A. Rahimi-Iman und M. Koch, *Self-mode-locking semiconductor disk laser*, Optics Express **22**, S. 28390 (2014).
- [Gaz13] O. Gazzano, S. Michaelis de Vasconcellos, C. Arnold, A. Nowak, E. Galopin, I. Sagnes, L. Lanco, A. Lemaître und P. Senellart, *Bright solid-state sources of indistinguishable single photons*, Nature Communications **4**, S. 1425 (2013).
- [Ger16] T. Gerrits, A. Lita, B. Calkins und S. W. Nam, *Superconducting Transition Edge Sensors for Quantum Optics*, S. 31, Springer International Publishing, Cham (2016).
- [Gis16] T. Gissibl, S. Thiele, A. Herkommer und H. Giessen, *Two-photon direct laser writing of ultracompact multi-lens objectives*, Nature Photonics **10**, S. 554 (2016).
- [Gol85] L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse und G. L. Roux, *Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices*, Applied Physics Letters **47**, S. 1099 (1985).
- [Gér98] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard und V. Thierry-Mieg, *Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity*, Physical Review Letters **81**, S. 1110 (1998).
- [Gér01] J. M. Gérard und B. Gayral, *InAs quantum dots: artificial atoms for solid-state cavity-quantum electrodynamics*, Physica E **9**, S. 131 (2001).
- [Gre16] N. Gregersen, D. P. S. McCutcheon, J. Mørk, J.-M. Gérard und J. Claudon, *A broadband tapered nanocavity for efficient nonclassical light emission*, Optics Express **24**, S. 20904 (2016).

- [Gsc13] M. Gschrey, F. Gericke, A. Schüßler, R. Schmidt, J.-H. Schulze, T. Heindel, S. Rodt, A. Strittmatter und S. Reitzenstein, *In situ electron-beam lithography of deterministic single-quantum-dot mesa-structures using low-temperature cathodoluminescence spectroscopy*, Applied Physics Letters **102**, S. 251113 (2013).
- [Gsc15a] M. Gschrey, R. Schmidt, J.-H. Schulze, A. Strittmatter, S. Rodt und S. Reitzenstein, *Resolution and alignment accuracy of low-temperature in situ electron beam lithography for nanophotonic device fabrication*, Journal of Vacuum Science & Technology B **33**, S. 021603 (2015).
- [Gsc15b] M. Gschrey, A. Thoma, P. Schnauber, M. Seifried, R. Schmidt, B. Wohlfeil, L. Krüger, J. H. Schulze, T. Heindel, S. Burger, F. Schmidt, A. Strittmatter, S. Rodt und S. Reitzenstein, *Highly indistinguishable photons from deterministic quantum-dot microlenses utilizing three-dimensional in situ electron-beam lithography*, Nature Communications **6**, S. 7662 (2015).
- [Had10] J. P. Hadden, J. P. Harrison, A. C. Stanley-Clarke, L. Marseglia, Y.-L. D. Ho, B. R. Patton, J. L. O'Brien und J. G. Rarity, *Strongly enhanced photon collection from diamond defect centers under microfabricated integrated solid immersion lenses*, Applied Physics Letters **97**, S. 2544 (2010).
- [Har13] F. Hargart, C. A. Kessler, T. Schwarzbäck, E. Koroknay, S. Weidenfeld, M. Jetter und P. Michler, *Electrically driven quantum dot single-photon source at 2 GHz excitation repetition rate with ultra-low emission time jitter*, Applied Physics Letters **102**, S. 011126 (2013).
- [Hau10] F. Haupt, S. S. R. Oemrawsingh, S. M. Thon, H. Kim, D. Kleckner, D. Ding, D. J. Suntrup, P. M. Petroff und D. Bouwmeester, *Fiber-connectorized micropillar cavities*, Applied Physics Letters **97**, S. 131113 (2010).
- [HB56] R. Hanbury-Brown und R. Q. Twiss, *Correlation between photons in two coherent beams of light*, Nature **177**, S. 27 (1956).
- [Hei97] R. Heitz, M. Veit, N. N. Ledentsov, A. Hoffmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, P. S. Kop'ev und Z. I. Alferov, *Energy relaxation by multiphonon processes in InAs/GaAs quantum dots*, Physical Review B **56**, S. 10435 (1997).
- [Hei10a] T. Heindel, C. Schneider, M. Lerner, S. Höfling, S. Reitzenstein, L. Worschech und A. Forchel, *Highly efficient electrically triggered quantum dot micropillar single photon source*, Journal of Physics: Conference Series **245**, S. 012005 (2010).

- [Hei10b] T. Heindel, C. Schneider, M. Lermer, S. H. Kwon, T. Braun, S. Reitzenstein, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel, *Electrically driven quantum dot-micropillar single photon source with 34% overall efficiency*, Applied Physics Letters **96**, S. 011107 (2010).
- [Hel98] W. Heller, U. Bockelmann und G. Abstreiter, *Electric-field effects on excitons in quantum dots*, Physical Review B **57**, S. 6270 (1998).
- [Hen07] K. Hennessy, A. Badolato, M. Winger, D. Gerace, M. Atatüre, S. Gulde, S. Fält, E. L. Hu und A. Imamoglu, *Quantum nature of a strongly coupled single quantum dot-cavity system*, Nature **445**, S. 896 (2007).
- [Hon87] C. K. Hong, Z. Y. Ou und L. Mandel, *Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference*, Physical Review Letters **59**, S. 2044 (1987).
- [Jah15] J.-P. Jahn, M. Munsch, L. Béguin, A. V. Kuhlmann, M. Renggli, Y. Huo, F. Ding, R. Trotta, M. Reindl, O. G. Schmidt, A. Rastelli, P. Treutlein und R. J. Warburton, *An artificial Rb atom in a semiconductor with lifetime-limited linewidth*, Physical Review B **92**, S. 245439 (2015).
- [Jay13] H. Jayakumar, A. Predojević, T. Huber, T. Kauten, G. S. Solomon und G. Weihs, *Deterministic photon pairs and coherent optical control of a single quantum dot*, Physical Review Letters **110**, S. 135505 (2013).
- [Jia15] M. Jiang, Y. Kumamoto, A. Ishii, M. Yoshida, T. Shimada und Y. K. Kato, *Gate-controlled generation of optical pulse trains using individual carbon nanotubes*, Nature Communications **6**, S. 6335 (2015).
- [Kam98] H. Kamada, H. Ando, J. Temmyo und T. Tamamura, *Excited-state optical transitions of excitons and biexcitons in a single $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ quantum disk*, Physical Review B **58**, S. 16243 (1998).
- [Kan16] M. Kantner, U. Bandelow, T. Koprucki, J. H. Schulze, A. Strittmatter und H. J. Wünsche, *Efficient current injection into single quantum dots through oxide-confined p-n-diodes*, IEEE Transactions on Electron Devices **63**, S. 2036 (2016).
- [Kei12] J. G. Keizer, A. B. Henriques, A. D. B. Maia, A. A. Quivy und P. M. Koenraad, *Atomically resolved study of the morphology change of InAs/GaAs quantum dot*

- layers induced by rapid thermal annealing*, Applied Physics Letters **101**, 243113 (2012).
- [Kim77] H. J. Kimble, M. Dagenais und L. Mandel, *Photon antibunching in resonance fluorescence*, Physical Review Letters **39**, S. 691 (1977).
- [Kim99] H. Kim, C. M. Gilmore, A. Piqué, J. S. Horwitz, H. Mattoussi, H. Murata, Z. H. Kafafi und D. B. Chrisey, *Electrical, optical, and structural properties of indium-tin-oxide thin films for organic light-emitting devices*, Journal of Applied Physics **86**, S. 6451 (1999).
- [Kin15] J. King, S. Yarkoni, M. M. Nevisi, J. P. Hilton und C. C. McGeoch, *Benchmarking a quantum annealing processor with the time-to-target metric*, arXiv S. 1508.05087 (2015).
- [Kum16] H. Kumano, T. Harada, I. Suemune, H. Nakajima, T. Kuroda, T. Mano, K. Sakoda, S. Odashima und H. Sasakura, *Stable and efficient collection of single photons emitted from a semiconductor quantum dot into a single-mode optical fiber*, Applied Physics Express **9**, S. 032801 (2016).
- [Lay78] G. L. Lay und R. Kern, *Physical methods used for the characterization of modes of epitaxial growth from the vapor phase*, Journal of Crystal Growth **44**, S. 197 (1978).
- [Lee15] C.-M. Lee, H.-J. Lim, C. Schneider, S. Maier, S. Höfiling, M. Kamp und Y.-H. Lee, *Efficient single photon source based on μ -fibre-coupled tunable microcavity*, Scientific Reports **5**, S. 14309 (2015).
- [Leo16] V. Leong, M. A. Seidler, M. Steiner, A. Cerè und C. Kurtsiefer, *Time-resolved scattering of a single photon by a single atom*, Nature Communications **7**, S. 13716 (2016).
- [Lor06] D. Lorenser, D. J. H. C. Maas, H. J. Unold, A. R. Bellancourt, B. Rudin, E. Gini, D. Ebling und U. Keller, *50-GHz passively mode-locked surface-emitting semiconductor laser with 100-mW average output power*, IEEE Journal of Quantum Electronics **42**, S. 838 (2006).
- [Lou00a] R. Loudon, *The quantum theory of light*, Oxford Science Publications, 3. Auflage (2000).

- [Lou00b] B. Lounis, H. Bechtel, D. Gerion, P. Alivisatos und W. Moerner, *Photon antibunching in single CdSe/ZnS quantum dot fluorescence*, Chemical Physics Letters **329**, S. 399 (2000).
- [Mal97] S. Malik, C. Roberts, R. Murray und M. Pate, *Tuning self-assembled InAs quantum dots by rapid thermal annealing*, Applied Physics Letters **71**, S. 1987 (1997).
- [Mar64] D. T. F. Marple, *Refractive index of GaAs*, Journal of Applied Physics **35**, S. 1241 (1964).
- [Müc13] M. Mücke, J. Bochmann, C. Hahn, A. Neuzner, C. Nölleke, A. Reiserer, G. Rempe und S. Ritter, *Generation of single photons from an atom-cavity system*, Physical Review A **87**, S. 063805 (2013).
- [McC92] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton und R. A. Logan, *Whispering-gallery mode microdisk lasers*, Applied Physics Letters **60**, S. 289 (1992).
- [Mic00a] P. Michler, A. Imamoglu, M. D. Mason, P. J. Carson, G. F. Strouse und S. K. Buratto, *Quantum correlation among photons from a single quantum dot at room temperature*, Nature **406**, S. 968 (2000).
- [Mic00b] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, L. Zhang, E. Hu und A. Imamoglu, *A quantum dot single-photon turnstile device*, Science **290**, S. 2282 (2000).
- [Mil11] A. J. Miller, A. E. Lita, B. Calkins, I. Vayshenker, S. M. Gruber und S. W. Nam, *Compact cryogenic self-aligning fiber-to-detector coupling with losses below one percent*, Optics Express **19**, S. 9102 (2011).
- [Mir04] R. P. Mirin, *Photon antibunching at high temperature from a single InGaAs/GaAs quantum dot*, Applied Physics Letters **84**, S. 1260 (2004).
- [Mon16] T. Monz, D. Nigg, E. A. Martinez, M. F. Brandl, P. Schindler, R. Rines, S. X. Wang, I. L. Chuang und R. Blatt, *Realization of a scalable Shor algorithm*, Science **351**, S. 1068 (2016).
- [Mot15] K. R. Motes, J. P. Olson, E. J. Rabeaux, J. P. Dowling, S. J. Olson und P. P. Rohde, *Linear optical quantum metrology with single photons: exploiting spontaneously generated entanglement to beat the Shot-noise limit*, Physical Review Letters **114**, S. 170802 (2015).

- [Mun09] M. Munsch, A. Mosset, A. Auffèves, S. Seidelin, J. P. Poizat, J.-M. Gérard, A. Lemaître, I. Sagnes und P. Senellart, *Continuous-wave versus time-resolved measurements of Purcell factors for quantum dots in semiconductor microcavities*, Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics) **80**, 115312 (2009).
- [Mun15] P. Munnely, T. Heindel, M. M. Karow, S. Hoffing, M. Kamp, C. Schneider und S. Reitzenstein, *A pulsed nonclassical light source driven by an integrated electrically triggered quantum dot microlaser*, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **21**, S. 681 (2015).
- [Nak12] H. Nakajima, H. Kumano, H. Iijima und I. Suemune, *Anomalous dip observed in intensity autocorrelation function as an inherent nature of single-photon emitters*, Applied Physics Letters **101**, 161107 (2012).
- [Now14] A. K. Nowak, S. L. Portalupi, V. Giesz, O. Gazzano, C. Dal Savio, P.-F. Braun, K. Karrai, C. Arnold, L. Lanco, I. Sagnes, A. Lemaître und P. Senellart, *Deterministic and electrically tunable bright single-photon source*, Nature Communications **5**, S. 3240 (2014).
- [Par15] S. Parola, M. Daanoune, A. Kaminski-Cachopo, M. Lemiti und D. Blanc-Péllissier, *Time-resolved photoluminescence for self-calibrated injection-dependent minority carrier lifetime measurements in silicon*, Journal of Physics D: Applied Physics **48**, S. 035102 (2015).
- [Pee09] M. Peev, C. Pacher, R. Alleaume, C. Barreiro, J. Bouda, W. Boxleitner, T. Debuisschert, E. Diamanti, M. Dianati, J. F. Dynes, S. Fasel, S. Fossier, M. Furst, J.-D. Gautier, O. Gay, N. Gisin, P. Grangier, A. Happe, Y. Hasani, M. Hentschel, H. Hubel, G. Humer, T. Langer, M. Legre, R. Lieger, J. Lodewyck, T. Lorunser, N. Lutkenhaus, A. Marhold, T. Matyus, O. Maurhart, L. Monat, S. Nauerth, J.-B. Page, A. Poppe, E. Querasser, G. Ribordy, S. Robyr, L. Salvail, A. W. Sharpe, A. J. Shields, D. Stucki, M. Suda, C. Tamas, T. Themel, R. T. Thew, Y. Thoma, A. Treiber, P. Trinkler, R. Tualle-Brouri, F. Vannel, N. Walenta, H. Weier, H. Weinfurter, I. Wimberger, Z. L. Yuan, H. Zbinden und A. Zeilinger, *The SECOQC quantum key distribution network in Vienna*, New Journal of Physics **11**, S. 075001 (2009).
- [Pek58] S. Pekar, *Theory of electromagnetic waves in a crystal with excitons*, Journal of Physics and Chemistry of Solids **5**, S. 11 (1958).

- [Pel02] M. Pelton, C. Santori, J. Vučković, B. Zhang, G. S. Solomon, J. Plant und Y. Yamamoto, *Efficient source of single photons: a single quantum dot in a micropost microcavity*, Physical Review Letters **89**, S. 233602 (2002).
- [Pur46] E. M. Purcell, *Spontaneous emission probabilities at radio frequencies*, Proceedings of the American Physical Society **69**, S. 681 (1946).
- [Rad00] R. Radebaugh, *Development of the pulse tube refrigerator as an efficient and reliable cryocooler*, Proceedings of the Institute of Refrigeration (London) **96**, S. 11 (2000).
- [Rau11] H. K. Raut, V. A. Ganesh, A. S. Nair und S. Ramakrishna, *Anti-reflective coatings: A critical, in-depth review*, Energy & Environmental Science **4**, S. 3779 (2011).
- [Rau14] M. Rau, T. Heindel, S. Unsleber, T. Braun, J. Fischer, S. Frick, S. Nauerth, C. Schneider, G. Vest, S. Reitzenstein, M. Kamp, A. Forchel, S. Höfling und H. Weinfurter, *Free space quantum key distribution over 500 meters using electrically driven quantum dot single-photon sources - a proof of principle experiment*, New Journal of Physics **16**, S. 043003 (2014).
- [Rei04] J. P. Reithmaier, G. Şek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke und A. Forchel, *Strong coupling in a single quantum dot-semiconductor microcavity system*, Nature **432**, S. 197 (2004).
- [Rei07] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp und A. Forchel, *AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000*, Applied Physics Letters **90**, 251109 (2007).
- [Rei10] S. Reitzenstein und A. Forchel, *Quantum dot micropillars*, Journal of Physics D: Applied Physics **43**, S. 033001 (2010).
- [Rei12] S. Reitzenstein, *Semiconductor quantum dot-microcavities for quantum optics in solid state*, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of **18**, S. 1733 (2012).
- [Rez12] Y. L. A. Rezus, S. G. Walt, R. Lettow, A. Renn, G. Zumofen, S. Götzinger und V. Sandoghdar, *Single-photon spectroscopy of a single molecule*, Physical Review Letters **108** (2012).

- [RI16] A. Rahimi-Iman, *Recent advances in VECSELS*, Journal of Optics **18**, S. 093003 (2016).
- [Ria09] S. Riabzev, A. Veprik, H. Vilenchik, N. Pundak und E. Castiel, *Vibration-free stirling cryocooler for high definition microscopy*, Cryogenics **49**, S. 707 (2009).
- [Riv78] R. L. Rivest, A. Shamir und L. Adleman, *A method for obtaining digital signatures and public-key cryptosystems*, Communications of the ACM **21**, S. 120 (1978).
- [Riv99] T. Rivera, J.-P. Debray, J. M. Gérard, B. Legrand, L. Manin-Ferlazzo und J. L. Oudar, *Optical losses in plasma-etched AlGaAs microresonators using reflection spectroscopy*, Applied Physics Letters **74**, S. 911 (1999).
- [Rob00] H. D. Robinson und B. B. Goldberg, *Light-induced spectral diffusion in single self-assembled quantum dots*, Physical Review B **61**, S. R5086 (2000).
- [Rod05] S. Rodt, A. Schliwa, K. Pötschke, F. Guffarth und D. Bimberg, *Correlation of structural and few-particle properties of self-organized InAs/GaAs quantum dots*, Physical Review B **71**, S. 155325 (2005).
- [Rod06] S. Rodt, *Exzitonische Komplexe in einzelnen III-V Quantenpunkten*, Dissertation, Technische Universität Berlin (2006).
- [Sal95] T. Sale, *Cavity and reflector design for vertical cavity surface emitting lasers*, IEEE Proceedings - Optoelectronics **142**, S. 37 (1995).
- [San02] C. Santori, D. Fattal, J. Vučković, G. S. Solomon und Y. Yamamoto, *Indistinguishable photons from a single-photon device*, Nature **419**, S. 594 (2002).
- [Sar06] D. Sarkar, H. P. van der Meulen, J. M. Calleja, J. M. Becker, R. J. Haug und K. Pierz, *Exciton fine structure and biexciton binding energy in single self-assembled InAs-ALAs quantum dots*, Journal of Applied Physics **100**, S. 023109 (2006).
- [Sar17] M. Sartison, S. L. Portalupi, T. Gissibl, M. Jetter, H. Giessen und P. Michler, *Combining in-situ lithography with 3D printed solid immersion lenses for single quantum dot spectroscopy*, Scientific Reports **7** (2017).
- [SQ6] G. Sęk, P. Poloczek, K. Ryczko, J. Misiewicz, A. Löffler, J. P. Reithmaier und A. Forchel, *Photorefectance determination of the wetting layer thickness in the*

- In_xGa_{1-x}As/GaAs quantum dot system for a broad indium content range of 0.3–1*, Journal of Applied Physics **100**, 103529 (2006).
- [Sch07] A. Schliwa, *Electronic properties of self-organized quantum dots*, Dissertation, Technische Universität Berlin (2007).
- [Sch09] C. Schneider, A. Huggenberger, T. Sunner, T. Heindel, M. Strauss, S. Gopfert, P. Weinmann, S. Reitzenstein, L. Worschech, M. Kamp, S. Hofling und A. Forchel, *Single site-controlled In(Ga)As/GaAs quantum dots: growth, properties and device integration*, Nanotechnology **20**, S. 434012 (2009).
- [Sch11a] C. Schneider, *Konzepte zur skalierbaren Realisierung von effizienten, halbleiterbasierten Einzelphotonenquellen*, Dissertation, Julius-Maximilians-Universität Würzburg (2011).
- [Sch11b] T. Schröder, A. W. Schell, G. Kewes, T. Aichele und O. Benson, *Fiber-integrated diamond-based single photon source*, Nano Letters **11**, S. 198 (2011).
- [Sch16a] A. Schlehahn, T. Heindel, S. Rodt und S. Reitzenstein, *Optoelectronic device*, US20160320575 A1 (2016).
- [Sch16b] P. Schnauber, A. Thoma, C. V. Heine, A. Schlehahn, L. Gantz, M. Gschrey, R. Schmidt, C. Hopfmann, B. Wohlfeil, J.-H. Schulze, A. Strittmatter, T. Heindel, S. Rodt, U. Woggon, D. Gershoni und S. Reitzenstein, *Bright single-photon sources based on anti-reflection coated deterministic quantum dot microlenses*, Technologies **4**, S. 1 (2016).
- [Sha49] C. E. Shannon, *Communication theory of secrecy systems*, Bell system technical journal **28**, S. 656 (1949).
- [Shi07] A. J. Shields, *Semiconductor quantum light sources*, Nature Photonics **1**, S. 215 (2007).
- [Sho97] P. W. Shor, *Polynomial-time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer*, SIAM Journal of Computing **26**, S. 1484 (1997).
- [Som16] N. Somaschi, V. Giesz, L. De Santis, J. C. Loredó, M. P. Almeida, G. Hornecker, S. L. Portalupi, T. Grange, C. Antón, J. Demory, C. Gómez, I. Sagnes, N. D. Lanzillotti-Kimura, A. Lemaître, A. Auffeves, A. G. White, L. Lanco und P. Senellart, *Near-optimal single-photon sources in the solid state*, Nature Photonics **10**, S. 340 (2016).

- [SS11] J. Skiba-Szymanska, A. Jamil, I. Farrer, M. B. Ward, C. A. Nicoll, D. J. P. Ellis, J. P. Griffiths, D. Anderson, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie und A. J. Shields, *Narrow emission linewidths of positioned InAs quantum dots grown on pre-patterned GaAs(100) substrates*, *Nanotechnology* **22**, S. 065302 (2011).
- [Ste12] G. A. Steudle, S. Schietinger, D. Höckel, S. N. Dorenbos, I. E. Zadeh, V. Zwiller und O. Benson, *Measuring the quantum nature of light with a single source and a single detector*, *Physical Review A* **86**, S. 053814 (2012).
- [Sti99] O. Stier, M. Grundmann und D. Bimberg, *Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band kp* , *Physical Review B* **59**, S. 5688 (1999).
- [Sto11] E. Stock, W. Unrau, A. Lochmann, J. A. Töfflinger, M. Öztürk, A. I. Toropov, A. K. Bakarov, V. A. Haisler und D. Bimberg, *High-speed single-photon source based on self-organized quantum dots*, *Semiconductor Science and Technology* **26**, S. 014003 (2011).
- [Str38] I. Stranski und L. Krastanow, *Abhandlungen der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Klasse IIB*, Akademie der Wissenschaften Wien **146**, S. 797 (1938).
- [Str12a] A. Strittmatter, A. Holzbecher, A. Schliwa, J.-H. Schulze, D. Quandt, T. D. Germann, A. Dreismann, O. Hitzemann, E. Stock, I. A. Ostapenko, S. Rodt, W. Unrau, U. W. Pohl, A. Hoffmann, D. Bimberg und V. Haisler, *Site-controlled quantum dot growth on buried oxide stressor layers*, *Physica Status Solidi A* **209**, S. 2411 (2012).
- [Str12b] A. Strittmatter, A. Schliwa, J.-H. Schulze, T. D. Germann, A. Dreismann, O. Hitzemann, E. Stock, I. A. Ostapenko, S. Rodt, W. Unrau, U. W. Pohl, A. Hoffmann, D. Bimberg und V. Haisler, *Lateral positioning of InGaAs quantum dots using a buried stressor*, *Applied Physics Letters* **100**, 093111 (2012).
- [Str13] A. Strittmatter, A. Schliwa, T. D. Germann, U. W. Pohl, V. Gaysler und J.-H. Schulze, *Layer assembly*, US8349712 (2013).
- [Sun13] S. Sun, H. Kim, G. S. Solomon und E. Waks, *Strain tuning of a quantum dot strongly coupled to a photonic crystal cavity*, *Applied Physics Letters* **103**, S. 151102 (2013).

- [Sze07] S. Sze und K. Ng, *Physics of semiconductor devices: Appendix G*, John Wiley & Sons Inc., 3 Auflage (2007).
- [Tak10] K. Takemoto, Y. Nambu, T. Miyazawa, K. Wakui, S. Hirose, T. Usuki, M. Takatsu, N. Yokoyama, K. Yoshino, A. Tomita, S. Yorozu, Y. Sakuma und Y. Arakawa, *Transmission experiment of quantum keys over 50 km using high-performance quantum-dot single-photon source at 1.5 μm wavelength*, Applied Physics Express **3**, S. 092802 (2010).
- [Tho16] A. Thoma, P. Schnauber, M. Gschrey, M. Seifried, J. Wolters, J.-H. Schulze, A. Strittmatter, S. Rodt, A. Carmele, A. Knorr, T. Heindel und S. Reitzenstein, *Exploring dephasing of a solid-state quantum emitter via time- and temperature-dependent Hong-Ou-Mandel experiments*, Physical Review Letters **116**, S. 033601 (2016).
- [Tür00] V. Türck, S. Rodt, O. Stier, R. Heitz, R. Engelhardt, U. W. Pohl, D. Bimberg und R. Steingrüber, *Effect of random field fluctuations on excitonic transitions of individual CdSe quantum dots*, Physical Review B **61**, S. 9944 (2000).
- [Tur06] L. Turyanska, A. Baumgartner, A. Chaggar, A. Patanè, L. Eaves und M. Henini, *Sharp-line electroluminescence from individual quantum dots by resonant tunneling injection of carriers*, Applied Physics Letters **89**, S. 092106 (2006).
- [Ulu00] G. Ulu, A. V. Sergienko und M. S. Ünlü, *Influence of hot-carrier luminescence from avalanche photodiodes on time-correlated photon detection*, Optics Letters **25**, S. 758 (2000).
- [Unr12] W. Unrau, D. Quandt, J.-H. Schulze, T. Heindel, T. D. Germann, O. Hitzemann, A. Strittmatter, S. Reitzenstein, U. W. Pohl und D. Bimberg, *Electrically driven single photon source based on a site-controlled quantum dot with self-aligned current injection*, Applied Physics Letters **101**, 211119 (2012).
- [Val15] L. Valenta, S. Cohny, A. Liao, J. Fried, S. Bodduluri und N. Heninger, *Factoring as a service*, IACR Cryptology ePrint Archive S. 1000 (2015).
- [Vep05] A. Veprik, S. Riabzev, G. Vilenchik und N. Pundak, *Ultra-low vibration split Stirling linear cryogenic cooler with a dynamically counterbalanced pneumatically driven expander*, Cryogenics **45**, S. 117 (2005).
- [Vol26] M. Volmer und A. Weber, *Keimbildung in übersättigten Gebilden*, Zeitschrift für physikalische Chemie **119**, S. 277 (1926).

- [Wae11] A. T. A. M. de Waele, *Basic operation of cryocoolers and related thermal machines*, Journal of Low Temperature Physics **164**, S. 179 (2011).
- [Wan06] L. Wang, A. Rastelli und O. G. Schmidt, *Structural and optical properties of In(Ga)As/GaAs quantum dots treated by partial capping and annealing*, Journal of Applied Physics **100**, 064313 (2006).
- [Wan12] K.-F. Wang, Y. Gu, X. Yang, T. Yang und Z. Wang, *Si delta doping inside InAs/GaAs quantum dots with different doping densities*, Journal of Vacuum Science & Technology B **30**, S. 041808 (2012).
- [Woo82] W. K. Wootters und W. H. Zurek, *A single quantum cannot be cloned*, Nature **299**, S. 802 (1982).
- [Xu07] X. Xu, I. Toft, R. T. Phillips, J. Mar, K. Hammura und D. A. Williams, *“Plug and play” single-photon sources*, Applied Physics Letters **90**, 061103 (2007).
- [Yos04] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin und D. G. Deppe, *Vacuum Rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity*, Nature **432**, S. 200 (2004).
- [You05] R. J. Young, R. M. Stevenson, A. J. Shields, P. Atkinson, K. Cooper, D. A. Ritchie, K. M. Groom, A. I. Tartakovskii und M. S. Skolnick, *Inversion of exciton level splitting in quantum dots*, Physical Review B **72**, S. 113305 (2005).
- [Zre94] A. Zrenner, L. V. Butov, M. Hagn, G. Abstreiter, G. Böhm und G. Weimann, *Quantum dots formed by interface fluctuations in AlAs/GaAs coupled quantum well structures*, Physical Review Letters **72**, S. 3382 (1994).

A Anpassungsmodelle für Photonenautokorrelationsmessungen

Für kontinuierlich angeregte Emitter geht aus den Ratengleichungen für ein Zwei-Niveau-System die allgemein anerkannte Autokorrelationsfunktion

$$g^{(2)}(\tau) = 1 - \left(1 - g^{(2)}(0)\right) e^{-\frac{|\tau|}{\tau_{\text{anti}}}} \quad (\text{A.1})$$

hervor. Es gilt $\tau_{\text{anti}}^{-1} = \tau_{\text{sp}}^{-1} + \tau_{\text{bes}}^{-1}$ [Mic00a], mit der Besetzungszeitkonstanten τ_{bes} , welche indirekt proportional zur Anregungsleistung ist, und der Lebensdauer des Zustands τ_{sp} . Abb. A.1 veranschaulicht den Einfluss verschiedener Besetzungszeitkonstanten und spontaner Lebensdauern anhand von Monte-Carlo-Simulationen kontinuierlicher Autokorrelationsmessungen. Hierbei wird die Zeitantwort des Messsystems nicht berücksichtigt. Man erkennt, dass die jeweils kleinere Zeitkonstante die Form des Antibunchings dominiert, was sich mit experimentellen Beobachtungen deckt [Lou00b]. Unter realen Bedingungen ist, wegen der begrenzten Zeitaufösung von Detektoren und Zeitkorrelator, zu erwarten, dass das Antibunching für sehr hohe Anregungsleistungen nicht mehr auflösbar ist.

Bei gepulster Anregung eines Zweiniveausystems mit dem Pulsabstand t_{rep} erhält man für die Emitterfunktion eine quasi unendliche Reihe von exponentiell ansteigenden und abfallenden Korrelationspulsen mit der Zeitkonstanten τ_{sp} . Dies gilt jedoch nur, wenn die Weite w des Anregungspulses deutlich kleiner als die spontane Lebensdauer des Zustands τ_{sp} ist und wenn gleichzeitig $t_{\text{rep}} \gg \tau_{\text{sp}}$ gilt, was hier vorausgesetzt wird. Die Autokorrelationsfunktion nimmt dann die allgemein akzeptierte Form

$$g^{(2)}(\tau) = \sum_{n \neq 0} e^{-\frac{|\tau - n \cdot t_{\text{rep}}|}{\tau_{\text{sp}}}} + g^{(2)}(0) e^{-\frac{|\tau|}{\tau_{\text{sp}}}} \quad (\text{A.2})$$

an. Ist bei einer Messung $t_{\text{rep}} \gg \tau_{\text{sp}}$ nicht mehr erfüllt (siehe z.B. Kap 4.1.2), lässt sich nach Nakajima et al. [Nak12] die Funktion auf

$$g^{(2)}(\tau) = \sum_{n \neq 0} e^{-\frac{|\tau - n \cdot t_{\text{rep}}|}{\tau_{\text{sp}}}} \cdot \left(1 - e^{-\frac{|\tau|}{\tau_{\text{sp}}}}\right) + g^{(2)}(0) e^{-\frac{|\tau|}{\tau_{\text{sp}}}} \quad (\text{A.3})$$

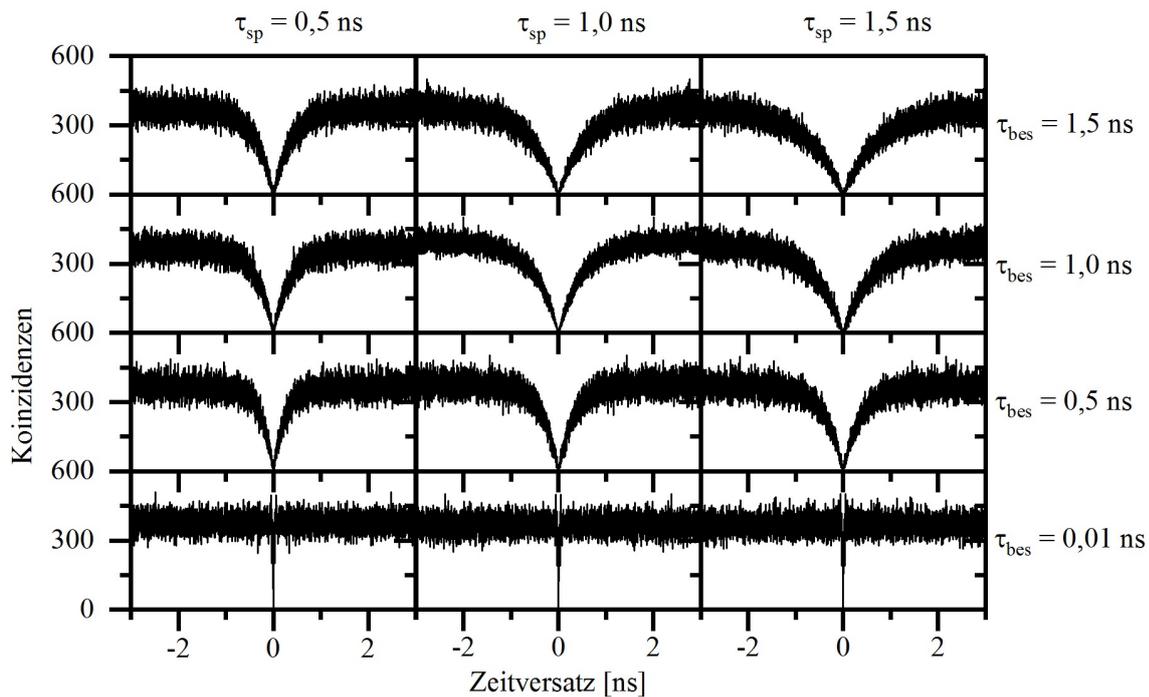


Abbildung A.1: Monte-Carlo-Simulationen eines idealen Einzelphotonenemitters unter kontinuierlicher Anregung in Abhängigkeit von der Anregungszeitkonstanten und der Lebensdauer des Zustands.

erweitern. Hierdurch werden Koinzidenzen, die physikalisch nicht auftreten können, aus der Funktion entfernt.

Ein Effekt der bei beiden Gleichungen zur gepulsten Anregung nicht berücksichtigt wurde, ist die Wiederbesetzung des Zwei-Niveau-Systems innerhalb eines Anregungspulses. Betrachtet man die zeitaufgelöste Emission eines Einzelphotonenemitters bei unterschiedlichen Anregungspulsweiten zwischen 500 ps und 2000 ps (s. Simulationen in Abb. A.2), erkennt man, warum die angegebenen Funktionen nur im Grenzbereich $w \rightarrow 0$ gelten. Für die Simulationen wurde $\tau_{sp} = \tau_{bes} = 1000$ ps angenommen. Da es sich bei der Autokorrelation mathematisch um die Faltung des zeitlichen Signals mit sich selbst handelt, wird man besonders für große Pulsweiten komplexere Formen der Autokorrelationsfunktion erwarten. Ein interessanter Aspekt ist hierbei die Zahl der Photonen, die pro Anregungszyklus emittiert werden und so zu zwei Koinzidenzmaxima unmittelbar links und rechts von $\tau = 0$ führen (vgl. z.B. Abb. 7.2, c)). Diese steigt von 1,04 bei $w = 500$ ps zu 1,44 bei $w = 2000$ ps an. Für hinreichend kleine Pulsweiten lässt sich die Form des zentralen Pulses nach Dalgarno et al. [Dal08] durch das Lösen der Ratengleichungen eines Drei-Niveau-Systems mit

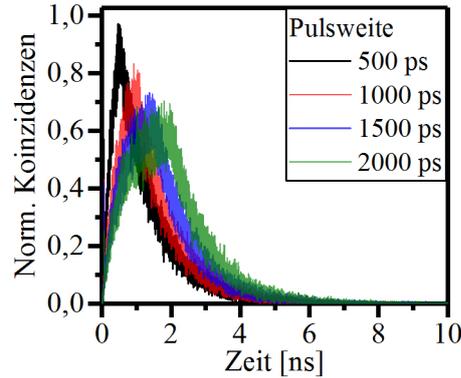


Abbildung A.2: Monte-Carlo-Simulationen der zeitlichen Lumineszenz eines Zwei-Niveau-Systems bei variabler Weite des Anregungspulses und $\tau_{\text{sp}} = \tau_{\text{bes}} = 1000$ ps. Photonen pro Zyklus: 1,04 bei $w = 500$ ps, 1,13 bei $w = 1000$ ps, 1,27 bei $w = 1500$ ps, 1,44 bei $w = 2000$ ps.

der Funktion

$$g^{(2)}\left(\frac{-t_{\text{rep}}}{2} < \tau < \frac{t_{\text{rep}}}{2}\right) \propto \left(e^{-\frac{|\tau|}{\tau_{\text{bes}}}} - e^{-\frac{|\tau|}{\tau_{\text{sp}}}} \right) / (\tau_{\text{bes}} - \tau_{\text{sp}}) \quad (\text{A.4})$$

beschreiben. Die Form hängt hier also nur von der Lebensdauer und der Besetzungszeit ab. Es fällt auf, dass die Funktion für $\tau_{\text{bes}} \rightarrow \tau_{\text{sp}}$ sehr große Werte annimmt, bzw. für $\tau_{\text{bes}} = \tau_{\text{sp}}$ nicht definiert ist, worauf in der Veröffentlichung nicht weiter eingegangen wird. Eine Funktion für den gesamten Zeitbereich geben Kumano et al. [Kum16] mit

$$g^{(2)}(\tau) = \sum_n e^{-\frac{|\tau - n \cdot t_{\text{rep}}|}{\tau_{\text{sp}}}} \cdot \left(1 - (1 - g^{(2)}(0)) e^{-|\tau| \left(\frac{1}{\tau_{\text{sp}}} + \frac{1}{\tau_{\text{bes}}} \right)} \right) \quad (\text{A.5})$$

an. Diese lässt sich im Bereich um $\tau = 0$ für $g^{(2)}(0) = 0$ und $t_{\text{rep}} \gg \tau_{\text{sp}}$ in eine Form bringen, welche Gl. A.4 ähnelt, aber die Zeitkonstanten unterschiedlich definiert.

Durch Addieren eines konstanten Hintergrundes B , der die durch die Dunkelzählrate der Photonendetektoren hervorgerufenen Koinzidenzen widerspiegelt, dem messtechnisch sinnvollen Einführen einer Normierung N sowie eines Zeitversatzes $\tau - t_0$ und einer Faltung der Funktion mit einer Gauß-Verteilung G_A , die die Zeitaufösung der Detektoren und der Zähl elektronik berücksichtigt, erhält man aus den präsentierten Funktionen Anpassungsfunktionen für HBT-Messungen.

B Prozesstechnologie für deterministische Quantenpunkt-Mikrosäulenresonatoren

Im folgenden wird ein Ansatz für die Herstellung von deterministisch um QPe positionierten Mikrosäulenresonatoren durch KLL vorgestellt. Hierbei wird nur auf das grobe Prozessschema eingegangen. Details wie die Reinigungsschritte, Prozessparameter, Kontrollmessungen oder weitere funktionale Schichten werden bewusst ausgelassen. Eine schematische Übersicht über die wichtigsten Schritte ist in Abb. B.1 gegeben.

- Schritt 1: Wachstum des Wafers. Zunächst wird eine Ätzstoppschicht/Opferschicht gewachsen, welche sich später durch einen hoch selektiven Ätzprozess entfernen lässt.¹ Darüber wird ein mehrschichtiger Bragg-Spiegel gewachsen, welcher am Ende den Auskoppelspiegel bildet. Zuletzt wird eine QP-Schicht innerhalb einer λ -dicken Schicht hergestellt, welche die Kavität des Resonators bildet. Alle Schichten können auch mit einer Dotierung versehen werden, um später eine elektrische Anregung zu ermöglichen. Die Schichtfolge ist in Abb. B.1, a) zu sehen.
- Schritt 2: Kathodolumineszenzlithographie. Die Positionen von QPen mit den gewünschten Eigenschaften werden, wie in Kap. 4.3.1 beschrieben, ermittelt und der Lack wird lokal invertiert (s. Abb. B.1, a)).
- Schritt 3: Ätzen der Mikrosäulen. Nach dem Prozessieren der Ätzmaske wird die Probe an den ungeschützten Stellen mittels eines stark anisotropen Ätzprozesses (z.B. ICP-RIE) bis zur Opferschicht geätzt (s. Abb. B.1, b)).
- Schritt 4: Vorbereitung für Flip-Chip-Bonding. Hierfür wird die Probe zunächst mit BCB oder einem anderen Medium mit niedrigem Brechungsindex aufgefüllt, planarisiert (z.B. durch Veraschen) und mit dem für das folgende Bonding benötigten Material bedeckt. Es empfiehlt sich hier Gold in Kombination mit einem Kompressionsbonding zu verwenden, da die Bondschicht auch gleichzeitig den rückseitigen

¹ Es kann auf die Ätzstoppschicht verzichtet werden, wenn das Substrat nicht durch Nassätzen, sondern z.B. durch einen mechanischen Prozess abgetragen werden soll.

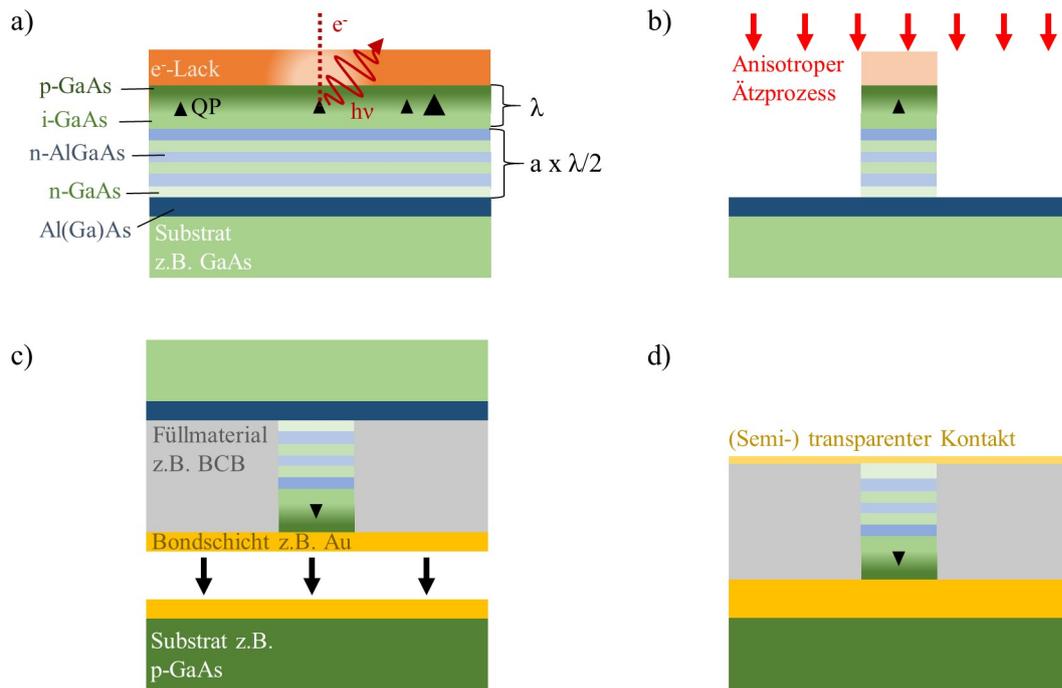


Abbildung B.1: Schematischer Prozessplan für deterministische Quantenpunkt-Mikrosäulenresonatoren. a) Ein mit Elektronen-sensitiven Lack beschichteter Wafer bestehend aus Substrat, Ätzstoppschicht, Bragg-Spiegel und Kavität (hier alles auf GaAs-Basis) wird mittels Kathodolumineszenzlithographie deterministisch beschrieben. b) Durch einen stark anisotropen Ätzprozess wird die zuvor prozessierte Maske in das Wafermaterial übertragen. c) Nach Aufbringen eines Füllmaterials und einer Bondschicht, welche gleichzeitig als Spiegel dient, wird der prozessierte Wafer auf einen beliebigen anderen Wafer gebondet. d) Das Substrat des prozessierten Wafers wird entfernt und optional eine (semi-) transparente Kontaktschicht aufgebracht.

Spiegel des Resonators darstellen wird, welcher i.d.R. möglichst hohe Reflektivität aufweisen soll.

- Schritt 5: Flip-Chip-Bonding. Die Probe wird im Beispiel des Thermokompressionsbondings kopfüber auf ein ebenfalls mit Gold bedecktes Substrat gelegt und durch Druck und Hitze permanent miteinander verbunden (s. Abb. B.1, c)).
- Schritt 6: Ätzen des Substrats. Durch zwei hoch selektive Ätzschritte werden zuerst das nun oben liegende Substrat der Probe bis zur Ätzstoppschicht und danach die Schicht selbst abgetragen.

- Schritt 7: Aufbringen eines Oberseitenkontakts. Wenn nötig kann ein (semi-)transparenter Kontakt aufgebracht werden, z.B. wenige Nanometer Ti/Pt oder ITO. Ringförmige Kontakte, wie sie auf nicht deterministische Mikrosäulenresonatoren durch eine Maske üblicherweise aufgebracht werden, sind wegen der variabel definierten Positionen der Strukturen in diesem Falle nicht möglich. Ein Schema der fertigen Struktur ist in Abb. B.1, d) gegeben.

C Strahlenoptische Betrachtung von monolithischen Mikrolinsen

Um eine anschauliche Erklärung zu finden, wie eine Mikrolinse die Auskopplung von QP-Emission aus einem Halbleiter beeinflusst, wird hier detaillierter auf den Strahlengang innerhalb der Mikrolinse eingegangen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden Strukturen genutzt, bei denen der Abstand des QPs zur Oberfläche in Wachstumsrichtung kleiner ist als der Radius der Mikrolinse. Aus Abb. C.1 (a) planare Struktur, b) Mikrolinse) geht direkt hervor, dass der Winkel φ'_{ein} kleiner als φ_{ein} ist. Daraus folgt, dass der kritische Winkel α_{krit} , ab welchem das Licht an der Grenzfläche von Halbleiter (Brechungsindex n_1) zum umgebenden Medium (Brechungsindex $n_0 < n_1$) total reflektiert wird, für Mikrolinsen größer ist als für die planare Struktur. Es kann also mehr Licht aus dem Halbleiter auskoppeln.

Des Weiteren ist es für das Verständnis relevant, wie die Linse Licht, welches unter dem Winkel α vom QP emittiert wird, beeinflusst. Besonders ist hier das Verhältnis von ϕ'_{aus} zu φ_{aus} interessant, da hieraus auf die räumliche Abstrahlcharakteristik geschlossen werden kann. Bekannte Größen sind neben den Brechungsindizes der Radius r der Mikrolinse und der Abstand des Emitters zur Oberfläche z . Da das Licht aus einem dickeren in ein dünneres Medium läuft, wird das Licht nach dem Gesetz von Snellius (Gl. 2.8) von der Oberflächensenkrechten weg gebrochen, sprich $\varphi_{\text{ein}} < \varphi_{\text{aus}}$ bzw. $\varphi'_{\text{ein}} < \varphi'_{\text{aus}}$. Es gilt die geometrische Beziehung

$$\alpha = \varphi_{\text{ein}} = \varphi'_{\text{ein}} + \beta. \quad (\text{C.1})$$

α lässt sich also in einen Teil φ'_{ein} , unter dem Licht gebrochen wird, und einem konstanten Teil β aufteilen. Daher muss der Winkel

$$\phi'_{\text{aus}} = \varphi'_{\text{aus}} + \beta \quad (\text{C.2})$$

kleiner sein, als φ_{aus} , der sich aus der Brechung des Lichts unter dem gesamten Winkel $\alpha = \varphi_{\text{ein}}$ ergibt. Das heißt für die Abstrahlcharakteristik, dass im gleichen Raumwinkel außerhalb der Linse das Licht eines größeren Emissionswinkels α gebündelt ist als im planaren Fall, also eine gerichtete Abstrahlung erzielt wird.

Im Folgenden sollen die Winkel φ_{aus} und ϕ'_{aus} beispielhaft berechnet werden. Es gilt im planaren Fall

$$\varphi_{\text{aus}} = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_0} \sin(\varphi_{\text{ein}})\right) = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_0} \sin(\alpha)\right). \quad (\text{C.3})$$

Analog kann man für die Linse

$$\varphi'_{\text{aus}} = \arcsin\left(\frac{n_1}{n_0} \sin(\varphi'_{\text{ein}})\right) \quad (\text{C.4})$$

schreiben. Aus Gl. C.2 geht

$$\phi'_{\text{aus}} = \varphi'_{\text{aus}} + \arcsin\left(\frac{a'}{r}\right) \quad (\text{C.5})$$

hervor. Über den Satz von Pythagoras lässt sich b' durch a' , z und r ausdrücken und die Beziehung

$$\sin(\alpha) = \frac{a'}{b'} \quad (\text{C.6})$$

kann numerisch nach a' gelöst werden. Für $\alpha = 10^\circ$ und die typischen Werte $n_0 = 1$, $n_1 = 3,5$, $z = 400 \text{ nm}$ und $r = 1 \mu\text{m}$ ergibt sich $a' = 70 \text{ nm}$. Es folgt $\beta = 4,0^\circ$ und $\varphi'_{\text{ein}} = 6,0^\circ$. Nach Gl. C.4 erhält man $\varphi'_{\text{aus}} = 21,5^\circ$ und aus Gl. C.2 gilt dann $\phi'_{\text{aus}} = 25,5^\circ$. Man erkennt beim Vergleich mit dem planaren Fall ($\varphi_{\text{aus}} = 37,4^\circ$) eine deutliche Reduktion des Austrittswinkels, was eine höhere Lichteinsammlung bei gegebener NA der Sammeloptik erlaubt.

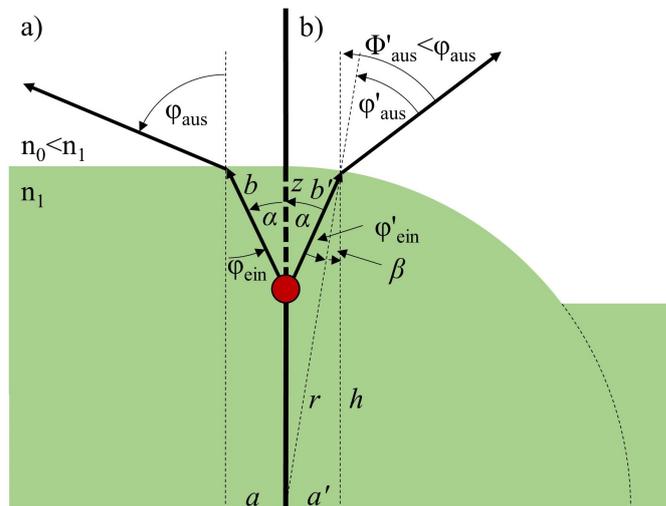


Abbildung C.1: Strahlengang (schwarze Pfeile) in und aus einem planaren (a) und einem linsenförmigen Halbleiter (b) bei Emission aus einer Punktquelle (rot).

D Kostenvergleich verschiedener Kryostate

In Tabelle D.1 sind typische Anschaffungs- sowie laufende Kosten von Helium-Flusskryostaten, Pulsrohrkryostaten und Stirlingkryostaten verglichen, jeweils inklusive der für den Betrieb minimal nötigen Peripheriegeräte. Ein typisches Arbeitsjahr wird dabei mit 2000 h abgeschätzt und den Berechnungen wird ein Helium- bzw. Strompreis von 10 \$/l und 0,3 \$/kWh zu Grunde gelegt. Man erkennt, dass das teure Arbeitsmedium Helium den Flusskryostaten trotz der relativ geringen Anschaffungskosten auf Dauer unwirtschaftlich macht. Nicht berücksichtigt werden in diesem Vergleich Aspekte wie Wartungskosten und Lebensdauer der Geräte. Es ist zu erwarten, dass die Wartungskosten bei Flusskryostaten, die ohne mechanische Bauteile auskommen, am geringsten ausfallen.

Kryostat	Anschaffung [\$]	Verbrauch	lauf. Kosten [\$/a]	MTTF [h]
Helium-Flusskryostat	20000	0,5l/h	10000	k.A.
Pulsrohrkryostat	130000	1300 W	780	20000
Stirlingkryostat	25000	240 W	144	25000 – 100000

Tabelle D.1: Kostenvergleich verschiedener Kryostate. MTTF (mittlere ausfallfreie Arbeitszeit, engl.: mean time till failure)

E Probenübersicht

E.1 Wafer: M3598

Probenbezeichnung	Strukturname	Kapitel	Abbildungen
7.3	I.4.p5.r1	4.2.2	4.4, 4.5, 4.6

Tabelle E.1: Probennummern und Textreferenzen zu Wafer M3598.

Material	Dicke [nm]
$13 \times \begin{matrix} \text{GaAs:C} \\ \text{AlAs:C} \end{matrix}$	$13 \times \begin{matrix} 65 \\ 78 \end{matrix}$
GaAs	130
PCA-InAs	1,5
GaAs	130
$25 \times \begin{matrix} \text{AlAs:Si} \\ \text{GaAs:Si} \end{matrix}$	$13 \times \begin{matrix} 78 \\ 65 \end{matrix}$
GaAs:Si	400
GaAs:Si	Substrat

Tabelle E.2: Schichtaufbau des Wafers M3598.

E.2 Wafer: NP4829

Probenbezeichnung	Strukturname	Kapitel	Abbildungen
CLL04	F4-QD5	5.3	5.3, 5.4
CLL04	F4-BigFoot	5.3	5.5

Tabelle E.3: Probennummern und Textreferenzen zu Wafer NP4829.

Material	Dicke [nm]
GaAs	4,32
$\text{Ga}_{0,38}\text{In}_{0,62}\text{As}$	0,78
GaAs	5,17
$\text{Ga}_{1,00\rightarrow 0,59}\text{Al}_{0,00\rightarrow 0,41}\text{As}$	26,37
GaAs	147,07
$\text{Ga}_{0,38}\text{In}_{0,62}\text{As}$	0,78
GaAs	147,39
$\text{Ga}_{1,00\rightarrow 0,59}\text{Al}_{0,00\rightarrow 0,41}\text{As}$	28,86
GaAs	491,50
GaAs:Si	Substrat

Tabelle E.4: Schichtaufbau des Wafers NP4829.

E.3 Wafer: NP4929

Probenbezeichnung	Strukturname	Kapitel	Abbildungen
R2S2	E1	4.1.2	4.3

Tabelle E.5: Probennummern und Textreferenzen zu Wafer NP4929.

Material	Dicke [nm]
GaAs:Si	71,90
$\text{Ga}_{0,08\rightarrow 0,89}\text{Al}_{0,92\rightarrow 0,11}\text{As:Si}$	8,93
$\text{Ga}_{0,08}\text{Al}_{0,92}\text{As:Si}$	43,67
AlAs:Si	33,15
$\text{Ga}_{0,08}\text{Al}_{0,92}\text{As:Si}$	43,67
$\text{Ga}_{0,89\rightarrow 0,08}\text{Al}_{0,11\rightarrow 0,92}\text{As:Si}$	15,28
GaAs:Si	116,55
$20 \times \begin{matrix} \text{Ga}_{0,08}\text{Al}_{0,92}\text{As} \\ \text{GaAs:Si} \end{matrix}$	$20 \times \begin{matrix} 72,03 \\ 64,42 \end{matrix}$
GaAs	297,69
GaAs:Si	Substrat

Tabelle E.6: Schichtaufbau des Wafers NP4929.

E.4 Wafer: NP5647

Probenbezeichnung	Strukturname	Kapitel	Abbildungen
CLL01-a-I	6	4.3.2	4.9, 4.10
Q-CLL01	-	6.2.3	6.6

Tabelle E.7: Probennummern und Textreferenzen zu Wafer NP5647.

Material	Dicke [nm]
GaAs	400
$\text{Ga}_{0,39}\text{In}_{0,61}\text{As}$	0,78
GaAs	72
$23 \times \begin{matrix} \text{GaAs} \\ \text{Al}_{0,91}\text{Ga}_{0,09}\text{As} \end{matrix}$	$23 \times \begin{matrix} 62 \\ 78 \end{matrix}$
GaAs	305
GaAs:Si	Substrat

Tabelle E.8: Schichtaufbau des Wafers NP5647.

E.5 Wafer: NP5687

Probenbezeichnung	Strukturname	Kapitel	Abbildungen
Alex-el-1-a-Part 3	-	6.3	6.7

Tabelle E.9: Probennummern und Textreferenzen zu Wafer NP5687.

Material	Dicke [nm]
GaAs:C	312
GaAs	82
$\text{Ga}_{0,39}\text{In}_{0,61}\text{As}$	0,78
GaAs	78
GaAs:Si	331
GaAs:Si	Substrat

Tabelle E.10: Schichtaufbau des Wafers NP5687.

E.6 Wafer: NP5900

Probenbezeichnung	Strukturname	Kapitel	Abbildungen
EBLCLL04-a	057-011-15	4.4	4.11, 4.12, 4.13

Tabelle E.11: Probennummern und Textreferenzen zu Wafer NP5900.

Material	Dicke [nm]
GaAs:C	250
GaAs	150
$\text{Ga}_{0,38}\text{In}_{0,62}\text{As}$	0,78
GaAs	150
GaAs:Si	300
GaAs:Si	Substrat

Tabelle E.12: Schichtaufbau des Wafers NP5900.

E.7 Wafer: NP6581

Probenbezeichnung	Strukturname	Kapitel	Abbildungen
Q-CLL-03	F30-R08-02	7	7.3
Q-CLL-04	C-Row-05	7	7.2, 7.4

Tabelle E.13: Probennummern und Textreferenzen zu Wafer NP6581.

Material	Dicke [nm]
GaAs	2,96
InAs	0,52
GaAs	417,54
InAs	0,52
GaAs	66,61
$23 \times \text{GaAs}$	$23 \times 68,59$
$\text{Ga}_{0,10}\text{Al}_{0,90}\text{As}$	$80,60$
GaAs	300,82
GaAs:Si	Substrat

Tabelle E.14: Schichtaufbau des Wafers NP6581.

Danksagung

Den folgenden Personen gilt mein ganz besonderer Dank, da diese Arbeit ohne sie nicht gelungen wäre:

Prof. Dr. Stephan Reitzenstein für die Aufnahme an seinen Lehrstuhl, die spannende Aufgabenstellung, die persönliche Betreuung und die Vermittlung seiner Erfahrung.

Prof. Dr. Oliver Benson für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Dr. Tobias Heindel dafür, dass er sein Wissen und seine Fähigkeiten bereitwillig mit mir geteilt hat und mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite stand.

Ronny Schmidt, Dr. Manuel Gschrey, Esra Tauscher, Sarah Fischbach, Waldemar Unrau, Peter Schnauber und Dr. Sven Rodt für die Prozessierung der verwendeten Proben.

Jan-Hindrik Schulze, Arsenty Kaganskiy und Prof. Dr. André Strittmatter für das Wachstum der Wafer und Prof. Dr. Udo Pohl dafür, dass er einem erklärt, was dabei überhaupt passiert.

Dr. Arash Rahimi-Iman, Dr. habil. Wolfgang Stolz und Prof. Dr. Martin Koch von der Philipps-Universität Marburg für die erfolgreiche Kooperation und speziell Dr. Mahmoud Gaafar und Max Vaupel für unsere starke Messsession.

Monika Emmerling, Adriana Wolf, Matthias Lermer, Dr. Christian Schneider, Dr. Martin Kamp und Prof. Dr. Sven Höfling von der Julius-Maximilians-Universität Würzburg für ihre einmaligen Mikrosäulenresonatoren.

Den erfahrenen (teils ehemaligen) Mitarbeitern der Arbeitsgruppe Dr. Tobias Heindel, Dr. Sven Rodt, Dr. Anna Musiał, Dr. Xavier Porte Parera, Dr. Janik Wolters und Dr. Samir Bounouar für die unzähligen Diskussionen.

Den Kollegen von der feinmechanischen Werkstatt für ihre kreative Einsatzbereitschaft.

Den Sekretärinnen Ines Rudolph, Doreen Nitzsche, Thu Hoang und Norma Rettich, ohne die ich nicht selten völlig aufgeschmissen gewesen wäre.

Meinen hochmotivierten Bachelorstudenten Martin Kresse, Thomay Megas, Timm Kupko, Simon Vock und Max Flach. Ich hoffe, ich konnte auch ein bisschen von meinem Wissen vermitteln.

Allen Kollegen, die meine Arbeit Korrektur gelesen haben.

Pierce Munnelly, Fabian Gericke, Steffen Holzinger, Sören Kreinberg, Stefan Jagsch, Alexander Thoma, Caspar Hopfmann, Matthias Karow, Max Strauß, Luzy Heindel, Elisabeth Schlottmann, Ole Hitzemann, Tobias Heuser, Nicole Srocka, Jan Große, Marco Schmidt und den restlichen Mitgliedern der Arbeitsgruppe, die mir in allen professionellen und weniger professionellen Anliegen, von APD bis ZZ-Top, immer hilfsbereit gegenüberstanden und von denen ich jetzt viele glücklich meine Freunde nenne.

Meinen Freunden, die mir trotz der teils großen Entfernung treu geblieben sind.

Meiner Familie, die mich nach wie vor bei jeder meiner Entscheidungen unterstützt.

Meiner geliebten Verena einfach für alles.

„Man muß manchmal von einem Menschen fortgehen, um ihn zu finden“ - Glückskeks
(nach Heimito von Doderer)

Erklärung zu Vorveröffentlichungen

Gemäß §2 Abs. 4 sowie §5 Abs. 1 Ziff. 5 der Promotionsordnung der Technischen Universität Berlin

Es liegen bereits folgende Veröffentlichungen mit Inhalten aus der eingereichten Dissertation vor:

- [A. Schlehahn](#), L. Krüger, M. Gschrey, J.-H. Schulze, S. Rodt, A. Strittmatter, T. Heindel und S. Reitzenstein *Operating single quantum emitters with a compact Stirling cryocooler*, Review of Scientific Instruments **86**, 013113 (2015).

Eigenanteil: Experimenteller Aufbau, Charakterisierung der Emitter, quantenoptische Experimente, Datenanalyse

- [A. Schlehahn](#), M. Gaafar, M. Vaupel, M. Gschrey, P. Schnauber, J.-H. Schulze, S. Rodt, A. Strittmatter, W. Stolz, A. Rahimi-Iman, T. Heindel, M. Koch und S. Reitzenstein, *Single-photon emission at a rate of 143 MHz from a deterministic quantum-dot microlens triggered by a mode-locked vertical-external-cavity surface-emitting laser*, Applied Physics Letters **107**, 041105 (2015).

Eigenanteil: Beteiligung am experimentellen Aufbau, Charakterisierung der Emitter, quantenoptische Experimente, Datenanalyse

- [A. Schlehahn](#), R. Schmidt, C. Hopfmann, J.-H. Schulze, A. Strittmatter, S. Rodt, T. Heindel, L. Gantz, E. R. Schmidgall, D. Gershoni und S. Reitzenstein, *Generating single photons at gigahertz modulation-speed using electrically controlled quantum dot microlenses*, Applied Physics Letters **108**, 021104 (2016) und arXiv, 1510.07314 (2015).

Eigenanteil: Experimenteller Aufbau, Charakterisierung der Emitter, quantenoptische Experimente, Datenanalyse

- [A. Schlehahn](#), A. Thoma, P. Munnely, M. Kamp, S. Höfling, T. Heindel, C. Schneider und S. Reitzenstein, *An electrically driven cavity-enhanced source of indistin-*

guishable photons with 61 % overall efficiency, Applied Physics Letters Photonics **1**, 011301 (2016).

Eigenanteil: Beteiligung am experimentellen Aufbau, Charakterisierung der Emitter, Beteiligung an quantenoptischen Experimenten, Datenanalyse

- P. Schnauber, A. Thoma, C. V. Heine, A. Schlehahn, L. Gantz, M. Gschrey, R. Schmidt, C. Hopfmann, B. Wohlfeil, J.-H. Schulze, A. Strittmatter, T. Heindel, S. Rodt, U. Woggon, D. Gershoni und S. Reitzenstein, *Bright single-photon sources based on anti-reflection coated deterministic quantum dot microlenses*, Technologies **4**(1), S. 1 (2016).

Eigenanteil: Beteiligung am experimentellen Aufbau, Beteiligung an Charakterisierung der Emitter

- A. Schlehahn, S. Fischbach, R. Schmidt, A. Kaganskiy, A. Strittmatter, S. Rodt, T. Heindel, S. Reitzenstein, *A stand-alone fiber-coupled single-photon source*, arXiv, 1703.10536 (2017).

Eigenanteil: Beteiligung am experimentellen Aufbau, Charakterisierung der Emitter, Datenanalyse

Nicht Inhalt der vorliegenden Dissertation sind die folgenden Veröffentlichungen in (Co-)Autorenschaft:

- A. Schlehahn, F. Albert, C. Schneider, S. Höfling, S. Reitzenstein, J. Wiersig und M. Kamp, *Mode selection in electrically driven quantum dot microring cavities*, Optics Express **21**(13), 15951 (2013).

Eigenanteil: Charakterisierung der Emitter, Datenanalyse

- A. Schlehahn, T. Heindel, S. Rodt und S. Reitzenstein, *Optoelectronic device*, Veröffentlichungsnummern: US9599782 (B2), EP3088927 (A1) (29.04.2015).

Eigenanteil: Beteiligung an der Ideenfindung, an der Neuheitsprüfung und der Verfassung der Patentschrift

- A. Kaganskiy, M. Gschrey, A. Schlehahn, R. Schmidt, J.-H. Schulze, T. Heindel, A. Strittmatter, S. Rodt und S. Reitzenstein, *Advanced in-situ electron-beam lithography for deterministic nanophotonic device processing*, Review of Scientific Instruments **86**, 073903 (2015).

Eigenanteil: Beteiligung an der Charakterisierung der Emitter, Beteiligung an der Datenanalyse

-
- A. Thoma, T. Heindel, A. Schlehahn, M. Gschrey, P. Schnauber, J.-H. Schulze, A. Strittmatter, S. Rodt, A. Carmele, A. Knorr und S. Reitzenstein, *A bright triggered twin-photon source in the solid state*, arXiv, 1608.02768 (2016).

Eigenanteil: Grundcharakterisierung des Emitters, Beteiligung an der Datenanalyse

- T. Heindel, A. Thoma, M. von Helversen, M. Schmidt, A. Schlehahn, M. Gschrey, P. Schnauber, J.-H. Schulze, A. Strittmatter, J. Beyer, S. Rodt, A. Carmele, A. Knorr und S. Reitzenstein, *A bright triggered twin-photon source in the solid state*, Nature Communications **8**, 14870 (2017).

Eigenanteil: Grundcharakterisierung des Emitters, Beteiligung an der Datenanalyse

- S. Fischbach, A. Schlehahn, A. Thoma, N. Srocka, T. Gissibl, S. Thiele, A. Kaganskiy, A. Strittmatter, T. Heindel, S. Rodt, A. Herkommer, H. Giessen und S. Reitzenstein, *Single quantum dot with microlens and 3D printed microobjective as integrated bright single-photon source*, ACS Photonics **4** (6), 1327 (2017).

Eigenanteil: Grundcharakterisierung der Emitter, Beteiligung an der Datenanalyse

- V.A. Gaisler, I.A. Derebezov, A.V. Gaisler, D.V. Dmitriev, A.I. Toropov, S. Fischbach, A. Schlehahn, A. Kaganskiy, T. Heindel, S. Bounouar, S. Rodt, S. Reitzenstein, *Hybrid microcavity for superminiature single quantum dot based emitters*, Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing **53** (2), 178 (2017).

Ort, Datum

Unterschrift

Versicherung an Eides statt

Gemäß §5 Abs. 1 Ziff. 6 der Promotionsordnung der Technischen Universität Berlin

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 gemachten Angaben zum Eigenanteil an bestehenden Vorveröffentlichungen in Ko-Autorenschaft sind zutreffend.

Ort, Datum

Unterschrift